



**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**

**Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»**

УДК 539.1.07

На правах рукописи

Коротков Владислав Александрович

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

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико–математических наук

Протвино, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	6
Глава 1. Введение в теорию и феноменологию глубоконеупругих процессов рассеяния лептонов на нуклонах	15
1.1. Кинематика рассеяния лептонов на нуклонах	15
1.2. Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах	16
1.2.1. Поиски двухфотонного обмена в инклюзивном глубоконеупругом рассеянии	16
1.2.2. Сечение инклюзивного глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклонах	20
1.2.2.1. Виртуальные асимметрии A_1 и A_2	24
1.2.2.2. Асимметрии сечений рассеяния лептонов на нуклонах	26
1.2.2.3. Структурные функции g_1 и g_2	27
1.3. Полуинклюзивное образование адронов в глубоконеупругих процессах рассеяния лептонов на нуклонах	29
1.3.1. Сечение образования адронов в терминах структурных функций	31
1.3.2. Адронный тензор в кварк-партонной модели	33
1.3.3. Корреляционные функции	34
1.3.4. Структурные функции в терминах функций распределения и фрагментации кварков	38
1.3.5. Обзор новых функций распределения и фрагментации кварков	40
1.4. Полуинклюзивное образование пары адронов в глубоконеупругих процессах	45
1.4.1. Модель Джаффе	47

1.4.2.	Сечение образования пары адронов	49
1.5.	Планирование возможных результатов эксперимента HERMES с поперечно поляризованной мишенью	53
Глава 2.	Постановка эксперимента HERMES	56
2.1.	Электронный пучок ускорительно-накопительного комплекса HERA	57
2.2.	Поляризованная мишень в эксперименте HERMES	60
2.3.	Спектрометр установки HERMES	67
2.3.1.	Трековая система	68
2.3.2.	Система идентификации частиц	69
2.3.3.	Мониторирование светимости	75
2.3.4.	Триггер и запись данных	77
2.4.	Обработка данных в эксперименте HERMES	79
2.4.1.	Контроль условий проведения эксперимента	79
2.4.2.	Треки заряженных частиц и реконструкция импульсов . .	80
2.4.3.	Отбор событий для анализа	82
2.4.4.	Идентификация частиц	83
2.4.4.1.	Разделение электронов и адронов	83
2.4.4.2.	Идентификация заряженных адронов	87
2.4.4.3.	Идентификация нейтральных π^0 мезонов . . .	90
Глава 3.	Инклюзивные измерения	93
3.1.	Поиски двухфотонного обмена	93
3.1.1.	Измерение асимметрии связанной с двухфотонным обменом в эксперименте HERMES	93
3.1.2.	Обзор последующих исследований в этой области	99
3.1.3.	Заключение к разделу 3.1	103
3.2.	Измерение виртуальной асимметрии A_2 и структурной функции g_2	103
3.2.1.	Заключение к разделу 3.2	111

Глава 4. Исследование адронных асимметрий

с продольно поляризованной мишенью	114
4.1. Измерение азимутальных асимметрий в полуинклюзивном электроррождении адронов	116
4.1.1. Измерения на водородной мишени	117
4.1.2. Измерения на дейтериевой мишени	126
4.1.3. Заключение к разделу 4.1	141
4.2. Эффекты высших твистов в односпиновых асимметриях на продольно поляризованной водородной мишени	144
4.2.1. Заключение к разделу 4.2	153

Глава 5. Исследование адронных асимметрий

с неполяризованной мишенью	155
5.1. Измерение в эксперименте HERMES	156
5.2. Обзор дальнейших исследований в этой области	168
5.3. Заключение к главе 5.	170

Глава 6. Исследование адронных асимметрий

с поперечно поляризованной мишенью	174
6.1. Односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании адронов	175
6.1.1. Наблюдение односпиновой азимутальной асимметрии в полуинклюзивном электроррождении заряженных пионов .	176
6.1.2. Изучение асимметрий Сиверса и Коллинза	185
6.1.2.1. Асимметрия Сиверса	186
6.1.2.2. Асимметрия Коллинза	193
6.1.3. Дальнейшее изучение асимметрий Сиверса и Коллинза в других экспериментах	199
6.1.4. Заключение к разделу 6.1	203

6.2. Односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пары $\pi^+\pi^-$	205
6.2.1. Измерение в эксперименте HERMES	206
6.2.2. Обзор дальнейших исследований двухдронной асимметрии	215
6.2.3. Заключение к разделу 6.2	217
Заключение	219
Список литературы	226
Приложение А. Таблицы результатов измерения асимметрии A_2 и функции g_2	257
Приложение Б. Таблицы результатов измерения асимметрий Сиверса и Коллинза	262

Введение

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 кварков и глюонов, 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 [1], неопределимую роль в исследовании структуры нуклонов играет проведение экспериментов по рассеянию лептонов на ядерных мишенях.

В 1968 году в эксперименте по изучению глубоконеупругого рассеяния (ГНР) электронов на протонах было обнаружено [2], 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. Такое поведение структурных функций могло бы объясняться если бы электрон рассеивался на некотором точечно-подобном объекте находящимся в протоне. Это явление было предсказано Дж. Бьёркеном [3] в рамках алгебры токов и получило название скейлинг Бьёркена. Наиболее простое и естественное объяснение такого поведения было получено в партонной модели Фейнмана [4], 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 [5–8] объявили о наблюдении глюонов. Следуя этим наблюдениям, партонная модель была обоб-

щена в рамках квантовой хромодинамики (КХД) [9, 10], где в качестве партон-ов 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 [11].

Многие явления в спиновой физике, открытые в последние несколько десятилетий, до сих пор не нашли своего объяснения в рамках КХД. История наблюдения ряда таких явлений, соответствующие экспериментальные данные и возможные способы их объяснения, обсуждаются например в работе [12]. Кратко перечислим некоторые из них.

Известен результат о больших спиновых корреляциях, измеренных в упругом протон-протонном рассеянии более сорока лет назад в Аргоннской лаборатории (см., например в [13]).

В 1976 году была обнаружена ненулевая поляризация Λ гиперонов, достигающая величины порядка 30%, образованных в столкновениях неполяризованных протонов с энергией 300 ГэВ с ядрами Be [14]. С тех пор этот результат ненулевой поляризации различных гиперонов, рожденных инклюзивно во взаимодействиях неполяризованных адронов, был подтвержден во многих экспериментах. Удовлетворительного объяснения этого явления в рамках КХД пока не найдено. Обсуждение этих измерений представлено в недавнем обзоре [15].

Измерение спин-зависимой структурной функции протона $g_1(x)$ в эксперименте EMC [16, 17] в 1986 году привело к удивительному открытию – кварки

переносят весьма незначительную часть спина протона. Явление получило название — «спиновый кризис» [18]. Изначально эксперимент HERMES (HERA spin MEasurement) был нацелен именно на разрешение этой проблемы, т. е. на прецизионное измерение структурной функции $g_1(x)$ с целью исследования явления «спинового кризиса» [19]. В настоящее время наиболее точные измерения этой величины получены в экспериментах HERMES [20] и COMPASS [21]. Показано, что кварки суммарно ответственны только за около 33 % спина нуклона.

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)¹ кварков, т. е. распределение поперечно поляризованных кварков в поперечно поляризованном нуклоне $h_1^q(x)$ ² 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. Впервые функция трансверсити была идентифицирована в работе [22] в связи с исследованием физики процесса Дрелл-Яна. Для ее измерения необходимо изучение процесса, в котором участвуют две кирально-нечетные функции. Таковую возможность предоставляет изучение азимутальных асимметрий в процессах полуинклюзивного электророждения адронов.

Эксперимент E704 (E581) в лаборатории Ферми [23, 24], использовавший

¹ В русском языке пока нет общепринятого термина для названия этой функции.

² В литературе встречаются и другие обозначения этой функции, например, $\delta q(x)$, $\Delta_{Tq}(x)$.

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, поскольку предполагалось выполнение ограничения [25] на величину односпиновой асимметрии в инклюзивном образовании адронов. Согласно этому ограничению, величина асимметрии пропорциональна массе кварка

$$A_N \propto \alpha_s m_q / p_T \quad (1)$$

и, следовательно, практически не наблюдаема.

Большие асимметрии такого типа наблюдались и ранее, однако при существенно более низких энергиях порядка 10 ГэВ налетающего протона, например в экспериментах, проведенных в Аргоннской лаборатории [26, 27]. Вследствие малых энергий предполагалось, что такие эффекты вызываются высшими твистами и должны вымирать с увеличением энергии взаимодействия.

Для объяснения наблюдаемых эффектов в рамках КХД, были предложены функции распределения [28] и функции фрагментации [29] кварков лидирующего твиста, зависящие не только от продольного, но и от их поперечного импульса³. Феноменологический анализ [31, 32], использующий такие функции, позволил получить успешное описание данных эксперимента E704 [23, 24]. Более подробная информация об этих функциях будет представлена далее.

Важную роль в установлении больших величин асимметрии A_N сыграли эксперименты проведенные в ИФВЭ.

В эксперименте ПРОЗА проведены измерения односпиновой асимметрии в

³ Отметим, что впервые функции распределения кварков с зависимостью от поперечного импульса использовались в работе Ю. П. Никитина с соавторами [30] для расчета образования W-бозона в нуклон-нуклонных соударениях.

инклюзивном образовании π^0 мезонов при рассеянии π^- мезонов с импульсом 40 ГэВ [33] и неполяризованных протонов с импульсом 70 ГэВ [34] на поперечно поляризованных протонах. В области фрагментации поляризованной мишени обнаружена существенная асимметрия. Проведены также измерения в других областях.

На установке ФОДС-2 измерена односпиновая асимметрия в инклюзивном образовании заряженных пионов и каонов, а также протонов и антипротонов, при рассеянии поперечно поляризованного пучка протонов с импульсом 40 ГэВ на неполяризованной водородной мишени [35]. Измерения выполнены в кинематической области $0,02 \leq x_F \leq 0,10$ и $0,7 \leq p_T \leq 3,4$ ГэВ.

Обзор ряда других поляризационных измерений, выполненных в ИФВЭ, можно найти в работах [36, 37].

Эти наблюдения были подтверждены измерениями, проведенными при существенно бóльших энергиях на коллайдере RHIC, в экспериментах BRAHMS [38], PHENIX [39, 40] и STAR [41–43].

В литературе обсуждается также другой подход к возникновению односпиновых асимметрий, не нуждающийся во введении функций распределения и фрагментации кварков, зависящих от поперечного импульса, т. е. в рамках коллинеарной КХД. Данный подход⁴ основан на существовании кварк–глюонных корреляционных функций твиста 3. Возможность описания данных эксперимента E704, и более поздних измерений асимметрии A_N , посредством учета вкладов высших твистов была продемонстрирована в работах [46–48]. Два подхода к возникновению односпиновых асимметрий однако взаимосвязаны [49]. В работе [50, 51] было показано, что односпиновые асимметрии в глубоконеупругом полуинклюзивном образовании мезонов в лептон–нуклонном рассеянии для области поперечных импульсов мезона $\Lambda_{QCD} \ll P_{h\perp} \ll Q$ идентичны в обоих подходах.

⁴ Отметим, что этот подход следует идеям развитым в ранних работах А. В. Ефремова и О. В. Теряева [44, 45].

В настоящее время, соотношение этих двух подходов описания односпиновых асимметрий в различных кинематических областях активно обсуждается в литературе [52]. В данной диссертации, задача их сравнения не ставится.

Анализ данных по асимметрии A_N проводился также в ряде других моделей [53–57]. Обсуждение этих моделей выходит за рамки данной работы.

Таким образом, 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 функции фрагментации (ФФ) Коллинза в полуинклюзивном электророждении 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.

Цель диссертационной работы

Целью данной 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 двухфо-

тонного обмена в процессах глубоконеупругого рассеяния электронов (позитронов) на протонах. Извлекается структурная функция протона $g_2(x)$ и виртуальная асимметрия $A_2(x)$.

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.

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), CERN (COMPASS), лаборатории Джефферсон (ряд экспериментов). Результаты представляют интерес для планирования будущих проектов, предполагающих создание электрон–ионных коллайдеров (MEIC/EIC, eRHIC, LHeC, HIAF) 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. Результаты измерения азимутальных односпиновых асимметрий в полуинклюзивном образовании пионов и

заряженных каонов на поперечно или продольно поляризованной и неполяризованной мишенях представляют большой интерес для дальнейшего теоретического изучения структуры нуклона.

Апробация работы

Апробация диссертации прошла в НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 8 сентября 2017 г. В основу диссертации положены 23 работы. Работы [58–69], 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 [70–80] представлялись автором на международных конференциях по физике высоких энергий и опубликованы в трудах этих конференций. Результаты докладывались автором на сессиях Секции Ядерной Физики Отделения Физических Наук РАН. Результаты работы регулярно докладывались и обсуждались на совещаниях сотрудничества HERMES.

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 [70–72] и частично представлены в журнальной публикации [58]. Последующие экспериментальные результаты, представленные в диссертации, получены в совместной работе автора с другими участниками эксперимента HERMES. Руководство сотрудничества HERMES, признавая значительный вклад автора в успешную работу эксперимента, многократно доверяло ему представление результатов эксперимента на международных конференциях [73–82].

Автор диссертации ежегодно в 1996–2007⁵ годах активно участвовал в сеансах набора экспериментальных данных.

⁵ Набор статистики в эксперименте HERMES был прекращен 30 июня 2007 года в связи с закрытием накопителя HERA в DESY.

Структура диссертации

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

В первой главе представлены теория и феноменология изучаемых процессов.

Вторая глава содержит описание эксперимента HERMES на ускорителе HERA в DESY Гамбург. Приведены данные об ускорителе HERA, о поляризованном пучке электронов/позитронов и его поляриметрии. Приведены данные об уникальной поляризованной газовой мишени, использованной в эксперименте. Кратко описаны основные детекторы спектрометра HERMES. Обсуждаются вопросы идентификации частиц и точности измерения их параметров.

В третьей главе представлены результаты изучения азимутальных асимметрий в инклюзивном глубоконеупругом рассеянии лептонов на поперечно поляризованной мишени. Получено ограничение на возможный вклад двухфотонного обмена в таких процессах. Измерена поляризованная структурная функция нуклона $g_2(x)$ и виртуальная асимметрия $A_2(x)$.

В четвёртой главе обсуждается измерение азимутальных асимметрий в полуинклюзивном глубоконеупругом рассеянии лептонов на продольно поляризованной мишени. Впервые получено ненулевое значение данной асимметрии. Измерения проведены для пионов и каонов, образующихся при рассеянии на водородной и дейтериевой мишенях.

В пятой главе проведен анализ асимметрий измеренных при рассеянии продольно поляризованных лептонов на неполяризованной водородной мишени.

В шестой главе обсуждаются результаты измерения азимутальных асимметрий в полуинклюзивном глубоконеупругом рассеянии лептонов на поперечно поляризованной водородной мишени. Приведены результаты измерения асимметрий Коллинза и Сиверса. Изучены асимметрии при образовании пары $\pi^+\pi^-$.

В заключении кратко сформулированы основные результаты и выводы, полученные в диссертации.

Глава 1. Введение в теорию и феноменологию глубоконеупругих процессов рассеяния лептонов на нуклонах

1.1. Кинематика рассеяния лептонов на нуклонах

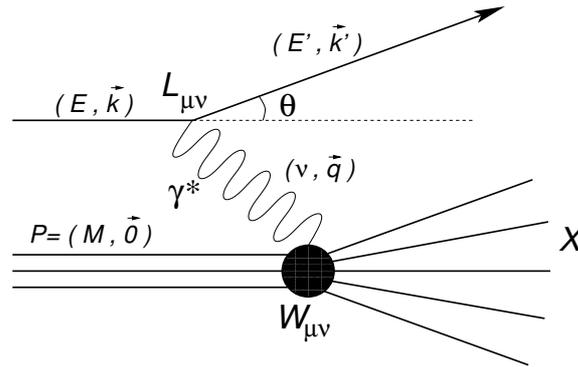


Рис. 1.1. Схематический рисунок процесса рассеяния лептонов на нуклонах.

Диаграмма процесса рассеяния лептонов на нуклонах, $l(k) + N(P) \rightarrow l'(k') + X(P_X)$, в приближении однофотонного обмена, представлена на рис. 1.1. Здесь k (k') - 4-импульс падающего (рассеянного) лептона l (l'), P - 4-импульс нуклона мишени N , P_X - 4-импульс адронной системы X . В системе покоящегося нуклона, данные 4-импульсы параметризуются следующим образом: $k(E, \mathbf{k})$, $k'(E', \mathbf{k}')$, $P(M, \mathbf{0})$, где M масса нуклона мишени. Во всех дальнейших формулах масса электрона считается равной нулю, поскольку учёт её конечности пренебрежимо мал. Переменная $q = k - k'$ - 4-импульс виртуального фотона γ^* или 4-импульс, переданный от лептонной вершины к адронной вершине. Угол θ — полярный угол рассеяния лептона в системе покоя мишени. Определим набор производных переменных используемых в дальнейшем.

- Квадрат переданного 4-импульса $Q^2 = -q^2 \stackrel{\text{lab}}{=} 4EE' \sin^2 \theta / 2$.
- Энергия виртуального фотона, или энергия переданная от лептонной вер-

шины к адронной вершине $\nu = (P \cdot q)/M \stackrel{\text{lab}}{=} E - E'$.

- Переменная Бьёркена $x = Q^2/(2P \cdot q) \stackrel{\text{lab}}{=} Q^2/(2M\nu)$.
- Доля энергии налетающего лептона, унесенная виртуальным фотоном $y = (P \cdot q)/(P \cdot k) \stackrel{\text{lab}}{=} \nu/E$.
- Квадрат полной энергии лептон-нуклонной системы $s = (k + P)^2 \stackrel{\text{lab}}{=} M^2 + 2ME$.
- Квадрат инвариантной массы адронной системы $W^2 = (P + q)^2 \stackrel{\text{lab}}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2$.

Случаю упругого рассеяния $l + N \rightarrow l' + N$ соответствует $x = 1$.

1.2. Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах

1.2.1. Поиски двухфотонного обмена в инклюзивном глубоконеупругом рассеянии

Интерес эксперимента HERMES к данной тематике был вызван, не в последнюю очередь, широко обсуждаемой проблемой — различием результатов измерения отношения электрического, G_E , к магнитному, G_M , формфакторов протона двумя методами, методом Розенблюта [83] и методом передачи поляризации [84].

Метод Розенблюта. Упругое сечение рассеяния неполяризованных электрона и протона в приближении однофотонного обмена и в предположении P - и T -инвариантности выражается формулой Розенблюта [83]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{1}{\varepsilon(1 + \tau)} [\varepsilon G_E^2 + \tau G_M^2] \frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega_e}, \quad (1.1)$$

где $d\sigma_{Mott}/d\Omega_e$ — дифференциальное сечение рассеяние Мотта, т. е. сечение рассеяния электрона на точечном заряде; $\tau = Q^2/4M^2$; ε — параметр поляризации

виртуального фотона, $\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta/2]^{-1}$. Для заданной величины Q^2 измерение сечения при двух различных значениях ε позволяет определить значения обоих формфакторов.

Метод передачи поляризации. Метод основан на явлении передачи поляризации от продольно поляризованного налетающего электрона к рассеянному протону [85, 86]. В борновском приближении, поляризация протона отдачи вдоль направления его движения, P_l , пропорциональна G_M^2 , в то время как компонента поляризации перпендикулярная направлению его движения, P_t , пропорциональна $G_E G_M$. Для заданного Q^2 , измерение азимутального углового распределения протона, рассеянного на вторичной мишени, позволяет найти обе компоненты его поляризации. В этом случае отношение формфакторов дается следующим выражением:

$$\frac{G_E}{G_M} = -\frac{P_t E + E'}{P_l} \frac{1}{2M} \operatorname{tg} \frac{\theta_e}{2}. \quad (1.2)$$

Современное состояние измерения формфакторов G_E и G_M двумя методами иллюстрируется на рис. 1.2. Измерение методом Розенблюта демонстрирует независимость отношения $\mu G_E/G_M$ от Q^2 и данное отношение сопоставимо с единицей. Здесь, $\mu = 2,79$ – полный магнитный момент протона в ядерных магнетонах. Измерение методом передачи поляризации демонстрирует сильное падение величины отношения с ростом Q^2 .

В настоящее время считается, что различие результатов двух методов может объясняться вкладом двухфотонного обмена [84]¹. Было показано, что интерференция между однофотонным и двухфотонным обменами может объяснить по крайней мере большую часть расхождения между результатами двух методов [96, 97], хотя ни одно из недавних вычислений не может полностью разрешить противоречий во всей области измеренных величин Q^2 [98]².

Экспериментальными наблюдаемыми, которые могут помочь в обнаруже-

¹ Отметим, что в литературе существуют альтернативные объяснения, см. например [95]

² Утверждение справедливое на момент публикации результатов измерений в эксперименте HERMES.

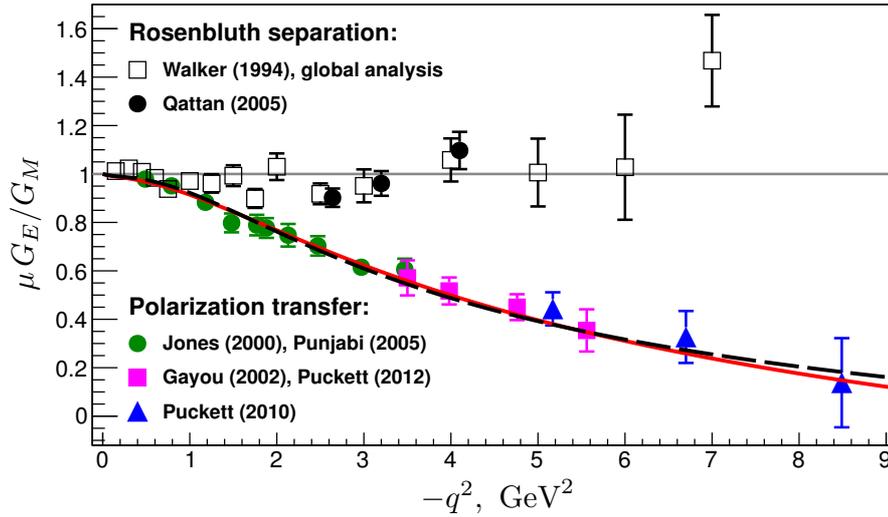


Рис. 1.2. Отношение формфакторов протона G_E/G_M в зависимости от Q^2 . Данные, полученные методом Розенблюта: Walker (1994) – [87], Qattan (2005) – [88]. Данные, полученные методом передачи поляризации: Jones (2000) – [89], Punjabi (2005) – [90], Gayou (2002) – [91], Puckett (2012) – [92], Puckett (2010) – [93]. Сплошная и пунктирная линии – параметризации отношения из работы [92]. Рисунок взят из работы [94].

нии вклада двухфотонного обмена, являются два вида односпиновых асимметрий: зависящие от заряда пучка и зависящие от поперечной поляризации мишени или пучка. Асимметрия в сечении рассеяния неполяризованных частиц, зависящая от заряда пучка, происходит от реальной части амплитуды двухфотонного обмена [99]. Односпиновая асимметрия, связанная с поперечной поляризацией мишени или пучка, происходит от мнимой части амплитуды двухфотонного обмена [100].

На сегодняшний день основные доказательства вклада двухфотонного обмена в лептон-нуклонных взаимодействиях обнаружены в упругом рассеянии, $l + N \rightarrow l' + N'$. Компиляция ранних измерений отношения сечений $R = \sigma_{e^+p}/\sigma_{e^-p}$ представлена в работе [99]. Индивидуальные измерения сопоставимы с $R = 1$, однако совместный анализ данных, проведённый в работе [101], допускает возможность отклонения от единицы на уровне 5 % при низких значениях переменных Q^2 и ε .

Измерения односпиновой асимметрии, в упругом рассеянии поперечно поляризованных электронов на неполяризованных протонах, в четырёх экспериментах [102–105] представили ненулевой результат порядка $10^{-5} - 10^{-6}$, что согласуется с вычислениями в работе [106].

Современный обзор роли двухфотонного обмена при рассеянии электронов на нуклонах можно найти в работе [107], а специфически для случая упругого рассеяния в работе [108].

В процессах неупругого рассеяния эффекты двухфотонного обмена не были обнаружены (по состоянию на время публикации эксперимента HERMES [67]). Измерения отношения сечений R , использующие пучки e^+/e^- и μ^+/μ^- [109–115], не обнаружили наличия таких эффектов в пределах точности измерений, составляющих величину порядка нескольких процентов. Односпиновая асимметрия, зависящая от поперечной поляризации мишени, измерялась на Кембриджском ускорителе электронов в Гарварде [116, 117] и в SLAC [118] около пятидесяти лет назад. Измерения проводились в области образования нуклонных резонансов. В пределах экспериментальных неопределённостей на уровне нескольких процентов измеренная асимметрия сопоставима с нулем.

В инклюзивном ГНР, $l + p \rightarrow l' + X$, в рамках однофотонного приближения, такие асимметрии запрещены комбинацией Т-инвариантности, сохранением Р-четности и эрмитовостью оператора электромагнитного тока [119]. Существование ненулевой асимметрии могло бы указывать на наличие эффектов двухфотонного обмена.

Все это послужило веским аргументом для поиска эффектов двухфотонного обмена в эксперименте HERMES.

Теоретическое рассмотрение величины односпиновой асимметрии, зависящей от поперечной поляризации мишени, вызванной интерференцией амплитуд однофотонного и двухфотонного обменов в ГНР проведено в работе [100]. В случае неполяризованного пучка (U) и поперечно (Т) поляризованной нуклонной мишени, спин-зависимая часть сечения (относительно сечения неполяризо-

ванного ГНР) выражается следующим образом

$$\sigma_{UT} \propto e_l \alpha \frac{M}{Q} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} S^\mu p^\nu k^\rho k'^\sigma C_T. \quad (1.3)$$

Здесь, e_l — заряд налетающего лептона; S — спин нуклона; p , k и k' — 4-импульсы мишени, налетающего и рассеянного лептона соответственно, $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ — тензор Леви-Чивиты. Выражение $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} S^\mu p^\nu k^\rho k'^\sigma$ пропорционально $\mathbf{S} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')$ и, следовательно, максимальная величина асимметрии ожидается в случае когда вектор спина \mathbf{S} перпендикулярен плоскости рассеяния лептона, которая определена векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}' . Фактор C_T является вкладом высших твистов, вызванных кварк-кварковыми и кварк-глюон-кварковыми корреляциями, и неизвестен.

Поскольку сечение σ_{UT} пропорционально электромагнитной константе связи α можно ожидать, что её величина мала. Кроме того, благодаря фактору M/Q в (1.3), ожидается рост величины сечения σ_{UT} с уменьшением Q^2 . Вычисления, основанные на некоторых модельных предположениях [120], предсказывают величину асимметрии на уровне 10^{-4} для кинематики эксперимента в лаборатории Джефферсона. С другой стороны, результаты работы [100] не исключают величину асимметрии на уровне 10^{-2} . В то же время оценка фактора C_T в (1.3) остается неопределённой. Наличие фактора e_l в (1.3) предполагает, что асимметрия должна иметь противоположный знак для противоположных знаков заряда налетающих лептонов. Ускоритель ГЕРА обеспечивает пучки как электронов, так и позитронов и следовательно предоставляет возможности для регистрации возможного эффекта от вклада двухфотонного обмена.

1.2.2. Сечение инклюзивного глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклонах

В приближении однофотонного обмена, дифференциальное сечение инклюзивного глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклонах может

быть записано в следующем виде³:

$$\frac{d^2\sigma(s, S)}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} \mathbf{L}_{\mu\nu}(s) \mathbf{W}^{\mu\nu}(S), \quad (1.4)$$

здесь $\mathbf{L}_{\mu\nu}(s)$ и $\mathbf{W}^{\mu\nu}(S)$ лептонный и адронный тензоры соответственно, а s (S) — это 4-вектор спина лептона (нуклона). Здесь используется нормировка $s^2 = -1$ ($S^2 = -1$).

Лептонный тензор $\mathbf{L}_{\mu\nu}$ вычисляется в рамках квантовой электродинамики (КЭД). Его разложение в симметричную (S) и антисимметричную (A) части можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_{\mu\nu}(k, s; k') &= \mathbf{L}_{\mu\nu}^{\text{S}}(k; k') + i\mathbf{L}_{\mu\nu}^{\text{A}}(k, s; k'); \\ \mathbf{L}_{\mu\nu}^{\text{S}}(k; k') &= 2 [k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m^2)] ; \\ \mathbf{L}_{\mu\nu}^{\text{A}}(k, s; k') &= 2m\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha (k - k')^\beta . \end{aligned} \quad (1.5)$$

Для мишени со спином 1/2, адронный тензор $\mathbf{W}^{\mu\nu}$ зависит от четырёх скалярных неупругих форм-факторов, $W_{1,2}$ и $G_{1,2}$, являющихся функциями q^2 и $P \cdot q$ или эквивалентно Q^2 и переменной Бьёркена x . Тензор также может быть записан в виде разложения на симметричную и антисимметричную части:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{\mu\nu}(q; P, S) &= \mathbf{W}_{\mu\nu}^{\text{S}}(q; P) + i\mathbf{W}_{\mu\nu}^{\text{A}}(q; P, S); \\ \frac{1}{2M} \mathbf{W}_{\mu\nu}^{\text{S}}(q; P) &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(P \cdot q, q^2) + \\ &+ \left[\left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] \frac{W_2(P \cdot q, q^2)}{M^2}; \\ \frac{1}{2M} \mathbf{W}_{\mu\nu}^{\text{A}}(q; P, S) &= \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ MS^\beta G_1(P \cdot q, q^2) + \right. \\ &\left. + [(P \cdot q)S^\beta - (S \cdot q)P^\beta] \frac{G_2(P \cdot q, q^2)}{M} \right\}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Неупругие форм-факторы часто записывают в виде структурных функций $F_{1,2}$ и $g_{1,2}$:

$$MW_1(P \cdot q, q^2) \equiv F_1(x, Q^2), \quad \nu W_2(P \cdot q, q^2) \equiv F_2(x, Q^2); \quad (1.7)$$

³ Изложение данного теоретического введения следует работам [121–123].

$$M^2\nu G_1(P \cdot q, q^2) \equiv g_1(x, Q^2), \quad M\nu^2 G_2(P \cdot q, q^2) \equiv g_2(x, Q^2). \quad (1.8)$$

Здесь, F_1 и F_2 поляризационно–независимые структурные функции, а g_1 и g_2 спиновые структурные функции. Все структурные функции зависят от переменных x and Q^2 . В дальнейшем, для краткости, эта зависимость может быть не указана в явном виде. Чувствительность сечения к функциям g_1 и g_2 следует от произведения антисимметричных частей $L_{\mu\nu}$ и $W^{\mu\nu}$ тензоров. Это произведение не равно нулю только если и мишень и пучок поляризованы.

Свёртка тензоров $L_{\mu\nu}(s)$ и $W^{\mu\nu}(S)$ приводит к следующему выражению [121, 123] для дифференциального сечения рассеяния продольно поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{d^3\sigma_{UU}}{dx dQ^2 d\phi} - h_l \cos \alpha \frac{d^3\sigma_{LL}}{dx dQ^2 d\phi} - h_l \sin \alpha \cdot \cos \phi \frac{d^3\sigma_{LT}}{dx dQ^2 d\phi}. \quad (1.9)$$

Здесь $h_l = \pm 1$ - спиральность налетающего лептона. Отметим, что в дальнейшем часто применяются обозначения вида $F_{X,Y}$, где символы X и Y соответствуют поляризациям пучка и мишени, используемым для получения величины F . Эти символы могут принимать значения U в случае неполяризованного(ой) (Unpolarized), L в случае продольно поляризованного(ой) (Longitudinally), T в случае поперечно поляризованного(ой) (Transversely) пучка (мишени). В данном случае σ_{UU} соответствует сечению рассеяния неполяризованных частиц; σ_{LL} соответствует сечению рассеяния на продольно поляризованном нуклоне и σ_{LT} соответствует сечению рассеяния на поперечно поляризованном нуклоне. Определение углов α и ϕ представлено на рис. 1.3. Угол, между импульсом налетающего лептона и спином нуклона мишени, обозначен α и изменяется в следующих пределах $0 \leq \alpha \leq \pi$. Азимутальный угол между плоскостью рассеяния лептонов и плоскостью, в которой находятся спины налетающего лептона и нуклона мишени, обозначен ϕ и изменяется в следующих пределах $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Формулы выражающие сечения σ_{UU} , σ_{LL} и σ_{LT} записываются в следующем виде:

$$\frac{d^3\sigma_{UU}}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[\frac{y}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{2xy} \left(1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right], \quad (1.10)$$

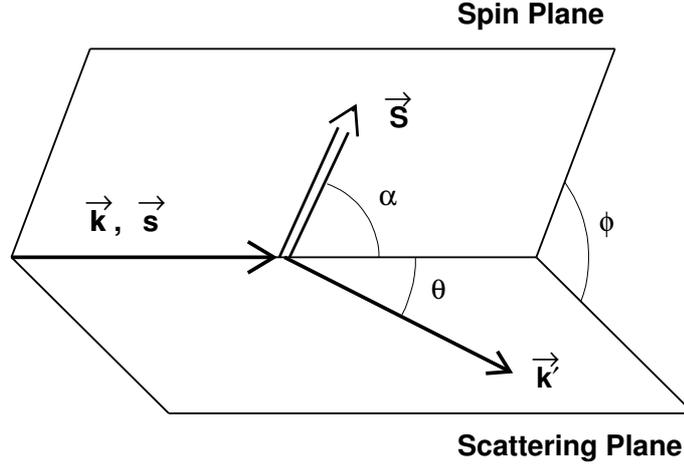


Рис. 1.3. Определение углов α , ϕ и θ при рассеянии поляризованного лептона на поляризованном нуклоне в его системе покоя.

$$\frac{d^3\sigma_{LL}}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{\gamma^2 y^2}{4}\right) g_1 - \frac{\gamma^2 y}{2} g_2 \right], \quad (1.11)$$

$$\frac{d^3\sigma_{LT}}{dx dQ^2 d\phi} = \frac{4\alpha^2 y}{Q^4} \left[\gamma \sqrt{1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4}} \left(\frac{y}{2} g_1 + g_2 \right) \right]. \quad (1.12)$$

Здесь кинематический фактор $\gamma = 2Mx / \sqrt{Q^2}$.

При высокой энергии налетающих лептонов, величина фактора γ мала, поскольку, либо величина x мала, либо величина Q^2 большая. Наилучшим способом измерения структурной функции g_1 является (анти)параллельная конфигурация спинов нуклона и налетающего лептона, когда её вклад в сечение является доминирующим. Структурная функция g_2 может быть измерена наилучшим образом при ортогональной конфигурации спинов. В этом случае измеряется комбинация $\frac{y}{2}g_1 + g_2$.

Во всех приведенных выше формулах предполагалось отсутствие интерференции между амплитудами с обменом фотоном и с обменом Z^0 бозоном. Величина такой интерференции была измерена в эксперименте BCDMS [124] и её вклад пренебрежимо мал для кинематической области эксперимента HERMES.

1.2.2.1. Виртуальные асимметрии A_1 и A_2

Согласно рис. 1.1 процесс ГНР состоит из двух подпроцессов. Верхняя часть диаграммы описывает процесс испускания виртуального фотона налетающим электроном, а нижняя часть описывает поглощение этого фотона нуклоном. Первый подпроцесс описывает КЭД. Сечение второго подпроцесса можно выразить, согласно оптической теореме, в виде мнимой части амплитуды рассеяния вперед виртуального фотона на нуклоне. Эти амплитуды $\mathcal{M}_{ab,cd}$, где a , b , c и d – спиральности налетающего виртуального фотона, налетающего нуклона, рассеянного виртуального фотона и рассеянного нуклона соответственно, определяются следующим образом:

$$\mathcal{M}_{ab,cd} = \varepsilon_{\lambda_a}^{\mu*} \varepsilon_{\lambda_c}^{\nu} W_{\mu\nu}. \quad (1.13)$$

Здесь, $\varepsilon_{\lambda}^{\mu}$ – вектор поляризации виртуального фотона, а $W_{\mu\nu}$ – адронный тензор (1.6).

Для мишени со спином $\frac{1}{2}$, существует четыре независимых спиральных амплитуды, которые можно выбрать, например, следующим образом:

$$\mathcal{M}_{1\frac{1}{2},1\frac{1}{2}}, \quad \mathcal{M}_{1-\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}}, \quad \mathcal{M}_{0\frac{1}{2},0\frac{1}{2}}, \quad \mathcal{M}_{0\frac{1}{2},0-\frac{1}{2}}.$$

Использование адронного тензора (1.6) и оптической теоремы приводит к следующим выражениям для сечений поглощения виртуального фотона нуклоном:

$$\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{T}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{1\frac{1}{2},1\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \left(F_1 + g_1 - \frac{2Mx}{\nu} g_2 \right), \quad (1.14)$$

$$\sigma_{\frac{3}{2}}^{\mathcal{T}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{1-\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \left(F_1 - g_1 + \frac{2Mx}{\nu} g_2 \right), \quad (1.15)$$

$$\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{L}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{0\frac{1}{2},0\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left(\frac{F_2}{\nu} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) - \frac{1}{M} F_1 \right), \quad (1.16)$$

$$\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{LT}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \mathcal{M}_{0\frac{1}{2},0-\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \frac{\sqrt{Q^2}}{M\nu} (g_1 + g_2). \quad (1.17)$$

Здесь, верхний индекс $\mathcal{T}(\mathcal{L})$ – обозначает поперечную (продольную) поляризацию начального и конечного фотонов, \mathcal{LT} – интерференцию между поперечной

и продольной поляризациями виртуального фотона. Нижний индекс, $\frac{1}{2}(\frac{3}{2})$, соответствует значению компоненты полного углового момента системы фотон–нуклон вдоль направления виртуального фотона. Фактор K – поток падающих виртуальных фотонов, который в соответствии с предложением Хэнда [125], может быть выбран в следующем виде:

$$K = \nu - \frac{Q^2}{2M}. \quad (1.18)$$

Полезно ввести виртуальные асимметрии (асимметрии сечений рассеяния виртуального фотона на поляризованном нуклоне) A_1 и A_2

$$A_1(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{T}} - \sigma_{\frac{3}{2}}^{\mathcal{T}}}{\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{T}} + \sigma_{\frac{3}{2}}^{\mathcal{T}}}, \quad (1.19)$$

и

$$A_2(x, Q^2) = \frac{\sigma^{\mathcal{LT}}}{\sigma^{\mathcal{T}}}, \quad (1.20)$$

где $\sigma^{\mathcal{LT}}$ дается выражением (1.17), а

$$\sigma^{\mathcal{T}} = (\sigma_{\frac{1}{2}}^{\mathcal{T}} + \sigma_{\frac{3}{2}}^{\mathcal{T}})/2. \quad (1.21)$$

Используя выражения (1.14) – (1.17), асимметрии A_1 и A_2 можно выразить через структурные функции g_1 и g_2 :

$$A_1(x, Q^2) = \frac{g_1(x, Q^2) - \gamma^2 g_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}, \quad (1.22)$$

$$A_2(x, Q^2) = \gamma \frac{g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}. \quad (1.23)$$

Полезно выразить отношение сечений продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов через структурные функции F_1 и F_2 :

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_{\mathcal{L}}}{\sigma_{\mathcal{T}}} = \frac{1 + \gamma^2}{2x F_1(x, Q^2)} F_2(x, Q^2) - 1. \quad (1.24)$$

Величины виртуальных асимметрий ограничены условиями положительности [126, 127]

$$|A_1| \leq 1, \quad (1.25)$$

$$|A_2| \leq \sqrt{R(1 + A_1)/2}. \quad (1.26)$$

1.2.2.2. Асимметрии сечений рассеяния лептонов на нуклонах

Два члена спин-зависимого сечения, (1.11) и (1.12), дают только малый вклад в полное сечение глубоконеупругого рассеяния. Кроме того, их вклад подавлен величинами поляризации пучка лептонов и мишени. Следовательно наилучший способ их определения является измерение асимметрий сечений в которых вклад спин-независимых сечений вычеркивается. Измерение инклюзивных сечений рассеяния продольно поляризованных электронов на поперечно поляризованных протонах (угол $\alpha = 90^\circ$) (1.9) при значениях угла рассеяния ϕ и $\phi + \pi$ позволяет определить асимметрию A_{LT} ,

$$\begin{aligned} A_{LT}(x, Q^2, \phi) &= h_l \frac{\sigma(x, Q^2, \phi) - \sigma(x, Q^2, \phi + \pi)}{\sigma(x, Q^2, \phi) + \sigma(x, Q^2, \phi + \pi)} = \\ &= -h_l \cdot \cos \phi \cdot \frac{\sigma_{LT}(x, Q^2, \phi)}{\sigma_{UU}(x, Q^2, \phi)} = -A_T(x, Q^2) \cos \phi, \end{aligned} \quad (1.27)$$

которая в свою очередь позволяет определить амплитуду асимметрии $A_T(x, Q^2)$. Эта амплитуда содержит всю информацию о функции g_2 и виртуальной асимметрии A_2 .

Используя выражения (1.22) и (1.23), можно показать, что эти величины выражаются через A_T , g_1 и F_1 следующим образом

$$g_2 = \frac{F_1}{\gamma(1 + \gamma\xi)} \left(\frac{A_T}{d} - (\gamma - \xi) \frac{g_1}{F_1} \right), \quad (1.28)$$

$$A_2 = \frac{1}{1 + \gamma\xi} \left(\frac{A_T}{d} + \xi(1 + \gamma^2) \frac{g_1}{F_1} \right). \quad (1.29)$$

Здесь ξ и d — это кинематические факторы:

$$\xi = \frac{\gamma(1 - y/2)}{1 + \gamma^2 y/2}. \quad (1.30)$$

$$d = \frac{\sqrt{1 - y - \gamma^2 y^2/4}}{1 - y/2} D, \quad (1.31)$$

а D — это деполяризационный фактор виртуального фотона, который зависит от переменной y и от отношения сечений $R(x, Q^2)$:

$$D = \frac{y(2 - y)(1 + \gamma^2 y/2)}{y^2(1 + \gamma^2) + 2(1 - y - \gamma^2 y^2/4)(1 + R)}. \quad (1.32)$$

1.2.2.3. Структурные функции g_1 и g_2

В рамках простой кварк-партонной модели (КПМ) функция $g_1(x)$ описывает распределение продольно поляризованных кварков в продольно поляризованном нуклоне

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x). \quad (1.33)$$

Здесь e_q — это электрический заряд кварка q , $\Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x)$, а $q^+(x)$ ($q^-(x)$) является функцией распределения кварков, имеющих направление спина совпадающее (противоположное) со спином нуклона. Суммирование идет по всем ароматам кварков и антикварков, участвующих во взаимодействиях. Первые измерения функции g_1 были выполнены в SLAC в экспериментах E80 [11] и E130 [128]. В настоящее время функция g_1 протона, нейтрона и дейтрона известна уже достаточно хорошо. На данный момент наиболее точными измерениями g_1 в области ГНР являются измерения, выполненные в экспериментах HERMES в DESY [20] и COMPASS в CERN [21, 129]. Беспрецедентная точность измерения функции g_1 в резонансной области получена в ряде экспериментов проведенных в лаборатории Джефферсон (см. [130] и ссылки приведенные в ней).

Мы не будем более детально обсуждать функцию g_1 , поскольку она не является предметом изучения в данной работе.

Структурная функция g_2 не имеет аналогичной вероятностной интерпретации в рамках КПМ. Её свойства были проанализированы в рамках метода операторного разложения Вильсона [123, 131, 132]. Было показано что $g_2(x, Q^2)$ соотносится к матричным элементам как твист-2, так и твист-3 операторов. В пределе, когда массы кварков стремятся к нулю, функция g_2 может быть выражена в виде суммы двух членов

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{\text{WW}}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2). \quad (1.34)$$

Здесь, $g_2^{\text{WW}}(x, Q^2)$ соответствует вкладу операторов твиста 2, это вклад Ван-

дзура–Вильчека (WW) [133].

$$g_2^{\text{WW}}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 g_1(y, Q^2) \frac{dy}{y}. \quad (1.35)$$

Второй член в (1.34), $\bar{g}_2(x, Q^2)$, соответствует вкладу операторов твиста 3. Этот вклад обусловлен кварк-глюонными корреляциями в нуклоне и является наиболее интересной частью функции. Второй момент функции $\bar{g}_2(x, Q^2)$,

$$d_2(Q^2) = 3 \int_0^1 x^2 \bar{g}_2(x, Q^2) dx, \quad (1.36)$$

может быть вычислен на КХД решетке [134, 135]⁴. Интересно, что в работе [136] момент d_2 связывается с поперечной силой, действующей на рассеянный кварк в поперечно поляризованном нуклоне, и таким образом с эффектом Сиверса [28, 66].

В литературе известно правило сумм Буркхардта–Коттингема [137] для функции g_2 при больших Q^2 :

$$\int_0^1 g_2(x, Q^2) dx = 0. \quad (1.37)$$

Правило сумм основано на предположении реджевского поведения функции g_2 при малых x . В случае отсутствия вкладов высших твистов в g_2 , то есть если $\bar{g}_2(x) \equiv 0$, правило сумм должно выполняться автоматически. Таким образом нарушение правила сумм Буркхардта–Коттингема означало бы доказательство наличия вкладов высших твистов.

Правило сумм Ефремова–Лидера–Теряева [138] (ELT) основано на общем теоретико-полевым подходе. Оно предсказывает что следующий момент суммы распределений валентных (V) кварков, $g_1^V(x)$ и $g_2^V(x)$, равен нулю:

$$\int_0^1 x(g_1^V(x) + g_2^V(x)) dx = 0. \quad (1.38)$$

⁴ Отметим, что в данных работах момент d_2 определён с добавочным фактором 2 по отношению к определению (1.36).

В предположении, что распределения морских кварков в протоне и нейтроне совпадают, правило сумм может быть записано в следующем виде

$$\int_0^1 x(g_1^p(x) + 2g_2^p(x) - g_1^n(x) - 2g_2^n(x))dx = 0. \quad (1.39)$$

Для оценки справедливости этого правила сумм необходимы измерения структурной функции $g_2^n(x)$, что невозможно было сделать в эксперименте HERMES, поскольку использовалась только водородная поперечно поляризованная мишень.

Структурная функция g_2 известна с гораздо худшей точностью, чем функция g_1 . Большинство измерений в глубоконеупругой области было выполнено в SLAC при энергиях налетающих электронов от 19,4 до 48,3 ГэВ. Измерения $g_2^{^3He}$, и извлечение из нее g_2^n , проводились в экспериментах E142 [139] и E154 [140]. Измерения g_2^p , g_2^d и g_2^n были проведены в экспериментах E143 [141] и E155 [142]. Функция g_2^p была измерена также в эксперименте SMC в CERN [143], однако статистическая точность этих измерений была не высока. Наиболее точные данные о функциях g_2^p , g_2^d и g_2^n в области ГНР были получены в эксперименте E155 [142].

Большой массив данных о функции g_2 был получен в экспериментах, проведенных в лаборатории Джефферсона. Эти данные находятся, однако, главным образом в резонансной области [130, 144] (там же можно найти ссылки на другие измерения функции g_2 , проведенные в этой лаборатории).

1.3. Полуинклюзивное образование адронов в глубоко-неупругих процессах рассеяния лептонов на нуклонах

В данном разделе рассмотрены вопросы теории образования адронов в полуинклюзивных глубоконеупругих процессах (ПИГНР) рассеяния лептонов на нуклонах необходимые для дальнейшего анализа экспериментальных данных. Изложение этих вопросов следует, в основном, работам [145–148].

Рассматривается процесс

$$\ell(l) + N(P) \rightarrow \ell'(l') + h(P_h) + X(P_X), \quad (1.40)$$

в котором регистрируются рассеянный заряженный лептон ℓ' и адрон h с массой M_h , который имеет нулевой спин или его поляризация не измеряется. В выражении (1.40), ℓ обозначает налетающий заряженный лептон, N – нуклон мишени, X – все оставшиеся частицы, образованные в реакции. В скобках указаны четырех-импульсы соответствующих частиц. Далее предполагается, что масса лептона равна нулю.

В процессах ПИГНР лептонов на нуклонах используется ряд дополнительных кинематических переменных по сравнению с теми, что уже были определены в разделе 1.1. Переменная $z = (P \cdot P_h)/(P \cdot q)$ (в системе покоя мишени $z = E_h/(E - E')$) определяет долю энергии виртуального фотона, переданного адрону h . Переменная $P_{h\perp}$ определяет поперечный импульс адрона h по отношению к направлению виртуального фотона. Ряд угловых переменных будет введен позже при рассмотрении конкретного процесса.

Важным аспектом изучения процессов полуинклюзивного образования адронов в ГНР является существование доказательства возможности факторизации сечения. Для коллинеарных партонных ФР факторизация сечения доказана много лет назад [149, 150]. Доказательство существования факторизации для описания процессов с использованием функций распределения и функций фрагментации кварков, зависящих от поперечного импульса, рассматривалось в работах [151–153]. Было показано, что для процессов образования адронов при условии $P_{h\perp} \ll Q$, теорема факторизации сечения выполняется. Это доказательство справедливо, однако, только при использовании функций лидирующего твиста. Использование функций высших твистов при определении сечений является, по сути, предположением о законности такого расширения теоремы факторизации.

1.3.1. Сечение образования адронов в терминах структурных функций

Всё дальнейшее изложение соответствует кинематике ПИГНР в системе покоя мишени. Кинематика изучаемого процесса иллюстрируется на рис. 1.4 где, в частности, указаны азимутальные углы ϕ_h и ϕ_S . Следуя «Тренто» договорённости [154], азимутальный угол между плоскостью рассеяния лептонов и плоскостью образования адрона, ϕ_h , определён следующими выражениями

$$\begin{aligned}\cos \phi_h &= \frac{(\hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{l}) \cdot (\hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{P}_h)}{|\hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{l}| |\hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{P}_h|}, \\ \sin \phi_h &= \frac{(\mathbf{l} \times \mathbf{P}_h) \cdot \hat{\mathbf{q}}}{|\hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{l}| |\hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{P}_h|},\end{aligned}\quad (1.41)$$

где $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/|\mathbf{q}|$ и все вектора относятся к системе покоя мишени. Азимутальный угол поперечной компоненты спина нуклона по отношению к плоскости рассеяния лептонов, ϕ_S , определяется аналогично углу ϕ_h с заменой \mathbf{P}_h на \mathbf{S} в выражении (1.41). Знак продольной компоненты спина выбирается так, что спин мишени параллелен импульсу виртуального фотона когда $S_{\parallel} = -1$. Спиральность пучка лептонов обозначена как λ_e .

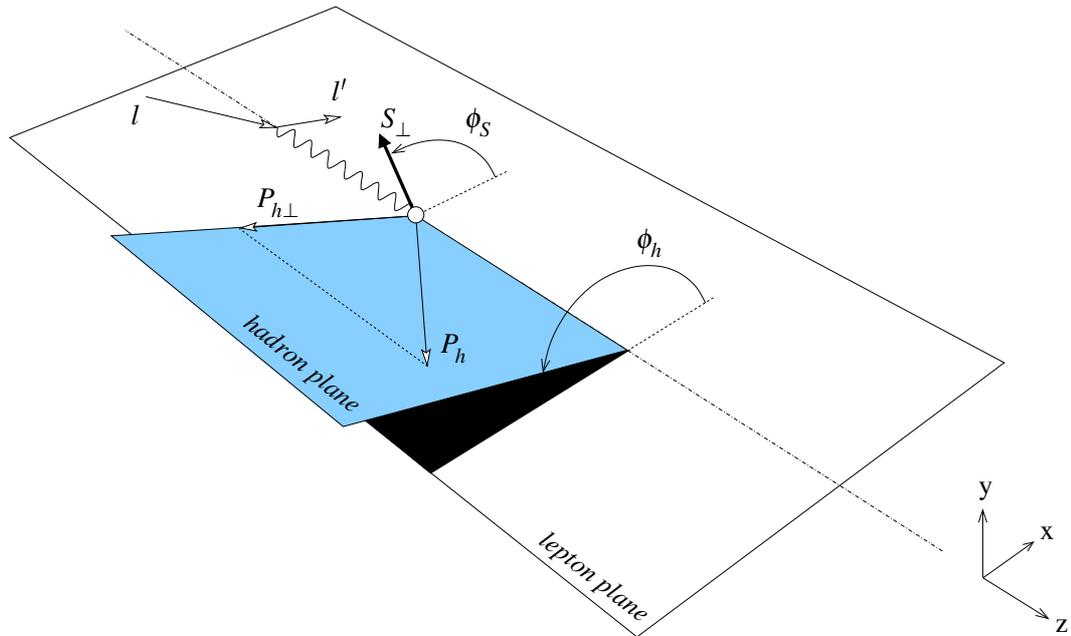


Рис. 1.4. Определение азимутальных углов при образовании адрона h в ПИГНР лептона на нуклоне в системе покоя мишени [154]. Величины $\mathbf{P}_{h\perp}$ и \mathbf{S}_{\perp} — поперечные компоненты импульса адрона \mathbf{P}_h и спина нуклона \mathbf{S} по отношению к импульсу виртуального фотона.

Сечение образования адрона h в ПИГНР заряженных лептонов на нуклонах выражается в виде свертки лептонного и адронного тензоров

$$\frac{d\sigma}{dx dy d\psi dz d\phi_h dP_{h\perp}^2} = \frac{\alpha^2 y}{8zQ^4} 2MW^{\mu\nu} L_{\mu\nu}, \quad (1.42)$$

где лептонный тензор записывается в виде

$$L_{\mu\nu} = 2(l_\mu l'_\nu + l'_\mu l_\nu - l \cdot l' g_{\mu\nu}) + 2i\lambda_e \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} l^\rho l'^\sigma. \quad (1.43)$$

Адронный тензор определен следующим образом

$$2MW^{\mu\nu} = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_X \int \frac{d^3\mathbf{P}_X}{2P_X^0} \delta^{(4)}(q + P - P_X - P_h) \langle P | J^\mu(0) | h, X \rangle \langle h, X | J^\nu(0) | P \rangle. \quad (1.44)$$

Здесь $J^\mu(\xi)$ — это электромагнитный ток в единицах элементарного заряда и суммирование по поляризациям всех адронов в конечном состоянии подразумевается.

Модельно-независимое выражение для данного сечения, в однофотонном приближении, можно выразить с помощью набора неизвестных структурных функций [145, 147, 155].

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma}{dx dy d\psi dz d\phi_h dP_{h\perp}^2} = \\ & = \frac{\alpha^2}{xyQ^2} \frac{y^2}{2(1-\varepsilon)} \left(1 + \frac{\gamma^2}{2x}\right) \left\{ F_{UU,T} + \varepsilon F_{UU,L} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cos\phi_h F_{UU}^{\cos\phi_h} + \right. \\ & \quad + \varepsilon \cos(2\phi_h) F_{UU}^{\cos 2\phi_h} + \lambda_e \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \sin\phi_h F_{LU}^{\sin\phi_h} + \\ & \quad + S_{\parallel} \left[\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi_h F_{UL}^{\sin\phi_h} + \varepsilon \sin(2\phi_h) F_{UL}^{\sin 2\phi_h} \right] + \\ & \quad + S_{\parallel} \lambda_e \left[\sqrt{1-\varepsilon^2} F_{LL} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi_h F_{LL}^{\cos\phi_h} \right] + \\ & \quad + |S_{\perp}| \left[\sin(\phi_h - \phi_S) \left(F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} + \varepsilon F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} \right) + \right. \\ & \quad \left. + \varepsilon \sin(\phi_h + \phi_S) F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} + \varepsilon \sin(3\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S)} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi_S F_{UT}^{\sin\phi_S} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin(2\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(2\phi_h - \phi_S)} \Big] + \\
& + |\mathbf{S}_\perp| \lambda_e \left[\sqrt{1-\varepsilon^2} \cos(\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi_S F_{LT}^{\cos\phi_S} + \right. \\
& \left. + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos(2\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} \right] \Big\}, \tag{1.45}
\end{aligned}$$

где структурные функции, F , зависят от переменных x , Q^2 , z и $P_{h\perp}^2$. Угол ψ — это азимутальный угол рассеянного электрона ℓ' вокруг оси пучка падающих лептонов по отношению к произвольному фиксированному направлению, которое в случае поперечно поляризованной мишени выбрано здесь направлением спина S . Соотношение между углами ψ и ϕ_S определено в работе [147]. В кинематике ГНР $d\psi \approx d\phi_S$. Первый и второй индекс введенных выше структурных функций указывает тип поляризации⁵ пучка и мишени, третий индекс у функций $F_{UU,T}$, $F_{UU,L}$ и $F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)}$, $F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)}$ обозначает тип поляризации виртуального фотона. Тип поляризации мишени, продольная или поперечная, подразумевается по отношению к направлению виртуального фотона. Преобразование к экспериментально определённой продольной или поперечной поляризации, то есть по отношению к направлению лептонного пучка, рассматривается в работе [147]. Отношение потоков продольно и поперечно поляризованных фотонов дается следующим выражением

$$\varepsilon = \frac{1 - y - \frac{1}{4}\gamma^2 y^2}{1 - y + \frac{1}{2}y^2 + \frac{1}{4}\gamma^2 y^2}. \tag{1.46}$$

1.3.2. Адронный тензор в кварк-партонной модели

Вычисления в работе [148] (и в более ранних, но не полных, работах [145, 146]) основаны на факторизации сечения в жесткий процесс рассеяния виртуального фотона на кварке и непертурбативные процессы, которые описываются функциями распределения кварков в мишени и функциями фрагментации рас-

⁵ U — неполяризованный; L — продольно поляризованный; T — поперечно поляризованный.

сеянного кварка в наблюдаемый адрон. Учитывались только ведущий и следующий за ним члены разложения сечения по степеням $1/Q$ и жесткое рассеяние рассматривается на древесном уровне. Петли могут возникать только на диаграммах, представленных на рис. 1.5b–d.

Выражение для адронного тензора такого вида дается в [146, 156]

$$2MW^{\mu\nu} = 2z \sum_q e_q^2 \int d^2\mathbf{p}_T d^2\mathbf{k}_T \delta^2(\mathbf{p}_T + \mathbf{q}_T - \mathbf{k}_T) \text{Tr} \left\{ \Phi^q(x, p_T) \gamma^\mu \Delta^q(z, k_T) \gamma^\nu - \frac{1}{Q\sqrt{2}} \left[\gamma^\alpha \not{n}_+ \gamma^\nu \tilde{\Phi}_{A\alpha}^q(x, p_T) \gamma^\mu \Delta^q(z, k_T) + \gamma^\alpha \not{n}_- \gamma^\mu \tilde{\Delta}_{A\alpha}^q(z, k_T) \gamma^\nu \Phi^q(x, p_T) + \text{h.c.} \right] \right\}. \quad (1.47)$$

Суммирование происходит по всем ароматам кварков и антикварков, участвующих в процессе рассеяния. В это выражение входят корреляционные функции Φ^q для кварковых распределений, корреляционные функции Δ^q для фрагментации кварков, а также их аналоги $\tilde{\Phi}_A^q$ и $\tilde{\Delta}_A^q$, учитывающие добавочную глюонную линию. Первый, второй и третий член в (1.47) соответствует диаграмме, приведенной на рис. 1.5a, b и c соответственно. Аналоги диаграмм, приведенных на рис. 1.5b и c, на которых глюонная линия присутствует на другой стороне диаграммы, дают вклады в «h.c.».

1.3.3. Корреляционные функции

Полная параметризация кварковой корреляционной функции вплоть до уровня твиста 4 представлена в работе [157]. В используемой здесь работе [148] рассматривается вклад в сечение только до уровня твиста 3. Параметризация записывается в следующем виде⁶

$$\Phi(x, p_T) = \frac{1}{2} \left\{ f_1 \not{n}_+ - f_{1T}^\perp \frac{\epsilon_T^{\rho\sigma} p_{T\rho} S_{T\sigma}}{M} \not{n}_+ + g_{1s} \gamma_5 \not{n}_+ + \right.$$

⁶ Авторы работы [148] используют здесь несколько измененные обозначения по отношению к обозначениям в оригинальной работе [157].

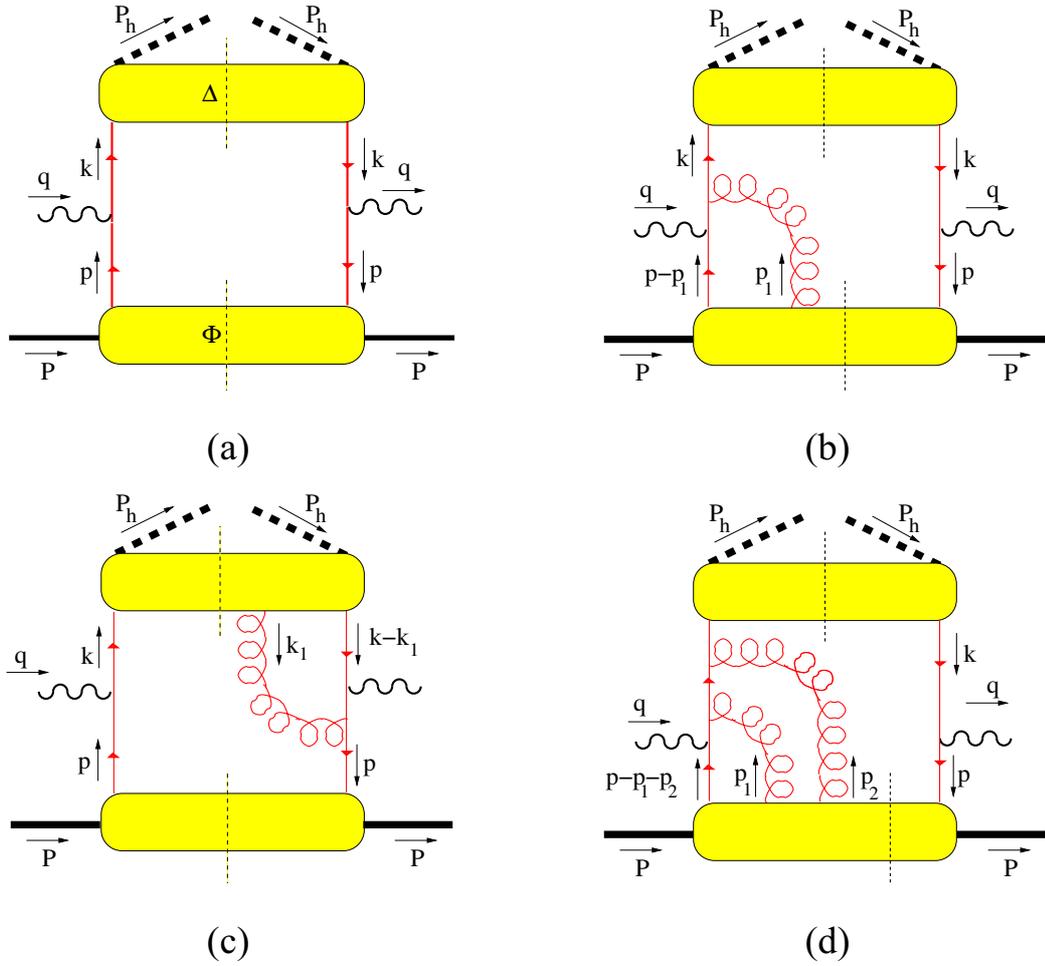


Рис. 1.5. Примеры диаграмм образования адронов в ПИГНР. Нижний (верхний) блок соответствует корреляционной функции распределения $\Phi^a(x, p_T)$ (фрагментации $\Delta^a(z, k_T)$) кварков. Вектор p (k) соответствует импульсу кварка до (после) рассеяния. Рисунок из работы [156].

$$\begin{aligned}
& + h_{1T} \frac{[\not{S}_T, \not{n}_+] \gamma_5}{2} + h_{1s}^\perp \frac{[\not{p}_T, \not{n}_+] \gamma_5}{2M} + i h_1^\perp \frac{[\not{p}_T, \not{n}_+]}{2M} \Big\} + \\
& + \frac{M}{2P^+} \left\{ e - i e_s \gamma_5 - e_T^\perp \frac{\epsilon_T^{\rho\sigma} p_{T\rho} S_{T\sigma}}{M} + \right. \\
& \quad + f^\perp \frac{\not{p}_T}{M} - f'_T \epsilon_T^{\rho\sigma} \gamma_\rho S_{T\sigma} - f_s^\perp \frac{\epsilon_T^{\rho\sigma} \gamma_\rho p_{T\sigma}}{M} + \\
& \quad + g'_T \gamma_5 \not{S}_T + g_s^\perp \gamma_5 \frac{\not{p}_T}{M} - g^\perp \gamma_5 \frac{\epsilon_T^{\rho\sigma} \gamma_\rho p_{T\sigma}}{M} + \\
& \quad \left. + h_s \frac{[\not{n}_+, \not{n}_-] \gamma_5}{2} + h_T^\perp \frac{[\not{S}_T, \not{p}_T] \gamma_5}{2M} + i h \frac{[\not{n}_+, \not{n}_-]}{2} \right\}. \quad (1.48)
\end{aligned}$$

Здесь n_+ и n_- – светоподобные вектора, использующиеся в качестве базиса для разложения векторов на световом конусе, а $\epsilon_T^{\rho\sigma}$ – поперечная часть полностью

антисимметричного тензора. Функции распределения в (1.48) зависят от переменных x и p_T^2 . Функции с нижним индексом s представляют короткое обозначение следующего вида [146]

$$g_{1s}(x, p_T^2) = S_L g_{1L}(x, p_T^2) - \frac{p_T \cdot S_T}{M} g_{1T}(x, p_T^2) \quad (1.49)$$

и аналогично для других функций. Функции распределения с нижним индексом «1» являются функциями лидирующего твиста. Функции с верхним индексом « \perp » являются функциями, интеграл от которых по поперечному импульсу равен нулю. Буквенные обозначения f , g и h соответствуют распределениям неполяризованных, продольно поляризованных и поперечно поляризованных кварков. Обозначение буквой e соответствует распределению связанному с эффектами кварковых масс. Нижние индексы «L» и «T» соответствуют распределениям для продольно и поперечно поляризованного нуклона.

Первые восемь функций (1.48) являются распределениями твиста 2, следующие шестнадцать функций распределениями твиста 3, используя определение «динамического твиста» принятого в работе [158]. Функции классифицируются как T-чётные и T-нечётные, а также как кирально-чётные и кирально-нечётные. Функции распределения f_1 , g_{1L} , g_{1T} и f_{1T}^\perp являются кирально-четными, а h_1^\perp , h_{1L}^\perp , h_{1T}^\perp и h_{1T} кирально-нечетными. Десять функций, а именно, f_{1T}^\perp , h_1^\perp , e_L , e_T , e_T^\perp , f_T' , f_L^\perp , f_T^\perp , g^\perp , h являются T-нечетными [157, 159], поскольку они меняют знак под действием операции наивного обращения времени («naive time reversal»), которая определена как обычная операция обращения времени, но без обмена начального и конечного состояний. Необходимо отметить, что в литературе [22, 160, 161] используются и другие обозначения для некоторых функций распределения. В частности, в широко известных работах Туринской группы М. Ансельмино, например [162–164], для ФР лидирующего твиста используется система обозначений существенно отличная от используемой здесь системы [148]. Связь между этими системами обозначений представлена в [164].

Фрагментационная корреляционная функция параметризуется следующим

образом [148]

$$\Delta(z, k_T) = \frac{1}{2} \left\{ D_1 \not{n}_- + iH_1^\perp \frac{[\not{k}_T, \not{n}_-]}{2M_h} \right\} + \frac{M_h}{2P_h^-} \left\{ E + D^\perp \frac{\not{k}_T}{M_h} + iH \frac{[\not{n}_-, \not{n}_+]}{2} + G^\perp \gamma_5 \frac{\epsilon_T^{\rho\sigma} \gamma_\rho k_{T\sigma}}{M_h} \right\}. \quad (1.50)$$

Все фрагментационные функции в (1.50) зависят от переменных z и k_T^2 и обозначаются заглавными буквами. Также как и функции распределения, обозначения D , G и H соответствуют неполяризованным, продольно поляризованным и поперечно поляризованным кваркам. Функция E соответствует эффектам кварковых масс. Для краткости ФФ не несут на себе индексы аромата фрагментирующего кварка и типа конечного адрона.

Уравнения движения для кварковых полей позволяют установить соотношения между корреляционными функциями различного твиста [146]. Для T -четных функций выполняются следующие соотношения:

$$xe = x\tilde{e} + \frac{m}{M} f_1, \quad (1.51)$$

$$xf^\perp = x\tilde{f}^\perp + f_1, \quad (1.52)$$

$$xg'_T = x\tilde{g}'_T + \frac{m}{M} h_{1T}, \quad (1.53)$$

$$xg_T^\perp = x\tilde{g}_T^\perp + g_{1T} + \frac{m}{M} h_{1T}^\perp, \quad (1.54)$$

$$xg_T = x\tilde{g}_T - \frac{p_T^2}{2M^2} g_{1T} + \frac{m}{M} h_1, \quad (1.55)$$

$$xg_L^\perp = x\tilde{g}_L^\perp + g_{1L} + \frac{m}{M} h_{1L}^\perp, \quad (1.56)$$

$$xh_L = x\tilde{h}_L + \frac{p_T^2}{M^2} h_{1L}^\perp + \frac{m}{M} g_{1L}, \quad (1.57)$$

$$xh_T = x\tilde{h}_T - h_1 + \frac{p_T^2}{2M^2} h_{1T}^\perp + \frac{m}{M} g_{1T}, \quad (1.58)$$

$$xh_T^\perp = x\tilde{h}_T^\perp + h_1 + \frac{p_T^2}{2M^2} h_{1T}^\perp. \quad (1.59)$$

В приближении Вандзура-Вильчека (т. е. пренебрегая вкладом кварк-глюон-кварк корреляционными функциями), все функции помеченные знаком тильда

равны нулю. Соотношения для T -нечетных функций имеют следующий вид:

$$xe_L = x\tilde{e}_L, \quad (1.60)$$

$$xe_T = x\tilde{e}_T, \quad (1.61)$$

$$xe_T^\perp = x\tilde{e}_T^\perp + \frac{m}{M} f_{1T}^\perp, \quad (1.62)$$

$$xf_T' = x\tilde{f}_T' + \frac{p_T^2}{M^2} f_{1T}^\perp, \quad (1.63)$$

$$xf_T^\perp = x\tilde{f}_T^\perp + f_{1T}^\perp, \quad (1.64)$$

$$xf_T = x\tilde{f}_T + \frac{p_T^2}{2M^2} f_{1T}^\perp, \quad (1.65)$$

$$xf_L^\perp = x\tilde{f}_L^\perp, \quad (1.66)$$

$$xg^\perp = x\tilde{g}^\perp + \frac{m}{M} h_1^\perp, \quad (1.67)$$

$$xh = x\tilde{h} + \frac{p_T^2}{M^2} h_1^\perp. \quad (1.68)$$

1.3.4. Структурные функции в терминах функций распределения и фрагментации кварков

Подставляя параметризации, приведенных выше корреляционных функций, в выражение (1.47) для адронного тензора, можно получить сечение ПИГНР лептонов на нуклонах, сравнивая которое с выражением (1.45) можно выписать соответствующие структурные функции исходя из ФР и ФФ кварков. В дальнейших выражениях для структурных функций используются обозначения единичного вектора $\hat{h} = \mathbf{P}_{h\perp}/|\mathbf{P}_{h\perp}|$ и свёртки

$$\mathcal{C}[w f D] = x \sum_a e_a^2 \int d^2\mathbf{p}_T d^2\mathbf{k}_T \delta^{(2)}(\mathbf{p}_T - \mathbf{k}_T - \mathbf{P}_{h\perp}/z) w(\mathbf{p}_T, \mathbf{k}_T) f^a(x, p_T^2) D^a(z, k_T^2), \quad (1.69)$$

где $w(\mathbf{p}_T, \mathbf{k}_T)$ — это некоторая произвольная функция, зависящая от поперечных импульсов \mathbf{p}_T и \mathbf{k}_T , а суммирование проводится по всем кваркам и антикваркам. Выражения для структурных функций, входящих в выражение (1.45), приведены ниже согласно различным комбинациям поляризаций пучка и мишени.

Неполяризованные пучок и мишень.

$$F_{UU,T} = \mathcal{C}[f_1 D_1], \quad (1.70)$$

$$F_{UU,L} = 0, \quad (1.71)$$

$$F_{UU}^{\cos \phi_h} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left[-\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} \left(xh H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_1 \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) - \frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} \left(x f^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_1^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) \right], \quad (1.72)$$

$$F_{UU}^{\cos 2\phi_h} = \mathcal{C} \left[-\frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{MM_h} h_1^\perp H_1^\perp \right]. \quad (1.73)$$

Продольно поляризованный пучок и неполяризованная мишень.

$$F_{LU}^{\sin \phi_h} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left[-\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} \left(xe H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_1 \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) + \frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} \left(xg^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_1^\perp \frac{\tilde{E}}{z} \right) \right]. \quad (1.74)$$

Неполяризованный пучок и продольно поляризованная мишень.

$$F_{UL}^{\sin \phi_h} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left[-\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} \left(xh_L H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1L} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) + \frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} \left(x f_L^\perp D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1L}^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) \right], \quad (1.75)$$

$$F_{UL}^{\sin 2\phi_h} = \mathcal{C} \left[-\frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{MM_h} h_{1L}^\perp H_1^\perp \right]. \quad (1.76)$$

Продольно поляризованный пучок и продольно поляризованная мишень.

$$F_{LL} = \mathcal{C}[g_{1L} D_1], \quad (1.77)$$

$$F_{LL}^{\cos \phi_h} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left[\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} \left(xe_L H_1^\perp - \frac{M_h}{M} g_{1L} \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) - \frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} \left(xg_L^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_{1L}^\perp \frac{\tilde{E}}{z} \right) \right]. \quad (1.78)$$

Неполяризованный пучок и поперечно поляризованная мишень.

$$F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_s)} = \mathcal{C} \left[-\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} f_{1T}^\perp D_1 \right], \quad (1.79)$$

$$F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_s)} = 0, \quad (1.80)$$

$$F_{UT}^{\sin(\phi_h+\phi_s)} = \mathcal{C} \left[-\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T}{M_h} h_1 H_1^\perp \right], \quad (1.81)$$

$$F_{UT}^{\sin(3\phi_h-\phi_s)} = \mathcal{C} \left[\frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T)(\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{k}_T) + \mathbf{p}_T^2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T) - 4(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T)^2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)}{2M^2 M_h} h_{1T}^\perp H_1^\perp \right], \quad (1.82)$$

$$F_{UT}^{\sin \phi_s} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left\{ \left(x f_T D_1 - \frac{M_h}{M} h_1 \frac{\tilde{H}}{z} \right) - \frac{\mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[\left(x h_T H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) - \left(x h_T^\perp H_1^\perp - \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) \right] \right\}, \quad (1.83)$$

$$F_{UT}^{\sin(2\phi_h-\phi_s)} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left\{ \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T)^2 - \mathbf{p}_T^2}{2M^2} \left(x f_T^\perp D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1T}^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) - \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[\left(x h_T H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) + \left(x h_T^\perp H_1^\perp - \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) \right] \right\}. \quad (1.84)$$

Продольно поляризованный пучок и поперечно поляризованная мишень.

$$F_{LT}^{\cos(\phi_h-\phi_s)} = \mathcal{C} \left[\frac{\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T}{M} g_{1T} D_1 \right], \quad (1.85)$$

$$F_{LT}^{\cos \phi_s} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left\{ - \left(x g_T D_1 + \frac{M_h}{M} h_1 \frac{\tilde{E}}{z} \right) + \frac{\mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[\left(x e_T H_1^\perp - \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) + \left(x e_T^\perp H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) \right] \right\}, \quad (1.86)$$

$$F_{LT}^{\cos(2\phi_h-\phi_s)} = \frac{2M}{Q} \mathcal{C} \left\{ -\frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T)^2 - \mathbf{p}_T^2}{2M^2} \left(x g_T^\perp D_1 + \frac{M_h}{M} h_{1T}^\perp \frac{\tilde{E}}{z} \right) + \frac{2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{k}_T)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{2MM_h} \left[\left(x e_T H_1^\perp - \frac{M_h}{M} g_{1T} \frac{\tilde{D}^\perp}{z} \right) - \left(x e_T^\perp H_1^\perp + \frac{M_h}{M} f_{1T}^\perp \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) \right] \right\}. \quad (1.87)$$

1.3.5. Обзор новых функций распределения и фрагментации кварков

В целях иллюстрации приведем популярное схематическое изображение (см. рис. 1.6) функций распределения кварков лидирующего твиста, зависящих

		Quark		
		U	L	T
N u c l e o n	U	f_1		h_1^\perp
	L		g_{1L}	h_{1L}^\perp
	T	f_{1T}^\perp	g_{1T}	h_{1T} h_{1T}^\perp

Рис. 1.6. Схематическое изображение функций распределения кварков лидирующего твиста, зависящих от поперечного импульса. Большие кружочки обозначают нуклон, маленькие черные кружочки обозначают кварки. Стрелки, прикрепленные к кружочкам обозначают направления спинов нуклона и кварков. Обозначения U , L и T соответствуют поляризациям кварков и нуклона, т. е., неполяризованный (U) продольно (L) и поперечно (T) поляризованный. Схема такого типа впервые приведена в работе [165].

от поперечного импульса. Большие кружочки обозначают нуклон, маленькие черные кружочки обозначают кварки. Стрелки, прикрепленные к кружочкам обозначают ориентацию спинов нуклона и кварков по отношению к импульсу виртуального фотона, который направлен слева направо. Стрелки, прикрепленные к кружочкам, обозначающим кварки, и направленные под углами 45° (225°), обозначают ориентацию спинов, перпендикулярных к плоскости рисунка и направленных от (к) читателя (ю). Строки помечены знаками U , L и T , обозначающими, что ФР в данной строке относятся к неполяризованному, продольно или поперечно поляризованному нуклону. Столбцы помечены такими же знаками, обозначающими, что ФР в данном столбце соответствуют неполяризованным, продольно или поперечно поляризованным кваркам.

Коллинеарные функции распределения кварков выражаются через функции

распределения зависящие от поперечного импульса следующим образом:

$$f_1(x) = \int d^2 \mathbf{p}_T f_1(x, p_T^2), \quad (1.88)$$

$$g_1(x) = \int d^2 \mathbf{p}_T g_{1L}(x, p_T^2), \quad (1.89)$$

$$h_1(x) = \int d^2 \mathbf{p}_T \left[h_{1T}(x, p_T^2) + \frac{p_T^2}{2M^2} h_{1T}^\perp(x, p_T^2) \right]. \quad (1.90)$$

Функция распределения трансверсити $h_1(x)$ и функция распределения спиральности $g_1(x)$ должны совпадать в нерелятивистском пределе. Таким образом их различие несет информацию о релятивистской природе кварков в нуклоне.

В работе [166] получено ограничение на величину ФР трансверсити

$$f_1^q(x) + g_1^q(x) \geq 2 |h_1^q(x)|. \quad (1.91)$$

Глюонной функции распределения для спин-1/2 мишени не существует. Это приводит к существенно различным поведением эволюции функций $g_1(x, Q^2)$ и $h_1(x, Q^2)$ с изменением величины Q^2 . В качестве примера на рис. 1.7 показана функция распределения трансверсити для u -кварков $h_1^u(x, Q_0^2)$ (пунктирная линия), которая была произвольно выбрана совпадающей с функцией распределения $g_1^u(x, Q_0^2)$ при малом значении шкалы $Q_0^2 = 0,4 \text{ ГэВ}^2$ (используется параметризация GRSV LO [167] в варианте «standard»). Показаны результаты эволюции этих распределений в лидирующем порядке до шкалы $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$: $h_1^u(x, Q^2)$ (сплошная линия) и $g_1^u(x, Q^2)$ (штриховая линия). Эволюция была выполнена, используя программы [168] и [169] для g_1 и h_1 соответственно. Результаты эволюции функций взяты из работы [58].

Напомним, что ФР f_{1T}^\perp и h_1^\perp являются T -нечетными функциями и долгое время рассматривались как несуществующие из-за нарушения T -инвариантности. Функция Сиверса f_{1T}^\perp описывает корреляцию между поперечным импульсом кварка в нуклоне, \mathbf{p}_T , и спином нуклона, \mathbf{S} , вида $(\mathbf{P} \times \mathbf{p}_T) \cdot \mathbf{S}$ и описывает вероятность обнаружить неполяризованный кварк в поперечно поляризованном нуклоне. Функция Боера-Мулдерса, h_1^\perp , описывает вероятность обнаружить поперечно поляризованный кварк в неполяризованном нуклоне. В рамках КХД

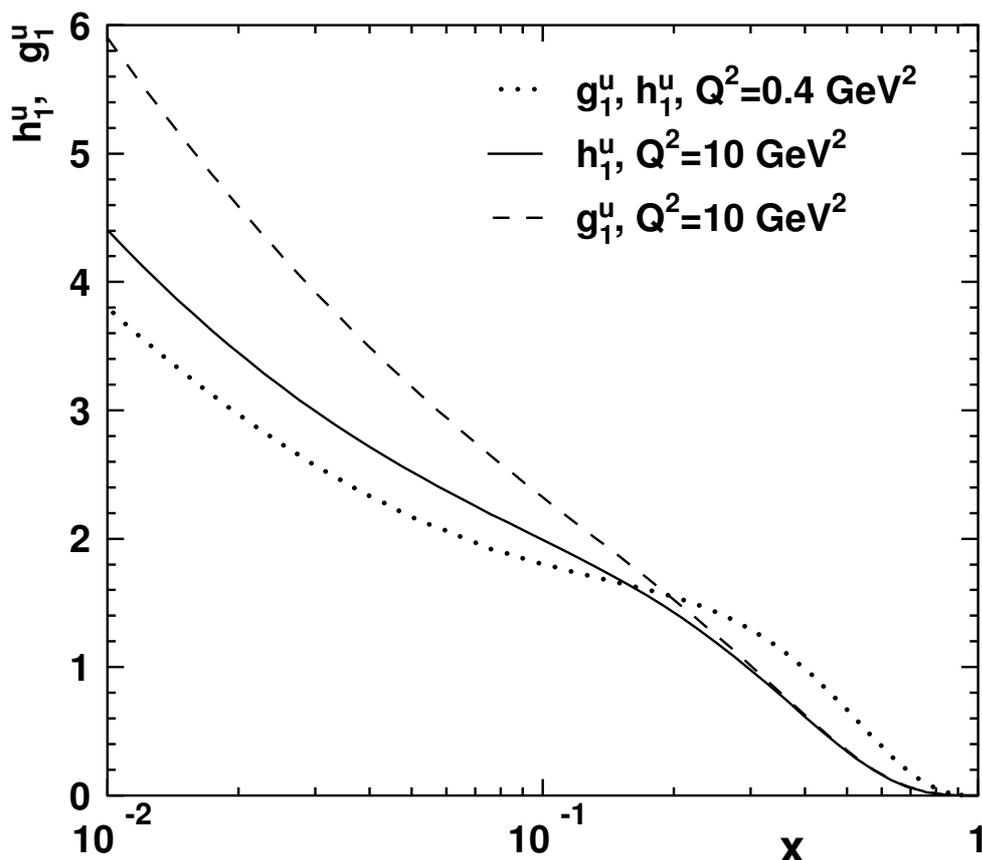


Рис. 1.7. Функция распределения трансверсности для u -кварков $h_1^u(x, Q_0^2)$ (пунктирная линия) в зависимости от переменной x , которая совпадает с функцией распределения $g_1^u(x, Q_0^2)$ при малом значении шкалы $Q_0^2 = 0,4 \text{ ГэВ}^2$ (используется параметризация GRSV LO [167] в варианте «standard»). Показаны результаты эволюции этих распределений в лидирующем порядке до шкалы $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$, $h_1^u(x, Q^2)$ (сплошная линия) и $g_1^u(x, Q^2)$ (штриховая линия).

существует фундаментальное предсказание о зависимости функции Сиверса от физического процесса в котором она измерена. В процессах ПИГНР, функция Сиверса отлична от нуля вследствие эффекта взаимодействия в конечном состоянии посредством обмена глюоном между рассеянным кварком и остатками нуклона мишени. Напротив, в протон-протонных взаимодействиях, при образовании лептонной пары или W^\pm/Z^0 бозона посредством процесса Дрелла–Яна (ДЯ)⁷ функция Сиверса не равна нулю из-за взаимодействий в начальном состоянии. Вследствие этого различия, КХД предсказывает противоположные знаки

⁷ В литературе обсуждается (см. например [170]), что данный процесс впервые был рассмотрен в работах советских физиков [171].

функции Сиверса в процессах ПИГНР и ДЯ [172–175]:

$$f_{1T}^{\perp, \text{ПИГНР}}(x, p_T^2) = -f_{1T}^{\perp, \text{ДЯ}/W^{\pm}/Z^0}(x, p_T^2). \quad (1.92)$$

Вместо универсальности партонных распределений возникает понятие модифицированной универсальности партонных распределений. Заметим, что выполнение такого же соотношения ожидается для второй T -нечетной ФР лидирующего твиста – функции Боера-Мулдерса h_1^{\perp} . Соотношение (1.92) является прямым следствием калибровочной структуры партонных функций распределения зависящих от поперечного импульса, и его экспериментальное подтверждение имеет принципиальное значения для проверки основных принципов КХД.

В работе [176] установлено правило сумм для T -нечётных ФФ, правило сумм Теряева–Шеффера, которое, в частности, должно быть справедливо для ФФ Коллинза

$$\sum_h \int dz z^2 H_1^{\perp(1), q \rightarrow h}(z) = 0, \quad (1.93)$$

где $H_1^{\perp(1), q \rightarrow h}(z)$ – это ФФ $H_1^{\perp, q \rightarrow h}(z, k_T)$, усреднённая по поперечному импульсу

$$H_1^{\perp(1)}(z) = \int d^2 \mathbf{k}_T \frac{k_T^2}{2M^2} H_1^{\perp}(z, k_T^2). \quad (1.94)$$

Для T -чётных ФФ аналогичное правило сумм, например для $D_1(z)$, записывается в виде

$$\sum_h \int dz z^2 D_1^{q \rightarrow h}(z) = 1. \quad (1.95)$$

Функция фрагментации Коллинза описывает корреляцию между поперечным спином фрагментирующего кварка и поперечным импульсом образованного адрона.

Эксперимент E704 в лаборатории Ферми представил данные [24] о большой односпиновой асимметрии для пионов при рассеянии поперечно поляризованных (анти)протонов на протонах. М. Ансельмино с соавторами показал, что эти данные можно описать предполагая механизм Сиверса [31] и/или механизм Коллинза [177]. Это предполагает что ФР Сиверса и/или ФФ Коллинза, а также ФР трансверсити h_1^q отличны от нуля.

На конференции по ГНР и КХД, проведённой в г.Цойтене (Германия) в 1999 году, эксперимент SMC представил [178] предварительные результаты изучения односпиновых асимметрий при образовании адронов в процессах рассеяния мюонов на поперечно поляризованной мишени. Полученные результаты для поляризованных протонов, асимметрия $A_N = 0,11 \pm 0,06$ для π^+ мезонов и $A_N = -0,02 \pm 0,06$ для π^- мезонов, были сопоставимы с нулем в пределах статистической точности и официальной публикации результата не последовало.

Функция Коллинза измерима в реакции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2$ струи [179]. Поперечная поляризация родившихся кварков при этом равна нулю, однако, согласно КЭД, должна существовать корреляция между их поперечными спинами. Это должно привести, если ФФ Коллинза не равна нулю, к азимутальной корреляции адронов, образованных в противоположных струях события. Первые результаты такого подхода были получены профессором А.В. Ефремовым с соавторами [180], которые провели анализ данных реакции $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow 2$ струи, полученных на установке DELPHI в CERN. Было получено среднее значение величины отношения ФФ Коллинза H_1^\perp к обычной неполяризованной ФФ D_1 , $|\overline{H_1^\perp/D_1}| = 6,3 \pm 1,7$ %. Отметим, что данный результат не был опубликован в качестве официального результата эксперимента DELPHI.

В дальнейшем функция Коллинза была успешно измерена в ряде e^+e^- экспериментов: Belle [181–183], BaBar [184, 185] и BESIII [186]. Это позволило приступить к реконструкции ФР трансверсити h_1^q из данных, полученных в экспериментах HERMES и COMPASS.

1.4. Полуинклюзивное образование пары адронов в глубоконеупругих процессах

В предыдущих разделах было показано, что функция распределения трансверсити может быть измерена в полуинклюзивном образовании адронов ($ep \rightarrow e'hX$) на поперечно поляризованной мишени посредством изучения асимметрии

Коллинза.

В начале 1990-х было установлено, что односпиновые асимметрии в полуинклюзивном образовании двух адронов⁸ ($ep \rightarrow e'h_1h_2X$) на поперечно поляризованной мишени также могут быть чувствительны к функции распределения трансверсити [187, 188] и, таким образом, их измерение может служить независимым методом изучения этой функции. Механизм, лежащий в основе этого явления, отличен от механизма Коллинза в том, что поперечный спин фрагментирующего кварка передается относительному угловому моменту адронной пары. Вследствие этого, данный механизм не чувствителен к поперечному импульсу адронной пары.

Двухадронные фрагментационные функции впервые рассматривались в работе [189]. Поляризованные двухадронные фрагментационные функции изучались в работах [188, 190–192]. По своей сути эти функции близки [193] к концепции «закрученности» (jet handedness) [187, 194].

Первый подробный теоретический анализ возможности извлечения функции распределения трансверсити, изучая процесс полуинклюзивного образования пары мезонов на поперечно поляризованной мишени, был проведен в работе [191]. Полная теория полуинклюзивного образования двух адронов и представление сечения в терминах ФР кварков и двухадронных ФФ было получено в работе [195] на уровне лидирующего твиста и в работе [196] вплоть до твиста 3.

Экспериментальной информации о зависимости двухадронных фрагментационных функций от кинематических переменных очень мало. Спектры инвариантных масс пар адронов были измерены в ряде экспериментов, изучавших ПИГНР [197–199]. Проводилось изучение двухадронных ФФ в ядерной среде [200], поскольку они могут иметь отношение к явлению гашения струй при столкновении тяжелых ядер [201]. Поляризация векторных мезонов, образованных в e^+e^- и pp взаимодействиях, анализировалась в работах [202–206]. Однако, эти данные не интерпретировались в терминах двухадронных фрагментацион-

⁸ При этом два адрона, т. е., h_1 и h_2 , должны быть различного типа.

ных функций.

1.4.1. Модель Джаффе

Вначале кратко рассмотрим модель измерения ФР трансверсити, предложенную в работе [191].

Далее используются следующие обозначения. Квадрат инвариантной массы двух пионов $M_{\pi\pi}^2 = (P_{\pi^+} + P_{\pi^-})^2$, где P_{π^+} и P_{π^-} импульсы π^+ и π^- мезонов. Полярный угол распада в системе покоя двух мезонов обозначен как Θ .

Основой данного метода является интерференция между s- и p-волнами двух-мезонной системы в области около ρ мезона (для $\pi\pi$ пары). Такая интерференция позволяет передать информацию о поляризации кварка посредством $(\mathbf{P}_{\pi^+} \times \mathbf{P}_{\pi^-}) \cdot \mathbf{S}_{\perp}$, где \mathbf{S}_{\perp} – вектор поперечного спина нуклона. Важным ингредиентом модели является наличие взаимодействия в конечном состоянии двух пионов. Взаимодействия в конечном состоянии пары пионов известны из фазовых сдвигов $\pi\pi$ рассеяния.

Поляризованная часть сечения образования $\pi^+\pi^-$ пары в ПИГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованных нуклонах записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma_{UT}}{dx dy dz dM_{\pi\pi}^2 d\phi} &= -\frac{\pi}{2} \frac{e^4}{32\pi^3 Q^2 M_{\pi\pi}} \frac{1-y}{y} \sqrt{6} \cos\phi \times \\ &\times \sin\delta_0 \sin\delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1) \sum_a e_a^2 h_1^a(x) \delta\hat{q}_I^a(z). \end{aligned} \quad (1.96)$$

Суммирование проводится по всем (анти)кварковым ароматам, участвующим в реакции. Здесь $\delta\hat{q}_I^a(z)$ – это интерференционная фрагментационная функция, а $\delta_{0(1)}$ – фазовые сдвиги $\pi\pi$ рассеяния. Азимутальный угол ϕ определен как угол между вектором нормали к плоскости, образованной векторами импульсов двух пионов, и вектором поляризации \mathbf{S}_{\perp} нуклона, $\cos\phi = \frac{\mathbf{P}_{\pi^+} \times \mathbf{P}_{\pi^-} \cdot \mathbf{S}_{\perp}}{|\mathbf{P}_{\pi^+} \times \mathbf{P}_{\pi^-}| |\mathbf{S}_{\perp}|}$. Заметим, что в данной работе используется упрощающее предположение о коллинеарности векторов налетающего электрона и виртуального фотона, что допустимо при

высоких энергиях пучка электронов.

Соответствующая асимметрия выражается следующим образом:

$$A_{UT} \equiv \frac{d\sigma_{UT}(\phi) - d\sigma_{UT}(\phi + \pi)}{d\sigma_{UT}(\phi) + d\sigma_{UT}(\phi + \pi)} = -\frac{\pi \sqrt{6}(1-y)}{4(1+(1-y)^2)} \cos \phi \sin \delta_0 \sin \delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1) \times \\ \times \frac{\sum_a e_a^2 h_1^a(x) \delta \hat{q}_I^a(z)}{\sum_a e_a^2 q_a(x) [\sin^2 \delta_0 \hat{q}_0^a(z) + \sin^2 \delta_1 \hat{q}_1^a(z)]}, \quad (1.97)$$

где \hat{q}_0 и \hat{q}_1 — это спин-усредненные ФФ для резонансов σ и ρ соответственно. В качестве σ резонанса рассматриваются пары пионов в окрестности ρ мезона, находящиеся в s -волне.

Отметим, что асимметрия пропорциональна фактору $\sin \delta_0 \sin \delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1)$ зависимость которого от $M_{\pi\pi}$ приведена на рис. 1.8. Таким образом одним из ярких предсказаний модели является смена знака асимметрии в области массы ρ мезона.

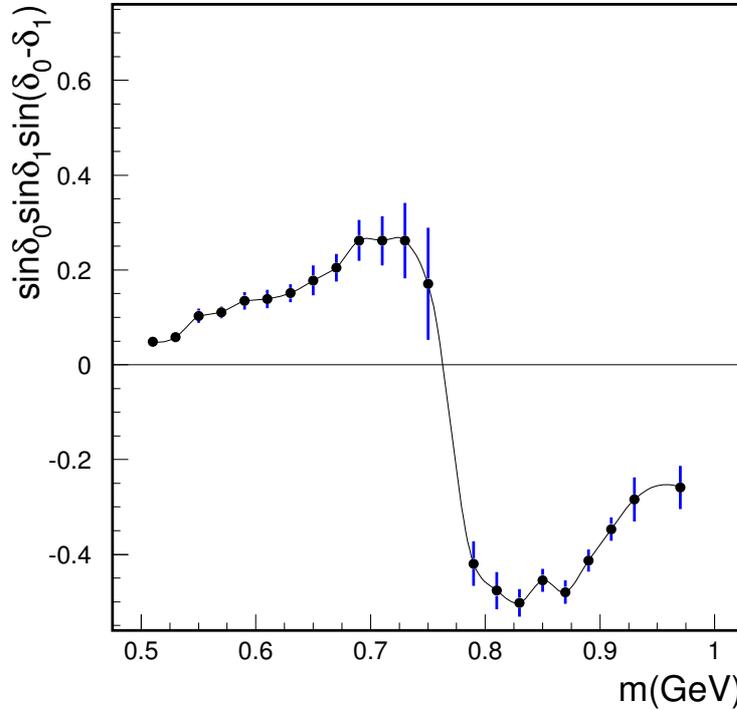


Рис. 1.8. Фактор $\sin \delta_0 \sin \delta_1 \sin(\delta_0 - \delta_1)$ в зависимости от инвариантной массы $m = M_{\pi\pi}$ двух пионов. Рисунок из работы [191].

1.4.2. Сечение образования пары адронов

Рассмотрим процесс полуинклюзивного образования пары адронов h_1 и h_2 в ГНР электронов на нуклонах [195, 207]. Адронизация поперечно поляризованного кварка в адронную пару может зависеть от смешанного произведения $\mathbf{S}_q \cdot (\mathbf{p}_q \times \mathbf{R})$, где \mathbf{S}_q — спин кварка, \mathbf{p}_q — импульс кварка. Вектор $2\mathbf{R}$ — определен как разность импульсов адронов пары. Отметим, что все вектора относятся к системе центра масс виртуального фотона и нуклона мишени. Такая зависимость адронизации от смешанного произведения предполагает предпочтение для адрона h_1 вылететь в определенную сторону по отношению к спину и направлению импульса кварка. Вторым адрон, h_2 , вылетел бы в противоположную сторону. Предпочтение вылететь в ту или иную сторону содержится в зависимости сечения от угла $\phi_{R\perp}$, который является азимутальным углом вектора \mathbf{R}_T — компоненты вектора \mathbf{R} перпендикулярной к вектору \mathbf{P}_h . Здесь \mathbf{P}_h — сумма импульсов двух адронов. Схематическое изображение кинематики рассматриваемого процесса, для случая образования пары пионов, представлено на рис. 1.9. Поскольку угол $\phi_{R\perp}$ определяет азимутальную ориентацию относительного поперечного импульса двух адронов, то отмеченная корреляция будет существовать даже если проведено интегрирование сечения по поперечной компоненте, $P_{h\perp}$, вектора \mathbf{P}_h . Выгода, которую можно получить в результате такого интегрирования, заключается в следующем: а) вопросы факторизации сечения проще [208]; б) уравнения эволюции соответствующих фрагментационных функций известны [209, 210]; в) функции распределения и фрагментации присутствуют в сечении в виде простого произведения, а не под интегралом свертки по поперечному импульсу.

В явном виде, углы представленные на рис. 1.9 выражаются следующим образом:

$$\phi_{R\perp} \equiv \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{R}_T}{|(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{R}_T|} \arccos \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{R}_T)}{|\mathbf{q} \times \mathbf{k}| |\mathbf{q} \times \mathbf{R}_T|}, \quad (1.98)$$

$$\phi_S \equiv \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{S}_T}{|(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot \mathbf{S}_T|} \arccos \frac{(\mathbf{q} \times \mathbf{k}) \cdot (\mathbf{q} \times \mathbf{S}_T)}{|\mathbf{q} \times \mathbf{k}| |\mathbf{q} \times \mathbf{S}_T|}. \quad (1.99)$$

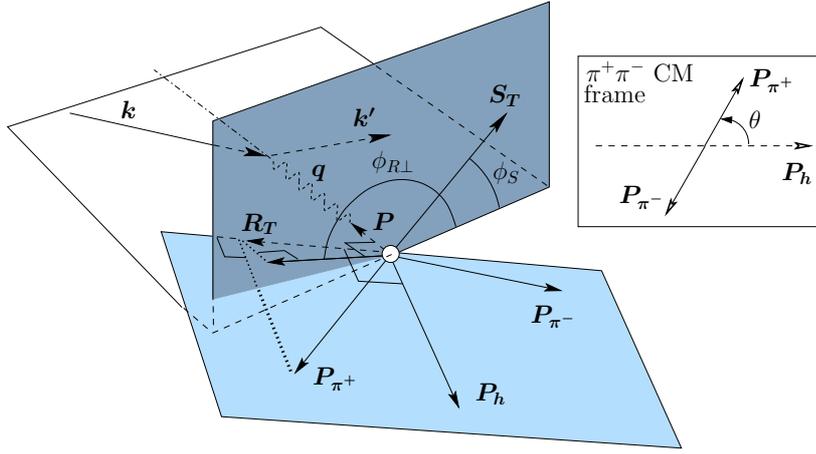


Рис. 1.9. Схематическое изображение кинематики процесса полуинклюзивного образования $\pi^+\pi^-$ пары. Показаны, в частности, азимутальный угол $\phi_{R\perp}$ этой пары и азимутальный угол ϕ_S компоненты спина мишени, S_T , поперечной к импульсу виртуального фотона q и к импульсу нуклона мишени P . Оба угла определены в системе центра масс виртуального фотона и нуклона мишени. На отдельной вставке показано определение полярного угла θ , который определен в системе центра пионной пары. Дальнейшие детали приведены в тексте.

Здесь, $\mathbf{R}_T = \mathbf{R} - (\mathbf{R} \cdot \hat{P}_h)\hat{P}_h$, with $\mathbf{R} \equiv (\mathbf{P}_{\pi^+} - \mathbf{P}_{\pi^-})/2$, $\mathbf{P}_h \equiv \mathbf{P}_{\pi^+} + \mathbf{P}_{\pi^-}$, и $\hat{P}_h \equiv \mathbf{P}_h/|\mathbf{P}_h|$. Таким образом, вектор \mathbf{R}_T является компонентой импульса \mathbf{P}_{π^+} ортогональной к вектору \mathbf{P}_h , а $\phi_{R\perp}$ — азимутальный угол вектора \mathbf{R}_T вокруг направления виртуального фотона. Пунктирные линии указывают проецирование векторов на плоскости. Короткая пунктирная линия параллельна направлению виртуального фотона.

Сечение рассматриваемого процесса выражается через произведение кирально-нечетной функции распределения трансверсити h_1^q и кирально-нечетной T -нечетной двухадронной функции фрагментации твиста 2 $H_{1,q}^{\triangleleft}$ [196, 211]. Разложение ФФ $H_{1,q}^{\triangleleft}$ по полиномам Лежандра приводит к идентификации различных вкладов к этой функции [207]. В частности ФФ $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}$ вызвана интерференцией между s - и p -волновыми компонентами $\pi^+\pi^-$ пары, а ФФ $H_{1,q}^{\triangleleft,pp}$ вызвана интерференцией между двумя p -волнами. Часто такие функции называются интерференционными фрагментационными функциями [191]. Отметим, что функция ФФ $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}$ по сути является ранее введенной функцией $\delta\hat{q}_T^a(z)$ [191]. Да-

лее, в экспериментальной части, главное внимание уделяется sp -интерференции, поскольку именно такому варианту уделяется наибольшее внимание в теоретических работах. В частности, в работе [191] предсказывается, что функция $H_{1,q}^{\leftarrow,sp}$ изменяет знак при очень специфической величине инвариантной массы $M_{\pi\pi}$ $\pi^+\pi^-$ пары, близкой к массе ρ^0 мезона. Отметим, однако, что ряд моделей [211, 212] предсказывают совершенно другое поведение данной функции.

В процессе ПИГНР неполяризованного пучка электронов на неполяризованной мишени, сечение образования пионных пар, σ_{UU} , лидирующего твиста и в лидирующем порядке по α_s , проинтегрированного по поперечному импульсу $P_{h\perp}$ этих пар, можно записать в следующем виде [207]:

$$\frac{d^7\sigma_{UU}}{dx dy dz d\phi_S d\phi_{R\perp} d\cos\theta dM_{\pi\pi}} = \sum_q \frac{\alpha^2 e_q^2}{2\pi s x y^2} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) f_1^q(x) D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}, \cos\theta), \quad (1.100)$$

где $x = Q^2/(2P \cdot q)$, $s = (P+k)^2$, f_1^q — спин-усредненная функция распределения кварков, $D_{1,q}$ — двухадронная ФФ представляющая плотность числа образованных пионных пар. Суммирование ведется по всем (анти)кварковым ароматам q . Аналогично, поляризованная часть сечения образования пионных пар, σ_{UT} , при рассеянии неполяризованного пучка на поперечно поляризованных нуклонах записывается в следующем виде [207]:

$$\begin{aligned} & \frac{d^7\sigma_{UT}}{dx dy dz d\phi_S d\phi_{R\perp} d\cos\theta dM_{\pi\pi}} = \\ & = -|\mathbf{S}_T| \sum_q \frac{\alpha^2 e_q^2}{2\pi s x y^2} (1-y) \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4 \frac{M_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2}} \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin\theta \times \\ & \quad \times h_1^q(x) H_{1,q}^{\leftarrow}(z, M_{\pi\pi}, \cos\theta), \quad (1.101) \end{aligned}$$

где M_π — масса пиона, \mathbf{S}_T — компонента спина мишени \mathbf{S} перпендикулярная к направлению виртуального фотона. Азимутальный угол ϕ_S соответствует направлению спина нуклона относительно плоскости рассеяния лептона для случая когда мишень находится в состоянии « \uparrow ». Вклады уровня твиста 3 ($1/Q$), к поляризованному и неполяризованному сечениям, имеют отличные от (1.100) и

(1.101) азимутальные зависимости [196].

Обе двухадронные фрагментационные функции, $D_{1,q}$ и $H_{1,q}^{\triangleleft}$, можно представить в виде разложения по полиномам Лежандра от $\cos \theta$. В этом случае [207],

$$D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}, \cos \theta) \simeq D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}) + D_{1,q}^{sp}(z, M_{\pi\pi}) \cos \theta + D_{1,q}^{pp}(z, M_{\pi\pi}) \frac{1}{4}(3 \cos^2 \theta - 1) \quad (1.102)$$

и

$$H_{1,q}^{\triangleleft}(z, M_{\pi\pi}, \cos \theta) \simeq H_{1,q}^{\triangleleft,sp}(z, M_{\pi\pi}) + H_{1,q}^{\triangleleft,pp}(z, M_{\pi\pi}) \cos \theta. \quad (1.103)$$

Здесь разложение в ряд ограничено вкладами только s - и p -волн. Предполагается [207], что в области инвариантных масс $M_{\pi\pi} < 1,5$ ГэВ, такое ограничение является достаточно хорошим приближением. Функция $D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$ содержит вклады от s - и p -волн, но не от их интерференции.

$$D_{1,q}(z, M_{\pi\pi}) = \frac{1}{4}D_{1,q}^s(z, M_{\pi\pi}) + \frac{3}{4}D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi}), \quad (1.104)$$

где $D_{1,q}^s$ и $D_{1,q}^p$ содержат вклады только s - и p -волн соответственно. Функции $D_{1,q}^{sp}(z, M_{\pi\pi})$ и $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}(z, M_{\pi\pi})$ зависят от интерференции s - и p -волн. Функции $D_{1,q}^{pp}(z, M_{\pi\pi})$ и $H_{1,q}^{\triangleleft,pp}(z, M_{\pi\pi})$ зависят от интерференции двух p -волн.

В работах [191, 207, 211], предлагалось измерять сечения σ_{UU} и σ_{UT} проинтегрированные по углу θ . В этом случае выражения для сечений содержат только ФФ $D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$ и $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}(z, M_{\pi\pi})$ (см. (1.100)–(1.103)). В таком подходе необходимо, однако, чтобы был полный экспериментальный аксептанс по углу θ , что трудно достичь, не только из-за геометрического аксептанса спектрометра, но и из-за аксептанса по импульсу зарегистрированных пионов. Экспериментальное ограничение по импульсу $|\mathbf{P}_{\pi}| > 1$ ГэВ сильно влияет на регистрируемое распределение по углу θ .

1.5. Планирование возможных результатов эксперимента HERMES с поперечно поляризованной мишенью

Планирование проведения эксперимента HERMES с поперечно поляризованной мишенью и возможные его результаты изучались в работах [58, 70–72, 213]. Рассматривалась возможная точность измерения структурной функции нуклона $g_2(x)$ и виртуальной асимметрии $A_2(x)$. Изучались возможности измерения асимметрий Коллинза и двухадронных асимметрий, а также возможности извлечения из них функции распределения $h_1(x)$.

К сожалению, реальные условия последующих экспериментальных измерений в некоторых случаях сильно отличались от предполагаемых. Для изучения структурной функции $g_2(x)$ и виртуальной асимметрии $A_2(x)$ основной проблемой стало сильное падение поляризации пучка электронов во время сеансов 2002–2005 годов не только по отношению к планируемому уровню, но и по отношению к средней поляризации пучка в 1996–2000 годах. Средняя поляризация пучка электронов в 1996–2000 годах составляла величину около 60 %. В 2002 году поляризация была практически равной нулю. В 2003–2005 годах средняя поляризация пучка была равна около 34 %. Причины такого катастрофического падения поляризации пучка электронов в накопителе HERA изложены в разделе 3.2. Оценки точности измерения структурной функции $g_2(x)$ рассматривались в работе [70].

Рассматривались возможности измерения двухадронной асимметрии. В тот момент времени существовала только модель Джаффе [191]. Ее предсказания сильно отличаются от современных результатов измерений в экспериментах HERMES [65] и COMPASS [214, 215]. Важное различие – поведение асимметрии в зависимости от инвариантной массы пионной пары. В модели Джаффе асимметрия меняет знак при массе пионной пары в окрестности массы ρ^0 мезона, что противоречит современным экспериментальным данным. В работе [72] была рассмотрена максимально возможная величина двухадронной асимметрии в мо-

дели Джаффе при рассеянии на протоне, которая достигается при соотношении $\delta\hat{q}_I^2 = 4\hat{q}_0\hat{q}_1/3$ между фрагментационными функциями $\delta\hat{q}_I$, \hat{q}_0 и \hat{q}_1 (обозначения введены в разделе 1.4.1). На основе этой максимально возможной асимметрии была сделана оценка максимально возможной точности извлечения комбинации распределений валентных кварков $x(h_1^{u_v} - h_1^{d_v}/4)$ (см рис. 1.10).

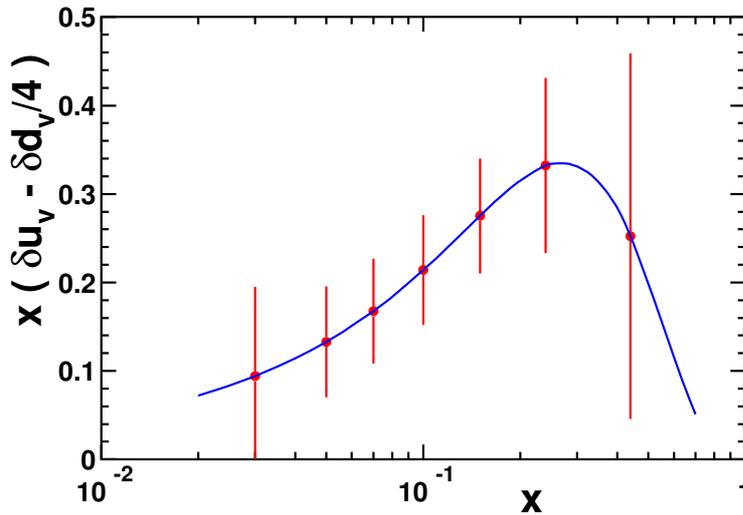


Рис. 1.10. Оценка точности извлечения комбинации $x(\delta u_v - \delta d_v/4)$ из измерения двухадронной асимметрии (здесь $\delta u_v \equiv h_1^{u_v}$ и $\delta d_v \equiv h_1^{d_v}$). Рисунок из работы [72].

Модельную оценку точности извлечения комбинации распределений валентных кварков $h_1^{u_v}$ и $h_1^{d_v}$ можно сравнить с этой же комбинацией распределений, извлеченной [216] из экспериментальных результатов эксперимента HERMES и представленной на рис. 6.16. Можно отметить несколько завышенную оценку ФР трансверсити (фактором $1,5 \div 2$), использованную [72] для оценки точности извлечения комбинации распределений кварков $h_1^{u_v}$ и $h_1^{d_v}$. Однако оценка точности довольно удовлетворительно согласуется с точностью измерений в эксперименте, особенно если учесть, что это оценка максимальной точности.

Довольно спекулятивными были оценки извлечения ФР $h_1(x)$ из измерения асимметрии Коллинза [58, 71, 72, 213]. Необходимо учесть практически полное отсутствие какой-либо информации о ФФ Коллинза и ФР трансверсити в тот период времени. Предполагалось измерение асимметрий, взвешенных с попе-

речным импульсом регистрируемого адрона, в зависимости от переменных x и z . В этом случае экспериментально измеряемая асимметрия была бы пропорциональна сумме произведений двух неизвестных функций $\sum_q e_q^2 h_1^q(x) H_1^{\perp(1)q}(z)$. При измерении асимметрии для π^+ мезонов, в предположении доминантности u кварков для их образования, данная сумма сводится к простому произведению $h_1^u(x) H_1^{\perp(1)u}(z)$. Для одновременного извлечения двух функций $h_1^u(x)$ и $H_1^{\perp(1)u}(z)$, предлагалась нормировка функции $h_1^u(x)$ при некотором значении переменной x , где ее вариации с изменением Q^2 по отношению к функции $g_1^u(x)$ минимальны. Данная идея следовала из не вполне обоснованного предположения, что функции $h_1^q(x)$ и $g_1^q(x)$ совпадают при некотором малом значении Q^2 .

Главным результатом указанных работ явилось привлечение внимания участников эксперимента HERMES к тематике исследований связанных с использованием поперечно поляризованной мишени в эксперименте.

Глава 2. Постановка эксперимента HERMES

Установка эксперимента HERMES представляет из себя широкоапертурный двухплечевой спектрометр. Уникальной особенностью эксперимента является использование внутренней газовой накопительной мишени, позволяющей проводить прецизионные измерения различных аспектов взаимодействия электронов с поляризованными и неполяризованными протонами и дейтронами, а также с более тяжелыми ядрами.

В эксперименте HERMES использовался поляризованный пучок электронов¹, накопленных в ускорительно-накопительном комплексе HERA (Hadron Elektron Ring Anlage), созданном в лаборатории DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) в г. Гамбург, Германия.

Первые экспериментальные данные были получены в 1995 году с использованием продольно поляризованной мишени ${}^3\text{He}$ с целью измерения структурной функции $g_1^n(x)$ [217]. В 1996–1997 годах в эксперименте использовалась продольно поляризованная водородная мишень, а в 1998–2000 годах продольно поляризованная дейтериевая мишень. После работ по модернизации ускорителя в 2001 году в эксперименте использовалась поперечно поляризованная водородная мишень. В 2006–2007 годах использование поляризованных мишеней было невозможно в связи с установкой в мишенной части спектрометра нового детектора — детектора протонов отдачи для улучшения выделения эксклюзивных реакций. Набор статистики был прекращен в конце июня 2007 года в связи с закрытием всего комплекса HERA.

В данной главе будут рассмотрены вопросы связанные с поляризованным пучком электронов в ускорителе HERA, с работой поляризованной мишени, со структурой спектрометра и характеристиками его детекторов. Будут рассмотре-

¹ Ускоритель способен обеспечивать пучки как электронов, так и позитронов. Здесь и далее слово электрон используется как общее для обеих частиц если нет каких-либо специфических эффектов из-за различия между ними.

ны, также, триггерная система, вопросы реконструкции и идентификации треков вторичных частиц.

2.1. Электронный пучок ускорительно-накопительного комплекса HERA

Схематическое изображение ускорительно-накопительного комплекса HERA представлено на рис. 2.1. Указано расположение четырех шахт для проведения экспериментов H1 [218], ZEUS [219], HERA-B [220] и HERMES. Пучок электронов ускорялся до энергии 12 ГэВ в ускорителе PETRA II и впрыскивался в кольцо ускорителя HERA. Ускорение электронов в кольце HERA до номинальной энергии 27,5 ГэВ начиналось при аккумулярованной величине тока электронов около 40–50 мА. Характерные параметры пучка электронов в кольце HERA приведены в табл. 2.1.

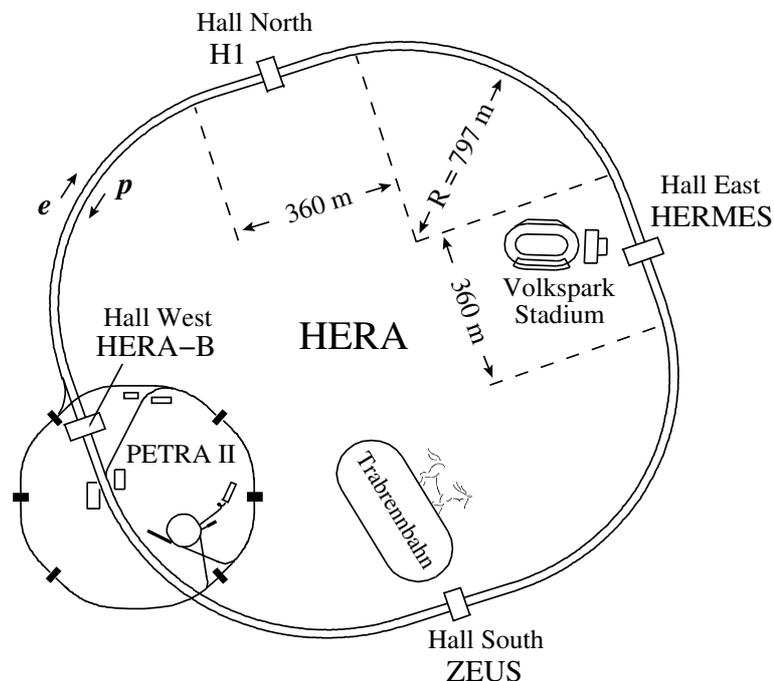


Рис. 2.1. Схематическое изображение ускорительно-накопительного комплекса HERA.

Ускорительное кольцо HERA работало попеременно с электронами и позитронами. Смена знака лептона происходила один раз в год. В 1996–1997,

1999–2000 и 2002–2004 годах HERA работала с позитронами, в 1998 и 2005 годах с электронами².

Таблица 2.1. Характерные параметры пучка электронов в HERA [221].

Длина окружности	6335,83 м
Частота обращения	47,317 кГц
Энергия электронов	27,5 ГэВ
Ток инжекции	40 – 50 мА
Число банчей	≤ 220
Число электронов в банче	$\sim 3 \cdot 10^{10}$
Расстояние между банчами	96 нс
Длительность банча	~ 30 пс

Импульс пучка лептонов в ускорителе HERA составлял величину равную приблизительно 27,6 ГэВ. Существует некоторый небольшой разброс величин импульсов по годам работы ускорителя. Разброс возникал из-за ежегодной работы по оптимизации траектории пучка лептонов в ускорительном кольце. Истинный импульс лептонов в ускорителе HERA приведен в Табл. 2.2.

Таблица 2.2. Импульс пучка лептонов в накопительном кольце HERA.

Год	1996	1997	1998	1999	2000	2002	2003	2004	2005
ГэВ	27,581	27,578	27,570	27,610	27,611	27,511	27,587	27,583	27,578

Во время движения по кольцу ускорителя в магнитном поле пучок электронов получает поперечную поляризацию благодаря хорошо известному эффекту

² В диссертации приведены результаты анализа данных накопленных в 1996–2005 годах. В 2006–2007 годах в эксперименте HERMES использовалась неполяризованная мишень из-за установки детектора протонов отдачи в мишенной части спектрометра.

Соколова–Тернова [222]. Процесс синхротронного излучения электронов, содержащего некоторую малую спин–флип амплитуду, выстраивает их спины вдоль направления магнитного поля. Величина поляризации P для идеального ускорителя растет со временем t согласно следующему выражению:

$$P(t) = P_{\infty}(1 - \exp -t/\tau) . \quad (2.1)$$

Здесь, P_{∞} асимптотическая величина поляризации, а константа времени τ зависит от параметров накопительного кольца. В идеальном случае для накопительного кольца HERA, с энергией электронов 27,5 ГэВ, $P_{\infty} = 0,924$ а $\tau = 37$ минут [223]. Спиновые эффекты, при рассеянии поперечно поляризованных лептонов на поляризованной мишени, пропорциональны массе лептона m_l вследствие сохранения спиральности в электромагнитной вершине и, следовательно, очень малы. Следствием этого являлась необходимость преобразования поперечной поляризации в продольную. Для такого преобразования использовался ротатор спина (spin rotator), установленный перед установкой HERMES. Обратное преобразование из продольной поляризации в поперечную выполнялся ротатором спина, установленным после установки HERMES. Ротатор спина состоял из набора горизонтально и вертикально отклоняющих магнитов [224] суммарно обеспечивающих поворот спина на 90° . 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 непрерывно производилось двумя поляриметрами. Один из них измерял продольную поляризацию [225] (LPOL), а второй — поперечную [226] (TPOL). Принцип работы поляриметров был основан на измерении спин–зависимого сечения Комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных лазерных фотонов на электронах пучка в кольце ускорителя. Пример результатов измерения поляризации пучка электронов одновременно обоими поляриметрами приведен на рис. 2.2. Измерения выполненные двумя поляриметрами хорошо согласуются между со-

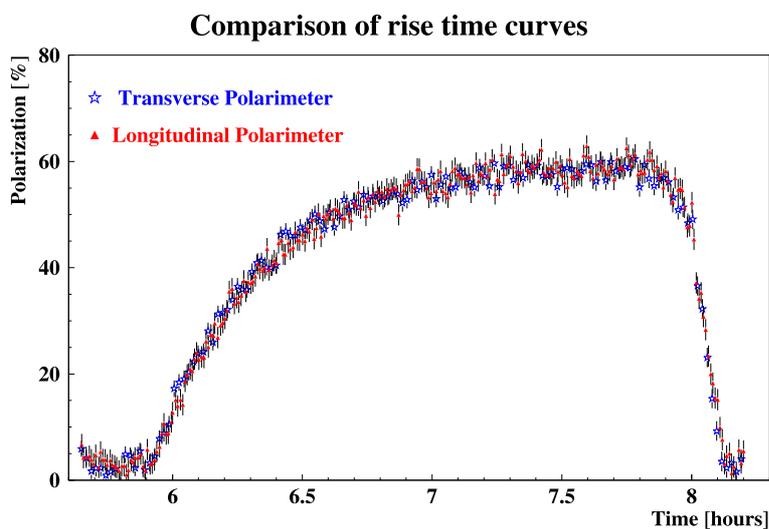


Рис. 2.2. Пример результатов измерения поляризации одновременно обоими LPOL и TPOL поляриметрами.

бой. Можно наблюдать, что качественно рост поляризации соответствует (2.1). Систематическая неопределённость измерения поляризации составила $< 2\%$ для LPOL и $1,6\%$ для TPOL.

2.2. Поляризованная мишень в эксперименте HERMES

Схематическое изображение мишени представлено на рис. 2.3. Источник поляризованных атомов (ИПА) (ABS на рис. 2.3) [227] впрыскивает пучок поляризованных атомов водорода/дейтерия в накопительную ячейку (storage cell) через которую циркулирует электронный пучок HERA. Малая часть газа (около 5%) диффундирует в поляриметр Брейт-Раби (BRP) [228], который измеряет поляризацию атомов, и в газоанализатор мишени (TGA) [229], который измеряет относительное содержание атомов и молекул газа.

Приведем краткое описание составляющих элементов мишени. Подробное описание мишени можно найти в работах [230, 231].

Источник поляризованных атомов. Атомарный водород/дейтерий создается посредством диссоциации молекулярного водорода/дейтерия с помощью радиочастотного диссоциатора (discharge tube на рис. 2.4). Интенсивный пучок атомов

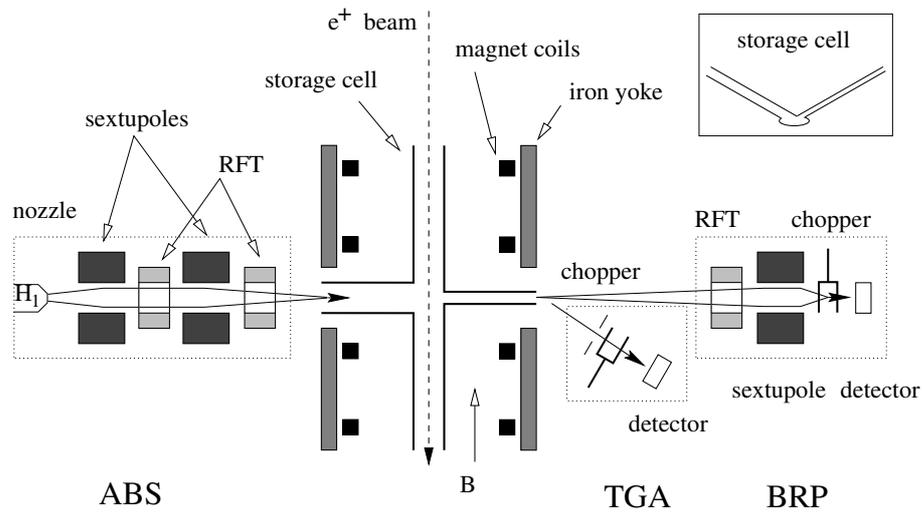


Рис. 2.3. Схематическое изображение поляризованной мишени установки HERMES. Вид сверху. В правом верхнем углу показана накопительная ячейка в плоскости поперечной пучку электронов.

формируется адиабатическим расширением газа через охлажденное до 100 К сопло (nozzle на рис. 2.4) и коллиматоры в вакуум с помощью мощной откачивающей системы. Сформированный пучок попадает в систему секступольных магнитов, которая отбирает специфические состояния атомов. Состояния атомов водорода (дейтерия) с полным спином $F = 0$ или $F = 1$ ($F = 1/2$ или $F = 3/2$) в магнитном поле B расщепляются на подсостояния согласно рис. 2.5. Четыре

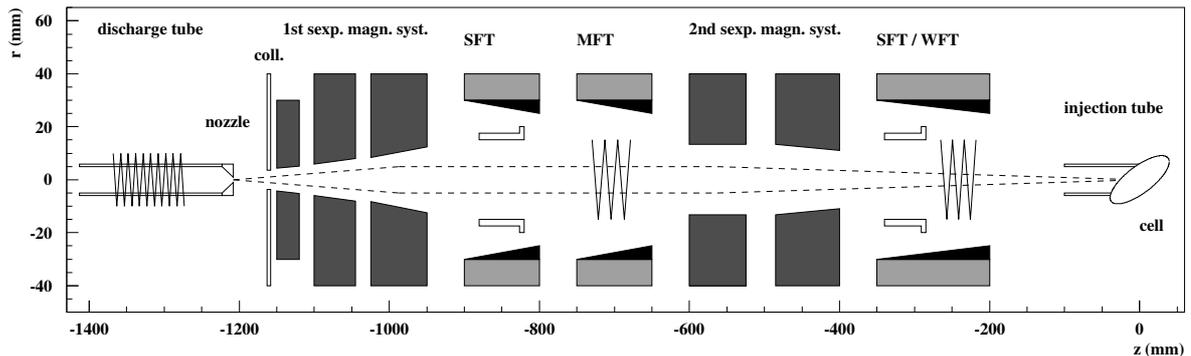


Рис. 2.4. Схематическое изображение источника поляризованных атомов.

(шесть) состояний для водорода (дейтерия) являются комбинациями спиновых состояний ядра ($m_I = \pm 1/2$ для водорода и $m_I = +1, 0, -1$ для дейтерия) и электрона оболочки ($m_S = \pm 1/2$). На диаграмме, величина поля выражена в единицах критического поля $B_C^{H(D)}$, а величина энергии уровней в единицах

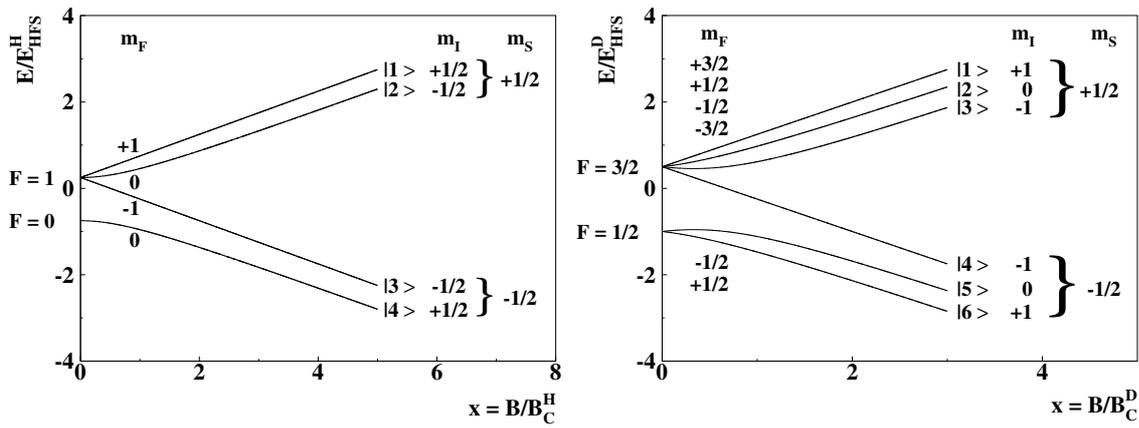


Рис. 2.5. Диаграмма энергетических уровней атомов водорода (слева) и дейтерия (справа) во внешнем магнитном поле B , выраженная в единицах критического поля $B_C^H(B_C^D)$. На рисунках, F - полный спин атома; m_I - проекция спина ядра; m_S - проекция спина электрона; m_F - проекция спина атома.

разности энергий между уровнями $F = 0(1/2)$ и $F = 1(3/2)$ при отсутствии внешнего магнитного поля $E_{HFS}^{H(D)}$. Величина критического поля $B_C^{H(D)}$ определена как величина внешнего магнитного поля при котором разность энергий между состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$ ($|1\rangle$ и $|4\rangle$ для дейтерия) равна энергии $E_{HFS}^{H(D)}$. Секступольные магниты отклоняют состояния $|3\rangle$ и $|4\rangle$ и фокусируют состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$. После прохождения системы секступольных магнитов пучок подвергается воздействию радиочастотного поля с частотой, соответствующей энергии перехода между уровнями сверхтонкого расщепления, что приводит к возбуждению переходов между ними и, как следствие, к изменению заселенности данных уровней. Использовались три блока, обеспечивающие переходы в слабом (WFT), промежуточном (MFT) и сильном (SFT) полях. Так, например, блок WFT обменивает заселенности состояний $|1\rangle$ и $|3\rangle$, а блок SFT обменивает заселенности состояний $|2\rangle$ и $|4\rangle$. Таким образом, в зависимости от того какой блок используется в заданное время, на выходе из ИПА можно получить комбинацию состояний $|1\rangle + |4\rangle$ или $|2\rangle + |3\rangle$. При этом результирующая поляризация электронов становится равной нулю, а поляризация нуклонов равной $+1/2$ или $-1/2$. Для дейтерия ситуация аналогична, при этом возможно получение как векторной, так и тензорной поляризации дейтронов.

Использование данной системы позволяло быстрое переключение направления поляризации, 60 с при работе с продольной поляризацией и около 90 с при работе с поперечной поляризацией. ИПА обеспечил высоко поляризованный пучок атомов водорода (дейтерия) с интенсивностями до $6,5 \cdot 10^{16}$ ат/с ($5,7 \cdot 10^{16}$ ат/с) при величине поляризации до 0,97 (0,92).

Накопительная ячейка. Накопительная ячейка сделана из сверхчистого алюминия (99,5 %) толщиной 75 мкм. Длина ячейки 400 мм, она имеет эллипсоидную форму с размерами $21 \times 8,9$ мм² с открытыми краями. Атомы, впрыснутые в T-образную ячейку, диффундируют от стенки к стенке мишени и, таким образом, могут многократно пересекать пучок электронов. Это приводит к существенному увеличению плотности мишени. Дополнительное понижение скорости атомов, достигаемое охлаждением стенок ячейки, позволяет получить плотность мишени $1 \div 2 \cdot 10^{14}$ нуклонов/см², что на два порядка превышает плотность струйных мишеней без накопительной ячейки. Плотность мишени вдоль ячейки имеет треугольную форму с максимумом в центре. Для снижения вероятности деполяризации и рекомбинации атомов газа, которая возможна при их соударении со стенками, камера имеет специальное покрытие материалом с низким коэффициентом поверхностной рекомбинации «Drifilm» [232] и охлаждена до температуры 100(65) К при работе с водородом (дейтерием). Атомы газа постепенно продвигаются к открытым торцам ячейки где они откачиваются высоко-скоростной дифференциальной насосной системой.

Газоанализатор мишени и поляриметр Брейт – Раби. В правой части рис. 2.3 расположены газоанализатор мишени (TGA) и поляриметр Брейт – Раби (BRP) в которые через трубку малого диаметра поступает часть поляризованного газа из накопительной ячейки.

Газоанализатор производит измерение относительного содержания атомов и молекул газа, содержащихся в накопительной ячейке. Измерение производится

с помощью квадрупольного масс-спектрометра. Степень диссоциации в выборке газа определяется исходя из измеренных потоков атомов один раз в минуту.

Поляриметр состоит из двух радиочастотных блоков, обеспечивающих переходы между уровнями сверхтонкого расщепления в сильном (SFT) и промежуточном (MFT) полях. Система секступольных магнитов фокусирует атомы с $m_S = +\frac{1}{2}$ на детектор — квадрупольный масс-спектрометр. Атомная поляризация P_a в центре мишени определяется из измерения относительных заселенностей сверхтонких уровней атомов водорода или дейтерия. Усреднение поляризации по всей длине мишени производилось с помощью моделирования прохождения потока атомов вдоль накопительной ячейки методом Монте Карло и выражалось определением коэффициента c_p . Значение усредненной поляризации выражалось следующим образом $R_{BRP} = c_p \cdot P_a$.

Используя измерения газоанализатора и поляриметра, поляризация мишени P_T вычисляется следующим образом [230]:

$$P_T = \alpha_0 [\alpha_r + (1 - \alpha_r)\beta] \cdot P_{BRP} \quad (2.2)$$

Здесь α_0 — это начальная доля атомов в газе впрыснутом в накопительную ячейку; α_r — это доля атомов выживших после столкновений; β — это отношение ядерной поляризации молекул, образованных в процессе рекомбинации атомов, и ядерной поляризации атомов. Величины α_0 , α_r и P_{BRP} вычислялись из измерений газоанализатора и поляриметра с рядом калибровок которые проводились в промежутки времени между заполнениями кольца электронами. Прямое измерение поляризации рекомбинированных молекул во время использования мишени с помощью поляриметра невозможно. Проведенные специальные измерения при повышенной температуре накопительной ячейки с целью увеличения рекомбинации показали, что величина параметра β заключена в области $[0,48 \div 0,83]$. Неопределенность в величине этого параметра приводит к систематической неопределенности в величине поляризации мишени.

Магнит мишени. Накопительная ячейка окружена магнитом, поле которого задает направление поляризации мишени. В случае продольной поляризации магнитное поле мишени не оказывает влияния на проходящий пучок электронов и приводит к очень слабому эффекту на траектории частиц, образованных в мишени. В случае поперечной поляризации необходимы поправки на оба эффекта. Отклонение пучковых частиц в магните потребовало создание корректирующего магнитного элемента и уменьшения величины напряженности магнитного поля чтобы подавить поток образующегося синхротронного излучения. Влияние магнитного поля на рассеянные частицы учитывалось на стадии обработки данных.

Величина поляризации мишени. Значение величины поляризации мишени определяла специальная мишенная группа эксперимента HERMES, работающая по ее обслуживанию и обработке соответствующих данных. Обычно представлялось среднее значение поляризации за год поскольку её значение было стабильно по времени. В 2004 и 2005 годах величина поляризации была нестабильна и мишенная группа представила её величину как функцию времени. В табл. 2.3 представлены средние значения поляризации мишени. Указаны периоды набора статистики, тип мишени водород (H) и дейтерий (D), направление поляризации и её значение. В 2000-м году значение поляризации для её положительного и отрицательного направлений несколько различаются и поэтому приведены её значения для каждого направления.

В заключение отметим, что использование газовой мишени выгодно отличается измерения, проведённые в эксперименте HERMES, от измерений, проведённых в других экспериментах, использовавших (и использующих) твердотельные мишени. Фактор разбавления (*dilution factor*), т. е. часть поляризующихся нуклонов в молекулах мишени f , для газовой мишени в эксперименте HERMES равен единице как для водородной, так и для дейтериевой мишени. Кроме того, использование твердотельной мишени приводит к необходимости учёта возможных ядерных эффектов на физический результат, полученный в эксперименте.

Таблица 2.3. Среднее значение поляризации мишени в различные периоды набора статистики.

Период работы	Мишень	Тип поляризации	Величина поляризации
Авг 1996 - Дек 1996	H	$P_{z\pm}^{\parallel}$	$0,759 \pm 0,042$
Фев 1997 - Окт 1997	H	$P_{z\pm}^{\parallel}$	$0,851 \pm 0,031$
Июн 1998 - Дек 1998	D	$P_{z\pm}^{\parallel}$	$0,856 \pm 0,064$
Янв 1999 - Дек 1999	D	$P_{z\pm}^{\parallel}$	$0,832 \pm 0,058$
Янв 2000 - Авг 2000	D	P_{z+}^{\parallel}	$0,851 \pm 0,029$
Янв 2000 - Авг 2000	D	P_{z-}^{\parallel}	$0,840 \pm 0,026$
Апр 2002 - Мар 2003	H	$P_{z\pm}^{\perp}$	$0,783 \pm 0,041$
Сен 2003 - Дек 2003	H	$P_{z\pm}^{\perp}$	$0,795 \pm 0,033$
Янв 2004 - Мар 2004	H	$P_{z\pm}^{\perp}$	$0,777 \pm 0,039$
Апр 2004 - Авг 2004	H	$P_{z\pm}^{\perp}$	$0,648 \pm 0,090 \dots 0,775 \pm 0,044$
Ноя 2004 - Ноя 2005	H	$P_{z\pm}^{\perp}$	$0,579 \pm 0,112 \dots 0,761 \pm 0,050$

Газовая мишень позволяет частую и быструю смену направления поляризации, что способствует уменьшению систематических неопределенностей в конечном результате измерений. Изменение направления продольной (поперечной) поляризации мишени в эксперименте HERMES происходило каждые 60 (90) с. Для твердотельных мишеней смена направления поляризации занимает в лучшем случае несколько часов.

Неполяризованная мишень. В эксперименте HERMES использовалась также неполяризованная мишень. При этом, кроме водорода и дейтерия, использовались и более тяжелые газы от гелия до ксенона. Плотность мишени с неполяризованным газом была выше, чем с поляризованным, и ограничивалась максимально возможным влиянием на время жизни электронного пучка для нормальной работы коллайдерных экспериментов H1 [218] и ZEUS [219]. Для минимизации потерь полезного времени работы данных экспериментов была разработана

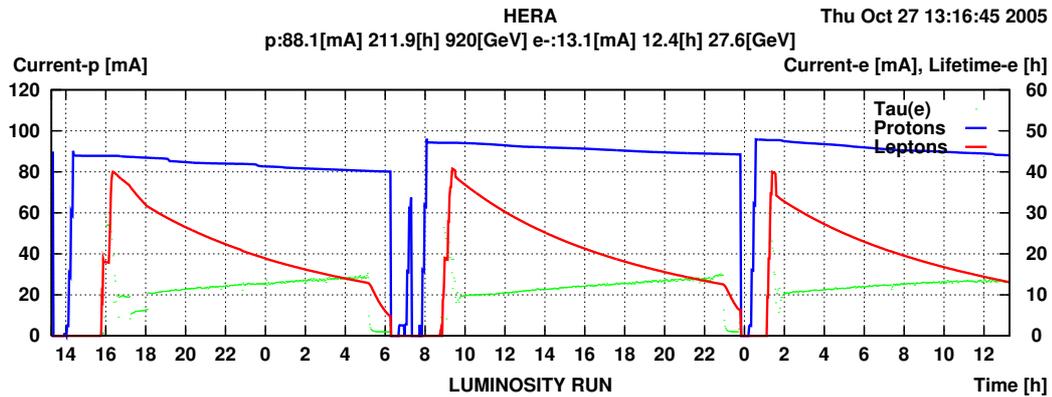


Рис. 2.6. Ток пучка протонов и электронов в кольце накопителя HERA в зависимости от времени t . Приведен пример применения процедуры работы с неполяризованной мишенью. Подробности приведены в тексте.

специальная процедура для работы эксперимента HERMES с высокой плотностью неполяризованного газа. При снижении тока пучка электронов в кольце до уровня ~ 13 мА, мишень установки HERMES заполнялась неполяризованным газом до плотности соответствующей времени жизни пучка электронов равной ~ 2 часа. Это позволяло использовать пучок электронов более эффективно. Пример изменения времени жизни пучка электронов при использовании такой процедуры показан на рис. 2.6. Точка излома на кривой, соответствующей току пучка электронов, определяет начало работы установки HERMES с неполяризованным газом высокой плотности.

2.3. Спектрометр установки HERMES

Спектрометр установки HERMES состоит из двух идентичных половин, одна половина выше, а вторая ниже плоскости проходящей через пучки протонов и электронов (см. рис. 2.7). Оба пучка проходят через центральную плоскость спектрометра и защищены от магнитного поля стальной плитой. Каждая половина спектрометра состоит из набора трековых детекторов, детекторов идентификации частиц и сцинтилляционных годоскопов. Используемая правая прямоугольная система координат предполагает что ось z направлена вдоль пучка

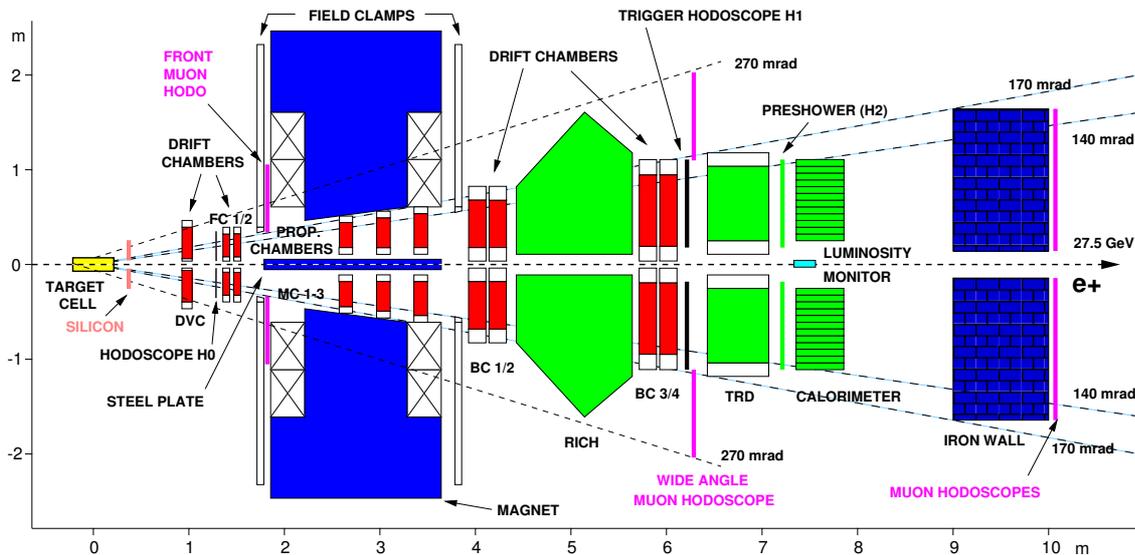


Рис. 2.7. Схематическое изображение спектрометра HERMES. Начало используемой системы координат расположено в центре мишени. Ось z направлена вдоль пучка электронов, ось x перпендикулярна к плоскости рисунка и направлена от читателя, ось y направлена вверх.

электронов, ось x направлена по радиусу от центра накопительного кольца и, соответственно, ось y направлена вверх. Начало системы координат расположено в центре мишени («target cell» на рис. 2.7). Дипольный магнит спектрометра обеспечивает магнитное поле перпендикулярное к пучку электронов в направлении оси y . Интеграл магнитного поля $\int B dz = 1,3$ Тм. Апертура магнита для частиц вылетающих из мишени $\theta_y = 140$ мрад в вертикальной плоскости и $\theta_x = 170$ мрад в горизонтальной плоскости.

В последующих разделах кратко рассматриваются параметры детекторов спектрометра. Детекторы, присутствующие на рис. 2.7, но не используемые в данном исследовании не обсуждаются.

2.3.1. Трековая система

Трековая система должна удовлетворять следующим требованиям:

- позволить произвести распознавание различных треков в событии;
- определить вершину события в мишени установки;
- измерить углы рассеяния вторичных частиц;

- измерить импульсы вторичных частиц;
- позволить связать сигналы, зарегистрированные в детекторах идентификации частиц, с реконструированными треками.

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

Перед магнитом расположены два типа камер: вершинная дрейфовая камера DVC и передние дрейфовые камеры FC1/2 (см. рис. 2.7). После магнита установлены задние дрейфовые камеры BC1/2 перед детектором RICH и BC3/4 (см. рис. 2.7) после детектора RICH. Каждая дрейфовая камера состояла из шести плоскостей $XUV(X'U'V')$. Проволочки X –плоскости ориентированы вертикально, а проволочки U – и V –плоскостей повернуты на $\pm 30^\circ$ по отношению к X –плоскости. Проволочки плоскостей $X'U'V'$ сдвинуты на половину размера дрейфовой ячейки по отношению к плоскостям XUV и предназначены для разрешения лево–правой неоднозначности.

Все дрейфовые камеры были заполнены одинаковой газовой смесью $Ar(90\%)/CO_2(5\%)/CF_4(5\%)$. Смесью была выбрана по причинам пожарной безопасности, большой дрейфовой скорости и малым эффектам старения.

В зазоре магнита были установлены три пропорциональные камеры MC1/2/3. В камерах использовалась газовая смесь $Ar(65\%)/CO_2(30\%)/CF_4(5\%)$.

Основные характеристики трековых детекторов спектрометра представлены в табл. 2.4.

2.3.2. Система идентификации частиц

Электромагнитный калориметр Задачи электромагнитного калориметра заключались в следующем:

- обеспечить триггер первого уровня для рассеянных электронов;

Таблица 2.4. Основные характеристики трековых детекторов.

Детектор	DVC	FC1	FC2	MC1	MC2	MC3	BC1/2	BC3/4
Расстояние от центра мишени, мм	1100	1530	1650	2725	3047	3369	4055	5800
Размер, мм								
Горизонтальный	474	660	660	996	1210	1424	1880	2890
Вертикальный	290	180	180	263	306	347	520	710
Ширина ячейки, мм	6	7		2			15	
U, V стерео угол	$\pm 30^\circ$	$\pm 30^\circ$		$\pm 30^\circ$			$\pm 30^\circ$	
Разрешение/ плоскость, мкм	220	225		700			275	300
Число проволок в плоскости X	80	96	96	496	608	720	128	192
Число проволок в плоскости U, V	96	96	96	512	608	720	128	192
Структура	$XX'UU'VV'$	$UU'XX'VV'$		UXV			$UU'XX'VV'$	
Число рад. длин/камеру	0,25 %	0,075 %		0,29 %			0,26 %	
Число камер	1	1	1	1	1	1	2	2
Полное число каналов	1088	2304		11008			7680	

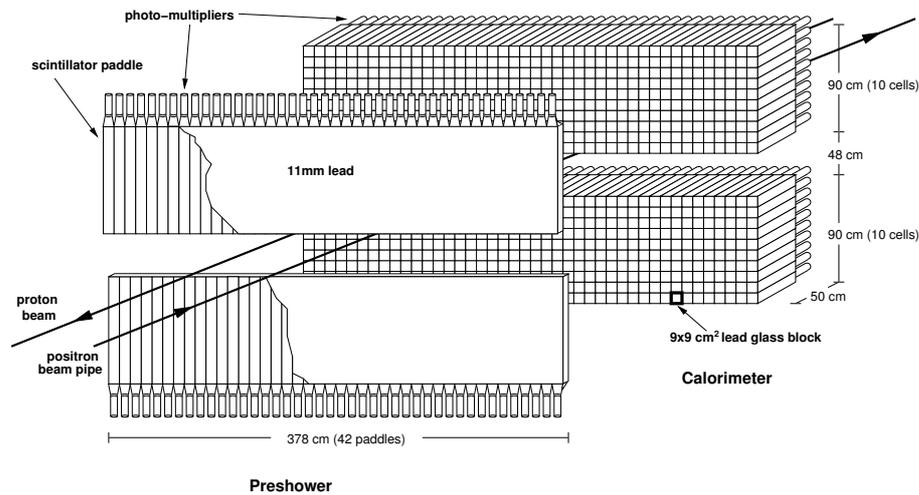


Рис. 2.8. Схематическое изображение электромагнитного калориметра и предливневого детектора.

- различить электроны от пионов с фактором режекции ≥ 10 на уровне триггера первого уровня и с фактором ≥ 100 на уровне анализа;
- обеспечить измерение энергии рассеянных электронов;
- обеспечить измерение энергии γ -квантов от радиационных процессов и распадов нейтральных мезонов π^0 и η ;
- обеспечить координатные измерения электронов и γ -квантов.

Конструктивно был выбран вариант калориметра состоящего из 840 радиационно-стойких блоков из свинцового стекла F101 [233]. Каждая половина калориметра была составлена из 420 блоков размещенных в матрице 42×10 . Каждый блок калориметра имеет поперечный размер $9 \times 9 \text{ см}^2$ и длину 50 см, что соответствует 18 радиационным длинам. Сигнал черенковских фотонов считывался фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) с заднего торца каждого блока. Поперечный размер блока был выбран так, чтобы в массиве блоков размером 3×3 содержалось 99 % электромагнитного ливня вплоть до энергий 30 ГэВ.

Разделение электронов и пионов существенно улучшается если перед калориметром установлен предливневый детектор (см. рис. 2.8). Детектор состоит из свинцовой плиты толщиной 11 мм и годоскопа H2 (см. далее), считываю-

щего информацию о величине выделенной энергии. Электроны могут вызвать электромагнитный ливень в свинце и выделенная энергия составит $20 \div 40$ МэВ в сцинтилляторе, в то время как пион может выделить только ионизационный сигнал порядка 2 МэВ.

Измерения, проведенные в пучке электронов с энергией 1–30 ГэВ, позволили определить следующие характеристики калориметра [234]:

- отклик калориметра к электронам линеен в пределах 1 %;
- энергетическое разрешение калориметра параметризуется в следующем виде:

$$\frac{\sigma(E)}{E} [\%] = \frac{5,1 \pm 1,1}{\sqrt{E}} + (2,0 \pm 0,5) + \frac{10,0 \pm 2,0}{E}. \quad (2.3)$$

Здесь значение энергии электрона E предполагается в единицах ГэВ.

- разрешение по поперечной координате точки входа электрона в калориметр, $\sigma_x \approx 7$ мм;
- временная стабильность отклика калориметра к электронам в пределах 1 %;
- фактор режекции адронов ≥ 10 на уровне триггера; фактор режекции при последующем анализе данных ≈ 100 ;
- реконструированные массы π^0 и η мезонов в хорошем согласии со значениями приведенными в таблицах PDG.

Годоскопы. Сцинтилляционные годоскопы $H1$ (расположен перед TRD) и $H2$ (расположен перед калориметром) предназначены для выработки быстрого сигнала с целью использования в триггере первого уровня. Кроме того годоскоп $H2$ используется как составная часть предливневого детектора (см. выше). Оба годоскопа имеют одинаковую структуру и состоят из 42-х вертикально расположенных пластин пластикового сцинтиллятора. Пластины имеют размер $9,3 \times 91$ см²

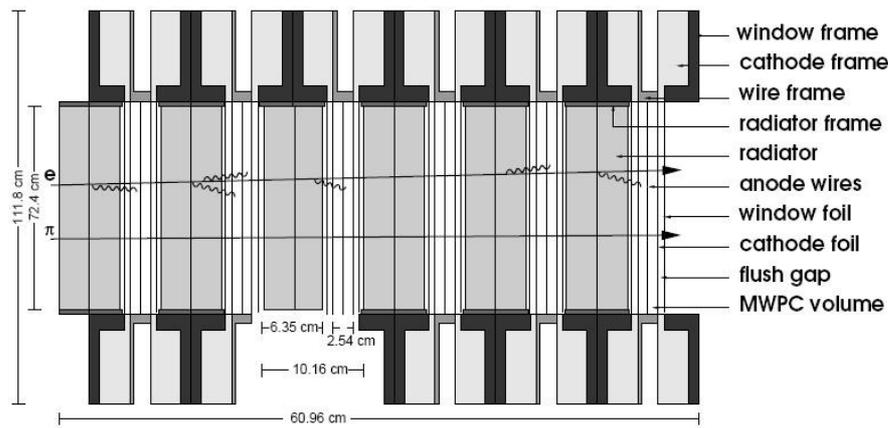


Рис. 2.9. Схематическое изображение детектора переходного излучения.

и расположены с взаимным перекрытием $2 \div 3$ мм. Каждая пластина сцинтиллятора считывается индивидуальным ФЭУ.

Годоскоп $H0$ расположен в передней части спектрометра перед дрейфовыми камерами FC1/2 и выполнен в виде отдельного листа пластикового сцинтиллятора толщиной 3,2 мм. Сцинтилляционный сигнал считывается двумя ФЭУ. Годоскоп выполняет двоякую роль:

- а) запрет триггеров, которые могли бы быть вызваны фоном от протонного пучка. Фоновые треки направлены в противоположную сторону по отношению к пучку электронов и временные сигналы с годоскопов $H1$ и $H2$ опережают, для частицы летящей со скоростью света, сигнал с годоскопа $H0$ на 18 нс;
- б) участие в главном триггере T21 (см. в разделе 2.3.4). В этом случае временной сигнал с годоскопа $H0$ опережает сигналы с годоскопов $H1$ и $H2$.

Детектор переходного излучения Назначение детектора переходного излучения TRD - обеспечить фактор режекции пионов ≥ 100 при 90 % эффективности выделения электронов для импульсов ≥ 5 ГэВ.

TRD детектор состоит из шести модулей (см. рис. 2.9) расположенных выше и ниже пучка электронов. Каждый модуль содержит радиатор и пропорциональную камеру заполненную смесью $Xe(90\%)/CH_4(10\%)$. Радиатор изготовлен в виде набора пластиковых волокон диаметром 17–20 мкм с полной толщи-

ной 6,35 см. Как электроны так и адроны выделяют ионизационную энергию в газе камеры. Наиболее вероятная энергия выделяемая пионом с энергией 5 ГэВ составляет 11 кэВ. Электроны в среднем выделяют примерно в два раза больше благодаря добавочной энергии от переходного излучения. При анализе данных использовался метод усеченного среднего т. е. наибольший сигнал из шести модулей отбрасывался и усреднение происходило по оставшимся пяти модулям. В результате был получен фактор режекции пионов около 150 при 90 % эффективности выделения электронов.

Регистрация черенковского излучения. Первые годы работы в эксперименте использовался газовый пороговый черенковский счётчик. В качестве радиатора использовалась смесь $N_2(70 \%) / C_4F_{10}(30 \%)$ при атмосферном давлении. Черенковский свет фокусировался двадцатью сферическими зеркалами (в каждой половине спектрометра) на двадцать ФЭУ. Толщина черенковского счётчика составляла 0,35 % радиационной длины и практически не влияла на точность реконструкции импульса заряженных частиц. Пороговый черенковский импульс при котором частица начинает испускать фотоны равен

$$P_{thresh} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (2.4)$$

где m – масса частицы, а n – показатель преломления вещества радиатора. Для пионов, каонов и протонов пороговый импульс составлял величину 3,8, 13,6 и 25,8 ГэВ соответственно.

В 1998 году пороговый черенковский счетчик был заменён на детектор типа RICH с регистрацией колец черенковского света от двух радиаторов [235]. В качестве радиаторов детектор RICH (см. рис. 2.10) использовал аэрогель диоксида кремния SiO_2 (показатель преломления $n = 1,0304$) на передней стенке детектора и газ C_4F_{10} (показатель преломления $n = 1,00137$) в основном объеме детектора. Величины показателей преломления указаны для длины волны света

равной 633 нм. Угол черенковского излучения, θ_c , вычисляется из соотношения

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.5)$$

где β скорость частицы. Величина черенковского угла θ_c в зависимости от импульса частицы для различных типов адронов иллюстрируется на рис. 2.11.

Черенковские фотоны фокусировались системой сферических зеркал и регистрировались матрицей ФЭУ. В нижней и верхней половине RICH были установлены 1934 ФЭУ Philips XR1911. Пример одного из зарегистрированных событий с изображениями черенковских колец на матрице ФЭУ приведен на рис. 2.12.

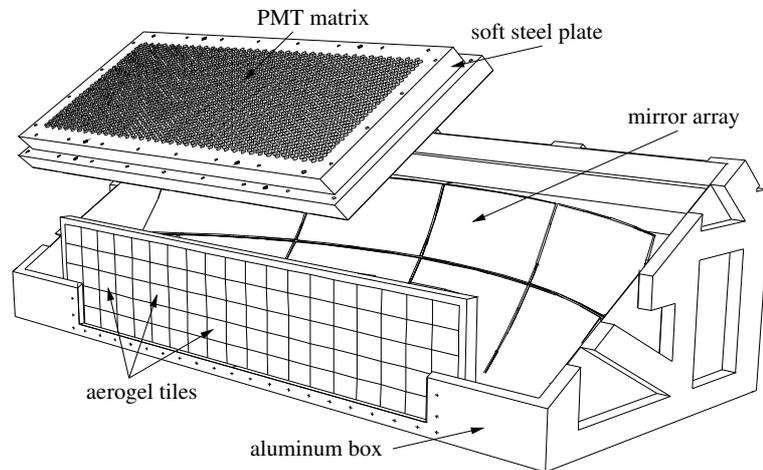


Рис. 2.10. Схематическое изображение детектора колец черенковского излучения.

2.3.3. Мониторирование светимости

Измерение светимости в эксперименте является важным по ряду причин, среди которых отметим:

- относительная интегральная светимость, измеренная при различных спиновых состояниях мишени, необходима для определения асимметрий в сечениях различного типа реакций;
- определение абсолютной интегральной светимости необходимо для измерения абсолютных значений структурных функций;

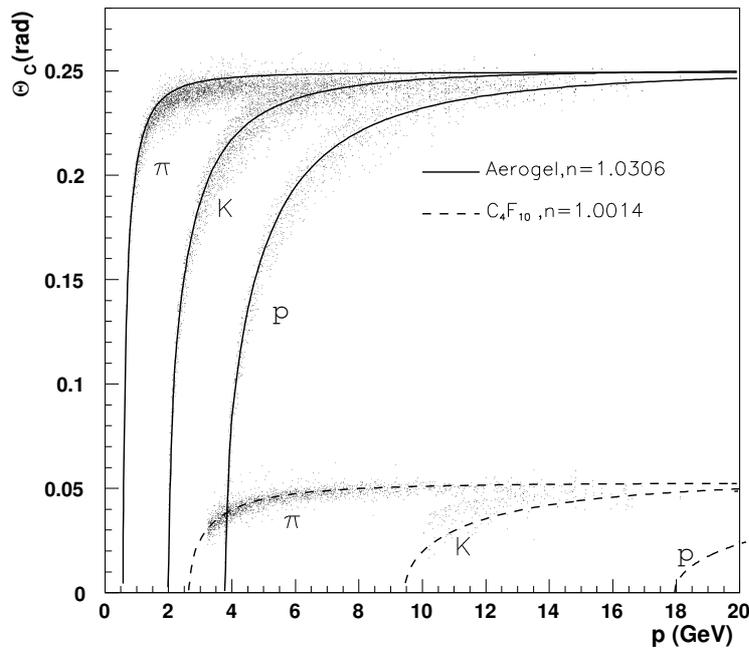


Рис. 2.11. Черенковский угол θ_c как функция импульса для различных типов адронов. Показаны данные для аэрогелевого и газового радиаторов.

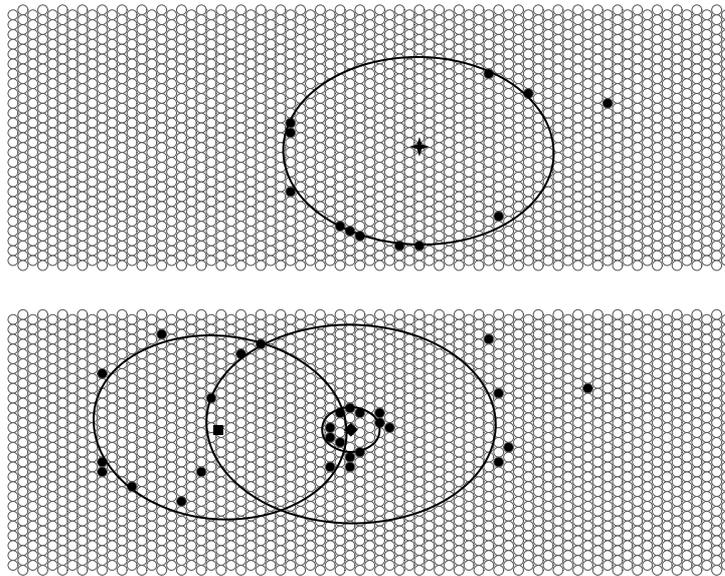


Рис. 2.12. Пример одного из зарегистрированных событий с изображениями черенковских колец на матрице ФЭУ. Верхняя панель — K^+ мезон с импульсом 5,5 ГэВ. Нижняя панель — π^- мезон с импульсом 1,5 ГэВ (левый эллипс); электрон с импульсом 14,6 ГэВ (правый эллипс). Рисунок из работы [235].

- непрерывное измерение светимости важно для постоянного мониторингирования условий работы эксперимента.

Изложение процесса мониторинга светимости в эксперименте HERMES следует работам [236, 237].

Для измерения светимости в эксперименте HERMES использовался процесс упругого рассеяния пучковых позитронов на электронах атомов газовой мишени $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (рассеяние Баба) и процесс их аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. В случае электронного пучка использовался процесс упругого рассеяния электронов $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ (мёллеровское рассеяние).

Монитор светимости состоит из двух компактных черенковских калориметров созданных на основе кристаллов $NaBi(WO_4)_2$, которые имеют очень высокую радиационную стойкость около 7×10^5 Гр. Каждый калориметр состоит из 12 кристаллов размером $22 \times 22 \times 200$ мм³, расположенных в матрице 3×4 .

При энергии пучка 27,5 ГэВ угол упругого симметричного рассеяния равен 6,1 мрад. Рассеянные частицы покидают пучковую трубу на расстоянии 7,2 м от центра мишени. Обе частицы должны быть зарегистрированы двумя калориметрами на совпадение и сумма их энергий должна быть равна энергии пучковой частицы. На рис. 2.13 приведена диаграмма рассеяния энергий (не поправленных на утечки) выделенных в двух калориметрах при наборе статистики в пучке позитронов [238]. Центральная часть диаграммы, ограниченная прерывистыми линиями, соответствует событиям Баба-рассеяния и процесса аннигиляции.

Статистическая точность измерения светимости составляла около 1 % за время набора статистики около 100 сек. Характерная светимость в эксперименте, при работе с поляризованной водородной мишенью, составляла величину около 2×10^{31} см⁻²с⁻¹.

2.3.4. Триггер и запись данных

В данной диссертации рассматриваются процессы глубоконеупругого инклюзивного и полуинклюзивного рассеяния электронов на протонах и дейтронах. Основным критерием для выделения таких процессов является наличие

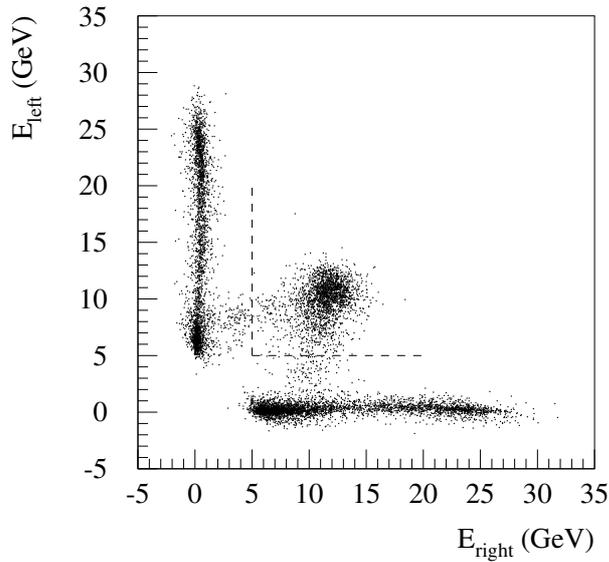


Рис. 2.13. Диаграмма рассеяния энергии выделенной в левом и правом калориметрах монитора светимости. Прерывистая линия соответствует порогу для выделения событий Баба-рассеяния. Рисунок из работы [238].

рассеянного электрона в конечном состоянии. Для этого использовался триггер T21 в котором требовалось совпадение сигналов с трех годоскопов $H0$, $H1$, $H2$ и наличие некоторой пороговой энергии выделенной в двух смежных столбцах калориметра CALO.

$$T21 = (H0 \cdot H1 \cdot H2 \cdot CALO)_{top} + (H0 \cdot H1 \cdot H2 \cdot CALO)_{bot}. \quad (2.6)$$

Пороговая энергия была установлена равной 1,4 ГэВ при наборе данных с поляризованной мишенью и равной 3,5 ГэВ при наборе данных с неполяризованной мишенью. Требовалось также временное совпадение этих сигналов с временной меткой пучкового банча электронов поступающего от ускорителя. На выработку триггерного решения отводилось 400 нс. Система сбора данных могла работать при скорости записи событий до 500 Гц при мертвом времени менее 10 %.

Во время набора статистики происходила запись двух типов информации. При поступлении триггерного сигнала, данные со всех детекторов вычитыва-

лись и поступали в систему сбора данных как единичное событие. Другой тип записей поступал от системы медленного контроля детекторов SCS (Slow Control System), где регистрировалась информация о токе пучка, поляризациях пучка и мишени, условиях работы детекторов и т. п. Эта информация записывалась примерно каждые 10 секунд. Набор данных о событиях группировался с таким же временным интервалом. Группа данных, оформленная как одна запись, называлась барст (burst) данных. Поток данных от системы сбора данных записывался в EPIO (Experimental Physics Input Output) [239] формате в файлы сырых данных, как набор барстов, с суммарным размером до 450 Мбайт. Такие файлы данных соответствовали так называемым «run»-ам. После заполнения «run» файла, он записывался на ленточные накопители типа DLT (Digital Linear Tape) и копировался в вычислительный центр с записью на ленточные накопители с роботизированным доступом.

2.4. Обработка данных в эксперименте HERMES

2.4.1. Контроль условий проведения эксперимента

Контроль условий проведения эксперимента проводился на основе информации об условиях работы для каждого барста (см. раздел 2.3.4). Информация поступала от системы медленного контроля детекторов, а также из анализа записей в журнале проведения эксперимента. Для каждого барста, и для каждой половины спектрометра, использовалось одно слово длиной 32 бита. Состояние каждого бита соответствовало тем или иным условиям проведения эксперимента. Среди важнейшей информации, закодированной в битах, отметим следующее:

- происходит набор статистики с не поляризованной мишенью;
- происходит набор статистики с поляризованной мишенью и мишень находится в хорошо определённом состоянии, т. е. в данном барсте мишень не

переходит из одного состояния в другое;

- детекторы, измеряющие поляризацию пучка, работают нормально и величина поляризации в разумных пределах, 20–80 %;
- разумная величина временной длины барста, < 11 сек.;
- разумная величина тока пучка, $2 \leq I \leq 50$ мА;
- величина мертвого времени системы сбора данных находится в разумных пределах;
- отсутствие нерабочих блоков в калориметре, предливневом детекторе и мониторе светимости;
- отсутствуют скачки напряжения во время данного барста;
- детектор переходного излучения функционирует нормально;
- детектор RICH функционирует нормально;
- дежурный физик не отметил данный run как не пригодный для физического анализа по каким-либо причинам;

2.4.2. Треки заряженных частиц и реконструкция импульсов

На первой стадии обработки данных, специальная программа HDC (Hermes DeCoder) декодировала сырые данные из EPIO формата и записывала их в ADAMO таблицы³. При этом использовались данные о геометрии детекторов и калибровочная информация. Декодированная информация поступала в программу реконструкции треков HRC (Hermes Reconstruction Program) [241].

Импульсы заряженных частиц реконструировались с использованием информации с дрейфовых камер, каждая из которых состояла из шести плоскостей

³ ADAMO – пакет программ для работы со структурами данных [240].

(см. раздел 2.3.1). Для определения начальной траектории рассеянных частиц использовались передние камеры DVC и FC1/2 (см. рис. 2.7). Данная информация позволяла определить пространственное происхождение этих частиц, т. е. сопоставимы ли данные треки с предположением, что их источник находится в области мишени, а также определить полярный и азимутальный углы данной частицы. Трек, определённый информацией от камер DVC, FC1 и FC2, назывался передним треком (front track). Траектории частиц после магнита назывались задними треками (back track) и определялись информацией от дрейфовых камер BC1/2 и BC3/4. Дрейфовые камеры находились вне области магнитного поля, поэтому треки рассматривались как прямые линии в пространстве.

Комбинации передних и задних треков проверялись на их пересечение в $x-y$ плоскости в пределах некоторой заданной области. В случае их пересечения формировался полный трек, параметры которого определялись из заранее определенной таблицы поиска (look-up table). Входными величинами для таблицы поиска являлись параметры переднего и заднего треков. Величины импульсов треков восстанавливались с разрешением лучше 2 %, а углы с разрешением в пределах 1,8 мрад.

При наборе статистики с поперечно поляризованной мишенью было необходимо учесть отклонение вторичных заряженных частиц в поперечном магнитном поле мишени, направленном вдоль оси y , которое приводило к смещённой оценке положения вершины события вдоль координаты z и угла θ_x . Учёт этого эффекта проводился двумя методами [242]. Оба метода основаны на использовании карты магнитного поля, создаваемого магнитом мишени. Для данных 2003–2005 годов карта поля была тщательно измерена, в то время как для данных 2002 года использовалась карта вычисленная с помощью программы MAFLA [243].

В первом методе коррекция параметров трека основывалась на использовании таблицы предварительных решений. Для создания такой таблицы были проведены вычисления набора траекторий в пределах аксептанса спектрометра,

в зависимости от импульса, вертикального и горизонтального углов частицы и положения вершины события вдоль оси z . Из данного набора выбиралась траектория наиболее близкая к треку измеренному в передней части спектрометра. На конечной стадии процедуры параметры трека вычислялись линейной интерполяцией между близлежащими траекториями.

Второй метод был основан на процедуре трассировки лучей. Использовалось предположение, что траектория частицы, которая в начале близка к некоторой эталонной траектории, будет также близка к ней в конце и что параметры траектории в конце можно получить исходя из параметров в начале траектории с помощью линейного преобразования. В этом случае обратное линейное преобразование приводит к вычислению параметров трека в начале траектории исходя из измеренных параметров трека. Коэффициенты преобразования находились с помощью трассировки нескольких эталонных траекторий используя программу MIT-Raytrace [244].

2.4.3. Отбор событий для анализа

Геометрические критерии отбора. Геометрические критерии необходимы для подавления возможных вкладов частиц от посторонних источников, а также для того чтобы исключить влияние краевых эффектов спектрометра на реконструкцию треков, принадлежащих к событию.

Для треков заряженных частиц требовалось выполнение следующих условий:

- трек должен иметь начало в вершине события находящейся в области мишени: $|z_{vertex}| \leq 18$ см;
- трек должен пересекать переднюю плоскость калориметра: $|x_{calo}| \leq 175$ см и 30 см $\leq |y_{calo}| \leq 108$ см при $z = 783$ см;
- трек не должен пересекать стальную плиту защищающую пучки протонов

и электронов от магнитного поля спектрометра, $y_{sp} \geq 7$ см при $z = 181$ см;

- трек не должен пересекать магнитные экраны, защищающие детекторы спектрометра от магнитного поля электромагнита: $|x| \leq 31$ см при $z = 172$ см, $|x| \leq 100$ см и $|y| \leq 54$ см при $z = 383$ см.

Для фотона требовалось выполнение следующих условий: $|x_{calo}| \leq 125$ см и $33 \text{ см} \leq |y_{calo}| \leq 105$ см при $z = 783$ см.

Кинематические критерии отбора. Для отбора событий ГНР требовалось выполнение следующих условий:

- $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ — отбирает область ГНР;
- $W^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ — исключает вклад резонансной области;
- $0,1 < y < 0,95$ — верхний предел подавляет область больших поправок КЭД, нижний предел исключает область плохого разрешения кинематических переменных;
- $0,023 < x < 0,4$ — эффективные пределы из-за аксептанса спектрометра, а также из-за пределов на Q^2 и W^2 .

В некоторых случаях эти требования несколько модифицировались, такая информация будет представлена в соответствующем разделе. Для отбора событий ПИГНР требовалось более жесткое ограничение на массу адронной системы, $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$. Такое ограничение улучшает разделение фрагментов рассеянного кварка и фрагментов мишени [245–247].

2.4.4. Идентификация частиц

2.4.4.1. Разделение электронов и адронов

Изложение материала в этом разделе следует работам [248, 249].

Разделение адронов и электронов основано на различии сигналов от их прохождения через различные детекторы идентификации частиц спектрометра (см. рис. 2.14).

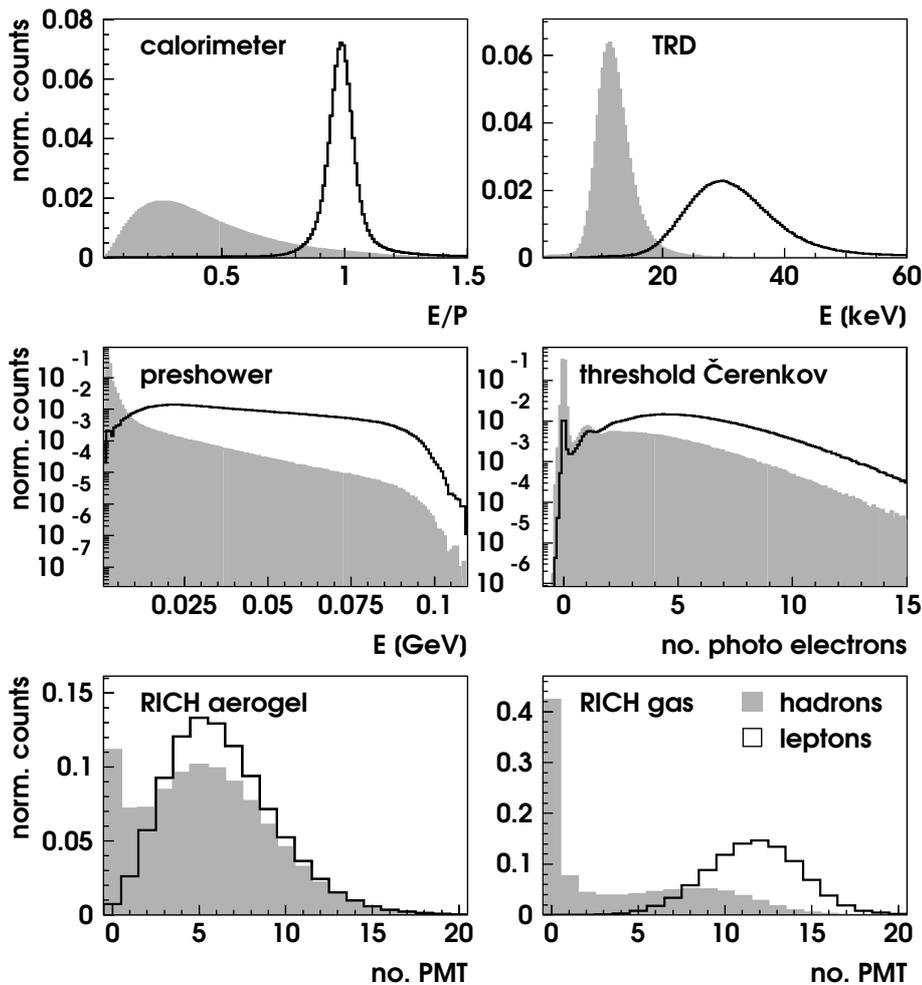


Рис. 2.14. Отклик различных детекторов идентификации частиц на проходящие адроны и электроны. Рисунок из работы [250].

Для выработки критерия идентификации электрона и адрона рассмотрим условную вероятность $P(e(h)|E, p)$, т. е. вероятность того, что частица с импульсом p , вызвавшая сигнал E в детекторе, является электроном (e) или адроном (h). Согласно теореме Байеса, эта вероятность можно записать в следующем виде

$$P(e(h)|E, p) = \frac{P(e(h)|p) P(E|e(h), p)}{P(e|p)P(E|e, p) + P(h|p)P(E|h, p)}. \quad (2.7)$$

Здесь $P(E|e(h), p)$ – условная вероятность того, что электрон (e) или адрон (h) с импульсом p вызовет сигнал E в детекторе, а $P(e(h)|p)$ – априорная вероятность того, что частица с импульсом p является электроном (e) или адроном (h). Величину $P(e(h)|p)$ в (2.7) можно заменить на величину потока электронов (адронов) $\phi_{e(h)}$, проходящих через детектор. На начальном этапе эксперимен-

та, вероятности $P(E|e, p)$ и $P(E|h, p)$ изучались используя результаты тестовых облучений детекторов в соответствующих пучках частиц. В дальнейшем, как правило использовалась следующая процедура. Тип налетающей частицы фиксировался применением очень жёстких критериев отбора типа частицы в трёх типах детекторах идентификации частиц, а для оставшегося детектора (из четырёх) производилось изучение величины вероятности $P(e(h)|p)$.

Вероятности $P(e|E, p)$ и $P(h|E, p)$ комбинировались в величины PID для каждого типа детекторов

$$\text{PID} = \log_{10} \frac{P(e|E, p)}{P(h|E, p)} = \log_{10} \frac{P(e|p) P(E|e, p)}{P(h|p) P(E|h, p)} = \text{PID}_{det} - \log_{10} \Phi, \quad (2.8)$$

где

$$\text{PID}_{det} \equiv \log_{10} \frac{P(E|e, p)}{P(E|h, p)}, \quad \Phi \equiv \frac{\phi_h}{\phi_e}. \quad (2.9)$$

В дальнейшем PID величины для конкретных детекторов (PID_{cal} для калориметра, PID_{pre} для предливневого детектора, $\text{PID}_{cer(ric)}$ для черенковского детектора (детектора RICH), PID_{trd} для детектора TRD) суммировались для образования некоторых комбинаций. При анализе было обнаружено что наиболее информативными являются следующие комбинации

$$\begin{aligned} \text{PID3} &= \text{PID}_{cal} + \text{PID}_{pre} + \text{PID}_{cer}, \\ \text{PID5} &= \text{PID}_{trd} = \sum_{i=1}^6 \text{PID}_{trd,i}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Величина PID фактора для детектора переходного излучения, PID_{trd} , вычислена в виде суммы величин, полученных для каждого из шести модулей детектора. Двумерное распределение числа частиц в переменных PID3 и PID5 приведено на рис. 2.15. Распределения электронов (невысокий пик справа) и адронов (высокий пик слева) хорошо разделяются. Электроны и адроны хорошо разделяются и в одномерном распределении при использовании переменной $\text{PID3} + \text{PID5} - \log_{10} \Phi$. Такое распределение представлено на рис. 2.16.

Учёт величины фактора отношения потоков Φ не сильно влияет на возможности разделения электронов и адронов, что можно видеть на рис. 2.17, где

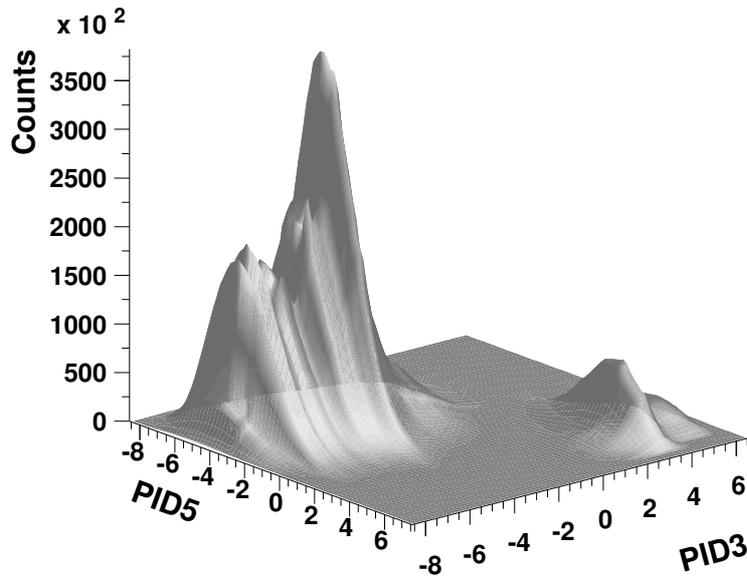


Рис. 2.15. Двумерное распределение числа частиц в переменных PID3 и PID5. Рисунок из работы [251].

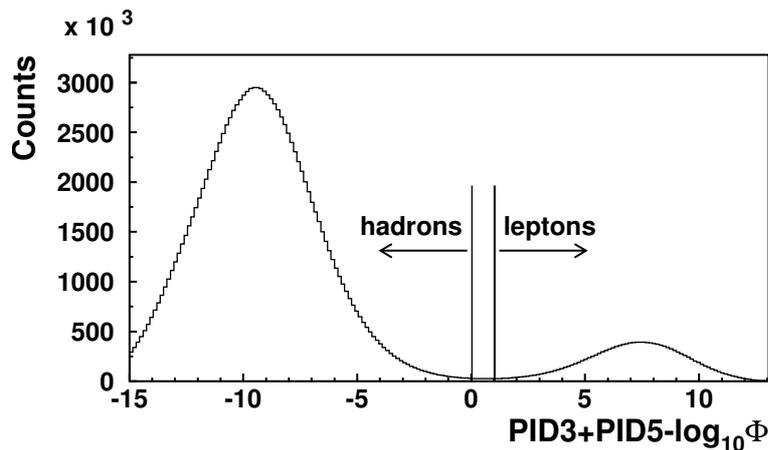


Рис. 2.16. Распределение числа частиц в зависимости от переменной $PID3 + PID5 - \log_{10} \Phi$. Рисунок из работы [251].

приведено распределение величины $PID3 + PID5$ с учётом (пунктирная линия) и без учёта (сплошная линия) величины фактора отношения потоков частиц Φ .

Как правило для выделения электронов и адронов в анализе данных эксперимента HERMES использовались следующие критерии: $PID3 + PID5 > 1,0$ для выделения электронов; $PID3 + PID5 < 0,0$ для выделения адронов. Эффективность идентификации электронов в процессах ГНР превышала 98 % при примеси адронов менее 1 %, а эффективность идентификации адронов в процессах ПИГНР превышала 99 % при примеси электронов менее 1 % [251].

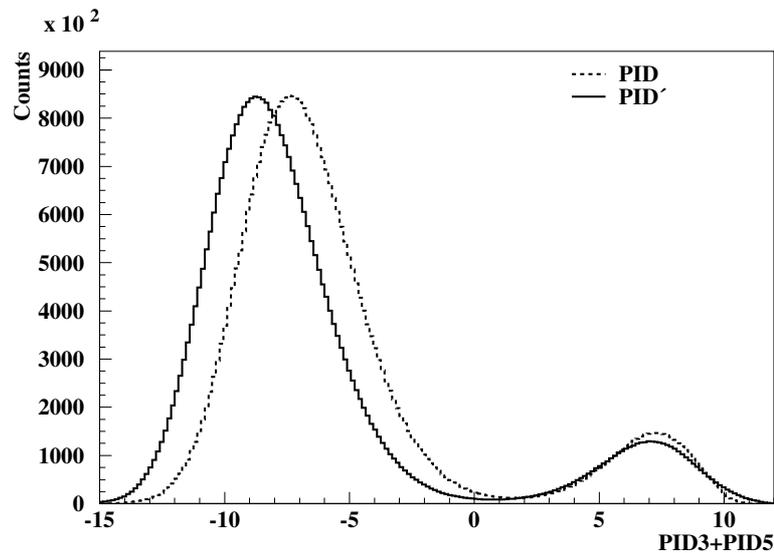


Рис. 2.17. Распределение величины $PID3 + PID5$ с учётом (пунктирная линия) и без учёта (сплошная линия) величины фактора отношения потоков частиц Φ . Рисунок из работы [252].

2.4.4.2. Идентификация заряженных адронов

Идентификация заряженных адронов в данных, набранных в 1996–1997 годах, производилась с помощью порогового черенковского счётчика. Данный счётчик обеспечивал хорошую идентификацию π мезонов в интервале импульсов 4,5–13,5 ГэВ [253]. Для идентификации требовалось, чтобы частица была идентифицирована как адрон (см. раздел 2.4.4.1) и сигнал черенковского счётчика превышал уровень шумов.

Начиная с данных 1998 года идентификация проводилась с помощью детектора RICH (см. раздел 2.3.2). Наличие двух радиаторов и измерение угла черенковского излучения позволяло проводить идентификацию пионов, каонов и протонов в области импульсов 2–15 ГэВ. Выделение пионов возможно начиная с импульса 1 ГэВ.

Измерение угла черенковских фотонов затруднялось нелинейными оптическими свойствами системы сферических зеркал и относительно малым количеством зарегистрированных фотонов. В среднем регистрировалось 6 фотонов образованных в аэрогеле, и 11 фотонов образованных в газовом радиаторе. Нелинейность системы зеркал приводила к тому, что конус черенковского излучения

отображался на матрице фотоумножителей (ФЭУ) в виде деформированных эллипсов. Для идентификации адронов были разработаны несколько методов.

Метод обратной трассировки лучей, IRT (Inverse Ray Tracing) [235]. В этом методе для каждого сработавшего ФЭУ вычислялся черенковский угол, соответствующий параметрам трека проходящей заряженной частицы, координатам данного ФЭУ и предположению в каком из двух радиаторов образовался зарегистрированный фотон. Вычисленный угол сравнивался с величинами углов, ожидаемых для гипотез, что частица являлась пионом, каоном или протоном. В результате выбиралась гипотеза для которой ожидаемый угол и средняя величина вычисленных углов были наиболее близки.

Метод прямой трассировки лучей, DRT (Direct Ray Tracing) [254]. В данном методе, наиболее вероятный тип адрона выбирался из сравнения изображения сработавших ФЭУ, с изображением, полученным с помощью моделирования прохождения фотонов через оптическую систему до матрицы ФЭУ, для предполагаемого типа адрона и его импульса. При моделировании предполагалось некоторая эффективность регистрации фотонов и наличие фоновых фотонов. Данный метод требовал больших затрат машинного времени, чем предыдущий метод, поскольку было необходимо провести трассировку большого количества фотонов.

Метод одновременной идентификации всех адронов события, EVT (Event Level Reconstruction) [255]. Основной недостаток вышеуказанных методов заключался в том, что они применялись к каждому адрону независимо от наличия других адронов в той же самой половине детектора. Перекрывание изображений от различных адронов могло приводить к ошибкам в их идентификации. Для минимизации таких ошибок был разработан метод EVT. Метод является обобщением метода DRT. Моделировалось суммарное изображение сработавших ФЭУ,

вызванное прохождением всех частиц через данную половину детектора, и сравнивалось с экспериментально наблюдаемым изображением. Двннный метод является наиболее затратным по времени вычислений поскольку необходимое время t_{EVT} быстро растет с количеством треков в данной половине детектора N_{trk} , $t_{EVT} \propto 3^{N_{trk}}$ при трех массовых гипотезах для каждого трека.

Независимо от того какой метод идентификации был выбран при анализе данных, результирующие распределения определялись с некоторой погрешностью, обусловленной ошибочной идентификацией. Для коррекции распределений была разработана программа моделирования, основанная на пакете GEANT 3.21 [256], образования черенковских фотонов и их трассировке через детектор RICH [257]. Программа использовалась, в частности, для вычисления матрицы \mathcal{P} , учитывающей неправильную идентификацию типа адронов. Элементы матрицы \mathcal{P} , $P(h_{id}|h_{tr})$, представляют условную вероятность того что частица типа h_{tr} идентифицирована как частица типа h_{id} :

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} P(\pi_{id}|\pi_{tr}) & P(\pi_{id}|K_{tr}) & P(\pi_{id}|p_{tr}) \\ P(K_{id}|\pi_{tr}) & P(K_{id}|K_{tr}) & P(K_{id}|p_{tr}) \\ P(p_{id}|\pi_{tr}) & P(p_{id}|K_{tr}) & P(p_{id}|p_{tr}) \end{pmatrix}$$

Матрица \mathcal{P} связывает числа адронов, идентифицированных как π, K, p , $\mathbf{I} = (N_{\pi}^{id}, N_K^{id}, N_p^{id})$ с истинными числами адронов этих типов $\mathbf{T} = (N_{\pi}^{true}, N_K^{true}, N_p^{true})$ линейным соотношением $\mathbf{I} = \mathcal{P} \cdot \mathbf{T}$. Для того чтобы получить истинные числа адронов соответствующих типов необходимо использовать обратную матрицу, $\mathbf{T} = \mathcal{P}^{-1} \cdot \mathbf{I}$. Элементы матрицы \mathcal{P} вычислялись с шагом 1 ГэВ по импульсу адрона.

При анализе событий полуинклюзивного образования адронов, для подсчета истинного числа адронов какого-либо типа использовался вес $w_{h_{id},i}$ согласно матрице \mathcal{P}^{-1} . Например адрон, идентифицированный как принадлежащий типу h_{id} , взвешивался с весом $(\mathcal{P}^{-1})_{\pi_{true},h_{id}}$ при подсчете истинного числа пионов, а при подсчете истинного числа каонов взвешивался с весом $(\mathcal{P}^{-1})_{K_{true},h_{id}}$. Сумма

этих весов по всем трекам, имеющим идентифицированный тип адрона h_{id} , дает полное число адронов истинного типа h_{true} :

$$N^{h_{true}} = \sum_i ((\mathcal{P}^{-1})_{h_{true}, h_{id}})_i. \quad (2.11)$$

Результаты моделирования калибровались с помощью экспериментальных данных используя два типа идентифицированных частиц. В первом использовались одиночные (в данной половине детектора) электроны и позитроны. Во втором использовались треки от распадов экспериментально реконструированных ρ^0 , ϕ , K_S^0 мезонов и Λ гиперонов.

На рис. 2.18, в качестве примера, представлены значения элементов матрицы \mathcal{P} в зависимости от импульса частицы. Приведены три варианта матрицы для случаев когда в данной половине детектора находятся 1, 2 или более 2 треков. Разрыв в поведении элементов матрицы для K мезонов в окрестности импульса 10 ГэВ связан с переходом между газовым и гелиевым радиаторами.

2.4.4.3. Идентификация нейтральных π^0 мезонов

Идентификация π^0 мезонов производилась регистрацией пары коррелированных фотонов в электромагнитном калориметре. В качестве кандидата на фотон рассматривались кластеры ячеек калориметра размера 3×3 с суммарным энерговыделением более 1 ГэВ. Кластер не должен ассоциироваться с треком какой либо заряженной частицы. Энергия фотонов и пространственная координата их входа в калориметр использовались для вычисления их 4-импульса. Распределение инвариантной массы пар таких фотонов представлено на рис. 2.19. Это распределение фитировалось суммой функции Гаусса и полинома второй степени. Полином второй степени представляет вклад некоррелированных фотонов и представлен на рисунке пунктирной линией. В результате фита были получены центральное значение массы $M_{\pi^0} = 134,29 \pm 0,06$ МэВ (значение из таблиц PDG, $M_{\pi^0} = 134,9766 \pm 0.0006$ МэВ) и ширина распределения $\sigma = 11,26 \pm 0,06$ МэВ.

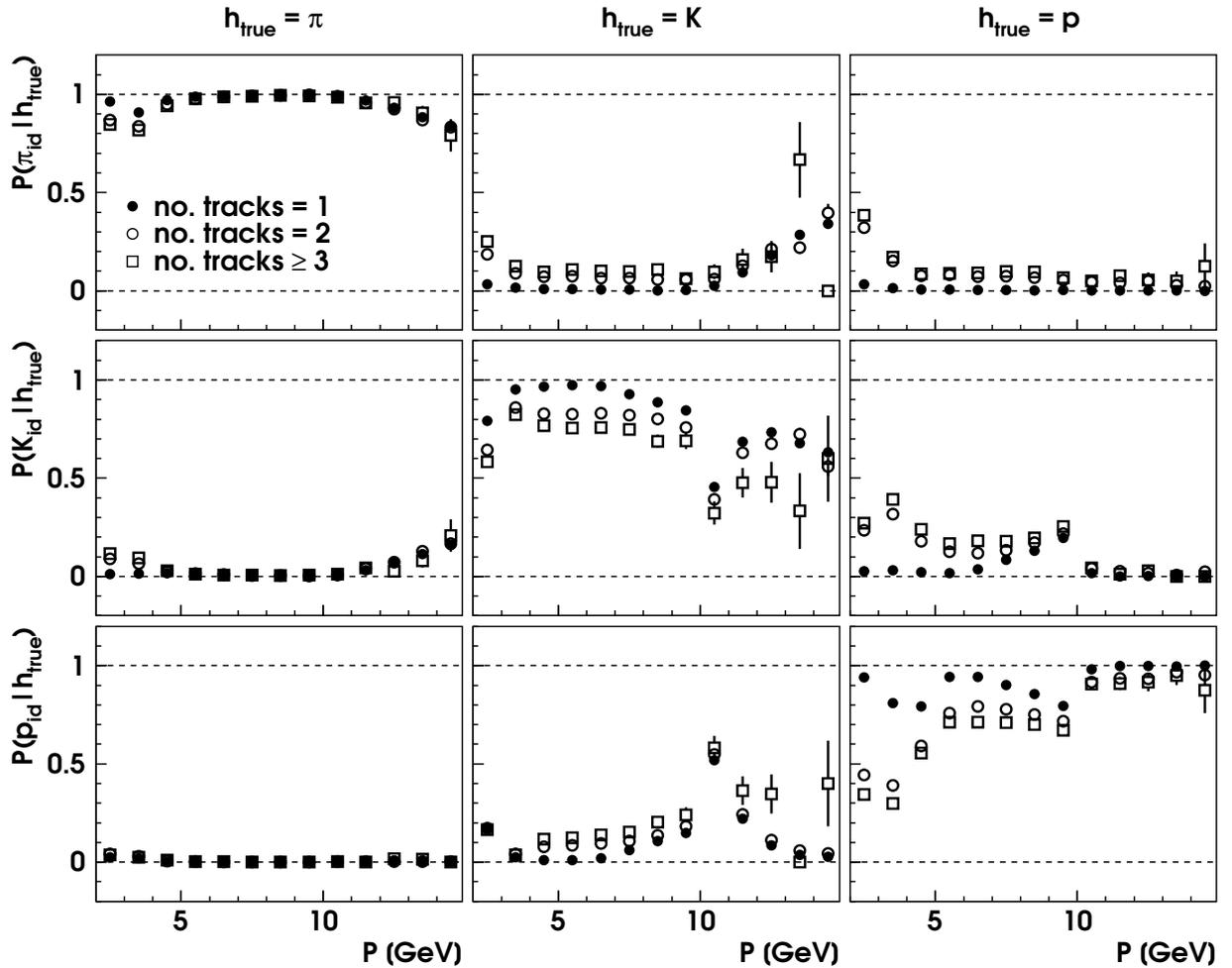


Рис. 2.18. Элементы матрицы \mathcal{P} в зависимости от импульса частицы. Столбцы соответствуют истинным типам частиц, π , K и p . Строки соответствуют типам частиц идентифицированных как π , K и p . Идентификация проводилась в условиях когда в данной половине детектора находятся 1, 2 или более 3 треков. Рисунок из работы [250].

На рисунке указаны три области. Центральная область между двух вертикальных линий (signal region), $0,10 < M_{\gamma\gamma} < 0,17$ ГэВ, использовалась для выделения π^0 мезона. Две боковые области (side band) использовались для изучения асимметрий в выборке некоррелированных фотонов. Для подавления вклада низкоэнергичного комбинаторного фона использовалось ограничение на импульс π^0 мезона $P_{\pi^0} > 2$ ГэВ. Комбинаторный фон составляет около 35 % в области малых z и пренебрежимо мал (<5 %) при $z > 0,5$. Пространственная гранулярность калориметра накладывает ограничение на возможность регистрации высокоэнергичных π^0 мезонов, $P_{\pi^0} < 15$ ГэВ.

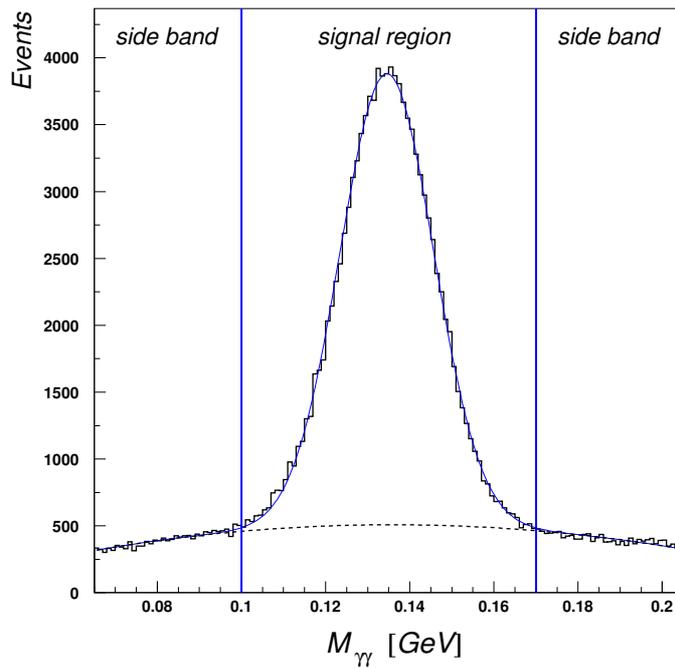


Рис. 2.19. Распределение инвариантной массы пар фотонов. Сплошной линией представлена подгонка данных к функции, выбранной в виде суммы функции Гаусса и полинома второй степени. Полином второй степени представляет вклад некоррелированных фотонов и представлен на рисунке пунктирной линией. На рисунке указаны три области. Центральная область (signal region), $0,10 < M_{\gamma\gamma} < 0,17$ ГэВ, использовалась для выделения π^0 мезона. Две боковые области (side band) использовались для изучения асимметрий в выборке некоррелированных фотонов. Рисунок из работы [258].

Глава 3. Инклюзивные измерения

В данной главе представлены результаты анализа ГНР электронов на поперечно поляризованной водородной мишени в инклюзивном подходе, т.е. рассматривая регистрацию и измерение только рассеянного электрона. Рассматриваются поиски двухфотонного обмена в инклюзивном ГНР и измерение структурной функции g_2 и виртуальной асимметрии A_2 .

3.1. Поиски двухфотонного обмена

3.1.1. Измерение асимметрии связанной с двухфотонным обменом в эксперименте HERMES

В этом разделе представлены результаты первого прецизионного измерения односпиновых асимметрий в инклюзивном ГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени [67, 76]. Актуальность такого измерения обсуждалась ранее в разделе 1.2.1.

Для анализа использовались данные, полученные с мишенью поперечно поляризованной к направлению пучка. В процессе набора статистики событий ГНР, пучок лептонов был продольно поляризован. Поэтому для анализа использовалась та часть данных, для которой суммарная поляризация пучка равна нулю. В анализе использовалась только информация о рассеянных лептонах. Идентификация лептонов производилась согласно процедуре, представленной в разделе 2.4.4.

Для того чтобы исключить возможный вклад односпиновой асимметрии адронов в измеряемую асимметрию лептонов, применялись очень жесткие требования для идентификации адрон/лептон. Для электронных треков требовалось выполнение условия $PID3 + PID5 > 2$. Значение этой величины для выделения электронов обсуждалось в разделе 2.4.4.1. В результате примесь адронов в образце отобранных лептонов была менее чем 2×10^{-4} . При этом эффективность

идентификации лептонов была более чем 94 %. Для анализа использовались события принадлежащие следующей кинематической области: $0,007 < x_B < 0,9$, $0,1 < y < 0,85$, $0,25 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$, $W^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$. Полное число событий ГНР в этой кинематической области составило величину $2,9 \cdot 10^6$ ($4,8 \cdot 10^6$) в пучке позитронов (электронов).

В разделе 1.2.1 уже указывалось, следуя работе [100], что относительная спин-зависимая часть сечения ГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованной мишени σ_{UT} зависит от векторов налетающего \mathbf{k} , рассеянного \mathbf{k}' электронов и спина нуклона \mathbf{S} следующим образом $\sigma_{UT} \propto \mathbf{S} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')$ Это означает, что сечение пропорционально $\sin \phi_S$, где ϕ_S — это азимутальный угол вокруг направления пучка между плоскостью рассеяния лептонов и вектором спина мишени направленного вверх.

В этом случае ожидаемое число событий для заданного направления спина мишени (\uparrow вверх или \downarrow вниз) определяется из следующих выражений

$$\begin{aligned} \frac{d^3 N^{\uparrow(\downarrow)}}{dx_B dQ^2 d\phi_S} &= \left[L^{\uparrow(\downarrow)} d^3 \sigma_{UU} + (-) L_P^{\uparrow(\downarrow)} d^3 \sigma_{UT} \right] \Omega(x_B, Q^2, \phi_S) \\ &= d^3 \sigma_{UU} \left[L^{\uparrow(\downarrow)} + (-) L_P^{\uparrow(\downarrow)} A_{UT}^{\sin \phi_S}(x_B, Q^2) \sin \phi_S \right] \Omega(x_B, Q^2, \phi_S). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь σ_{UU} — это сечение рассеяния неполяризованных частиц, $L^{\uparrow(\downarrow)}$ — интегральная светимость набора статистики при направлении спина протонов вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow), $L_P^{\uparrow(\downarrow)} = \int L^{\uparrow(\downarrow)}(t) P(t) dt$ — интегральная светимость, взвешенная величиной поляризации мишени P , Ω — аксептанс спектрометра для рассеянных лептонов. Для получения последнего равенства в выражении (3.1) использовалось соотношение $d^3 \sigma_{UT} = A_{UT}^{\sin \phi_S} \cdot \sin \phi_S \cdot d^3 \sigma_{UU}$, где $A_{UT}^{\sin \phi_S}$ — амплитуда асимметрии.

Экспериментальная асимметрия была определена следующим выражением:

$$A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S) = \frac{N^{\uparrow}/L_P^{\uparrow} - N^{\downarrow}/L_P^{\downarrow}}{N^{\uparrow}/L^{\uparrow} + N^{\downarrow}/L^{\downarrow}}. \quad (3.2)$$

Здесь $N^{\uparrow(\downarrow)}$ — это числа событий в трехмерных ячейках (x_B, Q^2, ϕ_S) при направлении поляризации мишени вверх (вниз). В случае малого различия средних поляризаций двух противоположных направлений спина протона $\langle P^{\uparrow(\downarrow)} \rangle =$

Таблица 3.1. Величина средней поляризации мишени и полное число инклюзивных событий ГНР в различные периоды набора статистики, использованной для вычисления асимметрии (3.2).

Год	Пучок	$\langle P^\uparrow \rangle$	$\langle P^\downarrow \rangle$	Число событий (10^6)
2002	e^+	$0,783 \pm 0,041$	$0,783 \pm 0,041$	0,9
2004	e^+	$0,745 \pm 0,054$	$0,742 \pm 0,054$	2,0
2005	e^-	$0,705 \pm 0,065$	$0,705 \pm 0,065$	4,8

$L_P^{\uparrow(\downarrow)}/L^{\uparrow(\downarrow)}$, асимметрия может быть записана в следующем виде

$$A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S) \simeq A_{UT}^{\sin \phi_S} \sin \phi_S + \frac{1}{2} \frac{\langle P^\downarrow \rangle - \langle P^\uparrow \rangle}{\langle P^\uparrow \rangle \langle P^\downarrow \rangle}. \quad (3.3)$$

Значения величин средней поляризации $\langle P^\uparrow \rangle$ и $\langle P^\downarrow \rangle$, числа событий ГНР, доступные для анализа, а также заряд электронов пучка в разные периоды набора статистики приведены в табл. 3.1. Величины средней поляризации действительно находятся в хорошем согласии между собой для всех периодов набора статистики и, следовательно, приближенное выражение (3.3) законно. Преимущество использования асимметрии $A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S)$ вместо лево–правой асимметрии $A_N(x_B, Q^2)$, заключается в том, что при вычислении $A_{UT}(x_B, Q^2, \phi_S)$ значения функции акцептанса $\Omega(x_B, Q^2, \phi_S)$ в числителе и знаменателе сокращаются в каждой кинематической ячейке (x_B, Q^2, ϕ_S) , если размер ячейки достаточно мал. В данном анализе использовалось разбиение полного интервала изменения переменной ϕ_S на 20 ячеек. Изменение числа ячеек в пределах ± 5 приводило к пренебрежимо малым изменениям конечного результата.

В данном анализе, полная область изменения переменной Q^2 была разделена на две подобласти, «область ГНР», где $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, и «область малых Q^2 », где $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$. В случае если выражение (1.3) применимо для области малых Q^2 , можно ожидать рост величины асимметрии в этой области из-за фактора M/Q .

Экспериментальные значения асимметрии $A_{UT}^{\sin \phi_S}$ были получены в результате подгонки измеренной асимметрии (3.2) к параметризации вида $p_1 \sin \phi_S + p_2$

с двумя свободными параметрами p_1 и p_2 . При этом значение параметра p_2 (рассматривая его как свободный параметр или фиксируя его к значению, следующему из (3.3) и табл. 3.1) не оказывало влияния на величину $p_1 \equiv A_{UT}^{\sin \phi_S}$.

Значения асимметрии $A_{UT}^{\sin \phi_S}$ в зависимости от переменной x_B представлены на рис. 3.1 отдельно для электронов (верхняя часть рисунка) и позитронов (центральная часть рисунка). Незакрашенные (закрашенные) маркеры соответствуют данным в области $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ ($Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$). Как для налетающих электронов, так и для позитронов величина асимметрии сопоставима с нулем в пределах их экспериментальных неопределённостей. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости показаны в виде областей в нижней части каждого графика. Величины асимметрий, усредненных по всей измеренной области x_B , приведены в левой части рисунка. Необходимо отметить что в кинематической области эксперимента переменные x_B и $\langle Q^2 \rangle$ сильно коррелируют (см. нижнюю часть рис. 3.1). В нижней части рисунка приведены зависимость среднего значения Q^2 от величины x_B (квадраты), полученная из экспериментальных данных, и доля упругих событий в анализируемом образце, полученная методом Монте–Карло (треугольники).

Величины амплитуд асимметрии $A_{UT}^{\sin \phi_S}$, усредненные по всей измеренной области переменной x_B , представлены в табл. 3.2 отдельно для области малых Q^2 (две верхние строки строки) и области ГНР (две нижние строки). Там же приведены их статистические и систематические неопределённости, а также средние значения $\langle x_B \rangle$ и $\langle Q^2 \rangle$ для обеих областей.

Значения приведенных асимметрий не поправлялись на кинематическую миграцию событий ГНР, возникающую из-за конечного разрешения детекторов, а также на радиационные КЭД эффекты и вклад событий радиационного «хвоста» от упругого рассеяния. Поправка на последний эффект требует знания величины асимметрии для упругих событий, возникающая из-за вклада двухфотонного обмена, которая неизвестна. Вклад упругого радиационного «хвоста» к полной выборке событий оценивался с помощью Монте Карло моделирования

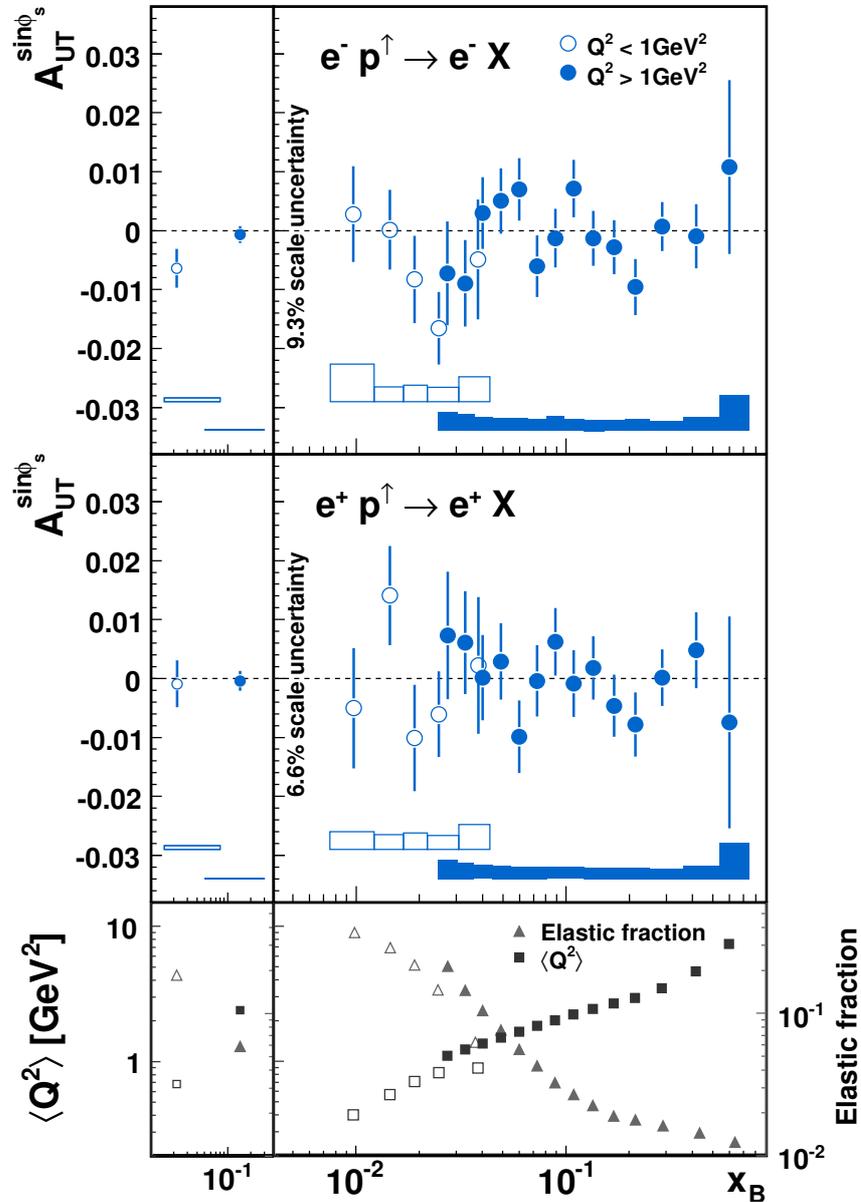


Рис. 3.1. Асимметрия $A_{UT}^{\sin \phi_s}$ в зависимости от переменной x_B измеренная в пучке электронов (верхняя часть рисунка) и пучке позитронов (центральная часть рисунка). Незакрашенные (закрашенные) маркеры соответствуют данным в области $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ ($Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$). Дальнейшие детали приведены в тексте.

эксперимента. Для этого использовались программы LEPTO [259] (моделирование первичного взаимодействия $e + p \rightarrow e' + X$), RADGEN [260] (моделирование радиационных эффектов КЭД) и GEANT 3.21 [256] (моделирование прохождения частиц через экспериментальную установку и отклик детекторов). Доля вклада упругих событий представлена в нижней части рис. 3.1 (треугольники). Она составляет около 35 % в ячейке с наименьшими значениями x_B , где значение y большое ($\langle y \rangle \simeq 0,80$) и следовательно величина радиационных поправок наибольшая [261]. Доля упругих событий быстро падает с ростом x_B , вклад таких событий становится меньше 3 % для $x_B > 0,1$.

Систематические неопределённости, представленные в четвертом столбце табл. 3.2 и в виде выделенных областей на рис. 3.1, содержат вклады от неопределённостей на поправки введенные на несоосность детекторов, положение и наклон пучка в точке его взаимодействия с мишенью, отклонение пучка и рассеянного электрона в поперечном поле магнита мишени. Неопределённости были определены посредством метода Монте-Карло на большой выборке событий. Программа генерации искусственных событий учитывала полное описание детектора, а в качестве входной информации использовалась некая, наперед заданная, спин-зависимая азимутальная асимметрия. Асимметрия заданная в пределах от нуля до 10^{-3} хорошо воспроизводилась в пределах статистической неопределённости для выборки Монте Карло событий, которая была в пять раз меньше чем статистическая неопределённость для экспериментальных данных. Систематическая неопределённость, для каждой измеренной точки, была получена как максимум из двух оценок: либо статистическая неопределённость Монте Карло выборки, либо разность между заданной асимметрией и полученной в результате анализа выборки Монте Карло событий. Систематические неопределённости от других источников, таких как идентификация частиц или эффективность триггера, пренебрежимо малы.

Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 9,3 % (6,6 %) для данных полученных в пучке электронов (позитронов), вызванная

Таблица 3.2. Асимметрия $A_{UT}^{\sin\phi_S}$, усредненная по измеренной области переменной x_B , для двух областей Q^2 , $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$ (две верхние строки) и $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ (две нижние строки). Данные, полученные в пучках электронов и позитронов представлены отдельно. Приведены статистические и систематические неопределённости измерений, а также средние значения переменных x_B и Q^2 .

Beam	$A_{UT}^{\sin\phi_S}$ $\times 10^{-3}$	$\delta A_{UT}^{\sin\phi_S}$ (стат.) $\times 10^{-3}$	$\delta A_{UT}^{\sin\phi_S}$ (сист.) $\times 10^{-3}$	$\langle x_B \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [ГэВ ²]
e^+	-0,61	3,97	0,63	0,02	0,68
e^-	-6,55	3,40	0,63		
e^+	-0,60	1,70	0,29	0,14	2,40
e^-	-0,85	1,50	0,29		

неопределённостью в величине поляризации мишени.

В результате проведенного анализа получено, что все измеренные асимметрии $A_{UT}^{\sin\phi_S}$, как в пучке электронов, так и в пучке позитронов, сопоставимы с нулём в пределах их статистических неопределённостей, которые в области ГНР оцениваются на уровне 10^{-3} . Единственное исключение – область малых Q^2 для измерений в пучке электронов, где амплитуда отлична от нуля на уровне 1,9 стандартных отклонений. Не наблюдается смены знака для асимметрий при замене пучка электронов на пучок позитронов в пределах экспериментальных неопределённостей.

3.1.2. Обзор последующих исследований в этой области

В последнее время три эксперимента провели новые измерения отношения упругих сечений $R = \sigma_{e^+p}/\sigma_{e^-p}$.

Эксперимент в Новосибирске на накопительном кольце ВЭПП-3 [262] использовал пучки с энергией 1,0 ГэВ и 1,6 ГэВ. Целью эксперимента являлось выделение жёсткой части вклада двухфотонного обмена. Результаты изучения сравнивались с теоретическими предсказаниями. Показано что результаты близ-

ки к некоторым теоретическим предсказаниям, хотя и не полностью совпадают с ними. При этом необходимо учесть, что в настоящее время не существует корректных расчетов вклада двухфотонного обмена из-за проблемы учета промежуточных возбуждённых состояний протона. В заключении [262] подчёркивается, что результаты эксперимента в основном соответствуют предположению о том, что проблема расхождения величины отношения упругих формфакторов, измеренных двумя методами, вызвана отсутствием надлежащего учёта вклада двухфотонного обмена в сечение упругой реакции.

Эксперимент CLAS [263, 264] в лаборатории Джефферсона (JLAB) изучил отношение сечений e^-p/e^+p , используя смешанный пучок электронов и позитронов. Это позволило избежать систематических неопределённостей, связанных с измерением светимости. Данные эксперимента перекрывают широкую кинематическую область в плоскости переменных Q^2 и ε вплоть до значений $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ и ε в пределах 0,1–0,95. Средние значения этих переменных равны $Q^2 = 1,45 \text{ ГэВ}^2$ и $\varepsilon = 0,88$ соответственно. Результаты эксперимента подтверждают необходимость учёта вклада двухфотонного обмена в сечение упругой реакции. Утверждается, что комбинация экспериментальных данных полученных в экспериментах CLAS [264] и ВЭПП-3 [262] отбрасывает гипотезу нулевого вклада двухфотонного обмена на уровне достоверности 99,8%.

Эксперимент OLYMPUS [265] на накопительном кольце DORIS в ДЭЗИ закончил набор и обработку статистики для изучения отношения упругих сечений e^+p и e^-p при энергии пучков 2,01 ГэВ. Ускоренные пучки DORIS направлялись на внутреннюю водородную газовую мишень. Интегральная светимость, полученная в эксперименте, составила $5,4 \text{ фб}^{-1}$. Особое внимание уделялось учету радиационных поправок. Полученный результат согласуется с результатами двух других экспериментов [262, 264]. Вклад жесткой части двухфотонного обмена существенен, однако расчеты этого вклада, проведенные рядом авторов, пока не полностью согласуются с экспериментальными данными.

В эксперименте MUSE [266], который будет проведен в институте Пауля

Шеррера (Виллиген, Швейцария), планируется измерение сечений $\mu^\pm p$ и $e^\pm p$ упругого рассеяния при очень малых значениях Q^2 . Среди многих других задач эксперимента, планируется изучение эффектов двухфотонного обмена в упругих реакциях.

Результаты проведенных до сих пор измерений позволяют заключить, что наблюдаемое различие в отношении формфакторов протона G_E/G_M (см. рис. 1.2), можно объяснить различными величинами вкладов двухфотонного обмена в использовавшиеся методики измерения отношения вплоть до $Q^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$. При более высоких значениях Q^2 величина различия отношения формфакторов становится больше, однако никаких планов измерения вклада двухфотонного обмена в этой области в настоящее время пока нет.

В середине 2014 года опубликованы результаты эксперимента E07-013 [267], проведенного в лаборатории Джефферсона. В эксперименте, аналогично исследованиям, проведенным в эксперименте HERMES, измерялась односпиновая асимметрия при рассеянии неполяризованного пучка электронов с энергией 5,889 ГэВ на поперечно поляризованном нейтроне, для чего использовалась поперечно поляризованная мишень ^3He . В литературе рассматривались два типа предсказаний величины такой асимметрии, основанных на вкладе двухфотонного обмена. В работе [120], предполагалось что рассеяние происходит посредством двухфотонного обмена с одним и тем же кварком в нуклоне и ожидалась асимметрия на уровне 10^{-4} . В работе [268], асимметрия определяется процессом, в котором один из фотонов рассеивается на активном кварке, а другой на кварке из спектаторного дикварка. При этом предсказывается асимметрия порядка 10^{-2} . Проведённые измерения асимметрии на нейтроне показали её отличие от нуля на уровне $2,89\sigma$ и по величине она согласуется с предсказанием работы [268].

Предсказания асимметрий для протонной (верхний рисунок) и нейтронной (нижний рисунок) мишеней, полученные в рамках модели [268], приведены на рис. 3.2. Кривые соответствуют различным предположениям о $q\gamma q$ корреляторе.

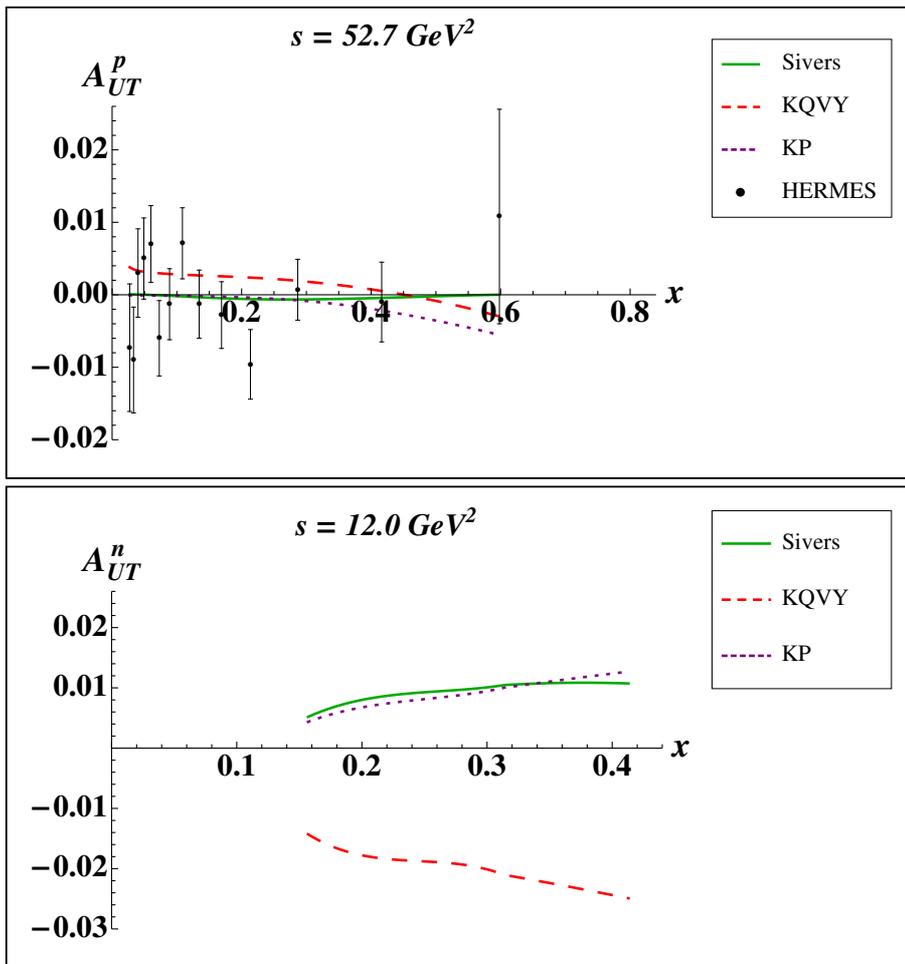


Рис. 3.2. На верхнем (нижнем) рисунке представлена зависимость величины асимметрии $A_{UT}^{\sin \phi_S}$ от переменной x на протонной (нейтронной) мишени. На верхнем рисунке приведены данные об асимметрии в процессе $e^- p^\uparrow \rightarrow e^- X$, измеренные в эксперименте HERMES [67, 76]. Различные кривые соответствуют различным предположениям о $q\gamma q$ корреляторе. Рисунки взяты из работы [268].

Отметим, также, что предсказания даны для различных кинематических областей. Асимметрия для протонной мишени соответствует кинематической области эксперимента HERMES, а асимметрия для нейтронной мишени соответствует кинематической области эксперимента в лаборатории Джефферсона.

Представленные выше результаты измерения асимметрии в эксперименте HERMES качественно не противоречат расчетам, проведенным в работе [268], хотя большинство точек лежит ниже штриховой линии рис. 3.2. Отметим также, что предсказываемая асимметрия для эксперимента в лаборатории Джефферсона больше (по абсолютной величине) предсказываемой для эксперимента

HERMES. Качественно это согласуется с ожиданием, основанным на M/Q поведением сечения (1.3).

3.1.3. Заключение к разделу 3.1

В данном разделе были представлены результаты по измерению односпиновых асимметрий в инклюзивном ГНР неполяризованных электронов и позитронов на поперечно поляризованной водородной мишени. Существование таких асимметрий запрещено комбинацией Т-инвариантности, сохранением Р-четности и эрмитовостью оператора электромагнитного тока [119]. Вклад двухфотонного обмена снимает это запрещение. Таким образом наблюдение ненулевых асимметрий свидетельствовало бы о значительном вкладе двухфотонного обмена в сечение инклюзивного ГНР. В пределах экспериментальных неопределённостей на уровне 10^{-3} , эффектов вклада двухфотонного обмена не обнаружено.

3.2. Измерение виртуальной асимметрии A_2 и структурной функции g_2

В данном разделе представлены результаты измерения структурной функции g_2^p и виртуальной асимметрии A_2^p , которые опубликованы в работах [69, 76, 77, 79]. В разделе 1.2.2 было показано, что для извлечения асимметрии A_2 и функции g_2 необходимы эксперименты по рассеянию продольно поляризованных лептонов на поперечно поляризованных нуклонах. Как уже отмечалось выше, в эксперименте HERMES в 2002 – 2005 годах использовалась поперечно поляризованная газовая водородная мишень накопительного типа и продольно поляризованные пучки электронов и позитронов. Для анализа использовались данные, полученные в сеансах 2003 – 2005 годов. Данные, полученные в 2002 году, не использовались вследствие малой (практически сопоставимой с нулём) поляризации пучка.

Использование газовой водородной мишени выгодно отличает измерения, проведённые в данном эксперименте, от предыдущих измерений [141–143], где использовались сложные мишени ($CH_3(CH_2)_3OH$ в эксперименте [143] или NH_3 в экспериментах [141, 142]), в результате чего было необходимо введение поправок на коэффициент разбавления и другие ядерные эффекты. Использование газовой мишени позволяет также частую и быструю смену направления поляризации, что способствует уменьшению систематических неопределённостей в конечном результате измерений. Среднее значение поперечной поляризации мишени составляло величину $0,78 \pm 0,04$. Среднее значение поляризации пучка электронов в данный период работы накопителя HERA¹ было равно $0,34 \pm 0,01$.

Эффективность идентификации электронов с импульсом более чем 2,5 ГэВ превышала 98 %, а примесь адронов в выборке электронов составляла менее 1 %. Был проведен учет поворота рассеянных частиц в магнитном поле мишени, однако какого-либо эффекта на величины извлеченных асимметрий не оказал.

Для анализа данных были отобраны события, находящиеся в следующей кинематической области: $0,18 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$, $W > 1,8 \text{ ГэВ}$, $0,004 < x < 0,9$, и $0,10 < y < 0,91$. Результирующая область измерений в переменных x и Q^2 показана на рис. 3.3. После применения критериев качества данных (см. раздел 2.4.1), для дальнейшего анализа было отобрано $10,2 \times 10^6$ событий ГНР продольно поляризованных электронов на поперечно поляризованных протонах. Кинематическая область изменения переменной x была разбита на девять ячеек. Границы интервалов выбранного разбиения приведены в таб. А.3. Каждая из семи ячеек, находящихся в области $x > 0,023$, в свою очередь была разбита на три, логарифмически эквидистантные по Q^2 , ячейки. Границы интервалов данного двухмерного разбиения приведены в таб. А.1 и указаны пунктирными линиями на рис. 3.3. Полная область изменения азимутального угла ϕ ($0-2\pi$) была

¹ Отметим, что поляризация пучка электронов/позитронов в предыдущий период набора статистики, до и включая 2000 год, была существенно выше и составляла величину около 60 %. Катастрофическое падение поляризации пучка было вызвано работами по оптимизации эффективности работы коллайдерных экспериментов H1 [218] и ZEUS [219], т. е. увеличению светимости для этих экспериментов.

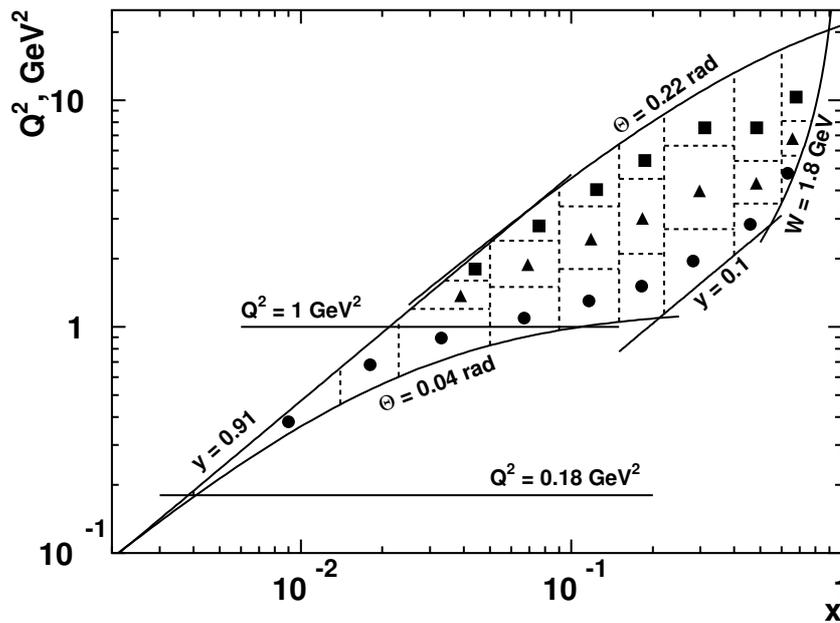


Рис. 3.3. Кинематическая область измерения структурной функции $g_2(x, Q^2)$ в эксперименте HERMES. Пунктирными линиями указаны границы разбиения полной кинематической области на ячейки. Сплошные линии указывают требования на кинематические переменные, приводящие к доступной области измерения функции g_2 .

разбита на десять ячеек одинакового размера. Две из этих ячеек перекрываются стальными плитами защиты внутри спектрометра и не могут использоваться при измерениях (см. раздел 2.3). При определении числа событий, находящихся в определенной кинематической ячейке, была введена поправка на вклад фоновых событий зарядово-симметричных пар e^+e^- . Величина поправки составляла 1,8 % от всех событий, в то время как достигала значения 14 % при малых величинах переменной x .

Измерение асимметрии $A_{LT}(x, Q^2, \phi)$, определенной соотношением (1.27), можно выполнить двумя способами: 1) сравнением числа событий, при изменении знака поляризации мишени, зарегистрированных в одной и той же области детектора; 2) сравнением числа событий, зарегистрированных в верхней и нижней частях спектрометра при одном и том же направлении поляризации мишени. Первый метод обеспечивает лучшее сокращение эффектов акцептанса спектро-

метра и, следовательно, был выбран для оценки асимметрии

$$A_{LT}(x, Q^2, \phi, h_l) = h_l \frac{N^{h_l \uparrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}^{h_l \downarrow} - N^{h_l \downarrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}^{h_l \uparrow}}{N^{h_l \uparrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}_p^{h_l \downarrow} + N^{h_l \downarrow}(x, Q^2, \phi) \mathcal{L}_p^{h_l \uparrow}}. \quad (3.4)$$

Здесь $N^{h_l \uparrow(\downarrow)}$ — это число событий в одной ячейке 3-х мерного пространства (x, Q^2, ϕ) при спиральности налетающего электрона h_l , а спин протонов мишени направлен вверх \uparrow (вниз \downarrow); $\mathcal{L}^{h_l \uparrow(\downarrow)}$ и $\mathcal{L}_p^{h_l \uparrow(\downarrow)}$ — это интегральные светимости и интегральные светимости, взвешенные с абсолютным значением произведения поляризаций пучка и мишени, соответственно.

$$\mathcal{L}^{h_l \uparrow(\downarrow)} = \int dt L^{h_l \uparrow(\downarrow)}(t) \tau(t), \quad (3.5)$$

$$\mathcal{L}_p^{h_l \uparrow(\downarrow)} = \int dt L^{h_l \uparrow(\downarrow)}(t) |P_B(t) P_T(t)| \tau(t). \quad (3.6)$$

Здесь $L(t)$ — это светимость; $\tau(t)$ — это фактор, учитывающий мертвое время триггера, а P_B и P_T — это поляризации пучка и мишени. Проведенный анализ показал, что асимметрии, вычисленные в соответствии с выражением (3.4), для различных состояний спиральности пучка, хорошо сопоставимы друг с другом (с учётом знака h_l). В дальнейшем эти данные были надлежащим образом объединены для совместного анализа. На окончательной стадии была проведена процедура анфолдинга² асимметрии, определённой выражением (3.4), для восстановления борновской асимметрии (соответствующей однофотонному обмену в процессе рассеяния), искажённой эффектами радиационного излучения электронов и конечного, координатного и энергетического, разрешения детекторов спектрометра. Величина радиационных эффектов была вычислена с помощью программы моделирования RADGEN [260]. [260]. Эффекты конечного разрешения детекторов спектрометра и его аксептанса оценивались с помощью моделирования событий ГНР в спектрометре методом Монте Карло, используя программы, разработанные в эксперименте HERMES. Процедура анфолдинга, использованная в данной работе, аналогична процедуре применявшейся ранее в других

² Англоязычный термин «unfolding» не имеет общепринятого в русскоязычной литературе аналога.

измерениях, проведённых в эксперименте HERMES [20, 251, 269]. Анфолдинг приводит к росту статистической неопределённости измерений, особенно в области малых Q^2 при фиксированной величине переменной x . Величина такого роста достигает фактора два при малых величинах x . Дополнительное разделение ячеек в переменных x , в области $x > 0,023$, на три ячейки в переменной Q^2 , уменьшает размер роста статистической неопределённости фактором 1,5. Это происходит по следующим причинам: а) при бóльших значениях Q^2 величина перераспределения событий между ячейками переменной x становится меньше; б) факторы перед амплитудой A_T в (1.28) и (1.29) становятся больше по своей величине. В результате проведённой процедуры анфолдинга центральные значения функции g_2 и асимметрии A_2 изменились на величины меньшие, чем их начальные статистические неопределённости. В то же время процедура привела к тому, что в полученном наборе измеренных экспериментальных точек между ними отсутствуют систематические корреляции, вызванные радиационными и детекторными эффектами [20]. Используемая процедура позволяет также получить ковариационную матрицу ошибок измерений g_2 и A_2 .

В каждой ячейке двумерного пространства (x, Q^2) амплитуда $A_T(x, Q^2)$ была получена подгонкой откорректированных асимметрий к функции вида $f(\phi) = -A_T(x, Q^2) \cos \phi$. На окончательной стадии асимметрия $A_2(x, Q^2)$ и функция $g_2(x, Q^2)$ были вычислены из значений амплитуды $A_T(x, Q^2)$ и параметризации ранее измеренных значений функции $g_1(x, Q^2)$ [270], используя соотношения (1.28) и (1.29). При этом для вычисления структурной функции

$$F_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2)(1 + \gamma^2)/[2x(1 + R(x, Q^2))] \quad (3.7)$$

были использованы параметризации структурной функции $F_2(x, Q^2)$ [271] и отношения $R(x, Q^2)$ [272]. Значения функций F_1 и g_1/F_1 , а также кинематических факторов в соотношениях (1.28) и (1.29), были вычислены, используя средние значения x и Q^2 в каждой ячейке (x, Q^2) , полученные после процедуры анфолдинга.

Неопределённости в измерении поляризаций пучка и мишени приводят к добавочной общей нормировочной неопределённости 10 % в величине A_T . Величины систематических неопределённостей происходящих от других возможных причин (неопределённость в акцептансе спектрометра, несоосность направления пучка электронов и оси спектрометра, возможное отклонение величины угла между направлением пучка электронов и направлением поляризации мишени от 90° , неопределённость в величине поправки на отклонение рассеянного трека электрона в магнитном поле мишени, неопределённости связанные с процедурой анфолдинга, возможная корреляция между оценкой численного фактора перед A_T и величиной асимметрии A_T в соотношениях (1.28) и (1.29)) были оценены методом Монте-Карло. Кроме того была произведена оценка неопределённости связанная с неопределённостями параметризаций $g_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$. При вычислении ошибок для функции g_2 , неопределённость в величине $R(x, Q^2)$ не учитывалась, поскольку эти неопределённости уже учитывались при вычислении $F_2(x, Q^2)$, как объяснялось в [20]. Полная систематическая неопределённость оценивалась как квадратичная сумма неопределённостей от всех источников. Её величина, в эксперименте HERMES, мала по сравнению с величиной статистической неопределённости.

Значение функции $xg_2(x, Q^2)$ в зависимости от величины Q^2 для ячеек с $x > 0,1$ и, кроме того, в которых переменная Q^2 имеет не пренебрежимо малый интервал изменения, представлено на рис. 3.4. Там же показаны результаты экспериментов E143 [141] и E155 [142], проведённых в SLAC. Сплошная линия показывает вклад Вандзура–Вильчек члена g_2^{WW} в функцию g_2 . Вычисление данного вклада было произведено следуя соотношению (1.35), где в качестве функции $g_1(x, Q^2)$ использовалась параметризация из работы [270]. Полный набор данных, измеренных в эксперименте HERMES, а также средние значения x и Q^2 для каждой ячейки, приведены в табл. А.5. В пределах точности измерений, данные находятся в согласии с результатами других экспериментов.

Для того чтобы определить зависимость от переменной x , значения асим-

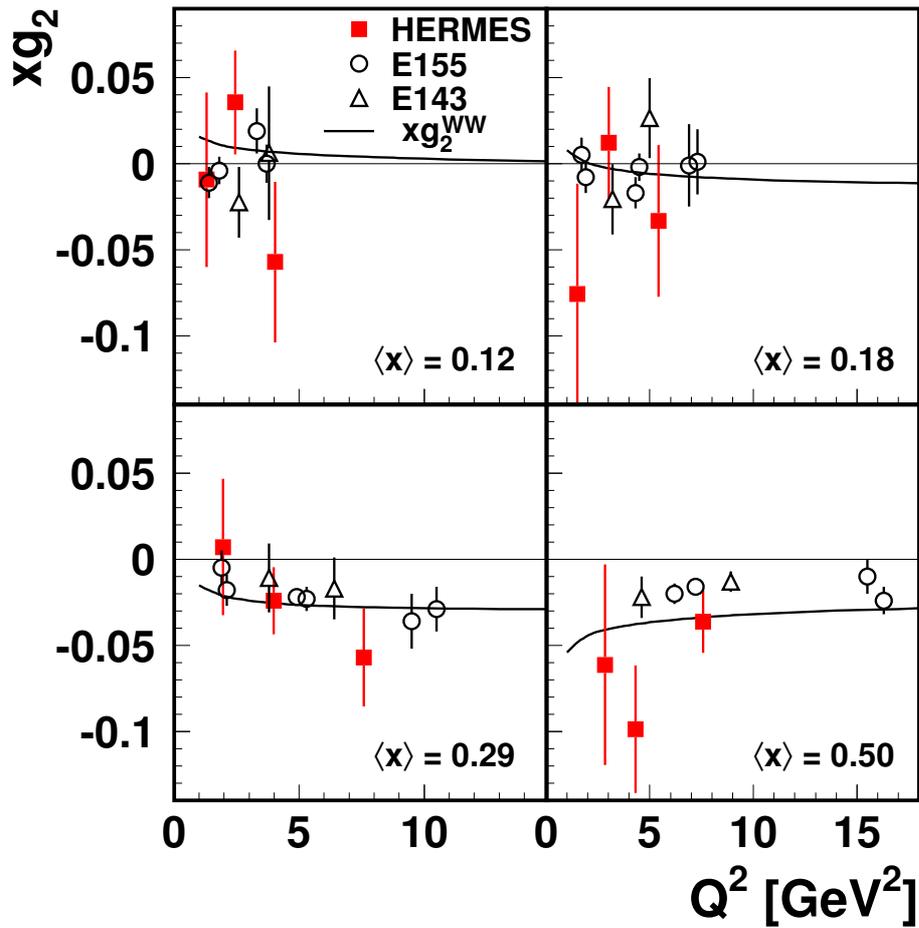


Рис. 3.4. Структурная функция протона $xg_2(x, Q^2)$ в зависимости от переменной Q^2 для некоторых областей переменной x . Приведены также результаты экспериментов E155 [142] и E143 [141]. Средние значения переменной x для этих двух экспериментов несколько отличны от величин $\langle x \rangle$, указанных на рисунке и соответствующих кинематическим условиям эксперимента HERMES. Неопределённости экспериментальных данных, полученных в эксперименте HERMES, соответствуют квадратичной сумме статистической и систематической неопределённостей. Для экспериментов, проведенных в SLAC, указаны только статистические неопределённости. Систематические неопределённости пренебрежимо малы. Сплошная линия соответствует соотношению Вандзура–Вильчека (1.35) и проведена для кинематических условий эксперимента HERMES.

метрии $A_2(x, Q^2)$ и функции $g_2(x, Q^2)$ были эволюционированы к среднему значению Q^2 в каждой ячейке по переменной x , а затем усреднены между собой. Эволюция асимметрии $A_2(x, Q^2)$ проводилась в предположении, что произведение $\sqrt{Q^2} \cdot A_2$ не зависит от Q^2 , что следует из (1.22), так как известно, что отно-

шение функций g_1/F_1 зависит от Q^2 очень слабо. Эволюция функции $g_2(x, Q^2)$ была проведена в предположении, что её зависимость от Q^2 аналогична зависимости $g_2^{\text{WW}}(x, Q^2)$ (1.35).

Усредненные результаты для xg_2 и A_2 в зависимости от переменной x , а также их статистические и систематические неопределённости, приведены в табл. А.3. Там же даны средние значения переменных x и Q^2 . Статистические неопределённости соответствуют диагональным элементам ковариационной матрицы, полученной в результате процедуры анфолдинга. Корреляционная матрица измеренных величин функции xg_2 в девяти (двадцати трёх) ячейках переменной x представлена в табл. А.4 (А.5).

Результаты измерения виртуальной асимметрии A_2 и структурной функции xg_2 в зависимости от переменной x представлены на рис. 3.5 вместе с результатами экспериментов E155 [142], E143 [141] и SMC [143]. Данные эксперимента HERMES представлены для двух областей Q^2 , $\langle Q^2 \rangle > 1 \text{ ГэВ}^2$ (закрашенные маркеры) и $\langle Q^2 \rangle < 1 \text{ ГэВ}^2$ (незакрашенные маркеры). Средние значения Q^2 , в каждой отдельной области x , для всех указанных экспериментов довольно близки. В пределах экспериментальных неопределённостей, результаты экспериментов находятся в хорошем согласии друг с другом. Сплошные линии соответствуют значениям A_2 и xg_2 , вычисленным согласно соотношению Вандзура-Вильчек (1.35), т. е. предполагая $\bar{g}_2 = 0$. При вычислениях использовалась параметризация структурной функции $g_1(x, Q^2)$ приведённая в работе [270]. Значения A_2 и xg_2 вычислены при среднем значении Q^2 для каждой отдельной области переменной x в кинематике эксперимента HERMES. В пределах неопределённостей, результаты измерений виртуальной асимметрии A_2 удовлетворяют соотношению [127], $|A_2| \leq \sqrt{R(1 + A_1)/2} \simeq 0,4$ для всех значений переменной x в кинематической области эксперимента HERMES.

Интеграл правила сумм Буркхардта–Коттингема (1.37) был вычислен в из-

меренной области $0,023 \leq x < 0,9$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ и равен

$$\int_{0,023}^{0,9} g_2(x, Q^2) dx = 0,006 \pm 0,024 \pm 0,017. \quad (3.8)$$

Для сравнения приведём комбинированный результат экспериментов E143 и E155 [142] в области $0,02 \leq x < 0,8$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$: $\int_{0,02}^{0,8} g_2(x, Q^2) dx = -0,042 \pm 0,008$.

Результаты измерения функции g_2 были использованы для оценки момента d_2 (1.36), соответствующего вкладу матричного элемента твиста-3. Вклад области $0,9 < x \leq 1$, не измеренной в эксперименте, оценивался предполагая зависимость $g_2(x) \propto (1-x)^3$. Неопределённость оценки этого вклада предполагалось равной его величине. Вклад области $x < 0,023$ пренебрежимо мал вследствие фактора подавления x^2 . В результате получено значение

$$d_2 = 0,0148 \pm 0,0096(\text{стат.}) \pm 0,0048(\text{сист.}) \quad (3.9)$$

при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$. Комбинированный результат экспериментов E143 and E155 [142] равен $d_2 = 0,0032 \pm 0,0017$, что отлично от нуля в пределах около 2σ . Расчеты в рамках КХД на решетке предсказывают очень малую величину d_2 [135].

3.2.1. Заключение к разделу 3.2

В эксперименте HERMES измерены структурная функция g_2 и виртуальная асимметрия A_2 для протона в кинематической области $0,004 < x < 0,9$ и $0,18 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$. Для измеренной области переменной x , величина интеграла от $g_2(x)$ сопоставима с правилом сумм Буркхардта–Коттингема [137]. Величина второго момента вклада матричных элементов твиста 3 к функции $g_2(x)$ сопоставима с нулем, что не противоречит современным вычислениям этой величины на КХД решетке [135]. В целом, результаты полученные в эксперименте HERMES по асимметрии A_2 и функции g_2 находятся в хорошем согласии с

предыдущими измерениями в экспериментах SMC [143] в CERN, E143 [141] и E155 [142] в SLAC. Отметим, в то же время, что они тоже не достаточно точны, чтобы зарегистрировать ненулевое значение вклада матричных элементов твиста 3 в \bar{g}_2 . Совместные данные экспериментов E143 и E155 наблюдали такое отклонение на уровне несколько менее 2σ [142].

Главная ценность измерений g_2 в эксперименте HERMES, состоит в том, что они выполнены на газовой водородной мишени и, следовательно свободны от поправок на какие-либо ядерные эффекты. Кроме того, в эксперименте HERMES применялась оригинальная процедура учета радиационных поправок и конечного разрешения детекторов.

Измерения структурной функции g_2 проводились также и для нейтрона. Для этого использовались либо измерения на ${}^3\text{He}$, либо измерения на протоне и дейтроне. Ранние измерения выполнялись в основном в SLAC в экспериментах E142 [139], E143 [141], E154 [140].

Измерение g_2^n , главным образом в резонансной области, проводилось в лаборатории Джефферсон (см. [144] и приведенные там ссылки на другие результаты, полученные в этой лаборатории).

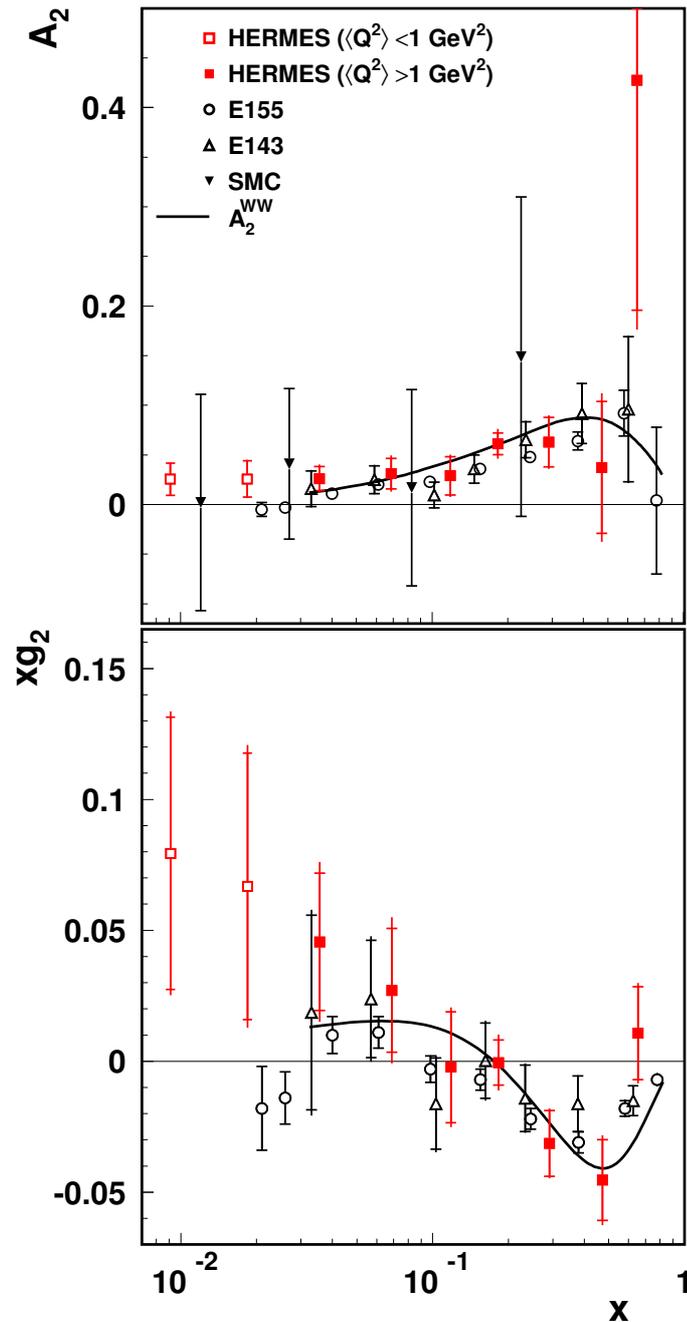


Рис. 3.5. Виртуальная асимметрия A_2 (верхний рисунок) и функция xg_2 (нижний рисунок) в зависимости от переменной x . Указаны данные, полученные в экспериментах HERMES, E155 [142], E143 [141] и SMC [143]. Полная неопределенность измерений для эксперимента HERMES, вычислена как квадратичная сумма статистической и систематической неопределённостей. Для измерений в экспериментах E155, E143 и SMC указана только статистическая неопределённость. Сплошная линия соответствует соотношению Вандзура-Вильчек (1.35), вычисленного при средних значениях Q^2 для каждой области x в кинематике эксперимента HERMES. Закрашенные (открытые) маркеры, для данных эксперимента HERMES, представляют данные для $\langle Q^2 \rangle > 1 \text{ ГэВ}^2$ ($\langle Q^2 \rangle < 1 \text{ ГэВ}^2$).

Глава 4. Исследование адронных асимметрий с продольно поляризованной мишенью

В этой главе рассматриваются измерения азимутальных асимметрий адронов образованных в ПИГНР неполяризованного пучка электронов на продольно поляризованной водородной (дейтериевой) мишени $e + \vec{p}(\vec{d}) \rightarrow e' + m + X$, где $m = \pi$ или K . Схематическое изображение кинематики этого процесса и обозначения используемых переменных приведены в разделе (1.3.1) на рис. 1.4. Поперечный импульс $P_{h\perp}$ мезона определён по отношению к направлению виртуального фотона. Угол ϕ – азимутальный угол мезона вокруг вектора импульса виртуального фотона по отношению к плоскости рассеяния лептонов. Его величина определена выражениями (1.41). Угол ϕ_S в данном случае равен 0 или π в зависимости от направления поляризации мишени.

Согласно выражению (1.45) сечение образования адронов в рассматриваемом случае зависит от структурных функций $F_{UL}^{\sin\phi}$ и $F_{UL}^{\sin 2\phi}$, которые определены выражениями (1.75) и (1.76) соответственно. Два вида синусоидальной модуляции сечения приводят к определению азимутальных асимметрий $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. При этом асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ пропорциональна сумме произведений ФР твиста 2 (g_{1L} и h_{1L}^\perp) на ФФ твиста 3 (\tilde{G}^\perp и \tilde{H}) и наоборот произведений ФР твиста-3 (h_L и f_L^\perp) на ФФ твиста 2 (D_1 и H_1^\perp):

$$A_{UL}^{\sin\phi, q} = - \frac{(2-y)\sqrt{1-y}}{1-y+y^2/2} \frac{2M}{Q} \times \frac{\mathcal{C} \left[\frac{\hat{h}\cdot\mathbf{k}_T}{M_h} \left(x h_L H_1^\perp + \frac{M_h}{M} g_{1L} \frac{\tilde{G}^\perp}{z} \right) - \frac{\hat{h}\cdot\mathbf{p}_T}{M} \left(x f_L^\perp D_1 - \frac{M_h}{M} h_{1L}^\perp \frac{\tilde{H}}{z} \right) \right]}{\mathcal{C} [f_1 D_1]}, \quad (4.1)$$

и следовательно ее величина подавлена фактором $1/Q$. Второй тип асимметрии $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ является наблюдаемой лидирующего твиста

$$A_{UL}^{\sin 2\phi, q} = - \frac{1-y}{1-y+y^2/2} \frac{\mathcal{C} \left[\frac{2(\hat{h}\cdot\mathbf{k}_T)(\hat{h}\cdot\mathbf{p}_T) - \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_T}{MM_h} h_{1L}^\perp H_1^\perp \right]}{\mathcal{C} [f_1 D_1]}. \quad (4.2)$$

Обе асимметрии записаны для случая когда направление поляризации мишени определено по отношению к направлению импульса виртуального фотона¹. Напомним, что обозначение оператора свертки $\mathcal{C}[\]$ дано в (1.69).

Феноменологические оценки величины асимметрий (4.1) и (4.2) проводились в ряде работ [273–278]. Напомним, что поскольку продольная поляризация мишени определяется в эксперименте по отношению к направлению падающего пучка лептонов, то величина экспериментально измеряемой асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi, l}$ получает вклады от двух источников: от асимметрии связанной с продольной компонентой и от асимметрии связанной с поперечной компонентой поляризации мишени по отношению к направлению виртуального фотона. Оба вида вкладов учитывались в оценках [273–278]. Извлечение асимметрии, соответствующей $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ (4.1), т. е. при определении продольной поляризации мишени по отношению к направлению виртуального фотона, будет рассмотрено в разделе 4.2.

Авторы всех работ использовали ряд упрощающих предположений для оценки асимметрии. Во время публикации измерений $A_{UL}^{\sin\phi}$ в эксперименте HERMES [59, 60] доминировало мнение, что T -нечетные функции распределения кварков должны быть равны нулю (см. раздел 1.3). Следуя такой точке зрения, авторы феноменологических оценок пренебрегали вкладами функций f_{1T}^\perp и f_L^\perp к величине $A_{UL}^{\sin\phi, l}$. Вопрос существования таких функций впоследствии был изучен в работах [172, 173, 175, 279] где было показано, что T -нечётные функции распределения могут быть отличны от нуля благодаря взаимодействиям в начальном или конечном состояниях.

Члены содержащие функции h_L и h_{1L}^\perp изучались в работах [275, 280]. При

¹ В обозначениях этих асимметрий введен добавочный верхний индекс q , который свидетельствует о том, что направление поляризации мишени определено по отношению к направлению виртуального фотона. В случае если направление поляризации мишени определено по отношению к направлению пучка лептонов, будем использовать верхний индекс l . Большинство экспериментальных результатов в этой главе относятся к экспериментальному определению направления поляризации мишени, поэтому индексы q и l будут использоваться только если возможно двоякое толкование.

этом для оценки ФР твиста 3 использовались приближение Вандзуры–Вильчека и соотношения следующие из лоренцевской ковариантности кварковой корреляционной функции [146, 159, 281]. Позднее было показано, что эти соотношения не являются точными [282]. Заметим, что функция h_{1L}^\perp дает вклад также и в асимметрию $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. Измерения в эксперименте HERMES для асимметрии этого типа, которые представлены в следующих разделах, дают результат сопоставимый с нулём [59, 60].

Вклад слагаемого содержащего произведение функции распределения g_{1L} и фрагментационной функции \tilde{G}^\perp рассматривался как пренебрежимо малый. Аналогичный член дает вклад в асимметрию A_{LU} [283]. Этот тип асимметрии был измерен, и её величина отлична от нуля как в данном эксперименте [284] (данные будут представлены в главе 5), так и в эксперименте CLAS [285]. Недавно такие же измерения были проведены в эксперименте COMPASS [286].

Несмотря на некоторые различия в трактовке неизвестных функций в выражении (4.1), конечный результат феноменологических попыток предсказания величины асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi}$ сводился к заключению, что данная асимметрия должна зависеть от функции фрагментации Коллинза H_1^\perp и от одной или более кирально-нечетной функции распределения кварков.

4.1. Измерение азимутальных асимметрий в полуинклюзивном электророждении адронов

В данном разделе будут представлены результаты измерения асимметрий $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ в полуинклюзивном электророждении адронов при рассеянии неполяризованных электронов на продольно поляризованной водородной (дейтериевой) мишени в эксперименте HERMES.

4.1.1. Измерения на водородной мишени

В этом разделе представлены результаты первого наблюдения ненулевой односпиновой азимутальной асимметрии в полуинклюзивном образовании пионов в ГНР. Результаты опубликованы в работах [59, 60].

Экспериментальные данные, использованные для этого анализа, были получены в сеансах 1996 и 1997 годов на неполяризованной и на продольно поляризованной водородной мишени (см. раздел 2.2). Для анализа отбирались события удовлетворяющие следующим требованиям на кинематику рассеянного лептона: $1 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$, $W > 2 \text{ ГэВ}$, $0,023 < x < 0,4$ и $y < 0,85$ ($0,2 < y < 0,85$ для π^0). В данный период набора статистики идентификация заряженных пионов проводилась пороговым черенковским счётчиком (см. раздел 2.3.2) в области импульсов $4,5 \text{ ГэВ} < E_\pi < 13,5 \text{ ГэВ}$. Процедура идентификации нейтрального π^0 мезона представлена в разделе 2.4.4.3. Вклад фоновых некоррелированных пар фотонов составлял в среднем около 20 %. Требование $0,2 < z < 0,7$ подавляло вклад мезонов от области фрагментации мишени, минимизировало эффекты акцептанса спектрометра и подавляло возможный вклад пионов от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов. Кроме того, для аккуратного определения угла ϕ вводилось ограничение на поперечный, по отношению к направлению импульса виртуального фотона, импульс π мезона, $P_\perp > 0,05 \text{ ГэВ}$.

Измерения проводились при различных комбинациях направлений продольной поляризации пучка и мишени. Это обеспечивало возможность измерения односпиновых асимметрий различного типа, A_{UL} и A_{LU} ². Средняя поляризация водородной мишени в сеансах 1996 и 1997 годов составляла величину 0,86 при относительной неопределённости её измерения 5 %. Средняя поляризация пучка была равна 0,55 при относительной неопределённости измерения 3,4 %.

Различные вклады к асимметрии, зависящей от угла ϕ , выделялись вычис-

² Измерение асимметрии A_{LU} будет рассматриваться в главе 5.

лением моментов сечения с весами соответствующими различным функциям угла ϕ . Анализирующие способности³ для случая продольной поляризации мишени вычислялись следующим образом

$$A_{UL}^W = \frac{\frac{L^{\rightarrow}}{L_P^{\rightarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\rightarrow}} W(\phi_i^{\rightarrow}) - \frac{L^{\leftarrow}}{L_P^{\leftarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\leftarrow}} W(\phi_i^{\leftarrow})}{\frac{1}{2}[N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}]}. \quad (4.3)$$

где \rightarrow (\leftarrow) обозначает направление поляризации мишени противоположное (идентичное) направлению пучка электронов, а $N^{\rightarrow(\leftarrow)}$ обозначает число зарегистрированных π мезонов, при соответствующем направлении поляризации мишени. Величины $L^{\rightarrow(\leftarrow)}$ и $L_P^{\rightarrow(\leftarrow)}$ — это интегральные светимости с учётом мертвого времени детекторов и системы сбора данных спектрометра, кроме того последняя величина взвешена с величиной поляризации мишени. Поскольку набор статистики происходил при различных комбинациях направлений поляризации пучка и мишени, то отбор событий проводился таким образом, чтобы в результате получить комбинацию, где только мишень продольно поляризована, а пучок электронов не поляризован. Весовые функции $W(\phi) = \sin \phi$ и $W(\phi) = \sin 2\phi$ выделяют асимметрии, которые чувствительны к различным комбинациям фрагментационных функций с функциями распределения кварков (4.1)–(4.2). Все представленные далее в этом разделе асимметрии являются усредненными по акцептансу спектрометра в кинематических переменных y и z . Поправки на эффекты акцептанса спектрометра были определены посредством моделирования методом Монте Карло. Для π^0 мезона, влияние фона некоррелированных фотонов оценивалось вариацией выбора области инвариантной массы пары фотонов, выбранной для вычисления асимметрии. Переход от стандартной области определения π^0 мезона, принятой в эксперименте HERMES $0,10 < M_{\gamma\gamma} < 0,17$ ГэВ, к области $0,11 < M_{\gamma\gamma} < 0,16$ ГэВ приводил к пренебрежимо малым, по сравнению со статистическими неопределенностями, вариациям асимметрии (см. рис. 4.1). Такие вариации были учтены при оценке систематических неопределенностей измерения асимметрии.

³ В дальнейшем эти величины называются асимметриями.

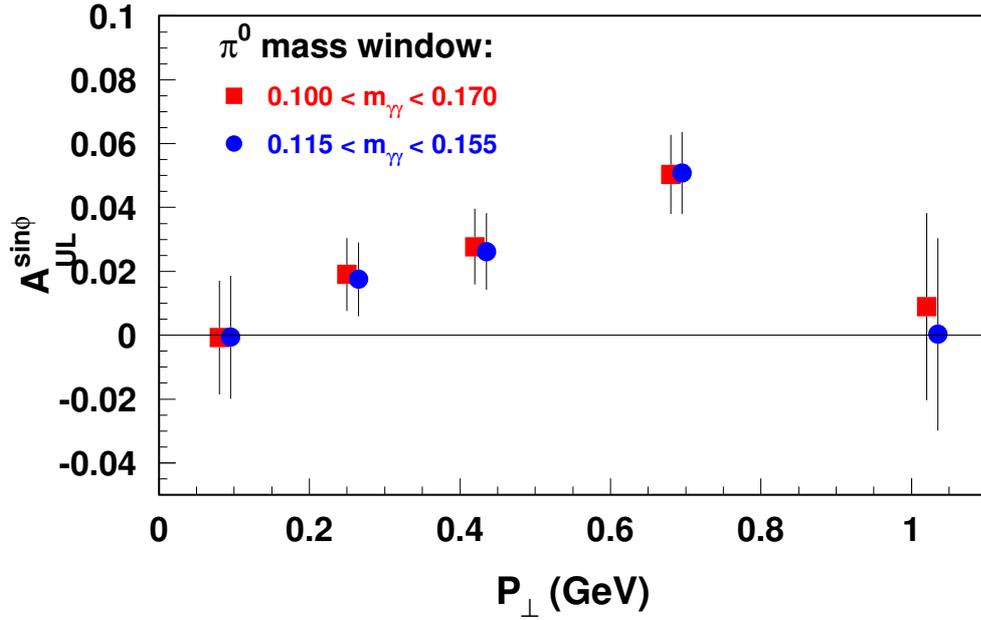


Рис. 4.1. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^0 мезонов в зависимости от переменной P_{\perp} при различном выборе интервала массы пары гамма квантов $m_{\gamma\gamma}$, принятого для идентификации π^0 мезона.

Значения асимметрий $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$, усредненных по всем переменным, представлены в табл. 4.1. Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$, связанная с поляризацией мише-

Таблица 4.1. Асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π мезонов, образованных в ПИГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованных протонах усредненные по всей кинематической области измерений. Приведены статистические и систематические неопределенности измерений.

	π^+	π^0	π^-
$A_{UL}^{\sin\phi}$	$0,022 \pm 0,005 \pm 0,003$	$0,019 \pm 0,007 \pm 0,003$	$-0,002 \pm 0,006 \pm 0,004$
$A_{UL}^{\sin 2\phi}$	$-0,002 \pm 0,005 \pm 0,010$	$0,006 \pm 0,007 \pm 0,003$	$-0,005 \pm 0,006 \pm 0,005$

ни, сопоставима с нулем для всех типов π мезонов. Асимметрия другого типа, связанная с поляризацией мишени, $A_{UL}^{\sin\phi}$ сопоставима с нулём для π^- мезонов, однако значительно отлична от нуля для π^+ и π^0 мезонов.

В табл. 4.2 приведены значения асимметрий $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π мезонов, а также указаны средние значения переменных x и Q^2 при которых проведены измерения. Асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π^+ -мезонов представлены на рис. 4.2 в

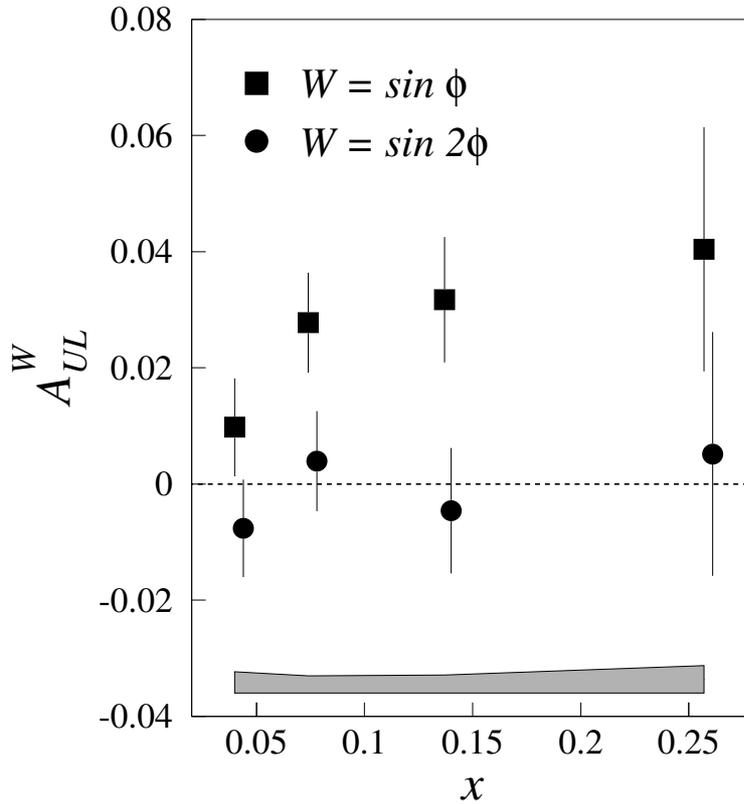


Рис. 4.2. Асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ (квадратики) и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ (кружочки) для π^+ мезонов в зависимости от переменной x . Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематическая неопределённость измерения представлена на рисунке в виде заштрихованной области.

зависимости от переменной x после усреднения по переменной P_{\perp} . При высоких энергиях ожидается, что асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ подавлена фактором P_{\perp}/Q [145, 146] по отношению к асимметрии $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ лидирующего твиста. Однако в кинематической области эксперимента HERMES, в которой доступна только область относительно низких значений Q^2 и умеренных значений P_{\perp} ожидается, что отношение $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ к $A_{UL}^{\sin\phi}$ в области валентных кварков должно быть мало [287]. Это согласуется с оценкой этого отношения в пределе соответствующем налетающему реальному фотону [288]. Результаты измерений, представленных в этом разделе, согласуются с такими теоретическими ожиданиями. Отметим также, что наблюдаемый рост $A_{UL}^{\sin\phi}$ с ростом переменной x предполагает, что наблюдаемые односпиновые асимметрии могут быть ассоциированы с вкладами валентных кварков [289, 290].

Таблица 4.2. Асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ в зависимости от переменной x для π мезонов, образованных в ПИГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованных протонах. Указаны средние значения переменных x и Q^2 в ячейках переменной x . Приведены статистические и систематические неопределенности измерений.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (ГэВ) ²	π^+	
		$A_{UL}^{\sin\phi}$	$A_{UL}^{\sin 2\phi}$
0,040	1,4	$0,010 \pm 0,008 \pm 0,004$	$-0,008 \pm 0,008 \pm 0,011$
0,074	2,2	$0,028 \pm 0,009 \pm 0,003$	$0,007 \pm 0,009 \pm 0,012$
0,137	3,7	$0,032 \pm 0,011 \pm 0,003$	$-0,005 \pm 0,011 \pm 0,009$
0,257	6,4	$0,041 \pm 0,021 \pm 0,005$	$0,005 \pm 0,021 \pm 0,009$
		π^-	
0,040	1,4	$-0,004 \pm 0,010 \pm 0,004$	$0,002 \pm 0,010 \pm 0,008$
0,074	2,2	$-0,004 \pm 0,010 \pm 0,003$	$-0,008 \pm 0,010 \pm 0,010$
0,137	3,7	$0,012 \pm 0,013 \pm 0,003$	$-0,007 \pm 0,013 \pm 0,007$
0,257	6,4	$-0,025 \pm 0,028 \pm 0,005$	$-0,028 \pm 0,028 \pm 0,008$
		π^0	
0,040	1,4	$0,010 \pm 0,012 \pm 0,003$	—
0,074	2,2	$0,015 \pm 0,013 \pm 0,002$	—
0,137	3,7	$0,030 \pm 0,013 \pm 0,002$	—
0,257	6,4	$0,049 \pm 0,037 \pm 0,004$	—

На рис. 4.3 представлена асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^+ и π^- мезонов, как функция поперечного импульса P_\perp , усредненная по переменной x . Среднее значение $\langle Q \rangle$ составляет величину около 1,55 ГэВ для всех ячеек. Наблюдается указание на то, что асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^+ -мезонов растет с ростом P_\perp до значения $P_\perp \sim 0,8$ ГэВ. Используя распределение Гаусса для параметризации зависимости функций распределения и функций фрагментации кварков от поперечного импульса, можно получить, что величина $A_{UL}^{\sin\phi}$ пропорциональна P_\perp по крайней мере для области умеренных значений P_\perp [145, 146, 273].

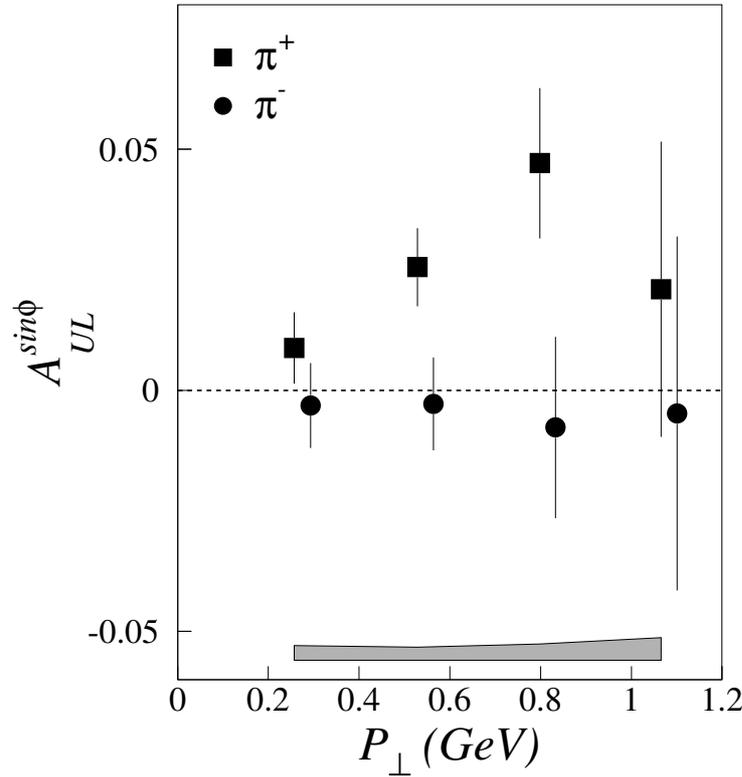


Рис. 4.3. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ в зависимости от величины поперечного импульса P_{\perp} для π^+ (квадратики) и π^- (кружочки) мезонов. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости представлены в виде закрашенной области.

Небольшие перераспределения между величинами извлеченных асимметрий $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$, возникающие из-за акцептанса спектрометра, были учтены поправкой, основанной на моделировании методом Монте Карло. В результате моделирования было обнаружено, что кроме указанного эффекта, результаты измерения асимметрий не чувствительны к акцептансу спектрометра HERMES.

На рис. 4.4 представлена асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для всех типов пионов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ после усреднения по оставшимся кинематическим переменным. Асимметрии для π^0 и π^+ мезонов показывают аналогичное поведение друг с другом для всех кинематических переменных. Зависимость асимметрии для π^0 мезона от z сопоставима с монотонным ростом асимметрии для π^+ мезона. Рост асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ с ростом x предполагает, что односпиновые асимметрии обусловлены вкладами валентных кварков. В случае, если

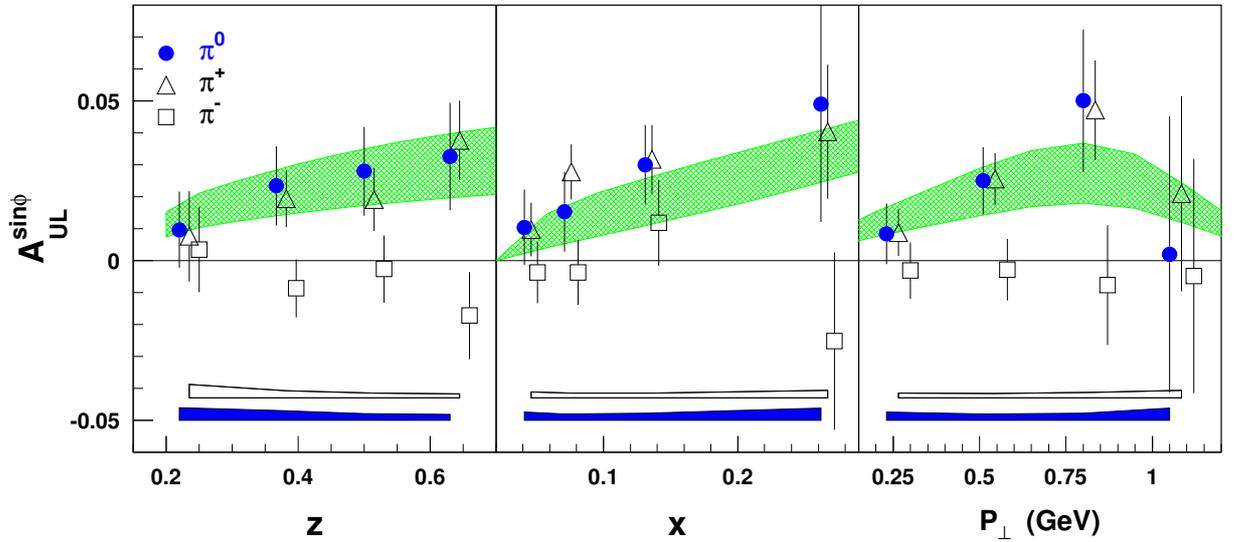


Рис. 4.4. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^+ (треугольники), π^0 (кружки) и π^- (квадратики) мезонов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости представлены на рисунках в виде закрашенных (для π^0) и незакрашенных (для π^{\pm}) областей в нижней части рисунков. Маркеры для заряженных пионов немного сдвинуты вдоль осей z , x и P_{\perp} по отношению к их истинным положениям для лучшего восприятия данных. Заштрихованные области показывают область предсказаний модели [273, 274] для электророждения π^0 (см. текст).

величина $P_{h\perp}$ меньше типичной адронной массы порядка 1 ГэВ, зависимость асимметрии от $P_{h\perp}$ может объясняться доминирующей ролью внутреннего поперечного импульса кварка [59]. На рис. 4.4 представлены также предсказания модельных вычислений [273, 274] для электророждения π^0 мезона. Вычисления проводились в предположении, что асимметрия главным образом зависит от ФР h_1 и ФФ Коллинза H_1^\perp (см. обсуждение в начале этой главы). Заштрихованные области показывают неопределенности предсказаний, связанные с отсутствием информации о функции распределения кварков h_1 . Области получены вариацией функции h_1 между двумя предположениями $h_1 = g_1$ (равенство этих функций ожидается в нерелятивистском пределе) и $h_1 = (f_1 + g_1)/2$ (верхний предел неравенства Зоффера, см. (1.91)). В обоих случаях для спин-зависимой T -нечётной ФФ H_1^\perp использовалась простая параметризация, предложенная в ранней работе Коллинза [29]. Предсказания хорошо согласуются с результатами измерения

$A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^0 и π^+ мезонов.

Представленные в данном разделе результаты измерений асимметрий для всех типов π мезонов анализировались также в работе [276]. Зависимость асимметрий $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ от переменной x в сравнении с вычислениями [276] представлена на рис. 4.5. Результаты вычислений удовлетворительно согласуются с обоими типами асимметрий.

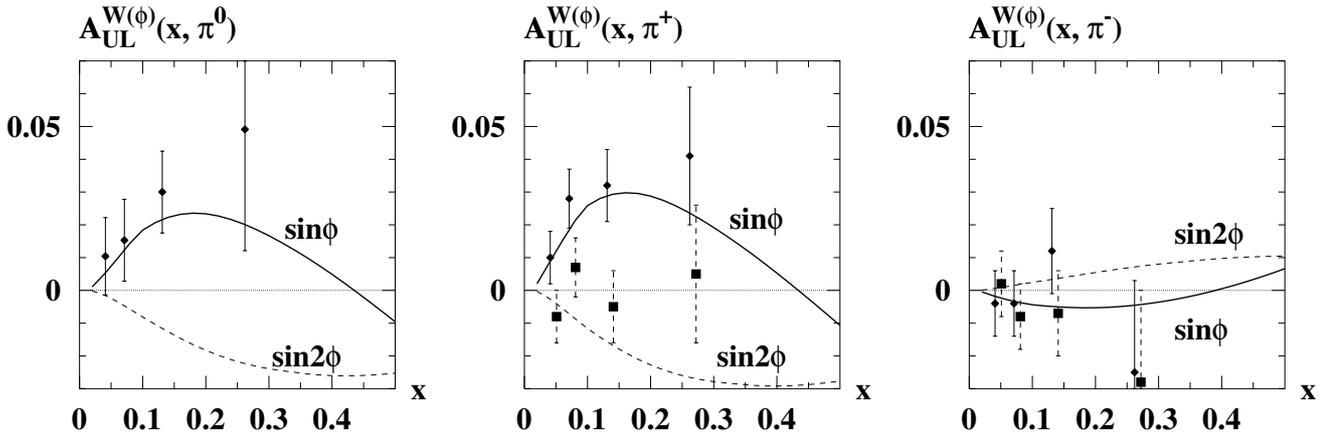


Рис. 4.5. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ (кружочки) и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ (квадратики) для π^0 (рисунок слева), π^+ (рисунок в центре) и π^- (рисунок справа) мезонов, измеренная в эксперименте HERMES, в зависимости от переменной x . Феноменологические предсказания показаны сплошной линией для $A_{UL}^{\sin\phi}$ и пунктирной линией для $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. Рисунки взяты из работы [276].

Результаты измерения асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$, представленные выше, получены методом взвешивания с весовой функцией определенного вида $W(\phi)$. Другим способом извлечения асимметрий является методика фитирования измеренных азимутальных асимметрий $A_{UL}(\phi)$. Азимутальная асимметрия A_{UL} сечения образования адрона h в зависимости от азимутального угла ϕ , при рассеянии неполяризованного пучка на продольно поляризованной мишени, вычислялась следующим образом:

$$A_{UL}(\phi) = \frac{1}{|P_L|} \cdot \frac{N^{\rightarrow}(\phi)/L^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}(\phi)/L^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow}(\phi)/L^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}(\phi)/L^{\leftarrow}}. \quad (4.4)$$

Здесь, $N^{\rightarrow(\leftarrow)}$ — это число адронов какого-либо типа, зарегистрированных при направлении спина мишени противоположном (идентичном) направлению па-

дающего пучка, $L^{\rightarrow(\leftarrow)}$ — это величина интегральной светимости, поправленная на мертвое время триггерной системы и P_L — это среднее значение величины продольной поляризации мишени.

Азимутальная асимметрия (4.4) представлена на рис. 4.6 в зависимости от угла ϕ для всех типов пионов. Полученная азимутальная асимметрия фитировалась в следующем виде с двумя свободными параметрами

$$A_{UL}(\phi) = p_1 + p_2 \cdot \sin \phi. \quad (4.5)$$

Параметр p_1 представляет возможное смещение среднего значения распределения от нуля. Параметр p_2 представляет амплитуду асимметрии⁴ $A_{UL}^{\sin \phi}$. На рисунке приведены значения параметров p_1 и p_2 , полученных в процедуре фитирования. Значения параметра p_1 сопоставимы с нулем для всех типов пионов. Значения параметра p_2 хорошо согласуются со значениями $A_{UL}^{\sin \phi}$ приведенными в табл. 4.1.

Основными источниками систематических неопределённостей проведённых измерений являются: неопределённости в измерении поляризаций пучка и мишени, конечное разрешение детекторов, конечный аксептанс спектрометра. Неопределённости в поправках на аксептанс, которые вычислены методом Монте Карло, доминируют систематические неопределённости при малых x , но их относительный вклад уменьшается при росте величины x . Радиационные эффекты, при средней величине y около 0,5, достаточно малы и не зависят от заряда пиона. Величина таких эффектов, при рассеянии неполяризованных частиц, была вычислена и действительно является пренебрежимо малой. Оценка этого вклада к асимметрии, усреднённой по всему аксептансу спектрометра, составила величину менее 0,1 % [291].

⁴ Далее, следуя например [170], будем называть эту величину просто асимметрией. В силу различных обозначений асимметрии $A_{UL}(\phi)$ и асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi}$ смысл этих величин хорошо различается.

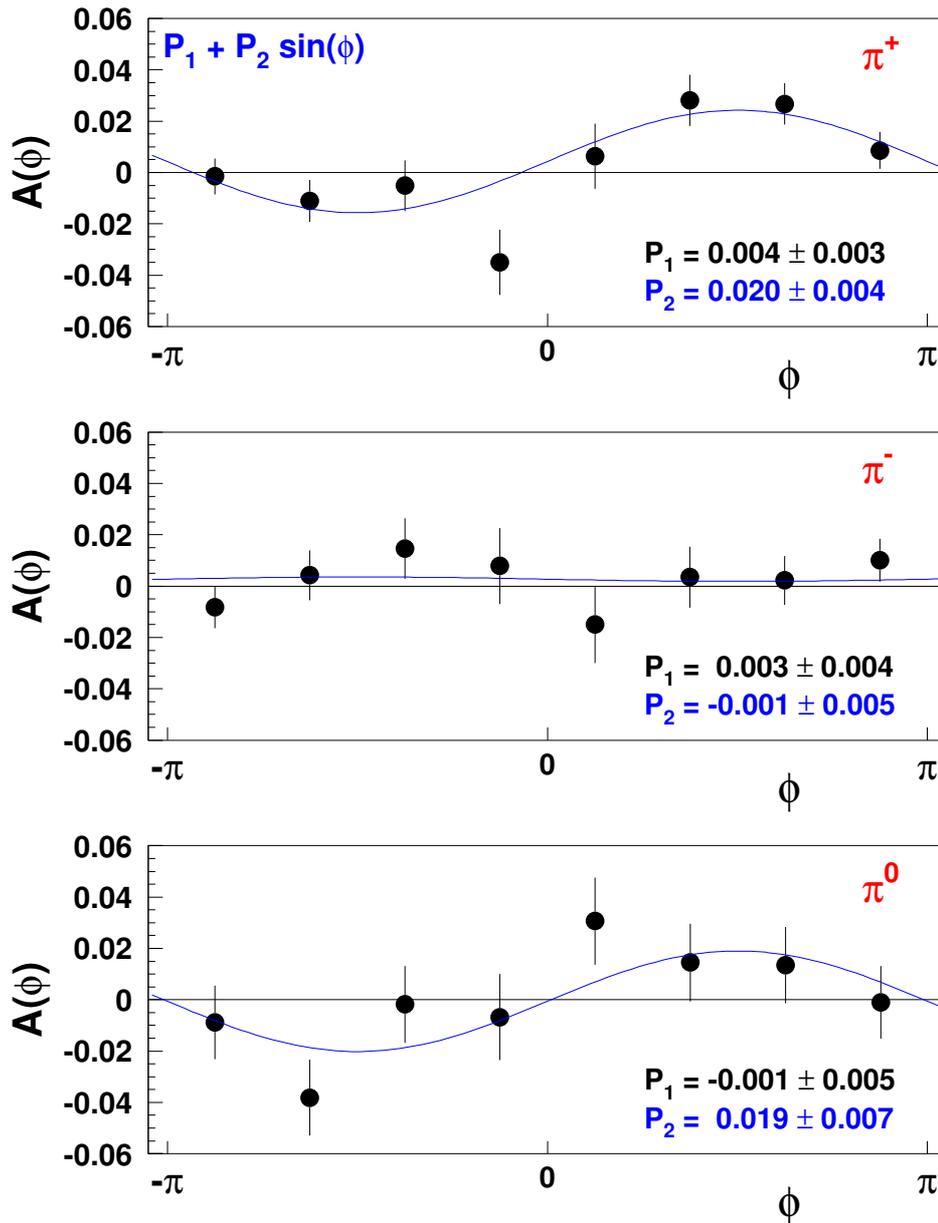


Рис. 4.6. Асимметрия $A_{UL}(\phi)$ для π мезонов в зависимости от азимутального угла ϕ . Линии представляют результаты подгонки функции вида $p_1 + p_2 \sin \phi$ к данным. Приведены значения параметров p_1 и p_2 .

4.1.2. Измерения на дейтериевой мишени

В этой главе представлены результаты первого наблюдения односпиновой азимутальной асимметрии в процессах полуинклюзивного образования пионов и каонов при рассеянии неполяризованных лептонов на продольно поляризованной дейтериевой мишени [61].

В анализе использовались данные полученные при наборе статистики в 1998–2000 годах в эксперименте HERMES. Отличительной особенностью набора статистики, начиная с 1998 года, являлась замена порогового черенковского счетчика на детектор типа RICH (см. раздел 2.3.2), что позволило существенно улучшить идентификацию типа адронов. В 1998 году измерения были выполнены с использованием пучка электронов, в то время как в 1999 и 2000 годах использовался пучок позитронов. Как и ожидалось, измеренные односпиновые асимметрии не зависят от знака заряда налетающих лептонов и, следовательно, анализировался комбинированный набор данных.

Средняя поляризация мишени при наборе данных в 1998–2000 годах составляла величину равную 0,84 с относительной неопределённостью 5 %. Для измерения односпиновой асимметрии, связанной с поляризацией мишени, необходимо чтобы пучок электронов был неполяризованный. Для выполнения этого условия использовалась комбинация различных периодов набора статистики с противоположными спиральностями пучка электронов так, чтобы средняя поляризация пучка была близка к нулю. В результате такого отбора данных, средняя поляризация пучка составила величину равную $0,0 \% \pm 0,1 \% (\text{стат.}) \pm 2,0 \% (\text{сист.})$.

Для последующего анализа, отбирались события в той же кинематической области, как и при анализе данных, полученных при использовании водородной мишени (см. раздел 4.1.1) [59, 60]: $1 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$, $W > 2 \text{ ГэВ}$, $0,023 < x < 0,4$ and $y < 0,85$. Вклады из области фрагментации мишени подавлялись требованием $z > 0,2$, а вклады от образования эксклюзивных мезонов требованием $z < 0,7$. Для аккуратного измерения азимутального угла ϕ требовался нижний предел на поперечный импульс мезона P_{\perp} равный 50 МэВ.

Заряженные пионы и каоны идентифицировались с помощью детектора RICH в области импульсов $2 \text{ ГэВ} < P < 15 \text{ ГэВ}$. Эффективность идентификации и примесь неправильно идентифицированных адронов в зависимости от импульса адрона и множественности всех частиц, проходящих через детектор, была определена моделированием отклика детектора RICH на прохождение ча-

стиц различного типа. Средняя эффективность идентификации составляла величину 97 % для пионов и 88 % для каонов. Для последующего анализа выбирался только один мезон с наибольшим импульсом.

Нейтральные пионы идентифицировались регистрацией двух фотонов в электромагнитном калориметре. Детали идентификации представлены в разделе 2.4.4.3. Вклад фоновых, некоррелированных фотонов уменьшается с ростом переменной z данного π^0 мезона и составляет 35 % для ячейки с наименьшим значением z и падает до менее чем 5 % для ячейки с наибольшим значением z . Величина измеренной асимметрии A_{meas} для нейтральных пионов корректировалась на вклад от некоррелированных фотонов используя следующее выражение

$$A_{corr}(\phi) = \frac{N_{\pi^0} + N_{bg}}{N_{\pi^0}} \cdot A_{meas}(\phi) - \frac{N_{bg}}{N_{\pi^0}} \cdot A_{bg}(\phi). \quad (4.6)$$

Здесь, N_{π^0} и N_{bg} — это число нейтральных пионов и число некоррелированных пар фотонов в каждой кинематической ячейке соответственно. Асимметрии для нейтральных пионов A_{meas} и для некоррелированных пар фотонов A_{bg} определялись согласно (4.4). Было обнаружено, что значение величины асимметрии некоррелированных пар фотонов A_{bg} сопоставимо с нулём и, таким образом, вклад фона приводил к разбавлению истинной асимметрии при образовании π^0 мезона. Представленные далее результаты учитывают соответствующую поправку на этот эффект.

Односпиновые азимутальные асимметрии $A_{UL}(\phi)$, определенные выражением (4.4), для π мезонов и K^+ мезонов в зависимости от угла ϕ представлены на рис. 4.7. Асимметрии усреднены 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.

Результаты измерения асимметрий $A_{UL}(\phi)$ использовались для подгонки к функциям следующего вида:

$$f_1(\phi) = P_0 + P_1 \sin \phi$$

$$f_2(\phi) = P_0 + P_1 \sin \phi + P_2 \sin 2\phi . \quad (4.7)$$

Результаты подгонки указаны в виде кривых на рис. 4.7. Все параметры P_0 оказались сопоставимы с нулём. Значения параметров P_1 и P_2 , представляющие собой асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$, также представлены на рисунках. Их численные значения для различных типов мезонов приведены в табл. 4.3 вместе со значениями асимметрий, измеренных в электророждении пионов на продольно поляризованных протонах [59, 60].

Таблица 4.3. Асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ при образовании пионов и каонов на продольно поляризованном дейтроне, усреднённые по переменным x , P_{\perp} , z , y и Q^2 в пределах экспериментального акцептанса. Приведены как статистические, так и систематические неопределённости измерений. Представлены также результаты полученные в электророждении на продольно поляризованном протоне (см. раздел 4.1.1) и опубликованные в работах [59, 60].

	тип мезона	дейтериевая мишень	водородная мишень [59, 60]
$A_{UL}^{\sin \phi}$	π^+	$0,012 \pm 0,002 \pm 0,002$	$0,022 \pm 0,005 \pm 0,003$
	π^0	$0,021 \pm 0,005 \pm 0,003$	$0,019 \pm 0,007 \pm 0,003$
	π^-	$0,006 \pm 0,003 \pm 0,002$	$-0,002 \pm 0,006 \pm 0,004$
	K^+	$0,013 \pm 0,006 \pm 0,003$	—
$A_{UL}^{\sin 2\phi}$	π^+	$0,004 \pm 0,002 \pm 0,002$	$-0,002 \pm 0,005 \pm 0,003$
	π^0	$0,009 \pm 0,005 \pm 0,003$	$0,006 \pm 0,007 \pm 0,003$
	π^-	$0,001 \pm 0,003 \pm 0,002$	$-0,005 \pm 0,006 \pm 0,005$
	K^+	$-0,005 \pm 0,006 \pm 0,003$	—

Влияние эффектов акцептанса спектрометра и размытия значений кинематических переменных, возникающего из-за конечной точности измерительных детекторов, на измеренные асимметрии были изучены с помощью моделирования методом Монте Карло. В этих целях, для моделирования предполагались различные модели поведения $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ в зависимости от переменных x , P_{\perp} и z . Было показано, что в пределах статистической точности, распределения ре-

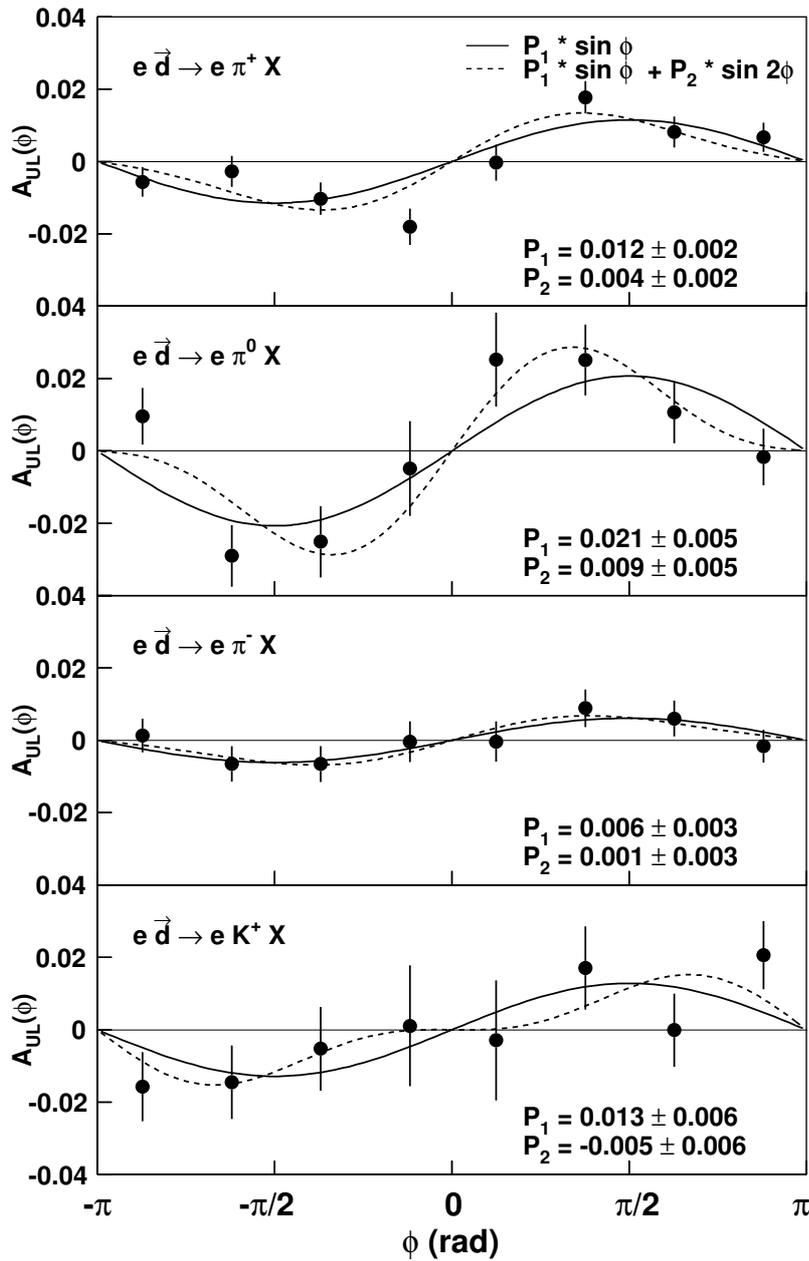


Рис. 4.7. Односпиновые асимметрии $A_{UL}(\phi)$ измеренные в электророждении π^+ , π^0 , π^- и K^+ мезонов на продольно поляризованной дейтериевой мишени в зависимости от угла ϕ . Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Результаты подгонки функций вида $P_0 + P_1 \sin \phi$ 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.

конструированных событий приводят к значениям асимметрий $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ не отличающихся от величин, использованных для моделирования искусственных событий. Таким образом влияние указанных эффектов на значения измеренных асимметрий не превышает статистической точности проведённого моделирова-

ния, которые составили величины равные 0,001 и 0,002 для заряженных мезонов и нейтральных пионов соответственно.

Добавочная проверка возможных эффектов акцептанса была проведена используя выборку событий, полученных во время набора статистики с использованием неполяризованных мишеней водорода и дейтерия. Набор таких данных проводился регулярно после нескольких часов набора статистики с поляризованными мишенями. Эти данные анализировались в тех же кинематических областях, что были описаны выше. Вычислялись возможные ложные асимметрии $A_{UU}^{\sin \phi}$ и $A_{UU}^{\sin 2\phi}$ согласно следующим соотношениям:

$$A_{UU}^{\sin \phi} = \frac{\sum_{i=1}^N \sin \phi_i}{N} \quad (4.8)$$

$$A_{UU}^{\sin 2\phi} = \frac{\sum_{i=1}^N \sin 2\phi_i}{N}, \quad (4.9)$$

где суммирование производилось по всем N событиям, полученным при работе с неполяризованной мишенью. Измеренные асимметрии для π мезонов в зависимости от переменной x представлены на рис. 4.8. На рисунке указаны средние значения этих асимметрий. Как и ожидалось, было обнаружено, что значения асимметрий $A_{UU}^{\sin \phi}$ и $A_{UU}^{\sin 2\phi}$ сопоставимы с нулём в пределах статистической неопределённости, равной 0,002 (0,004) для пионов (каонов).

Было проведено сравнение величин асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi (\sin 2\phi)}$, полученных согласно (4.7), с величинами асимметрии полученными методом вычисления моментов:

$$A_{UL}^W = \frac{1}{|P_L|} \frac{\frac{1}{L^{\rightarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\rightarrow}} W(\phi_i) - \frac{1}{L^{\leftarrow}} \sum_{i=1}^{N^{\leftarrow}} W(\phi_i)}{\frac{1}{2}[N^{\rightarrow}/L^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}/L^{\leftarrow}]}, \quad (4.10)$$

где использовались $W(\phi) = \sin \phi (\sin 2\phi)$. Данный метод, однако, более чувствителен к поведению функции акцептанса экспериментальной установки [60]. Действительно, при использовании выражения (4.4), величина акцептанса $\epsilon(\phi)$ в числителе и знаменателе сокращается, если выбранная ширина ячейки по переменной ϕ не слишком большая. Выражение (4.10) содержит в числителе сумму

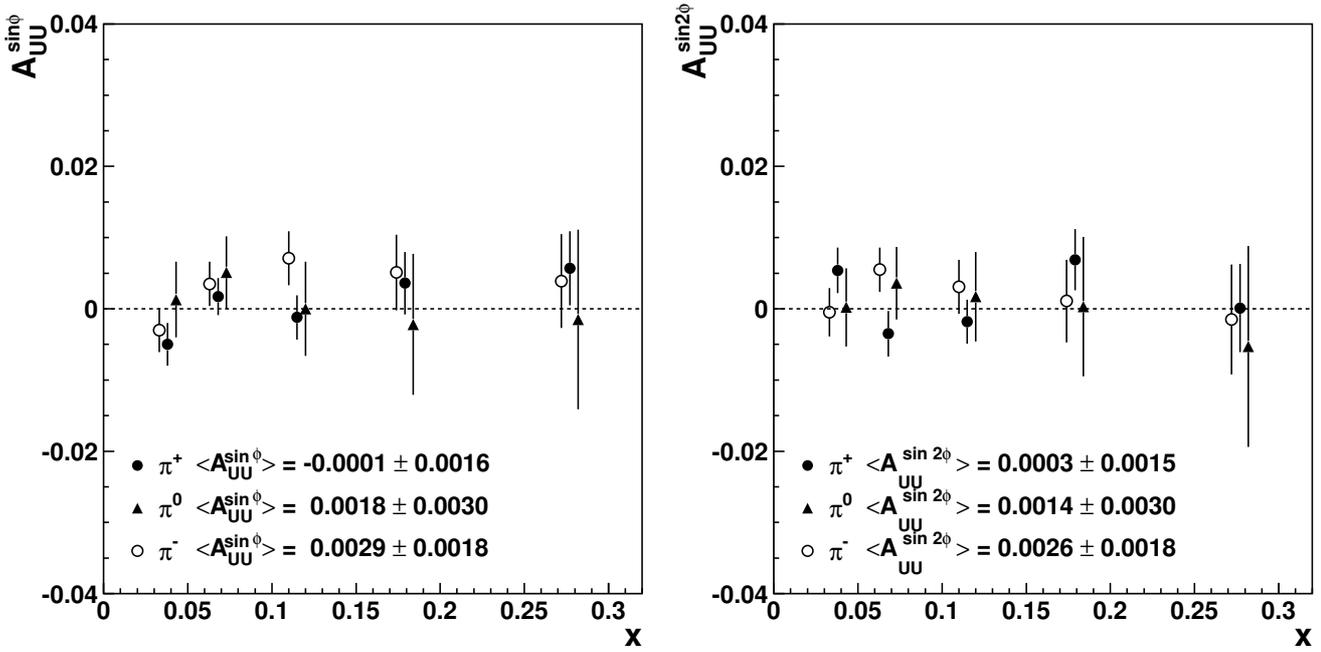


Рис. 4.8. Асимметрия $A_{UU}^{\sin \phi}$ (рисунок слева) и $A_{UU}^{\sin 2\phi}$ (рисунок справа) для π мезонов в зависимости от переменной x . Асимметрии измерены на выборке событий электророждения π мезонов при рассеянии неполяризованного пучка электронов на неполяризованных водородной и дейтериевой мишенях. Приведены средние значения асимметрий.

произведений $W(\phi_i)\epsilon(\phi_i)$ и, в общем случае, сокращения функции аксептанса не происходит. Моделирование методом Монте Карло показало, что использование методики (4.10) приводит к перекрёстным влияниям (около 15 %) между величинами асимметрий $A_{UL}^{\sin \phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. Поправки, введённые на этот эффект⁵, приводят к согласию значений асимметрий, определённых двумя методами, в пределах систематической неопределённости, возникающей из-за функции аксептанса спектрометра.

Величина данной неопределённости указана далее в табл. 4.5. Сравнение результатов вычисления асимметрий двумя методами, используя (4.7) (fit) и (4.10) (weighting) приведено на рис. 4.9.

Асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi}$, полученная согласно методике (4.7), представлена на рис. 4.10 в зависимости от переменных x , P_{\perp} и z . Приведены также результаты измерения асимметрии на протоне (см. раздел 4.1.1) [59, 60]. Средние значения

⁵ Определение таких поправок детально представлено в работе [292].

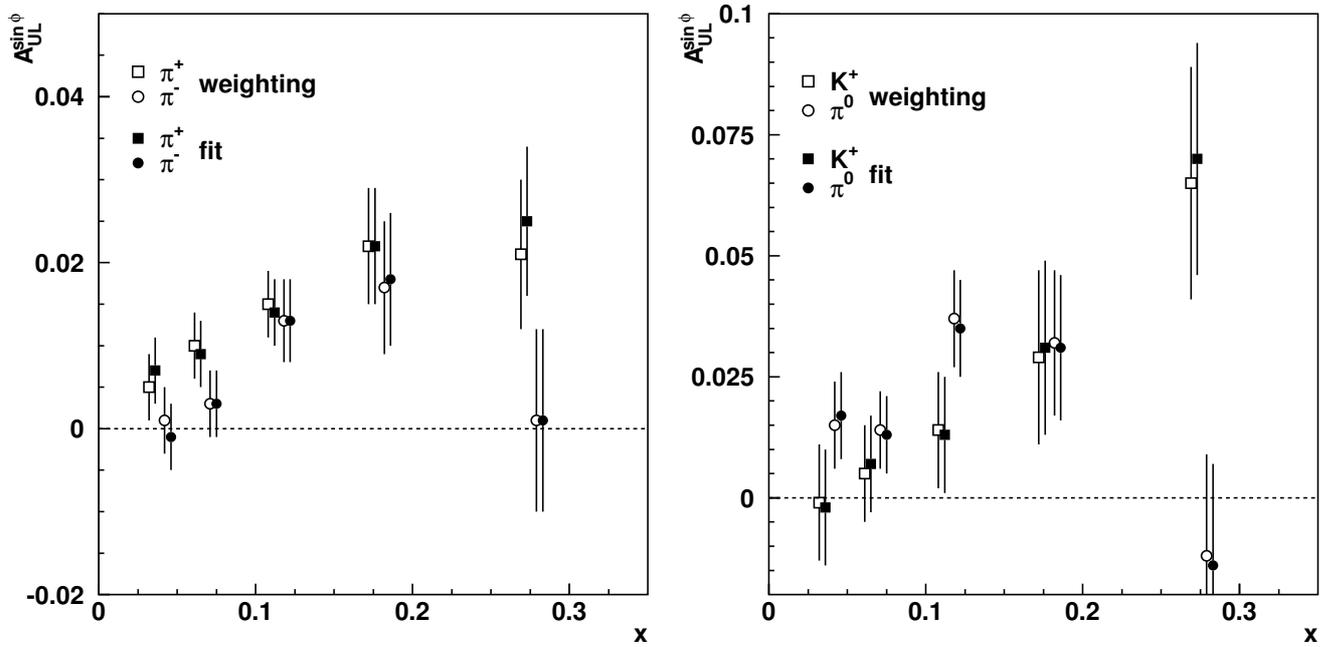


Рис. 4.9. Односпиновые асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$, определенные двумя методами, используя (4.7) (fit) и (4.10) (weighting), в зависимости от переменной x для π^+ , π^- (рисунок слева) и π^0 , K^+ (рисунок справа) мезонов на продольно поляризованной дейтериевой мишени. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями.

Q^2 для каждой ячейки по x и средние значения P_{\perp} для каждой ячейки по z приведены в табл. 4.4.

Таблица 4.4. Средние значения Q^2 для каждой ячейки по x (верхняя часть таблицы) и средние значения P_{\perp} для каждой ячейки по z (нижняя часть таблицы).

x	0,039	0,068	0,115	0,179	0,276
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	1,30	1,82	2,62	3,58	4,88
z	0,25	0,35	0,45	0,55	0,65
$\langle P_{\perp} \rangle$, ГэВ	0,36	0,40	0,44	0,46	0,47

Источники систематических неопределенностей и их вклад в полную систематическую неопределённость результатов измерения асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$, приведенных в табл. 4.3 для π^+ , π^- , π^0 и K^+ мезонов, указаны в табл. 4.5. Для заряженных пионов наибольшие вклады происходят от неопределенностей изме-

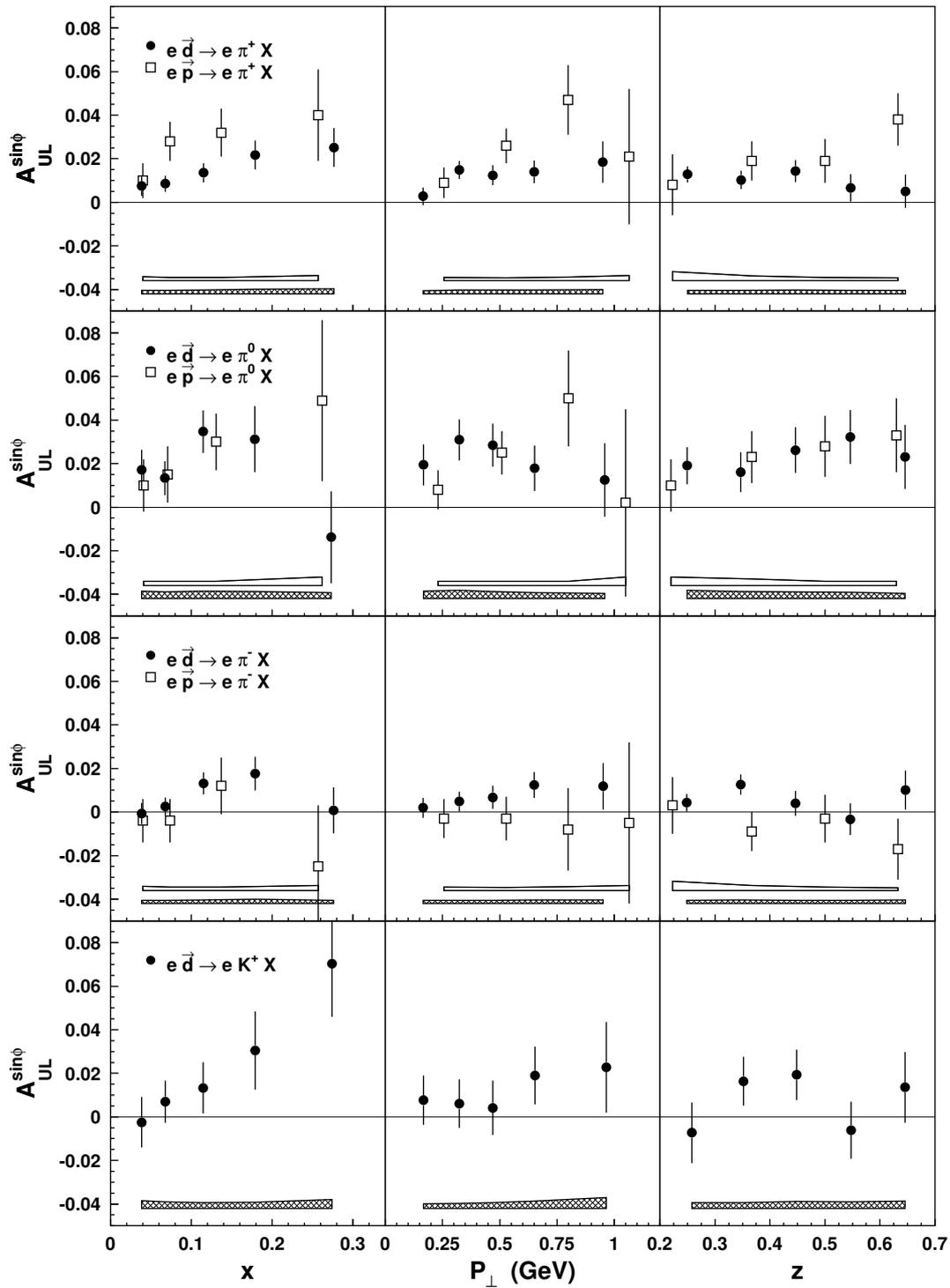


Рис. 4.10. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для полуинклюзивного электророждения пионов и K^+ мезонов на продольно поляризованном дейтроне (кружочки) и протоне (квадратики). Результаты на протоне представлены в разделе 4.1.1 и опубликованы в работах [59, 60]. Данные представлены в виде зависимости от одной из переменных x , P_{\perp} и z , и усреднённых по остальным переменным. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости представлены в виде закрашенной (для дейтрона) и незакрашенной (для протона) областей.

рения поляризации мишени и оценки эффектов связанных с акцептансом спектрометра, величина которых получена моделированием эксперимента. Для каонов, кроме источников перечисленных для заряженных пионов, дополнительная неопределённость происходит от эффективности идентификации адронов детектором колец черенковского излучения (RICH). Для пионов эффективность такой идентификации выше, а примесь другими типами частиц ниже и, следовательно, вклад данного источника неопределённости существенно меньше. Выборка заряженных пионов может содержать пионы от распадов более тяжелых мезонов. Основной вклад происходит от распадов эксклюзивно образованных векторных

Таблица 4.5. Различные типы источников систематической неопределённости и их вклад в полную систематическую неопределённость результатов измерения асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$, приведенных в табл. 4.3 для пионов и K^+ мезонов. Полная систематическая неопределённость вычислена в виде квадратичной суммы всех индивидуальных неопределённостей.

источник систематической неопределённости	π^+, π^-	π^0	K^+
измерение поляризации мишени	0,001	0,001	0,001
верхний предел на эффекты акцептанса	0,001	0,002	0,001
идентификация частиц (RICH)	0,0004	-	0,002
распады эксклюзивных ρ^0 мезонов	0,001	-	-
поправка на вклад некоррелированных фотонов	-	0,002	-
полная систематическая неопределённость	0,002	0,003	0,003

ρ^0 мезонов. Оценка величины их вклада ($< 5\%$) проведена с помощью программы RUTHIA 6 [293] в рамках модели векторной доминантности. Кроме того, экспериментальные данные указывают, что величина асимметрии для пионов, образованных в результате распадов векторных мезонов, сопоставима с нулём. Поправка на асимметрию из-за вклада таких пионов не производилась, вместо этого их возможный вклад был учтён при оценке систематической неопределённости измеренной асимметрии. Для π^0 мезонов значительный вклад в система-

тическую неопределённость вносит неопределённость оценки фонового вклада некоррелированных фотонов и его асимметрии.

Величина асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ образования π^+ мезонов на дейтроне больше нуля, но меньше величины асимметрии измеренной на протоне (см. табл. 4.3). В контексте моделей, предсказывающих односпиновые асимметрии на основе ненулевой функции распределения трансвёрсити, различные величины асимметрий для π^+ мезонов образованных на протоне и дейтроне могут объясняться доминирующим вкладом u -кварков к наблюдаемой асимметрии [278]. Асимметрия образования π^0 мезонов положительна и имеет сравнимую величину для обеих мишеней. Для π^- мезонов данные, полученные на дейтроне, дают указание на асимметрию возможно отличную от нуля. Величина асимметрии для K^+ мезонов на дейтроне сопоставима с величиной асимметрии для π^+ мезонов. Это может указывать на доминирующую роль фрагментации u -кварков в положительные каоны.

Результаты измерения асимметрии на двух мишенях показывают аналогичное поведение их зависимости от кинематических переменных x , P_\perp и z . Наблюдаемый рост $A_{UL}^{\sin\phi}$ с увеличением x предполагает, что односпиновые асимметрии связаны с вкладами валентных кварков.

Для объяснения измеренных односпиновых асимметрий были предложены два механизма. Один из них, это комбинация кирально-нечётной функции распределения подобной функции трансвёрсити и кирально-нечётной функции фрагментации подобной функции Коллинза. Второй механизм основан на взаимодействии в конечном состоянии рассеянного кварка с остатком мишени (эффект Сиверса) [173, 175]. Во время публикации результатов данного исследования, вычисления асимметрий на дейтроне, основанных на втором механизме, отсутствовали.

Вычисления проведенные в рамках моделей, основанных на ненулевой функции трансвёрсити [277, 278], предсказывают поведение асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ при рассеянии на дейтроне в кинематической области доступной для эксперимента

HERMES. Эти расчеты выполнены в рамках того же подхода, который был использован при расчётах для рассеяния на протоне и соответствующие результаты были приведены для сравнения с измерениями в работах [59, 60]. К сожалению в расчетах для протона была допущена ошибка в знаке [280, 294], которая позднее в работах [276, 277] была устранена. Функция распределения трансвёрсити для расчётов была вычислена в рамках нескольких моделей: в киральной кварк-солитонной модели (χ QSM) [278], в кварк-дикварковой модели (QdQ) [277] и в пертурбативной КХД модели (pQCD) [277]. Результаты вычислений асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ для образования пионов и K^+ мезонов в зависимости от переменной x , в рамках этих трех моделей, приведены на рис. 4.11 вместе с экспериментальными данными. Вычисления и экспериментальные данные хорошо согласуются, но не позволяют произвести выбор в пользу какой-либо из этих моделей.

Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ является физической величиной лидирующего твиста, в то время как асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ является величиной подавленной фактором $1/Q$ [146]. Зависимость измеренной асимметрии $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ от переменной x представлена на рис. 4.12. Её величина, усредненная по всей измеренной области x , сопоставима с нулём для всех типов мезонов (см. табл. 4.3). На рисунке приведены также предсказания поведения этой асимметрии, полученные в модели киральной кварк-солитонной модели χ QSM [278]. Экспериментальные данные для пионов не вполне следуют предсказанной тенденции поведения асимметрий при больших x . Заметим, что феноменологические оценки асимметрии $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ были представлены также в работе [295].

Экспериментальные данные, представленные выше, получены в полуинклюзивной кинематической области $0,2 < z < 0,7$. Односпиновая асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$, измеренная на водородной и на дейтериевой мишенях, в зависимости от переменной z вплоть до $z = 1$ представлена на рис. 4.13. Результаты измерений с продольно поляризованной водородной мишенью получены таким же образом как описано в разделе 4.1.1, но не требуя выполнения условия $z < 0,7$. Среднее экспериментальное разрешение переменной z составляло $\Delta z = 0,02$ (0,04)

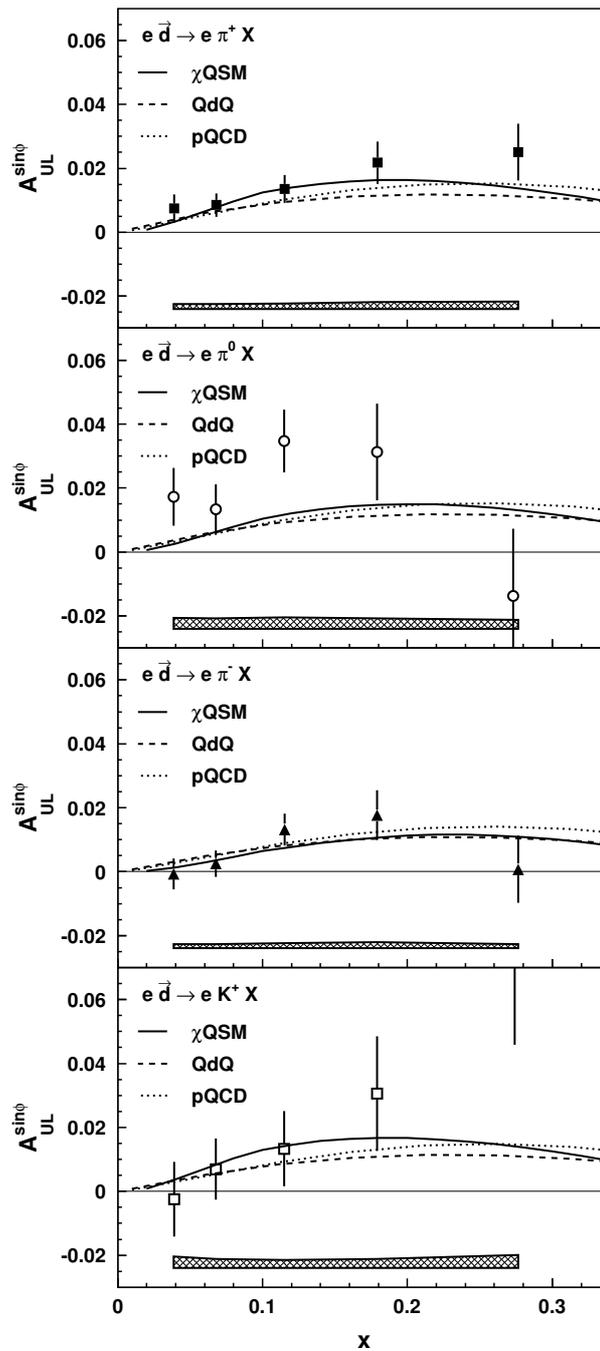


Рис. 4.11. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ при образовании пионов и K^+ мезонов в ПИГНР электронов на дейтериевой мишени в зависимости от переменной x . Приведены предсказания, использующие ряд теоретических моделей для оценки ФР $h_1(x)$: киральной кварк-солитонной модели (χ QSM, сплошная линия) [278]; кварк-дикварковой модели (QdQ, штриховая линия) [277]; пертурбативной КХД модели (pQCD, пунктирная линия) [277] в варианте «арргоаш 2». Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости измерений представлены в виде закрашенных областей.

для заряженных (нейтральных) пионов в полуинклюзивной области и $\Delta z = 0,07$ (0,06) при $z \rightarrow 1$. Результаты измерения асимметрии при больших z (незакра-

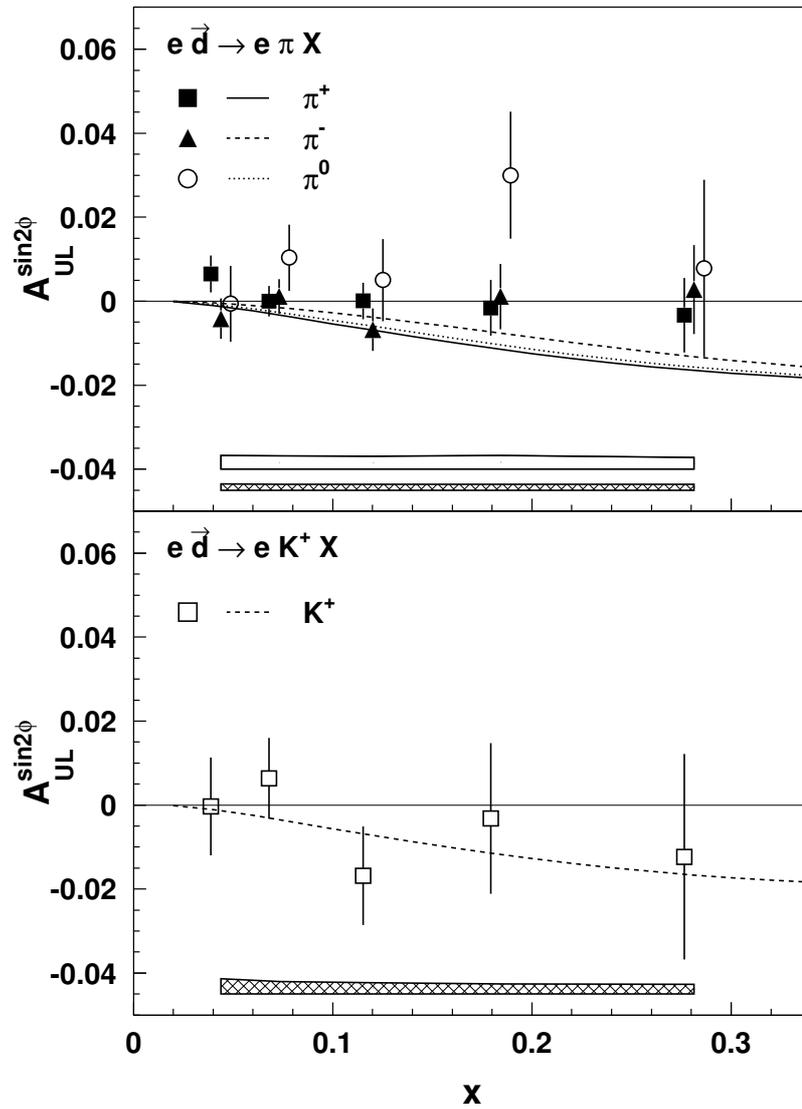


Рис. 4.12. Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ при образовании пионов (верхний рисунок) и K^+ мезонов (нижний рисунок) в ПИГНР электронов на дейтериевой мишени в зависимости от переменной x . Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости для π^+ , π^- и K^+ (π^0) представлены закрашенными (незакрашенными) областями. Экспериментальные точки для π^0 и π^- несколько сдвинуты вдоль оси x для лучшего восприятия результатов. Линиями показаны предсказания, полученные в рамках киральной кварк-солитонной модели [278].

шенные маркеры) не поправлялись на различие экспериментального разрешения по z и на возможную примесь пионов от распадов эксклюзивно образованных ρ^0 мезонов.

Отметим, что при больших z наблюдается переход от полуинклюзивного режима образования мезонов к эксклюзивному режиму. В эксклюзивном преде-

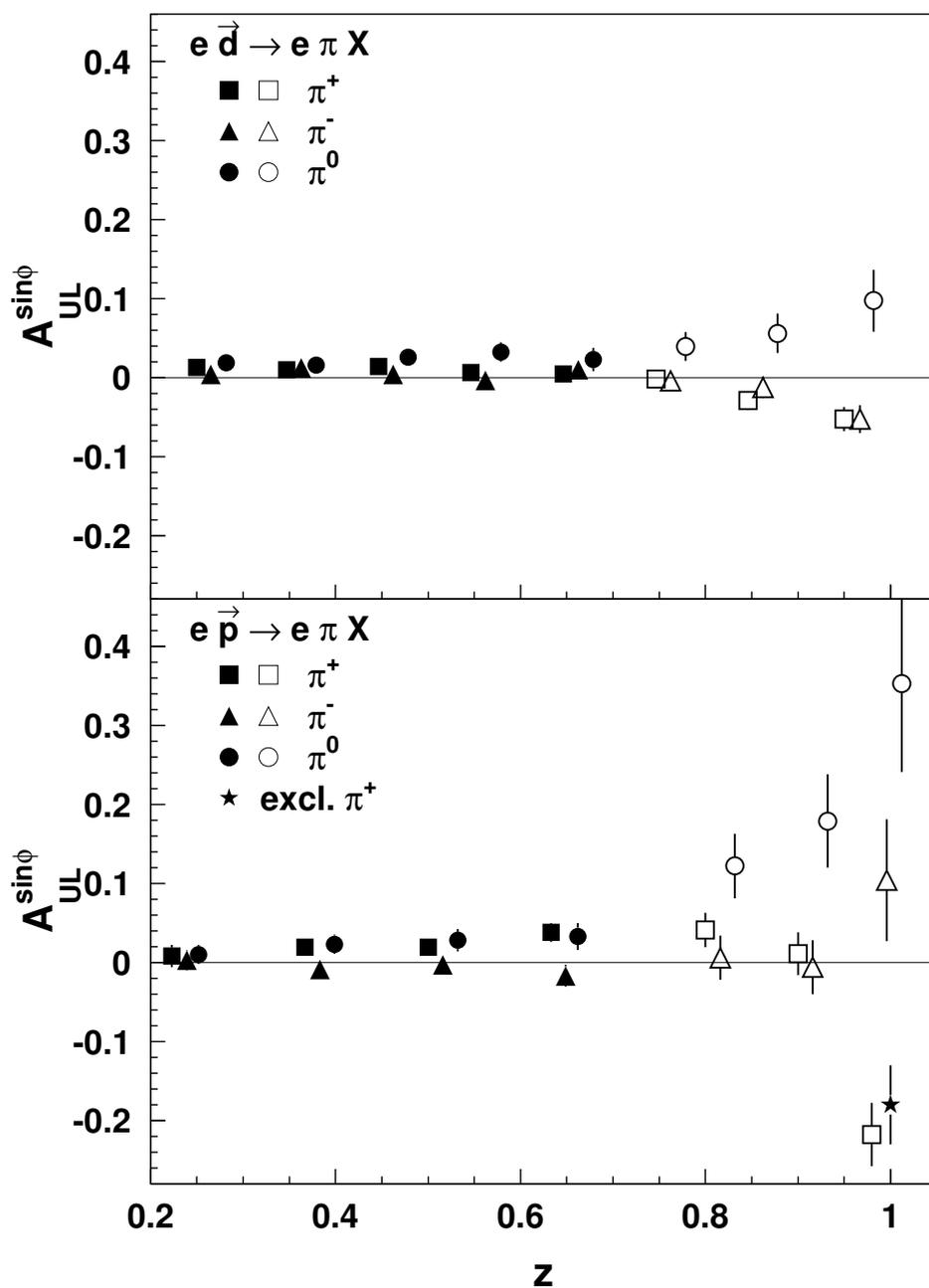


Рис. 4.13. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ при образовании пионов на дейтроне (верхний рисунок) и протоне (нижний рисунок) в зависимости от переменной z . Закрашенные (незакрашенные) маркеры представляют асимметрии в области $0,2 < z < 0,7$ ($z > 0,7$). Звёздочка соответствует асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ в области эксклюзивного образования π^+ мезона измеренной в эксперименте HERMES [296]. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Маркеры для π^0 и π^- несколько сдвинуты вдоль оси z для лучшего восприятия результатов.

ле ($z \rightarrow 1$), процесс рассеяния может интерпретироваться в терминах обобщённых партонных распределений [297–300]. В области перехода экспериментальные данные проявляют инверсию знака и рост абсолютного значения односпиновых асимметрий как для π^- , так и для π^+ мезонов. Для π^0 мезонов также

наблюдается рост абсолютного значения асимметрии, но ее знак остается положительным для всей области z . Наличие большой асимметрии в эксклюзивном пределе уже отмечалось ранее при изучении эксклюзивного образования π^+ мезонов на протоне в эксперименте HERMES [296]. Отметим, что при электророждении π^0 мезона на протоне также наблюдается большая величина асимметрии при $z \rightarrow 1$, в то время как для π^- мезона асимметрия близка к нулю (см. нижнюю часть рис. 4.13). В настоящее время, данный экспериментальный результат пока не имеет теоретического объяснения.

4.1.3. Заключение к разделу 4.1

В этом разделе были представлены результаты первого измерения односпиновых азимутальных асимметрий пионов, образованных в ПИГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованной водородной мишени. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$ для π^+ - и π^0 -мезонов существенно отлична от нуля, а асимметрия для π^- -мезонов сопоставима с нулем. Исследована зависимость асимметрии от кинематических переменных x , z и P_\perp . Обнаружены указания, что асимметрия для π^+ - и π^0 -мезонов растет с ростом x , а также с ростом P_\perp до величины $P_\perp \sim 0,8$ ГэВ. Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ сопоставима с нулем для всех типов пионов. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$, усредненная по аксептансу, составляет величину $0,022 \pm 0,005 \pm 0,003$ для π^+ мезонов и $0,019 \pm 0,007(\text{стат.}) \pm 0,003(\text{сист.})$ для π^0 мезонов. Результаты измерений хорошо согласуются с феноменологическими оценками, в которых асимметрия интерпретируется как эффект свертки кирально-нечетной функции распределения и кирально-нечетной, T -нечетной функции фрагментации кварков [273–278]. Наблюдаемые односпиновые азимутальные асимметрии для нейтральных и заряженных пионов сопоставимы с ожидаемой доминантностью u кварков в функциях распределения и фрагментации кварков для этих асимметрий.

Десять лет спустя после результатов эксперимента HERMES [59, 60], экс-

перимент CLAS опубликовал результаты измерения асимметрии $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π мезонов [301], образованных в ПИГНР неполяризованных электронов с энергией 5,7 ГэВ на продольно поляризованных протонах, в зависимости от переменной x . Результаты приведены на рис. 4.14 совместно с результатами эксперимента HERMES [59, 60]. Результаты измерения $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π^+ мезонов существенно отличны от результатов HERMES. Средняя величина асимметрии для π^+ мезонов равна $-0,042 \pm 0,010$. Величина асимметрии для π^0 мезонов сопоставима с нулем, что согласуется с результатом эксперимента HERMES. Указаны феноменологические оценки асимметрии [295, 302]. Оценки асимметрии для π^+ мезонов согласуются с результатами измерений в области больших x . Для π^- мезонов ситуация существенно хуже, результаты измерений и феноменологические оценки различаются знаком асимметрии. Заметим, что измерения CLAS выполнены при более высоких значениях переменной z ($0,4 < z < 0,7$), чем измерения HERMES ($0,2 < z < 0,7$). Это возможно приводит к более существенному вкладу π^+ и π^- мезонов от распадов эксклюзивных векторных мезонов в анализируемую выборку событий. Можно отметить, что вклад π^0 мезонов от распадов векторных мезонов существенно ниже чем вклад π^+ и π^- мезонов и результаты измерения асимметрии $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ в экспериментах CLAS и HERMES сопоставимы.

В этом же разделе представлены результаты первого измерения односпиновых азимутальных асимметрий для электророждения пионов и положительно заряженных K мезонов 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. Есть указание, что асимметрия для π^- мезонов скорее тоже положительна. 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

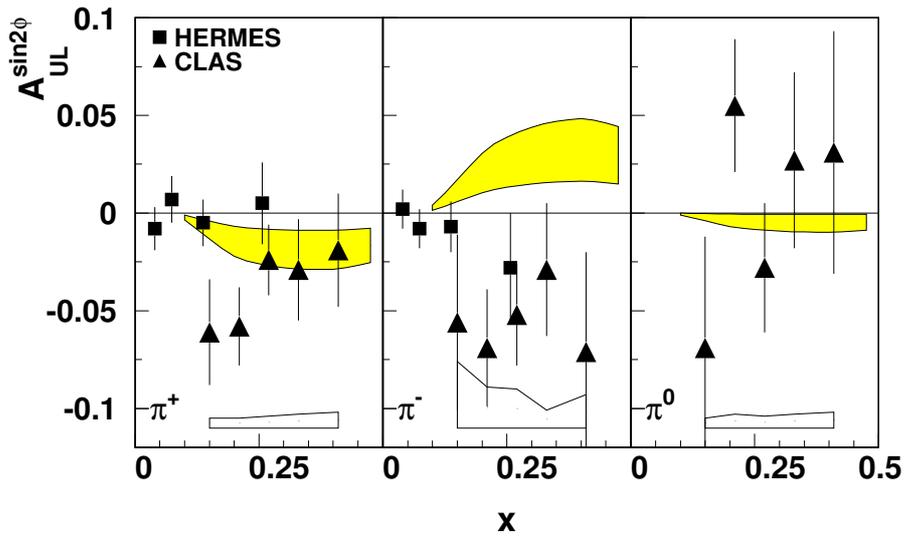


Рис. 4.14. Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ в зависимости от переменной x для π мезонов, образованных в ПИГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованных протонах, измеренная в эксперименте CLAS [301] (треугольники). Приведены данные эксперимента HERMES (квадратики), представленные в данном разделе и опубликованные в работе [59]. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределенностями. Систематические неопределенности показаны незакрашенными областями. Закрашенные области показывают феноменологические оценки асимметрии [295, 302], существовавшие на момент публикации [301]. Рисунок взят из работы [301].

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. Следует отметить, что данные показывают рост абсолютного значения асимметрий для заряженных и нейтральных пионов при больших значениях переменной z , т. е. при приближении к эксклюзивной области. Результаты измерений сопоставимы с оценками асимметрий в моделях, интерпретирующих асимметрии как результат комбинации кирально-нечетных функций распределения и кирально-нечетных, T -нечетных функций фрагментации [277, 278] При этом наблюдаемые асимметрии для π^+ и K^+ мезонов сопоставимы с предположением о доминирующей роли u кварков в распределении кварков и процессе фрагментации.

Эксперимент COMPASS опубликовал результаты измерения односпиновых азимутальных асимметрий для заряженных неидентифицированных адронов, образованных в ПИГНР неполяризованных мюонов с энергией 160 ГэВ на продольно поляризованных дейтронах [303]. Результаты приведены на рис. 4.15. Приведены результаты измерений в эксперименте HERMES, представленные в этом разделе. Отметим, что на рисунках результаты HERMES показаны с инвертированным знаком из-за различного определения асимметрий в этих экспериментах. В целом, несмотря на большие статистические неопределенности, результаты измерения зависимости $A_{UL}^{\sin\phi}$ от переменных x , z и p_T подобны результатам HERMES. Асимметрия $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ сопоставима с нулем для обоих знаков заряда адронов. На рисунке вверху справа приведены феноменологические оценки [295] $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π^+ (сплошная линия) и π^- (штриховая линия) мезонов, вычисленные для кинематической области проведения эксперимента HERMES.

4.2. Эффекты высших твистов в односпиновых асимметриях на продольно поляризованной водородной мишени

В предыдущих разделах этой главы были представлены результаты изучения односпиновых асимметрий в ПИГНР электронов на продольно поляризованных протонах и дейтронах. При этом важным моментом является то, что при измерениях использовалось экспериментальное определение продольной поляризации мишени, т. е. поляризация вдоль направления пучка налетающих электронов. В этом случае, как отмечалось в начале этой главы, поляризация мишени по отношению к направлению виртуального фотона имеет две составляющие, как продольную, так и поперечную. В результате этого измеряемая асимметрия также имеет две составляющие, что затрудняет теоретический анализ асимметрий.

Величина поперечной компоненты спина нуклона по отношению к направлению виртуального фотона зависит от величины полярного угла, θ_{γ^*} , между на-

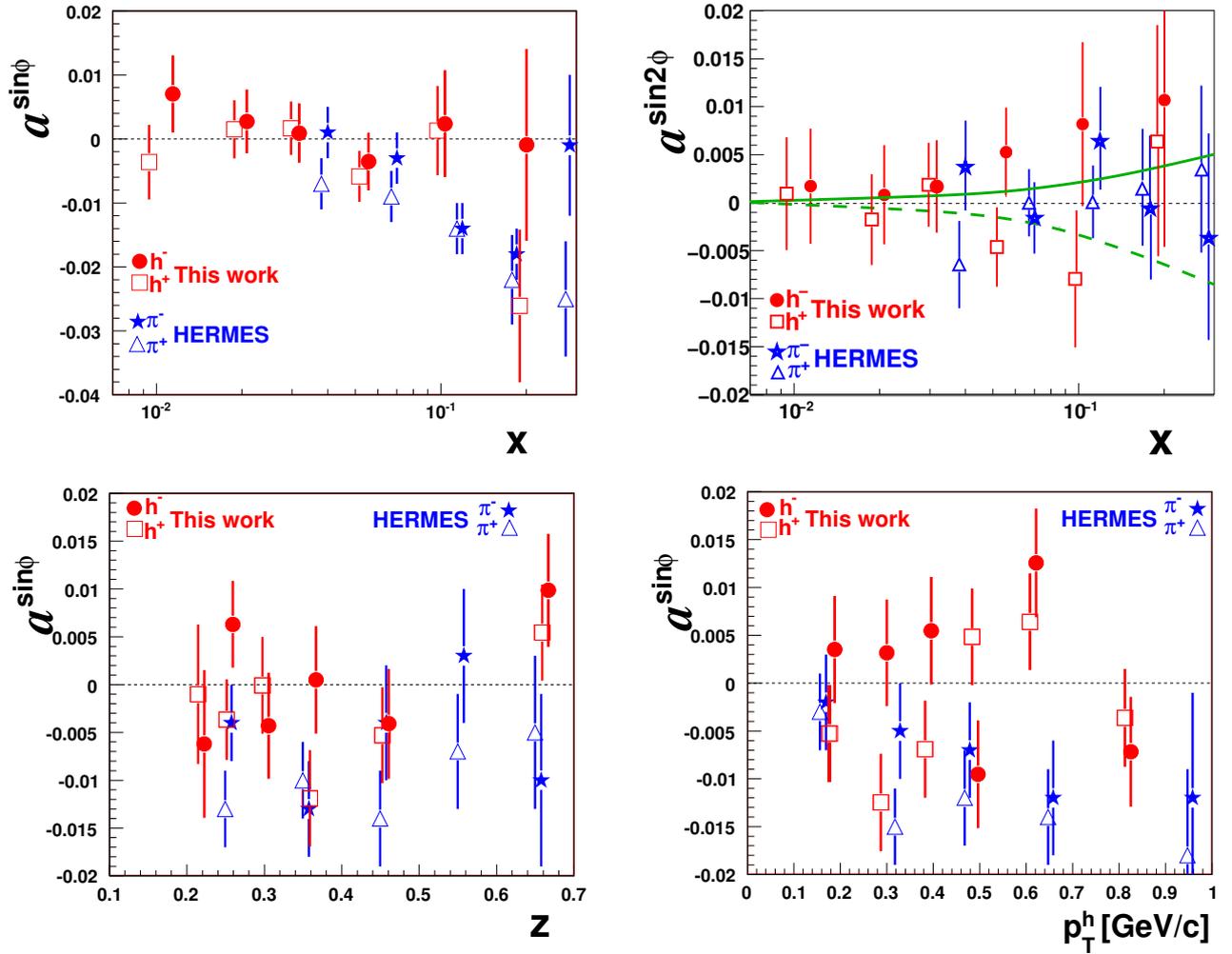


Рис. 4.15. Асимметрии $a^{\sin \phi} \equiv A_{UL}^{\sin \phi}$ и $a^{\sin 2\phi} \equiv A_{UL}^{\sin 2\phi}$ в зависимости от переменных x , z и p_T^h для образования положительно (кружочки) и отрицательно (квадратики) заряженных адронов в ПИГНР неполяризованных мюонов на продольно поляризованных дейтронах в эксперименте COMPASS [303]. Показаны результаты эксперимента HERMES (знаки асимметрий инвертированы из-за различных определений асимметрии в экспериментах) для π^+ (звездочки) и π^- (треугольники) мезонов, приведенные в данном разделе и опубликованные в [61]. На рисунке вверху справа приведены феноменологические предсказания [295] для π^+ (сплошная линия) и π^- (штриховая линия) мезонов вычисленные для кинематической области проведения эксперимента HERMES. Рисунки из работы [303].

правлением пучка лептонов и направлением виртуального фотона (см. рис. 4.16). Величина этого угла зависит от кинематики конкретного события:

$$\sin \theta_{\gamma^*} = \gamma \frac{\sqrt{1 - y - \gamma^2 y^2 / 4}}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \simeq \frac{2Mx}{Q} \sqrt{1 - y}. \quad (4.11)$$

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

В конфигурации векторов, представленной на рис. 4.16, где вектор спина мишени \mathbf{S} в лабораторной системе направлен противоположно направлению падающего пучка, поперечная компонента спина \mathbf{S}_\perp находится в плоскости рассеяния лептонов, а угол ϕ_S , азимутальный угол \mathbf{S}_\perp по отношению к плоскости рассеяния равен π . Асимметрии, которые связаны с поперечной поляризацией мишени, $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),q}$ и $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),q}$ — это асимметрии Коллинза и Сиверса (см. раздел 6.1). При $\phi_S = \pi$, обе асимметрии дают вклад к асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi,l}$. В случае поперечной поляризации мишени по отношению к направлению пучка, измеренные асимметрии Коллинза $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),l}$ и Сиверса $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),l}$ также будут содержать вклады от двух составляющих, поперечной и продольной компонент спина мишени по отношению к виртуальному фотону. В работе [147] разработана методика преобразования асимметрий между случаями, когда поляризация мишени определена по отношению к направлению пучка падающих лептонов и когда по отношению к направлению виртуального фотона. Преобразование асимметрий между двумя этими случаями записывается в виде

$$\begin{pmatrix} A_{UL}^{\sin\phi,l} \\ A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),l} \\ A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),l} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\gamma^*} & -\sin\theta_{\gamma^*} & -\sin\theta_{\gamma^*} \\ \frac{1}{2}\sin\theta_{\gamma^*} & \cos\theta_{\gamma^*} & 0 \\ \frac{1}{2}\sin\theta_{\gamma^*} & 0 & \cos\theta_{\gamma^*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{UL}^{\sin\phi,q} \\ A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),q} \\ A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),q} \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

которое справедливо с точностью до поправок порядка $\sin^2\theta_{\gamma^*}$ [147].

Результаты изучения односпиновых азимутальных асимметрий на поперечно поляризованной мишени (см. раздел 6.1.1) можно использовать, чтобы вычесть вклады асимметрий Сиверса (6.2) и Коллинза (6.3) к асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi,l}$, измеренным при продольной поляризации мишени относительно направления пучка электронов. В эксперименте HERMES, отличие $\cos\theta_{\gamma^*}$ от единицы пренебрежимо мало и, следовательно, величина асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi,q}$ может быть получена с помощью следующего выражения

$$A_{UL}^{\sin\phi,q} = A_{UL}^{\sin\phi,l} + \sin\theta_{\gamma^*}(A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),l} + A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),l}). \quad (4.13)$$

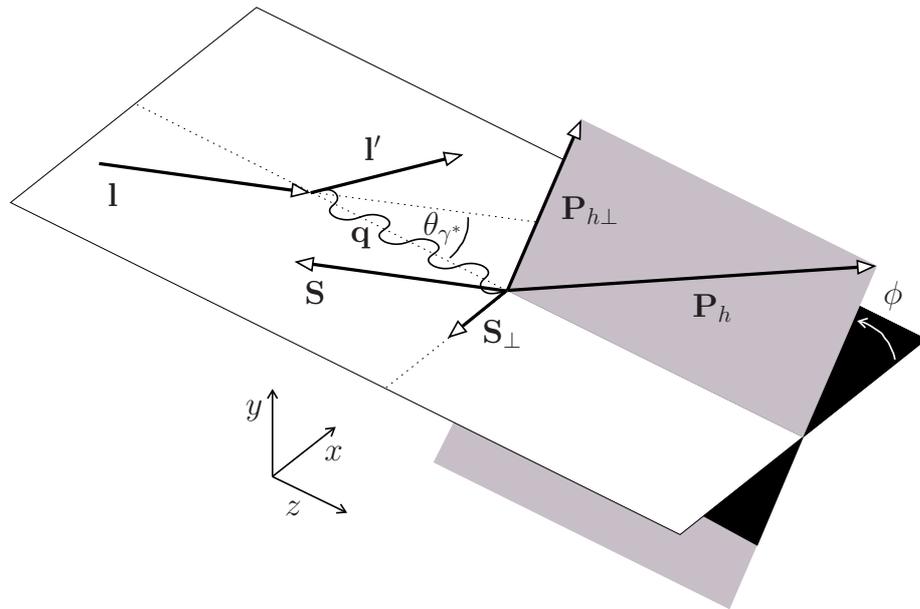


Рис. 4.16. Схематическое определение азимутального угла ϕ между плоскостью образования адрона и плоскостью рассеяния лептонов, содержащей вектора l и l' падающего и рассеянного лептонов. Указаны полярный угол θ_{γ^*} между направлениями виртуального фотона и пучка налетающих лептонов и поперечная компонента S_{\perp} спина мишени S по отношению к направлению виртуального фотона $q \equiv l - l'$.

Отметим, что асимметрии Коллинза и Сиверса являются физическими величинами ведущего твиста, но согласно (4.11) их вклад к $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ подавлен фактором $\sim 1/Q$, т. е. имитирует поведение величины твиста 3.

Для выделения асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ согласно (4.13), был проведен новый анализ полуинклюзивных данных, полученных на продольно поляризованной водородной мишени (см. раздел 4.1.1) [59]. При анализе использовалось разбиение данных на ячейки по переменным x и z аналогичные использовавшимся при анализе данных, полученных на поперечно поляризованной водородной мишени (см. раздел 6.1.1) [62]. Азимутальная асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ была получена методом подгонки к экспериментальной асимметрии, зависящей от азимутального угла ϕ ⁶ Использовались такие же кинематические критерии отбора, как при анализе данных с поперечно поляризованной мишени, а именно, $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$, $0,023 < x < 0,4$, $0,1 < y < 0,85$ и $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$. При отборе адронов требовалось

⁶ Заметим, что в публикации [59] для измерения односпиновой асимметрии, связанной с продольно поляризованной мишенью, использовался весовой метод (см. раздел 4.1.1.) (4.4).

выполнение условий $0,2 < z < 0,7$ и $\theta_{\gamma^*h} > 0,02$ рад, где θ_{γ^*h} – это угол между направлениями виртуального фотона и адрона в системе покоя мишени. Наличие последнего критерия требовалось для хорошей точности реконструкции азимутального угла ϕ . Пионы идентифицировались в области импульсов $4 \text{ ГэВ} < P_\pi < 13,8 \text{ ГэВ}$, используя пороговый черенковский счётчик для данных, полученных на продольно поляризованной мишени, и используя RICH для данных, полученных на поперечно поляризованной мишени. Данные полученные на поперечно поляризованной мишени также были повторно анализированы. Асимметрии Коллинза и Сиверса были получены подгонкой следующего выражения к экспериментально измеренной асимметрии (6.5)

$$A_{UT}^l(\phi, \phi_S) = A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), l} \sin(\phi + \phi_S) + A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), l} \sin(\phi - \phi_S). \quad (4.14)$$

Интерпретация извлеченной асимметрии, исходя из выражения (4.1), может быть затруднена из-за вклада пионов, происходящих от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов (ВМ), к выборке полуинклюзивных пионов. Акцептанс спектрометра HERMES ограничен и большая часть этих векторных мезонов не может быть идентифицирована. Оценка величины вклада пионов от распада ВМ была произведена посредством моделирования с помощью программы PYTHIA 6, параметры которой были подобраны таким образом, что сечение эксклюзивного образования ВМ в эксперименте HERMES воспроизводилось с точностью порядка 10 % [304]. В результате было обнаружено, что величина вклада таких пионов довольно мала — менее 15 % для ячейки с наибольшим значением переменной z [62]. Тем не менее их вклад к величине $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), q}$ для поперечно поляризованной мишени может быть значительным [305]. Поскольку асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), q}$ дает вклад к асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ только посредством поперечной компоненты спина мишени, то данный вклад вычитается благодаря соотношению (4.13). Вклад ВМ к асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ посредством продольной компоненты спина мишени можно рассматривать как разбавление величины асимметрии поскольку, для случая продольной поляризации мишени, зависимо-

сти сечения образования ВМ или их продуктов распада от $\sin \phi$ не ожидается [306]. Для оценки величины разбавления были определены асимметрии, в которых вклад ВМ полностью вычитался. Это было достигнуто делением асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$, полученной посредством (4.13), на величину $(1 - N_{\text{VM}}/N_{\text{tot}})$, где N_{VM} и N_{tot} – это числа пионов, происходящих от распадов ВМ и всех зарегистрированных пионов соответственно.

Основной вклад в систематическую неопределённость измерения асимметрии вносит неопределённость в измерении поляризации мишени. Другими источниками неопределённости являются конечное разрешение детекторов и радиационные эффекты. Оценка общей систематической неопределённости составила величину менее 0,003.

Извлеченные асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ для заряженных пионов в зависимости от переменных x и z представлены на рис. 4.17 и суммированы в табл. 4.6. В таблице представлены результаты как для всех зарегистрированных пионов, так и для варианта когда произведено вычитание вкладов от распадов эксклюзивных ВМ. Учет этих вкладов приводит к незначительным, по отношению к статистическим неопределенностям, изменениям величин асимметрии в области больших z . На рисунке, кроме асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$, представлены измеренная асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ и сумма асимметрий Коллинза и Сиверса $\Sigma_{UT}^l = A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), l} + A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), l}$, измеренных в ПИГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени (см. раздел 6.1.1). Сумма асимметрий умножена на фактор $-\sin \theta_{\gamma^*}$ со знаком, с которым эта сумма входит в $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ при измерении (4.13). Извлеченные асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$, соответствующие продольной поляризации мишени относительно направления виртуального фотона, существенно положительны для π^+ мезонов и сопоставимы с нулем для π^- мезонов. Средние значения извлеченных асимметрий в кинематической области $0,023 < x < 0,4$ ($\langle x \rangle = 0,082$) и $0,2 < z < 0,7$ ($\langle z \rangle = 0,40$) равны следующим величинам: $0,030 \pm 0,004_{\text{stat}} \pm 0,002_{\text{sys}}$ для π^+ мезонов и $-0,009 \pm 0,006_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{sys}}$ для π^- мезонов. Проведенное изучение показало, что различие между асимметри-

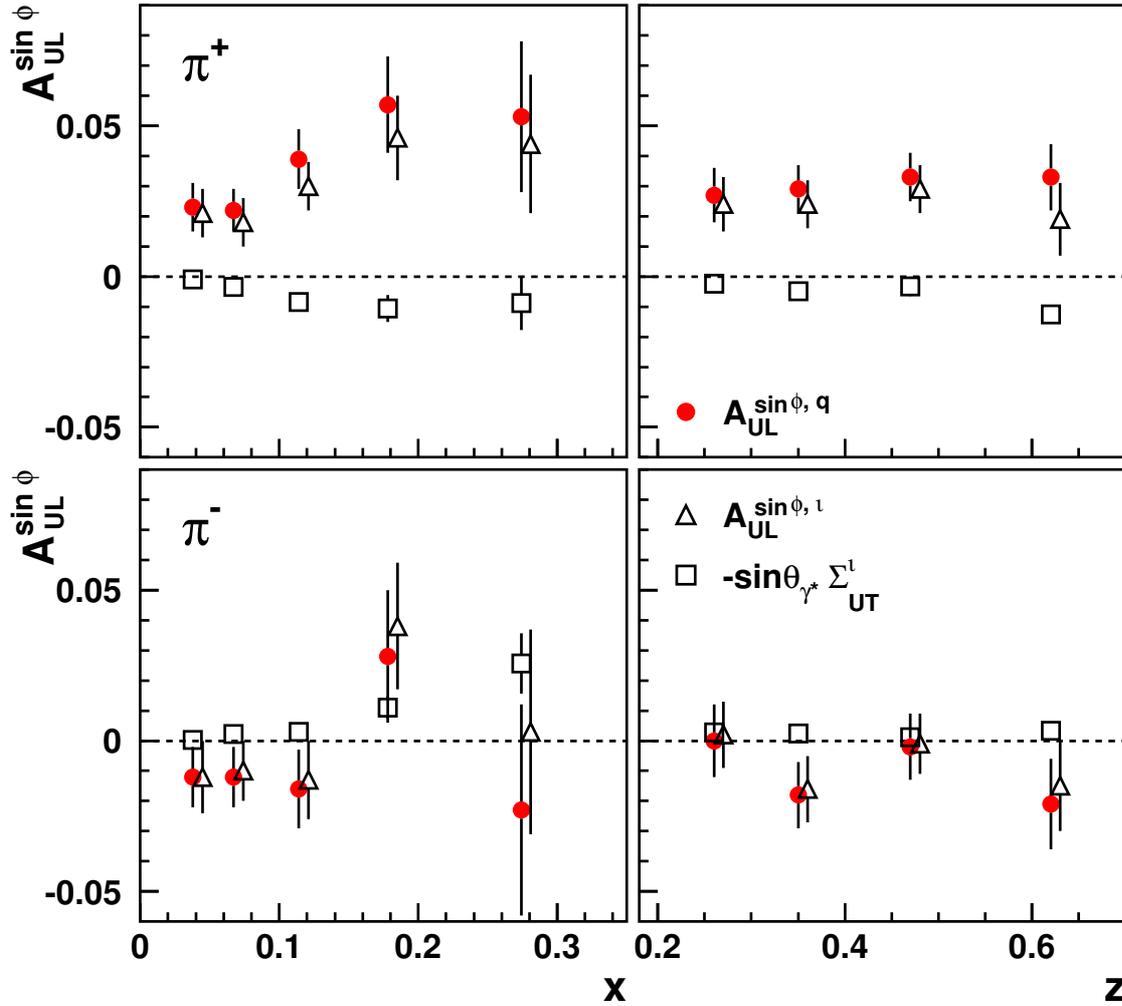


Рис. 4.17. Различные виды асимметрий $A_{UL}^{\sin \phi}$ заряженных пионов образованных на продольно поляризованной водородной мишени в зависимости от переменных x и z . Незакрашенные маркеры соответствуют экспериментально измеренным асимметриям, т. е. при определении направления поляризации мишени по отношению к направлению пучка электронов. Сумма асимметрий Коллинза и Сиверса, Σ_{UT}^l , умножена на фактор $-\sin \theta_{\gamma^*}$ со знаком, с которым эта сумма входит в $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ (4.13). Закрашенные маркеры представляют асимметрию $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ (4.1). Треугольные маркеры несколько сдвинуты по горизонтальной оси для лучшего восприятия данных. Систематические неопределённости асимметрий не указаны на рисунках.

ями $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ и $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ довольно мало. Из этого следует, что асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi, l}$ определена главным образом вкладами высших твистов. Следовательно ее величина не может интерпретироваться исходя из вкладов только ФФ Коллинза или ФР Сиверса, как было принято в большинстве ранних феноменологических оценок этой асимметрии [273–278]. К сожалению, в виду относительно большого количества вкладов различных функций распределения и фрагментации кварков

к величине асимметрии (4.1), не представляется возможным сделать какое-либо заключение о величине любой функции высшего твиста отдельно. Тем не менее ясно, что эффекты высших твистов не могут быть проигнорированы априори.

Аналогичная ситуация возникает при измерении азимутальных асимметрий $A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), l}$ на поперечно поляризованной по отношению к направлению пучка электронов мишени. Согласно соотношению (4.12)

$$A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), l} = \cos \theta_{\gamma^*} A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), q} + \frac{1}{2} \sin \theta_{\gamma^*} A_{UL}^{\sin \phi, q}. \quad (4.15)$$

Численный анализ, однако, показывает, что вклад асимметрии $A_{UL}^{\sin \phi, q}$ пренебрежимо мал по сравнению со статистическими неопределенностями измерений $A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), l}$. Это свидетельствует о законности приближения $A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), q} \simeq A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), l}$ на данном этапе исследований.

Таблица 4.6. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ для π^+ и π^- мезонов образованных на продольно поляризованной водородной мишени в зависимости от переменных x (верхняя часть таблицы) и z (нижняя часть таблицы). Приведены только статистические неопределённости. Дополнительно имеется общая систематическая неопределенность 0,003. Результаты представлены как для всех зарегистрированных пионов, так и для случая когда произведено вычитание вкладов от распадов эксклюзивно образованных ВМ.

$\langle x \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle [\text{ГэВ}]$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle [\text{ГэВ}^2]$	все пионы		после вычитания вклада ВМ	
					$A_{UL}^{\sin\phi, q, \pi^+}$	$A_{UL}^{\sin\phi, q, \pi^-}$	$A_{UL}^{\sin\phi, q, \pi^+}$	$A_{UL}^{\sin\phi, q, \pi^-}$
0,038	0,36	0,50	0,68	1,3	0,023 ± 0,008	-0,012 ± 0,010	0,025 ± 0,009	-0,013 ± 0,011
0,067	0,41	0,45	0,59	2,0	0,022 ± 0,007	-0,012 ± 0,010	0,023 ± 0,008	-0,012 ± 0,010
0,114	0,43	0,42	0,55	3,2	0,039 ± 0,010	-0,016 ± 0,013	0,041 ± 0,010	-0,017 ± 0,014
0,178	0,44	0,41	0,52	4,8	0,057 ± 0,016	0,028 ± 0,022	0,059 ± 0,016	0,029 ± 0,023
0,274	0,46	0,40	0,48	6,8	0,053 ± 0,025	-0,023 ± 0,035	0,054 ± 0,025	-0,024 ± 0,036
0,065	0,26	0,42	0,71	2,3	0,027 ± 0,009	0,000 ± 0,012	0,028 ± 0,009	0,000 ± 0,012
0,080	0,35	0,45	0,62	2,5	0,029 ± 0,008	-0,018 ± 0,011	0,030 ± 0,009	-0,019 ± 0,012
0,091	0,47	0,48	0,55	2,4	0,033 ± 0,008	-0,002 ± 0,011	0,035 ± 0,009	-0,002 ± 0,012
0,098	0,62	0,49	0,49	2,3	0,033 ± 0,011	-0,021 ± 0,015	0,037 ± 0,012	-0,024 ± 0,018

4.2.1. Заключение к разделу 4.2

Впервые извлечены односпиновые асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ для заряженных пионов, образованных в ПИГНР неполяризованных электронов на продольно поляризованной относительно направления виртуального фотона водородной мишени. Такая асимметрия является физической величиной твиста 3. Значения асимметрии были получены посредством вычитания из асимметрий $A_{UL}^{\sin\phi, l}$, измеренных на продольно поляризованных протонах по отношению к направлению пучка электронов, вкладов связанных с поперечной компонентой спина по отношению к направлению виртуального фотона. Эти вклады, известные как асимметрии Коллинза и Сиверса, были измерены при анализе данных, полученных на поперечно поляризованной по отношению к направлению пучка электронов водородной мишени. Средние значения извлеченных асимметрий в кинематической области $0,023 < x < 0,4$ ($\langle x \rangle = 0,082$) и $0,2 < z < 0,7$ ($\langle z \rangle = 0,40$) равны следующим величинам: $0,030 \pm 0,004_{\text{stat}} \pm 0,002_{\text{sys}}$ для π^+ мезонов и $-0,009 \pm 0,006_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{sys}}$ для π^- мезонов. Значение асимметрии для π^+ мезонов существенно больше вкладов связанных с поперечной компонентой спина. Это показывает, что эффекты высших твистов велики и могут, в кинематической области эксперимента HERMES, быть сравнимы с эффектами лидирующего твиста. Данное замечание следует учитывать при попытках интерпретации асимметрий исходя только из функций лидирующего твиста. В экспериментах при более низких энергиях, выделение эффектов лидирующего твиста может быть еще более затруднено.

В работе [307] проведено сравнение асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ извлеченной в данном разделе с феноменологическими оценками (см. рис. 4.18). Предполагалось, что асимметрия вызвана вкладами двух ФР твиста 3 f_L^\perp и h_L . Функция f_L^\perp является T -нечетной функцией — твист 3 аналогом функции Сиверса. В выражение (4.1) для асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ функция входит в паре с ФФ D_1 . Функция h_L является кирально-нечетной функцией и входит в выражение (4.1) совместно с ФФ

Коллинза H_1^\perp . Значения обеих функций вычислялись в двух вариантах спектральной модели, обозначаемых на рис. 4.18 как «Set 1» и «Set 2». Можно отметить, что знак асимметрии для π^+ и π^- мезонов правильно отражает результаты HERMES, при этом обе функции дают существенный вклад в величину асимметрии.

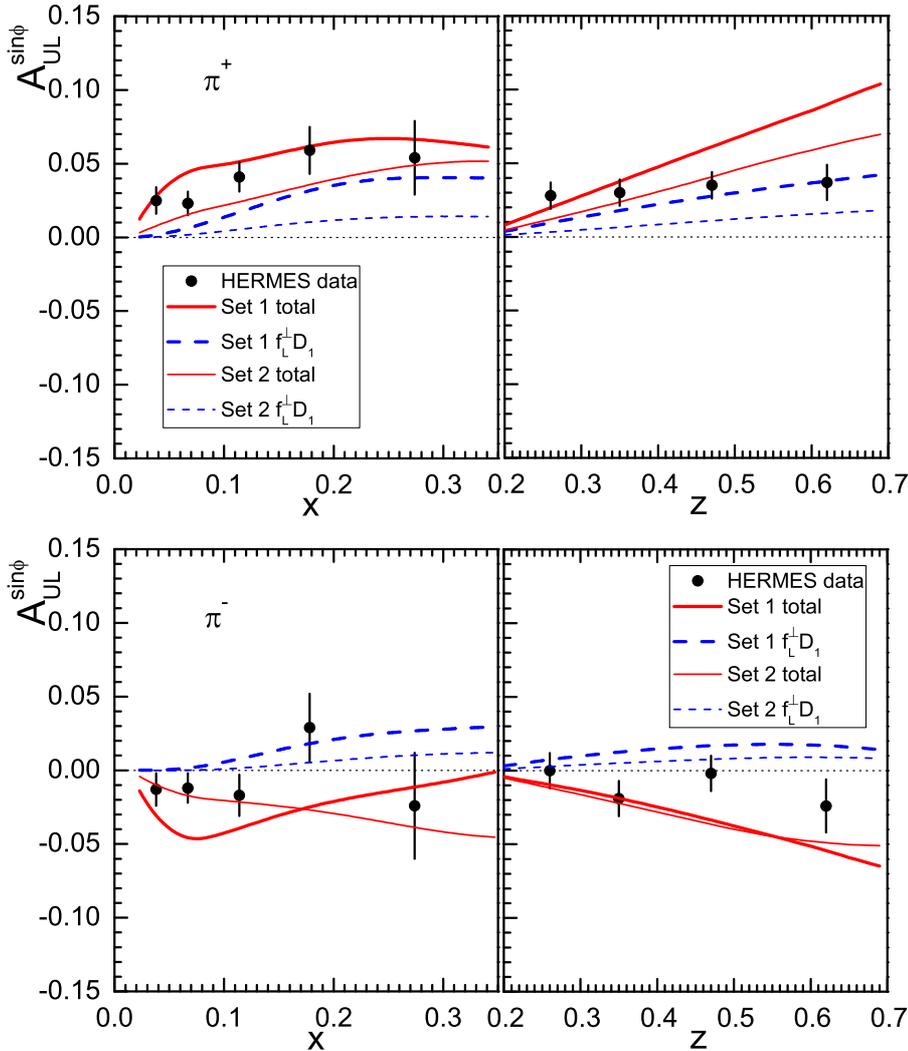


Рис. 4.18. Асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi, q}$ для π^+ (верхний рисунок) и π^- (нижний рисунок) мезонов в зависимости от переменных x и z . Толстые (тонкие) линии соответствуют двум различным моделям («Set 1» и «Set 2») для ФР h_L и f_L^\perp [307]. Пунктирные линии соответствуют величине асимметрии, получающей вклад только от слагаемого $f_L^\perp D_1$. Сплошные линии соответствуют случаю, когда оба слагаемых $f_L^\perp D_1$ и $h_L H_1^\perp$ дают вклад в асимметрию. Вычисления выполнены для кинематической области проведения эксперимента HERMES. Экспериментальные точки соответствуют измерениям HERMES, представленным в данном разделе и опубликованным в работе [63]. Рисунки взяты из работы [307].

Глава 5. Исследование адронных асимметрий с неполяризованной мишенью

В эксперименте HERMES изучались два типа азимутальных асимметрий в ПИГНР электронов на неполяризованной мишени: в неполяризованном пучке электронов и в продольно поляризованном пучке электронов. В данной главе приведены результаты измерения односпиновой асимметрии, связанной с поляризацией налетающего пучка лептонов. Представленные результаты опубликованы в работах [59, 64]. Результаты изучения асимметрий в неполяризованном пучке опубликованы в [76, 78, 255] и не обсуждаются в данной диссертации.

Для удобства напомним используемое здесь определение азимутального угла ϕ — это угол между плоскостью рассеяния электронов и плоскостью образования адрона (см. рис. 5.1).

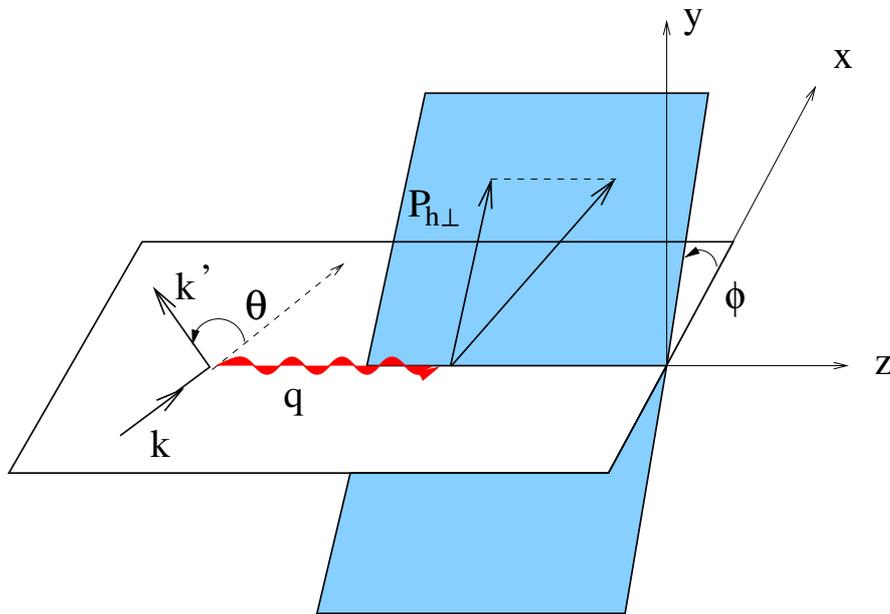


Рис. 5.1. Определение азимутального угла ϕ .

В рассматриваемом случае рассеяния продольно поляризованных электронов на неполяризованных протонах, поляризационная часть дифференциального сечения ПИГНР зависит от структурной функции $F_{LU}^{\sin\phi}$ (1.45). Следовательно, односпиновая асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$, как следует из (1.45) и (1.74), зависит от четы-

рех партонных ФР и четырех ФФ:

$$A_{LU}^{\sin\phi} = -\frac{y\sqrt{1-y}}{1-y+y^2/2} \frac{2M}{Q} \times \frac{\mathcal{C}\left[\frac{\hat{h}k_T}{M_h}(xeH_1^\perp + \frac{M_h}{M}f_1\frac{\tilde{G}^\perp}{z}) - \frac{\hat{h}p_T}{M}(xg^\perp D_1 + \frac{M_h}{M}h_1^\perp\frac{\tilde{E}}{z})\right]}{\mathcal{C}[f_1 D_1]}. \quad (5.1)$$

Каждое слагаемое в (5.1) является либо произведением ФР твиста-2 (f_1 и h_1^\perp) на ФФ твиста-3 (\tilde{G}^\perp и \tilde{E}), либо наоборот, произведением ФР твиста-3 (e и g^\perp) на ФФ твиста-2 (H_1^\perp и D_1). Асимметрия является физической величиной твиста 3, вымирает с ростом Q^2 как $1/Q$ и измерима только при не слишком больших значениях Q^2 .

5.1. Измерение в эксперименте HERMES

Первые измерения асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ были выполнены в эксперименте HERMES одновременно с измерениями асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$. Процедура этих измерений и результаты анализа представлены в разделе 4.1.1 и опубликованы в работе [59]. Для этого анализа использовались первые данные по образованию пионов в ПИГНР, полученные во время сеансов 1996-1997 годов, с использованием водородной мишени. Асимметрия определялась, также как и асимметрия $A_{UL}^{\sin\phi}$, с помощью выражения (4.3), где вместо величин, относящихся к мишени, использовались величины, относящиеся к пучку. Была извлечена интегральная асимметрия, т. е. усредненная по всей кинематической области проведенных измерений. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$, связанная с поляризацией пучка, оказалась сопоставима с нулем, как для π^+ мезонов $A_{LU}^{\sin\phi, \pi^+} = -0,005 \pm 0,008 \pm 0,004$, так и для π^- мезонов $A_{LU}^{\sin\phi, \pi^-} = -0,007 \pm 0,010 \pm 0,004$.

При более детальном изучении асимметрии, представленном в этой главе, использовались все данные полученные с использованием неполяризованной водородной мишени. Набор статистики происходил во время сеансов 1996-2000 годов. В связи с увеличением статистики, результаты представленного здесь ана-

лиза уточняют предварительные результаты измерения асимметрии $A_{LU}^{\sin \phi}$ для $\pi^{+(-)}$ мезонов указанные выше и опубликованные в работе [59]. Увеличение статистики позволило измерить асимметрию для π^0 мезонов и изучить зависимость асимметрии от кинематических переменных z , x и $P_{h\perp}$. Во время набора статистики, водородная мишень была либо не поляризована, либо продольно поляризована. Суммарная продольная поляризации мишени для использованной выборки событий составляла величину $-1,3 \cdot 10^{-4}$, что сопоставимо с нулём для данного анализа. Процедура идентификация электронов представлена в разделе 2.4.4.1. Для анализа отбирались события ГНР, удовлетворяющие кинематическим критериям отбора $1 < Q^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$, $0,023 < x < 0,4$, $W^2 > 4 \text{ GeV}^2$, $y < 0,85$. Идентификация заряженных пионов проводилась черенковским счетчиком и детектором колец черенковского света в различные периоды набора статистики (см. раздел 2.3.2). В целях достоверной эффективности идентификации, использовался единый интервал идентификации π^\pm мезонов $4,5 < P < 13,5 \text{ ГэВ}$. Процедура идентификации π^0 мезонов представлена в разделе 2.4.4.3.

Азимутальная асимметрия $A_{LU}(\phi)$ определялась согласно следующему выражению

$$A_{LU}(\phi_i) = \frac{1}{|P_B|} \cdot \frac{\vec{N}(\phi_i) - \overleftarrow{N}(\phi_i)}{\vec{N}(\phi_i) + \overleftarrow{N}(\phi_i)}, \quad (5.2)$$

где $|P_B|$ — это абсолютное значение средней поляризации пучка; индекс i нумерует ячейки выбранного разбиения по переменной ϕ ; знак \rightarrow (\leftarrow) обозначает положительную (отрицательную) спиральность пучка; $\vec{N}(\phi_i)$ ($\overleftarrow{N}(\phi_i)$) обозначает число пионов, зарегистрированных в ячейке i при соответствующей спиральности пучка, нормированное на полное число событий ГНР для данной спиральности, что эквивалентно нормировке на соответствующую интегральную светимость. Пример зависимости асимметрии от угла ϕ для π^+ мезонов представлен на рис. 5.2 для области средних значений z ($0,5 < z < 0,8$). На этом же рисунке приведены результаты подгонки функций $p_1 \cdot \sin \phi$ и $p_1 \cdot \sin \phi + p_2 \cdot \sin 2\phi$, со свободными параметрами $p_{1(2)}$, к данным. Средние значения кинематических

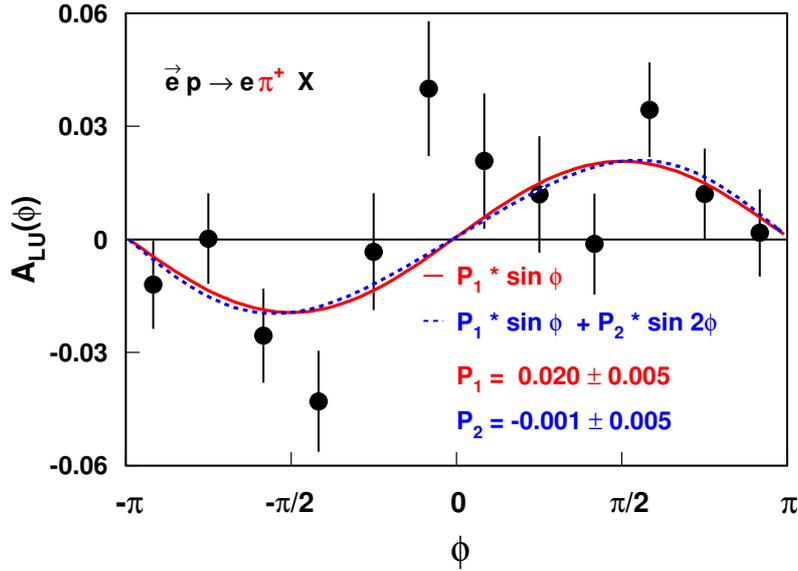


Рис. 5.2. Асимметрия $A_{LU}(\phi)$ для π^+ мезонов в области $(0,5 < z < 0,8)$ в зависимости от угла ϕ . Сплошная (пунктирная) кривая соответствует подгонке функции $p_1 \cdot \sin \phi$ ($p_1 \cdot \sin \phi + p_2 \cdot \sin 2\phi$) к данным. Приведены только статистические неопределённости.

переменных для представленных данных соответствуют следующим величинам: $\langle z \rangle = 0,62$, $\langle x \rangle = 0,10$, $\langle Q^2 \rangle = 2,55 \text{ ГэВ}^2$ и $\langle P_{h\perp} \rangle = 0,45 \text{ GeV}$. В результате проведённой подгонки, асимметрия $A_{LU}^{\sin \phi} \equiv p_1$ получена равной $0,020 \pm 0,005$ для обоих типов функций, а асимметрия $A_{LU}^{\sin 2\phi} \equiv p_2$ сопоставима с нулём.

Значения извлеченной асимметрии $A_{LU}^{\sin \phi}$ для всех типов пионов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ приведены на рис. 5.3 и в табл. 5.1. Рассматривались три области переменной z : область малых z ($0,2 < z < 0,5$), область средних z ($0,5 < z < 0,8$) и область больших z ($0,8 < z < 1,0$). В области больших z возможен вклад пионов образованных в эксклюзивных процессах. Зависимость асимметрии $A_{LU}^{\sin \phi}$ от переменных x и $P_{h\perp}$ приведена отдельно для областей малых и средних z .

Главный источник систематической неопределённости измерения асимметрии – неопределённость измерения поляризации пучка, которая определяет общую нормировочную неопределённость равную 5.5 %. Остальные источники си-

стематической неопределённости, вызванные радиационными эффектами КЭД, эффектами акцептанса, методикой измерения асимметрии, эффективностью идентификации адронов, были изучены методом моделирования и составляют в сумме менее 0,005.

Для определения асимметрии при образовании π^0 мезонов, была измерена асимметрия комбинаторного фона A_{LU}^{bg} . Измерения проводились для пар фотонов, чья инвариантная масса находилась вне пика π^0 мезона. Асимметрия составила величину равную около 0,03. Было обнаружено, что вклад комбинаторного фона в области средних и больших z пренебрежимо мал. Для области малых z , вычитание комбинаторного фона приводит к полной систематической неопределённости достигающей величины равной 0,007. Для того чтобы получить истинную, исправленную на вклад комбинаторного фона, асимметрию A_{LU}^{corr} , измеренная асимметрия A_{LU}^{meas} была исправлена в каждой ячейке азимутального угла ϕ_i следуя выражению

$$A_{LU}^{corr} = \frac{A_{LU}^{meas} N_{meas} - A_{LU}^{bg} N_{bg}}{N_{meas} - N_{bg}}, \quad (5.3)$$

где N_{meas} — это число пар фотонов в области пика π^0 мезона, а N_{bg} — число пар некоррелированных фотонов в этой области.

Закономерности, наблюдаемые в данных, можно суммировать следующим образом. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ для π^+ мезонов в среднем положительна. В области малых z асимметрия сопоставима с нулём. С ростом z величина асимметрии растёт до величин около 0,02. Величина асимметрии в зависимости от переменных x и $P_{h\perp}$ в области малых z , сопоставима с нулём во всей области изменения переменных x и $P_{h\perp}$. В области средних z , асимметрия сопоставима с константой на уровне 0,02, однако стремится к нулю при больших значениях как переменной x , так и переменной $P_{h\perp}$. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ для π^- мезонов сопоставима с нулём во всей области переменной z , но флуктуирует около нуля в зависимости от переменных x и $P_{h\perp}$. Асимметрия для π^0 мезонов положительна и составляет величину равную примерно 0,03 во всей области переменной z , за исключением

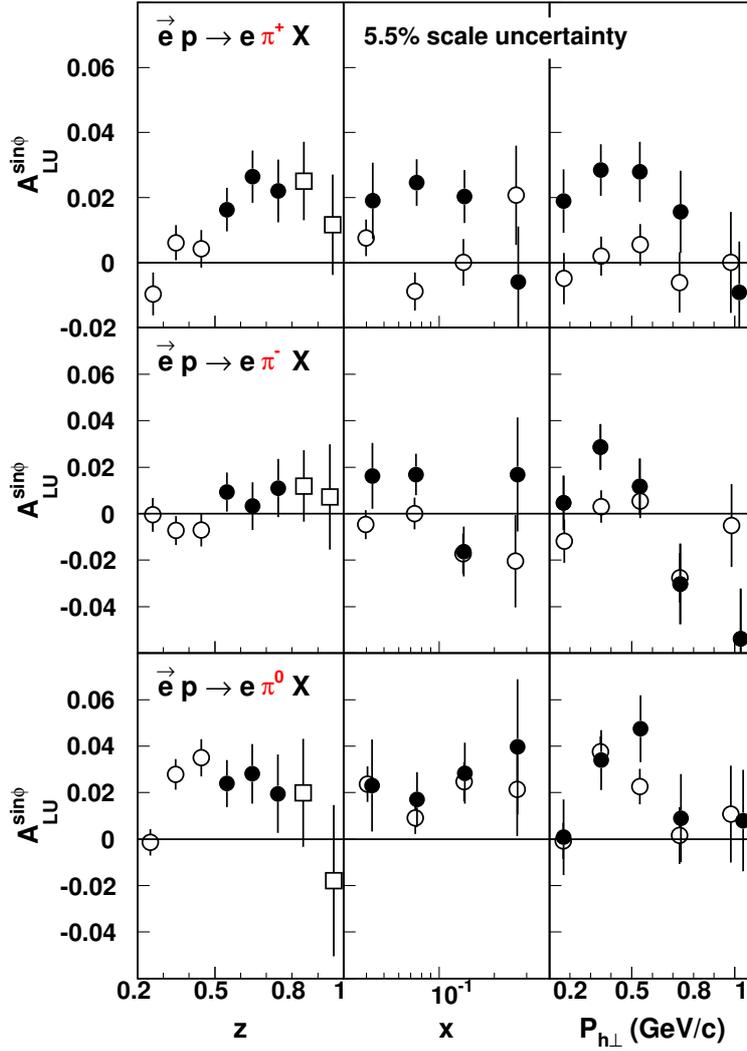


Рис. 5.3. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Представлены три области z : область малых z (незакрашенные кружки), область средних z (закрашенные кружки) и область больших z (квадратики). Зависимость асимметрии от переменных x и $P_{h\perp}$ показана отдельно для областей малых и средних z . Для области больших z показана зависимость асимметрии только от переменной z . Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости всех данных (за исключением области малых z для π^0 мезона, для которой существует добавочная неопределённость равная 0,007) не превышают величину равную 0,005. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 5,5 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации пучка.

ячеек с наибольшим и наименьшим значением z , где её значение сопоставимо с нулём. Асимметрия слабо зависит от переменной x , в то время как она стремится к нулю при $P_{h\perp} \lesssim 0,2$ ГэВ и $P_{h\perp} \gtrsim 0,6$ ГэВ.

Таблица 5.1. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ для заряженных и нейтральных пионов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Приведены только статистические неопределенности. Величина систематических неопределенностей приведена в тексте.

$\langle z \rangle$	$\langle x \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_{LU}^{\sin\phi, \pi^+} \pm \Delta_{stat}^{\pi^+}$	$A_{LU}^{\sin\phi, \pi^-} \pm \Delta_{stat}^{\pi^-}$	$A_{LU}^{\sin\phi, \pi^0} \pm \Delta_{stat}^{\pi^0}$
0,26	0,065	0,40	2,29	-0,009 ± 0,006	-0,001 ± 0,007	0,002 ± 0,006
0,34	0,082	0,45	2,53	0,006 ± 0,005	-0,007 ± 0,006	0,028 ± 0,006
0,44	0,092	0,46	2,55	0,004 ± 0,005	-0,007 ± 0,006	0,035 ± 0,008
0,54	0,098	0,47	2,51	0,016 ± 0,006	0,009 ± 0,008	0,025 ± 0,009
0,64	0,104	0,47	2,47	0,026 ± 0,007	0,003 ± 0,009	0,028 ± 0,012
0,74	0,108	0,47	2,37	0,021 ± 0,009	0,011 ± 0,011	0,020 ± 0,015
0,84	0,117	0,46	2,27	0,024 ± 0,010	0,013 ± 0,014	0,019 ± 0,020
0,95	0,128	0,45	2,20	0,011 ± 0,013	0,007 ± 0,020	-0,018 ± 0,030
0,62	0,043	0,53	1,30	0,019 ± 0,010	0,016 ± 0,013	0,025 ± 0,018
0,63	0,075	0,44	1,84	0,024 ± 0,006	0,017 ± 0,008	0,016 ± 0,010
0,62	0,137	0,42	3,19	0,020 ± 0,007	-0,016 ± 0,009	0,030 ± 0,012
0,62	0,269	0,43	6,08	-0,005 ± 0,015	0,018 ± 0,022	0,037 ± 0,030
0,62	0,108	0,17	2,44	0,019 ± 0,009	0,004 ± 0,010	0,000 ± 0,015
0,62	0,105	0,35	2,45	0,028 ± 0,007	0,028 ± 0,009	0,035 ± 0,012
0,62	0,103	0,54	2,52	0,027 ± 0,008	0,012 ± 0,010	0,049 ± 0,013
0,61	0,095	0,74	2,49	0,015 ± 0,011	-0,030 ± 0,016	0,009 ± 0,018
0,61	0,084	1,02	2,39	-0,009 ± 0,014	-0,054 ± 0,020	0,005 ± 0,020

Пионы, образованные в полуинклюзивном процессе ($ep \rightarrow e'\pi X$) посредством фрагментации кварков, могут смешиваться с пионами от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов (ВМ). Вклад таких пионов может быть весьма значителен в некоторых кинематических областях. Для изучения величины этого вклада использовалась программа генерации искусственных событий RUTHIA 6 [293], параметры которой были подобраны [304] для наилучшего описания кинематических распределений адронов, зарегистрированных в экспе-

рименте HERMES. Результаты этого изучения приведены на рис. 5.4. В нижней части рисунка представлен относительный вклад пионов, происходящих от распадов эксклюзивно образованных ВМ, в зависимости от переменной z . Вклад ВМ растет с увеличением z , от примерно 4 % в ячейке с наименьшей величиной z , до примерно 40 % (60 %) в ячейке с наибольшим значением z для $\pi^+(\pi^-)$ мезонов. Вклад ВМ в выборку π^0 мезонов менее значителен, поскольку сечение эксклюзивного образования ω мезона значительно ниже сечения эксклюзивного образования ρ мезона в кинематической области эксперимента. Соответствующий вклад не превышает 5 % во всей изученной кинематической области.

Эффект влияния вклада эксклюзивных процессов на асимметрию $A_{LU}^{\sin\phi}$ был изучен следующим образом: а) асимметрия была измерена на экспериментальной выборке пионов, идентифицированных в качестве продуктов распада эксклюзивных ρ^0 мезонов; б) асимметрия была определена посредством моделирования эксклюзивных событий методом Монте Карло с помощью программы rhoMC¹. Значения асимметрии для π^+ мезона, измеренные в эксперименте (закрашенные кружки) и полученные в результате моделирования (незакрашенная полоса), представлены в верхней части рис. 5.4 в зависимости от переменной z . Результаты экспериментальных данных и моделирования хорошо согласуются в пределах статистической точности. Асимметрия для самого ρ^0 мезона, полученная в результате моделирования, показана маркером в виде крестика. Отметим, что поскольку распад $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ симметричен по отношению к π^+ и π^- мезонам, то и величины асимметрии для π^+ и π^- мезонов, являющихся продуктами распада ρ^0 , идентичны.

Информация, полученная при анализе данных Монте Карло моделирования, использовалась для вычитания вклада эксклюзивных ВМ к экспериментально измеренной асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$. Вычитание проведено аналогично процедуре

¹ Генератор rhoMC был развит в эксперименте HERMES для внутреннего использования. Этот генератор моделирует эксклюзивное образование ВМ и основан на модели векторной доминантности. Генератор использует величины элементов поляризационной матрицы плотности ρ^0 мезонов, измеренных в эксперименте HERMES [308]. Его описание можно найти, например, в работе [309].

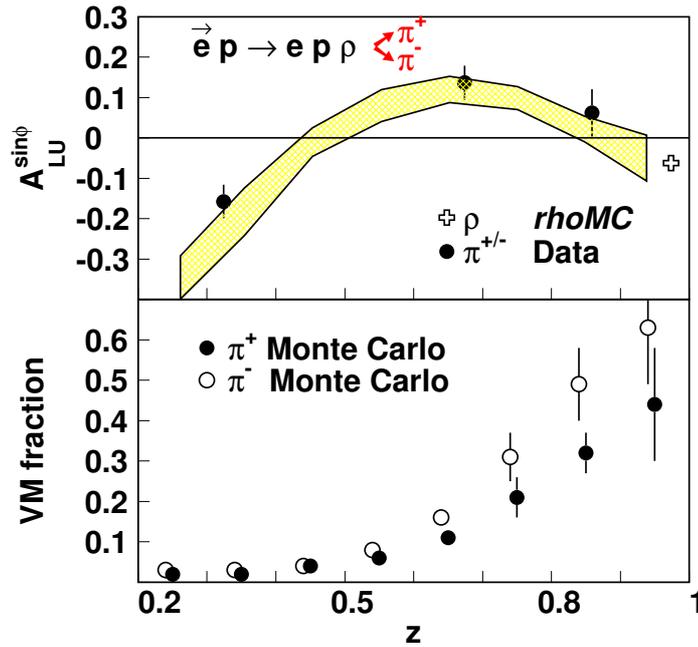


Рис. 5.4. В верхней части рисунка представлена асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ для π^\pm мезонов, являющихся продуктами распада ρ^0 мезона, в зависимости от переменной z . Закрашенные кружочки соответствуют асимметрии, полученной из экспериментальных данных, а область ограниченная двумя кривыми представляет результаты, полученные методом Монте Карло. Незакрашенный крестик представляет асимметрию для самого ρ^0 мезона, полученную с помощью Монте Карло моделирования. В нижней части рисунка показаны доли π^+ и π^- мезонов, происходящих от распадов ВМ, в выборке ПИГНР. Дальнейшие детали приведены в тексте.

вычитания вклада комбинаторного фона в выборке π^0 мезонов (5.3). Значения полученной в результате вычитания асимметрии $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$ для заряженных пионов представлены на рис. 5.5 и в табл. 5.2. Величина асимметрии приблизительно сопоставима с константой на уровне 0,01 для π^+ мезонов и сопоставима с нулём в области малых и средних значений z для π^- мезонов. В то же время, в ячейках с наибольшим значением z , наблюдается резкий рост асимметрии как для π^+ , так и для π^- мезонов. Неопределённости, связанные с моделью образования эксклюзивных ВМ в программах RUTHIA и rhoMC, включены в полосу систематических ошибок.

Аналогичное измерение асимметрии для π^+ мезонов было выполнено коллаборацией CLAS [285] в лаборатории Джефферсона. Измерения были прове-

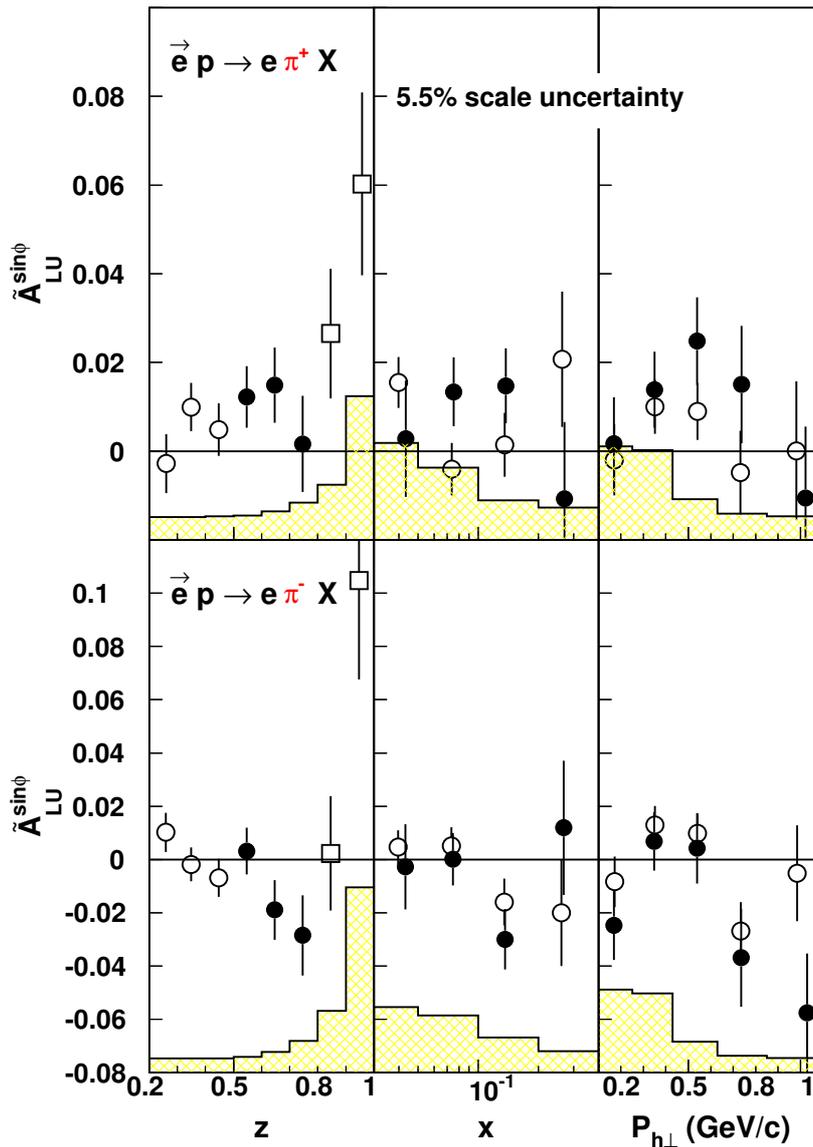


Рис. 5.5. Асимметрия $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$ в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$ для заряженных пионов. Тип маркеров аналогичен использованным на рис. 5.3. Зависимость асимметрии от переменных x и $P_{h\perp}$ представлена отдельно для областей малых и средних z . Полосы систематических неопределённостей соответствуют неопределённостям оценок вклада ВМ при использовании Монте Карло генераторов PYTHIA и rhoMC.

дены 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. Согласно (5.1), величина асиммет-

Таблица 5.2. Асимметрия $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$ для заряженных пионов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Систематическая неопределённость, связанная с вычитанием вклада векторных мезонов, обозначена как $\tilde{\Delta}_{VM}^{\pi^\pm}$. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 5,5 %, вызванная неопределённостью измерения величины поляризации пучка. Вклады других систематических неопределённостей не превышают величины равной 0,005.

$\langle z \rangle$	$\langle x \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi, \pi^+} \pm \tilde{\Delta}_{stat}^{\pi^+} \pm \tilde{\Delta}_{VM}^{\pi^+}$	$\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi, \pi^-} \pm \tilde{\Delta}_{stat}^{\pi^-} \pm \tilde{\Delta}_{VM}^{\pi^-}$
0,26	0,065	0,40	2,29	0,003 ± 0,006 ± 0,005	0,012 ± 0,007 ± 0,005
0,34	0,082	0,45	2,53	0,013 ± 0,005 ± 0,005	0,001 ± 0,006 ± 0,005
0,44	0,092	0,46	2,55	0,005 ± 0,005 ± 0,005	-0,007 ± 0,007 ± 0,005
0,54	0,098	0,47	2,51	0,011 ± 0,006 ± 0,005	0,000 ± 0,008 ± 0,006
0,64	0,104	0,47	2,47	0,012 ± 0,008 ± 0,006	-0,018 ± 0,010 ± 0,008
0,74	0,108	0,47	2,37	0,000 ± 0,010 ± 0,008	-0,023 ± 0,013 ± 0,011
0,84	0,117	0,46	2,27	0,026 ± 0,013 ± 0,012	0,003 ± 0,019 ± 0,023
0,95	0,128	0,45	2,20	0,065 ± 0,019 ± 0,032	0,099 ± 0,033 ± 0,069
0,62	0,043	0,53	1,30	0,002 ± 0,012 ± 0,022	-0,007 ± 0,015 ± 0,024
0,63	0,075	0,44	1,84	0,012 ± 0,007 ± 0,016	-0,001 ± 0,009 ± 0,021
0,62	0,137	0,42	3,19	0,012 ± 0,008 ± 0,009	-0,030 ± 0,010 ± 0,013
0,62	0,269	0,43	6,08	-0,012 ± 0,016 ± 0,007	0,009 ± 0,023 ± 0,008
0,62	0,108	0,17	2,44	0,001 ± 0,009 ± 0,021	-0,025 ± 0,012 ± 0,031
0,62	0,105	0,35	2,45	0,013 ± 0,008 ± 0,020	0,006 ± 0,010 ± 0,030
0,62	0,103	0,54	2,52	0,024 ± 0,009 ± 0,009	0,004 ± 0,012 ± 0,011
0,61	0,095	0,74	2,49	0,015 ± 0,012 ± 0,006	-0,036 ± 0,017 ± 0,006
0,61	0,084	1,02	2,39	-0,010 ± 0,014 ± 0,005	-0,058 ± 0,020 ± 0,005

рии должна вымирать с ростом Q^2 как $1/Q$. Сравнение результатов измерений CLAS [285] с результатами при более высокой энергии электронов ускорителя HERA представляет определенный интерес. Для их сравнения, асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$, измеренные в обоих экспериментах, умножены на кинематический фактор $\langle Q \rangle / f(y)$, что приближенно отражает поведение кинематического префактора в

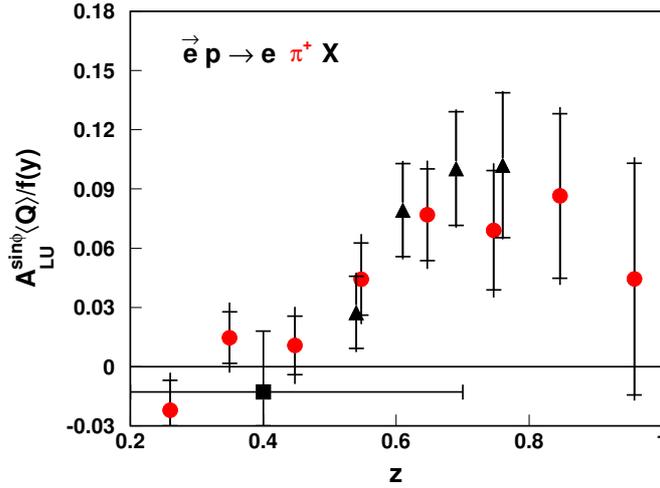


Рис. 5.6. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ для π^+ мезонов с учётом кинематического фактора $\langle Q \rangle / f(\langle y \rangle)$ (см. текст). Приведены результаты экспериментов HERMES (кружочки) и CLAS [285] (треугольники). Квадратик представляет предварительное измерение асимметрии в эксперименте HERMES [59] усреднённое по области $0.2 < z < 0.7$. Указаны статистические и полные (определённые как квадратичные суммы статистической и систематической неопределённостей) неопределённости измерений.

(5.1). Функция $f(y)$ имеет следующий вид:

$$f(y) = \frac{y\sqrt{1-y}}{(1-y+y^2/2)}. \quad (5.4)$$

Сравнение результатов измерения асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ в зависимости от переменной z для π^+ мезонов в экспериментах HERMES и CLAS [285] приведено на рис. 5.6. Результаты представлены без поправок на вклад ВМ. Предварительное, опубликованное ранее [59], измерение интегральной асимметрии в области $0.2 < z < 0.7$ в эксперименте HERMES представлено на рисунке также. 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 .

На момент публикации результатов измерения асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ в эксперименте HERMES [64], уже существовали ряд теоретических моделей [310–314],

развитых для предсказания величины односпиновой асимметрии связанной с поляризацией пучка. На рис. 5.7 приведены асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ (кружки) и асимметрия $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$ (квадратики) (асимметрия поправленная на вклад пионов от распадов эксклюзивных ВМ) для π^+ мезонов в зависимости от переменной z . Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределенностями. Для асимметрии $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$ внешние планки неопределенностей соответствуют систематическим неопределенностям вычитания вклада ВМ. Кроме того, существуют нормировочная неопределенность равная 5,5% и общая для всех точек неопределенность равная 0,005. На этом же рисунке приведены предсказания двух моделей. Сплошная кривая представляет предсказание кварк-дикварковой модели [310], которая предсказывает доминирующий вклад члена eH_1^\perp по сравнению с вкладом от $h_1^\perp \tilde{E}$ (см. (5.1)). Пунктирная кривая соответствует предсказанию киральной кварковой модели [311] с противоположным предположением, что асимметрия полностью предсказывается вкладом $h_1^\perp \tilde{E}$. Обе модели пренебрегают вкладами других ФР и ФФ, присутствующих в (5.1). Обе модели удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в области малых и средних z . В области больших z , где влияние вклада эксклюзивных процессов усиливается, предсказания моделей существенно различаются. В этой области кварк-дикварковая модель находится в лучшем согласии с экспериментальными данными не поправленными на вклад ВМ. Напротив, киральная кварковая модель лучше согласуется с данными поправленными на вклад ВМ. Отметим, что обе модели не претендуют на предсказательную силу в области больших z . Кроме того, поскольку представленные экспериментальные данные имеют небольшую статистическую обеспеченность, сравнение предсказаний этих моделей с экспериментом не может, в данное время², свидетельствовать в пользу какой либо из них.

² Утверждение справедливое на дату публикации.

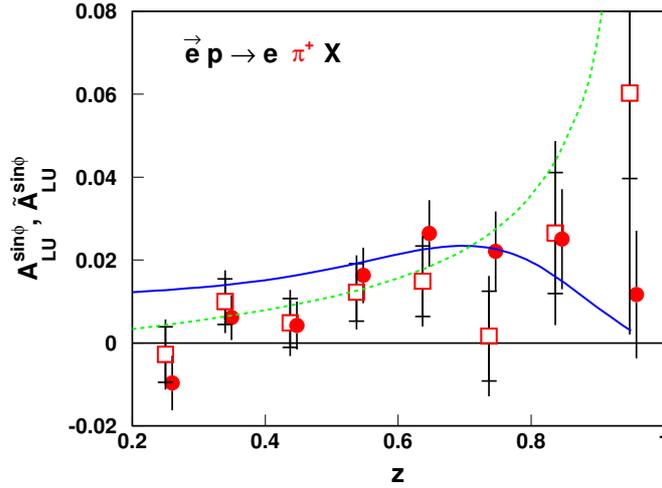


Рис. 5.7. Асимметрия $A_{LU}^{\sin\phi}$ (кружки) и асимметрия $\tilde{A}_{LU}^{\sin\phi}$ (квадратики), с учётом поправок на вклад ВМ, для π^+ мезона в зависимости от переменной z . Систематические неопределенности измерений приведены в тексте. Сплошная кривая представляет предсказание кварк-дикварковой модели [310], пунктирная кривая соответствует предсказанию киральной кварковой модели [311].

5.2. Обзор дальнейших исследований в этой области

Спустя несколько лет после публикации представленных в этом разделе измерений, коллаборация CLAS опубликовала новую работу [315], где представила данные с существенно лучшей статистической точностью. Сравнение результатов этого нового измерения асимметрии с измерениями в эксперименте HERMES, приведенными в данной главе, и предыдущими измерениями асимметрии для π^+ - [285] и π^0 -мезонов [316] в эксперименте CLAS представлено на рис. 5.8. С учетом кинематического фактора $\langle Q \rangle / f(y)$ (5.4) наблюдается хорошее согласие между результатами двух экспериментов. Статистическая точность результатов CLAS существенно лучше результатов HERMES. Отметим, что в эксперименте HERMES выполнено новое измерение асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ [80, 317], для которого использовалась вся статистика событий, накопленных в течение 1996–2007 годов. Асимметрия измерена для π^- и K^\pm -мезонов, а также для протонов и антипротонов. Использовались водородная и дейтериевая мишени. В

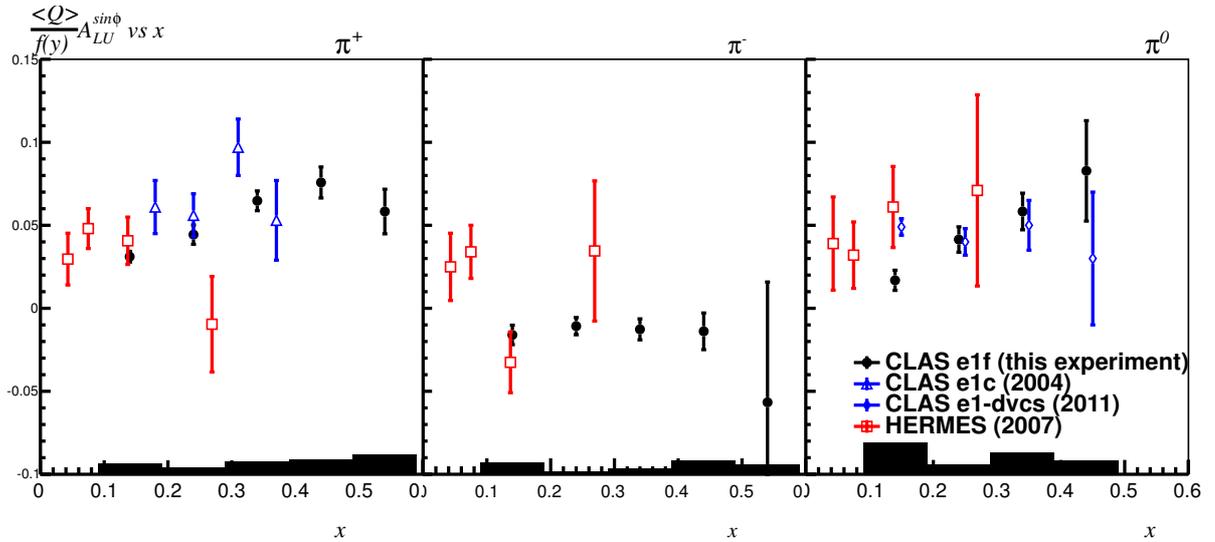


Рис. 5.8. Асимметрия $A_{LU}^{\sin \phi}$, масштабированная фактором $\langle Q \rangle / f(y)$ (5.4), для π -мезонов в зависимости от переменной x , измеренная в экспериментах: HERMES [64] (квадратики), CLAS [285] (незакрашенные треугольники), CLAS [316] (закрашенные треугольники) и [315] (кружочки). Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределенностями. Систематические неопределенности показаны закрашенными областями. Рисунок взят из работы [315].

настоящее время результаты готовятся к публикации.

В эксперименте COMPASS измерена асимметрия $A_{\sin \phi_h}^{LU} \equiv A_{LU}^{\sin \phi}$ для положительно и отрицательно заряженных адронов, образованных в ПИГНР мюонов с энергией 160 ГэВ на неполяризованной изоскалярной мишени (${}^6\text{LiD}$) [286]. Зависимость измеренной асимметрии от переменных x , z и p_T^h представлена на рис. 5.9. Отмечается, что качественно результаты соответствуют опубликованным результатам экспериментов HERMES [64] и CLAS [285]. Прямого количественного сравнения данных не проводилось из-за различных типов мишени и различных кинематических областей измерений.

В работе [318] опубликовано новое вычисление асимметрии $A_{LU}^{\sin \phi}$. В предположении справедливости соотношений Вандзура–Вильчека, партонные ФФ \tilde{G}^\perp и \tilde{E} считались равными нулю и, следовательно, вклады $f_1 \tilde{G}^\perp$ и $h_1^\perp \tilde{E}$ предполагались несущественными. Партонные ФР $e(x, \mathbf{p}_T^2)$ и $g^\perp(x, \mathbf{p}_T^2)$ вычислялись в рамках спектаторной модели, а ФФ Коллинза H_1^\perp для π мезонов рассматривалась известной из e^+e^- и ПИГНР экспериментов. Сравнение результатов этой рабо-

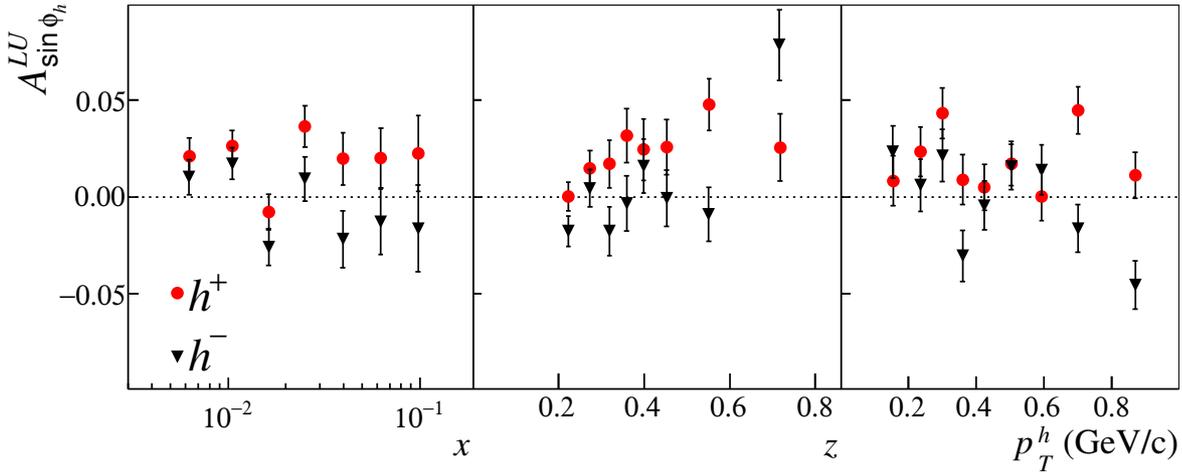


Рис. 5.9. Асимметрия $A_{\sin \phi_h}^{LU} \equiv A_{LU}^{\sin \phi}$ для положительно (кружочки) и отрицательно (треугольники) заряженных адронов в зависимости от переменных x , z и p_T^h , измеренная в эксперименте COMPASS [286]. Приведены только статистические неопределенности. Рисунок взят из работы [286].

ты с измерениями эксперимента HERMES представлены на рис. 5.10 и рис. 5.11 для двух вариантов ФР твиста 3. В целом можно заключить, что между экспериментальными данными и расчетами [318] в некоторых случаях есть некоторое сходство, но удовлетворительное описание данных пока отсутствует.

5.3. Заключение к главе 5.

В заключение отметим, что асимметрия $A_{LU}^{\sin \phi}$, связанная с поляризацией пучка, измерена в эксперименте HERMES для пионов всех знаков заряда, используя азимутальное распределение пионов, образованных в ПИГНР продольно поляризованных электронов на неполяризованной водородной мишени.

Величина асимметрии для π^+ мезонов сопоставима с нулём для малых z , но демонстрирует рост при увеличении z достигая величины около 0.02. Такое поведение находится в разумном согласии с вычислениями, проведёнными в рамках кварк-дикварковой [310] и киральной кварковой [311] моделях. Результаты измерений HERMES согласуются с измерениями CLAS [285, 315], проведёнными в несколько иной кинематической области, при учете кинематического

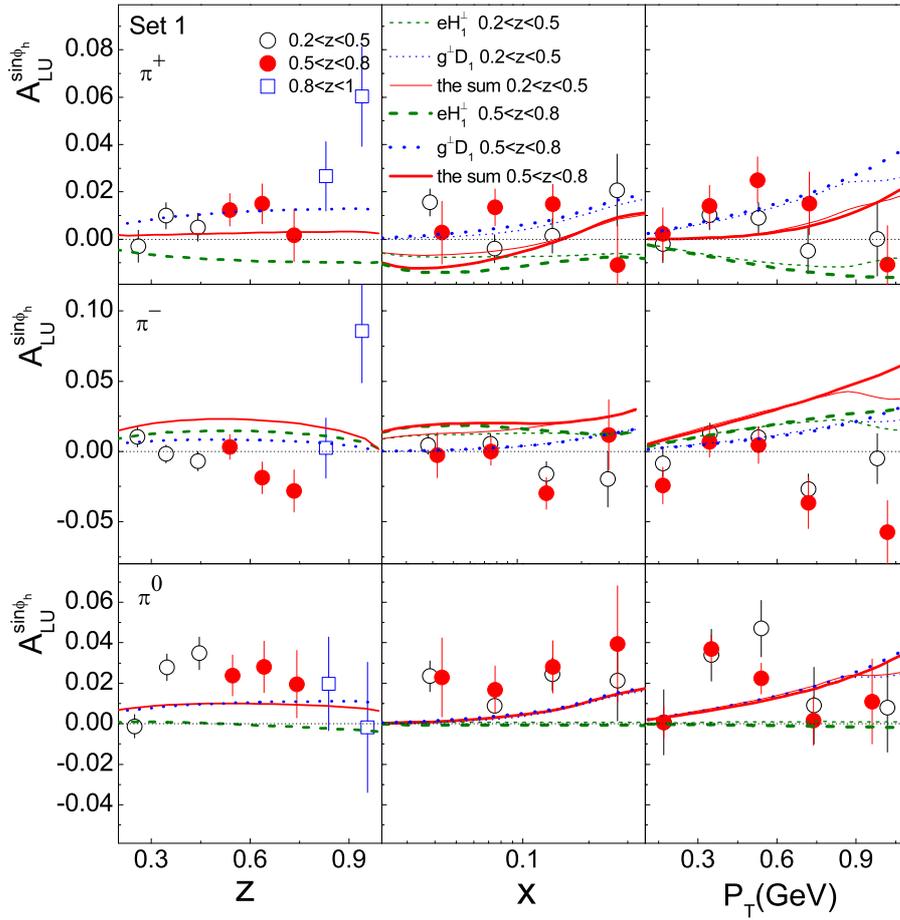


Рис. 5.10. Сравнение асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ для заряженных и нейтральных пионов, измеренной в эксперименте HERMES [64], с расчетами представленными в работе [318] с использованием первого набора партонных ФР твиста-3. Экспериментальные данные представлены незакрашенными кружками, закрашенными кружками и незакрашенными квадратами для областей $0,2 < z < 0,5$, $0,5 < z < 0,8$ и $0,8 < z < 1,0$ соответственно. Штриховая, пунктирная и сплошная линии представляют результаты вычислений соответствующих вкладов eH_1^\perp , $g^\perp D_1$ членов и их суммы соответственно. В центральной и правой частях рисунка, тонкие и толстые линии соответствуют результатам для областей $0,2 < z < 0,5$ и $0,5 < z < 0,8$ соответственно. Рисунок взят из работы [318].

фактора (5.4). Сравнение результатов двух измерений, проведённых при разных энергиях пучка электронов, позволяет сделать заключение о слабой зависимости асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ от энергии налетающего пучка.

Результаты представленного здесь, первого измерения асимметрии $A_{LU}^{\sin\phi}$ для отрицательных пионов сопоставимы с нулём в пределах статистической точности. Асимметрия для нейтральных пионов практически постоянна в области

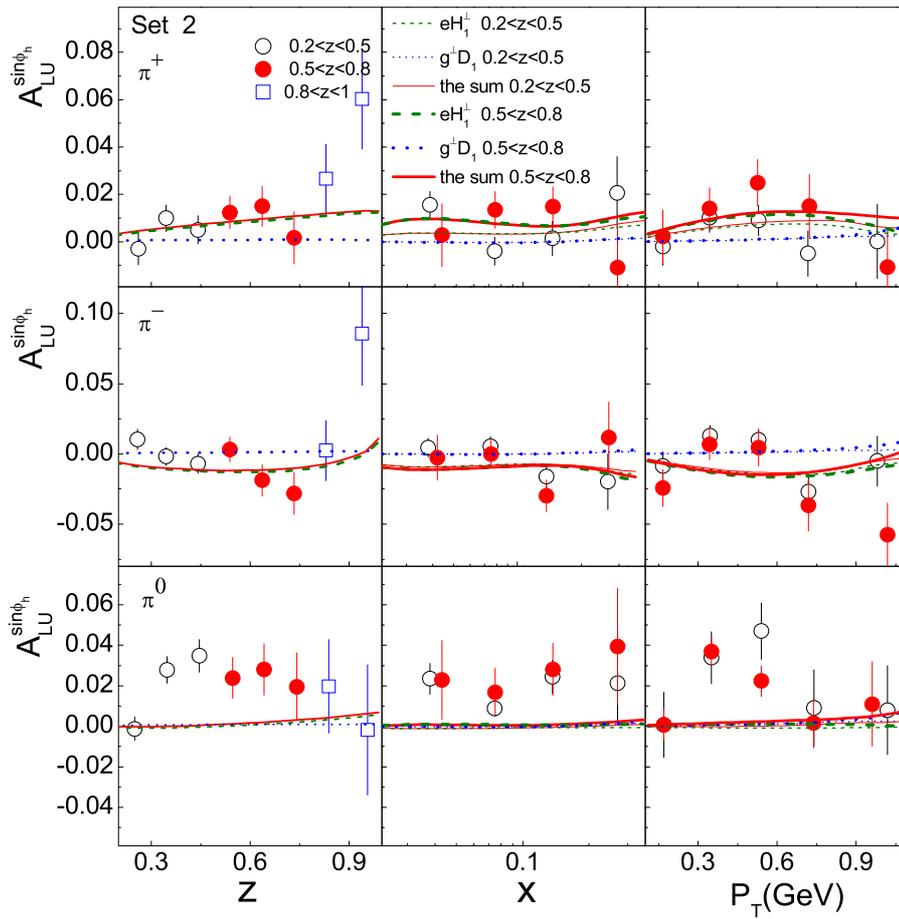


Рис. 5.11. То же что и на рис. 5.10, но в расчетах использовался второй набор партонных ФР твиста-3. Рисунок взят из работы [318].

средних z и равна приблизительно 0,03. В области низких и высоких z значение этой асимметрии стремится к нулю.

Большое количество функций распределения и функций фрагментации кварков, которые могут внести вклад в изучаемую асимметрию (смотри выражение (5.1)), не позволяет на данном этапе исследований разделить эти вклады и определить доминирующий источник наблюдаемой асимметрии. Две теоретические модели, которые одинаково удовлетворительно описывают данные (см. рис. 5.7), основаны на противоположных предположениях о важности тех или иных вкладов.

Сделанное выше заключение практически не изменилось до настоящего времени. Большое количество абсолютно неизвестных функций, трудности оценки функций твиста 3, а также не высокая статистическая точность измерений не

позволяют пока сделать сколь-либо реалистичное сравнение экспериментальных данных с теоретическими моделями. Новые теоретические расчеты [318] демонстрируют некоторое сходство с экспериментальными данными, но удовлетворительное описание данных пока отсутствует.

Глава 6. Исследование адронных асимметрий с поперечно поляризованной мишенью

В данной главе рассматриваются измерения односпиновых азимутальных асимметрий в электророждении адронов в ПИГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени, выполненных в эксперименте HERMES.

Первые предварительные результаты измерения асимметрий для заряженных пионов на малой статистике событий ПИГНР впервые доказали существование ненулевых ФР Сиверса и ФФ Коллинза [62]. Полученные впоследствии результаты измерения азимутальных асимметрий в инклюзивном образовании пар пионов, образованных в противоположных струях, в e^+e^- эксперименте Belle [181], а также результаты измерения асимметрий Коллинза в ПИГНР мюонов на дейтронах в эксперименте COMPASS [319], привели к извлечению первых данных о ФФ Коллинза¹ и ФР трансверсити [320] из экспериментальных данных. Обработка всей выборки ПИГНР событий, записанных в сеансах с 2002 по 2005 годам, позволила провести детальный анализ асимметрий Сиверса [66] и Коллинза [68].

Проведен анализ событий электророждения пар $\pi^+\pi^-$ мезонов. Измерена односпиновая азимутальная асимметрия в электророждения пар $\pi^+\pi^-$ мезонов. Впервые получены доказательства существования корреляции между поперечной поляризацией мишени и азимутальной ориентацией плоскости, в которой находятся импульсы обоих мезонов. Асимметрия такого типа позволяет провести независимое, по отношению к результатам из асимметрии Коллинза, извлечение ФР трансверсити из экспериментальных данных. При этом процедура извлечения функции трансверсити из такой асимметрии существенно проще, чем извлечение из асимметрии Коллинза, поскольку в данном случае асиммет-

¹ Отметим, что первые оценки интегральной величины ФФ Коллинза были получены в [180]. Смотри в разделе 1.3.5

рия пропорциональна простому произведению ФР трансверсити и двухадронной ФФ (1.101). Двухадронные ФФ доступны измерению в e^+e^- экспериментах и первые данные такого рода уже опубликованы [183, 321].

6.1. Односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании адронов

Сечение полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованного пучка заряженных лептонов на поперечно поляризованной, по отношению к направлению виртуального фотона, мишени содержит спин-независимую и спин-зависимую части (1.45). Первая часть пропорциональна сумме двух слагаемых, зависящих от $\cos \phi$ и $\cos 2\phi$, а вторая часть пропорциональна сумме пяти слагаемых, зависящих от $\sin \Phi_i$.

$$d\sigma^h(\phi, \phi_S) = d\sigma_{UU}^h \left\{ 1 + \sum_{n=1}^2 A_{UU}^{\cos(n\phi), h} \cos(n\phi) + |\mathbf{S}_T| \sum_{i=1}^5 A_{UT}^{\sin \Phi_i, h} \sin \Phi_i \right\}, \quad (6.1)$$

где $\Phi = [\phi + \phi_S, \phi - \phi_S, \phi_S, 2\phi - \phi_S, 3\phi - \phi_S]$. Зависимость сечения и азимутальных асимметрий $A_{UU}^{\cos(n\phi), h}$ и $A_{UT}^{\sin \Phi_i, h}$ от переменных x, y, z и $P_{h\perp}$ не указана в (6.1) явным образом для краткости. Нижний индекс UU обозначает неполяризованный пучок и неполяризованную мишень, а $d\sigma_{UU}^h$ представляет сечение усреднённое по углу ϕ и по поляризациям пучка и мишени. 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) 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 суммами произведений ФР и ФФ, где одна из этих функций вызвана операторами ведущего твиста, а вторая операторами твиста 3.

Асимметрия Сиверса, $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S), h}$, следуя (1.45) и (1.79), записывается в следующем виде

$$A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S), h} = - \frac{C \left[\frac{\hat{h} \cdot p_T}{M_h} f_{1T}^{\perp, q}(x, p_T^2) D_1^{q \rightarrow h}(z, k_T^2) \right]}{C \left[f_1^q(x, p_T^2) D_1^{q \rightarrow h}(z, k_T^2) \right]}. \quad (6.2)$$

Асимметрия Коллинза, $A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),h}$, следуя (1.45) и (1.81), выражается следующим образом

$$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S),h} = -\frac{(1-y)}{(1-y+y^2/2)} \frac{\mathcal{C}\left[\frac{\hat{h}\cdot\mathbf{k}_T}{M_h} h_1^q(x, p_T^2) H_1^{\perp,q\rightarrow h}(z, k_T^2)\right]}{\mathcal{C}\left[f_1^q(x, p_T^2) D_1^{q\rightarrow h}(z, k_T^2)\right]}. \quad (6.3)$$

Асимметрия $A_{UT}^{\sin(3\phi-\phi_S),h}$, следуя (1.45) и (1.82), имеет следующий вид

$$A_{UT}^{\sin(3\phi-\phi_S),h} = \frac{(1-y)}{(1-y+y^2/2)} \frac{\mathcal{C}\left[w(\mathbf{p}_T, \mathbf{k}_T) h_{1T}^{\perp,q}(x, p_T^2) H_1^{\perp,q\rightarrow h}(z, k_T^2)\right]}{\mathcal{C}\left[f_1^q(x, p_T^2) D_1^{q\rightarrow h}(z, k_T^2)\right]}, \quad (6.4)$$

здесь весовая функция $w(\mathbf{p}_T, \mathbf{k}_T) = \frac{2(\hat{h}\mathbf{p}_T)(\mathbf{p}_T\mathbf{k}_T) + p_T^2(\hat{h}\mathbf{k}_T) - 4(\hat{h}\mathbf{p}_T)^2(\hat{h}\mathbf{k}_T)}{2M^2M_h}$.

В формулах (6.2)–(6.4) используется обозначение свертки $\mathcal{C}[\]$, определение которой приведено в (1.69). Заметим, что поскольку каждый кварковый аромат дает вклад в сечение пропорциональный квадрату их заряда, то u -кварки обеспечивают доминирующий вклад для образования, например, π^+/K^+ мезонов при рассеянии на протонной мишени.

В знаменателях (6.2)–(6.4) пренебрегалось вкладами $\cos\phi$ и $\cos 2\phi$ гармоник в сечение рассеяния неполяризованных частиц [255, 322]. Влияние этих гармоник на извлекаемые асимметрии будет рассмотрен ниже.

Выражения для асимметрий твиста 3, $A_{UT}^{\sin\phi_S}$ и $A_{UT}^{\sin(2\phi-\phi_S)}$, можно записать используя (1.83) и (1.84), однако не приводятся здесь из-за громоздкости этих выражений.

6.1.1. Наблюдение односпиновой азимутальной асимметрии в полуинклюзивном электророждении заряженных пионов

В данном разделе представлены результаты первого измерения статистически значимых ненулевых азимутальных односпиновых асимметрий в ПИГНР электронов на поперечно поляризованной мишени. Данные результаты были опубликованы в работах [62, 73, 74].

Результаты измерения асимметрий, представленные в этом разделе, основаны на довольно ограниченной статистике событий около $0,75 \cdot 10^6$, полученной в первые месяцы работы эксперимента HERMES с поперечно поляризованной водородной мишенью (конец 2002 и начало 2003 годов). Пучок электронов во время набора статистики был не поляризован. Средняя поляризация протонов, S_T , составляла величину равную $0,78 \pm 0,04$. Для анализа отбирались события, кинематические параметры которых удовлетворяют следующим условиям: $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$, $0,1 < y < 0,85$ и $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$. Для отбора полуинклюзивных адронов требовалось выполнение условий $0,2 < z < 0,7$ и $\theta_{\gamma^*h} > 0,02$ рад. Ограничение на минимальную величину угла между адроном и виртуальным фотоном требовалось для реконструкции азимутального угла ϕ с достаточной точностью.

Для каждой ячейки, при выбранном разбиении данных по кинематическим переменным x или z (в каждом из этих случаев по остальным переменным происходило усреднение), была определена азимутальная асимметрия сечений электророждения адронов, которая рассматривалась как функция двух угловых переменных ϕ и ϕ_S (см. рис. 1.4):

$$A_{UT}^h(\phi, \phi_S) = \frac{1}{|S_T|} \frac{\left(N_h^\uparrow(\phi, \phi_S) - N_h^\downarrow(\phi, \phi_S) \right)}{\left(N_h^\uparrow(\phi, \phi_S) + N_h^\downarrow(\phi, \phi_S) \right)}. \quad (6.5)$$

Здесь $|S_T|$ — это абсолютное значение поляризации мишени, стрелки \uparrow (\downarrow) указывают направление поляризации мишени *вверх* (*вниз*). Напомним, что направление *вверх* соответствует вектору $(0, -1, 0)$ в координатной системе спектрометра HERMES (см рис. 2.7). Величины $N_h^{\uparrow(\downarrow)}(\phi, \phi_S)$ — это числа зарегистрированных адронов в двумерной ячейке (ϕ, ϕ_S) при соответствующей поляризации мишени. Угол ϕ_S всегда определяется по отношению к направлению поляризации вверх. Это распределение фитировалось суммой двух слагаемых, имеющих два типа синусоидальных зависимостей, соответствующих асимметриям Сиверса и Коллинза.

$$A_{UT}^h(\phi, \phi_S) = \frac{B(\langle y \rangle)}{A(\langle x \rangle, \langle y \rangle)} A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S)} \sin(\phi + \phi_S) + A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)} \sin(\phi - \phi_S). \quad (6.6)$$

Здесь $B(y) \equiv (1 - y)$, $A(x, y) \equiv \frac{y^2}{2} + (1 - y)(1 + R(x, y))/(1 + \gamma^2(x, y))$, $R(x, y)$ — это отношение сечений продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов с нуклоном (1.24), $\gamma^2(x, y) \equiv 2Mx/(Ey)$. Отметим, что использование $A(x, y)$ в указанном виде отлично от вида префактора в (6.3), хотя численно отличие от стандартного выражения не велико. В таком подходе предполагалось, что отношение сечений $R = \sigma_L/\sigma_T$, известное из изучения процессов ГНР, идентично отношению сечений R для процессов ПИГНР. Это далеко не очевидно и в последующих работах [66, 68] определение асимметрии Коллинза рассматривалось согласно выражению (6.3).

Прежде чем представить результаты извлечения асимметрий Коллинза и Сиверса из экспериментальных данных, рассмотрим вопросы достоверности такого извлечения. Для этого было проведено моделирование образования адронов в ГНР электронов на протонах. Для моделирования использовался генератор LEPTO 6.5 [259] совместно с пакетом программ процесса фрагментации кварков JETSET 7.4 [323], параметры которых были подобраны для наилучшего описания множественностей и импульсных распределений различных типов адронов, измеренных в эксперименте [324]. Частицы этих событий трассировались через детекторы установки HERMES, используя пакет GEANT 3 [256]. Полученные события реконструировались аналогично экспериментальным. Генератор LEPTO 6.5 предназначен для моделирования неполяризованных взаимодействий лептонов с нуклонами, поэтому азимутальные асимметрии моделировались методом введения весов. Были рассмотрены различные варианты введения весов. В качестве примера рассмотрим линейную зависимость асимметрий Коллинза и Сиверса от переменной x . Для каждого события полученного моделированием с помощью генератора LEPTO 6.5, случайным образом выбирается направление поперечной поляризации мишени вверх или вниз и присваивается вес равный $1 \pm A \cdot x \cdot \sin(\phi + \phi_S) \pm B \cdot x \cdot \sin(\phi - \phi_S)$. Здесь знак $+$ ($-$) соответствует выбору направления поляризации мишени вверх (вниз), а параметры A (B) определяют амплитуду асимметрии Коллинза (Сиверса). Важным вопросом

является разбиение переменных ϕ и ϕ_S на некоторое количество ячеек, которое позволило бы провести успешную реконструкцию асимметрий. Выберем значения параметров $A = 0,2$ и $B = 0,8$. Выберем разбиение обоих азимутальных углов на 8, 12 или 20 ячеек и проведем реконструкцию асимметрий в соответствии с (6.5) и (6.6). Результаты такой реконструкции приведены на рис. 6.1. В верхней (нижней) части рисунка показаны результаты для π^+ (π^-) мезонов. Исходя из этих рисунков можно прийти к следующим заключениям. Инспекция рисунков подтверждает успешную реконструкцию обоих типов асимметрии при одновременной подгонке выражения (6.6) к азимутальной асимметрии в виде двухмерной функции азимутальных углов ϕ и ϕ_S . Разбиение угловых переменных более чем на 8–12 ячеек не приводит к существенному улучшению качества реконструкции.

Согласно выражению (6.1) неполяризованное сечение имеет зависимость от $\cos \phi$ и $\cos 2\phi$. При извлечении асимметрий Коллинза и Сиверса эти малые добавочные слагаемые не учитывались. Введем зависимость неполяризованного сечения от $\cos \phi$ изменив вес, который вводился ранее на следующее выражение $(1 \pm A \cdot x \cdot \sin(\phi + \phi_S) \pm B \cdot x \cdot \sin(\phi - \phi_S)) / (1 + C \cdot \cos \phi)$. Возьмем по-прежнему $A = 0,2$, $B = 0,8$ и очень большую величину параметра $C = 0,20$. Используем разбиение переменных ϕ и ϕ_S на 8 ячеек. Результаты реконструкции моделирования приведены на рис. 6.2. Несмотря на введение очень большой модуляции неполяризованного сечения, результаты реконструкции асимметрий Коллинза и Сиверса практически не изменились. Аналогичное заключение было получено при введении модуляции неполяризованного сечения слагаемым зависящим от $\cos 2\phi$.

Рассмотренные примеры показывают, что использование двухмерной азимутальной асимметрии в переменных ϕ и ϕ_S позволяет провести надежную реконструкцию синусоидальных асимметрий (6.6), несмотря на модуляцию неполяризованного сечения слагаемыми пропорциональными $\cos \phi$ и $\cos 2\phi$.

Следуя заключению о надежности метода извлечения асимметрий, асим-

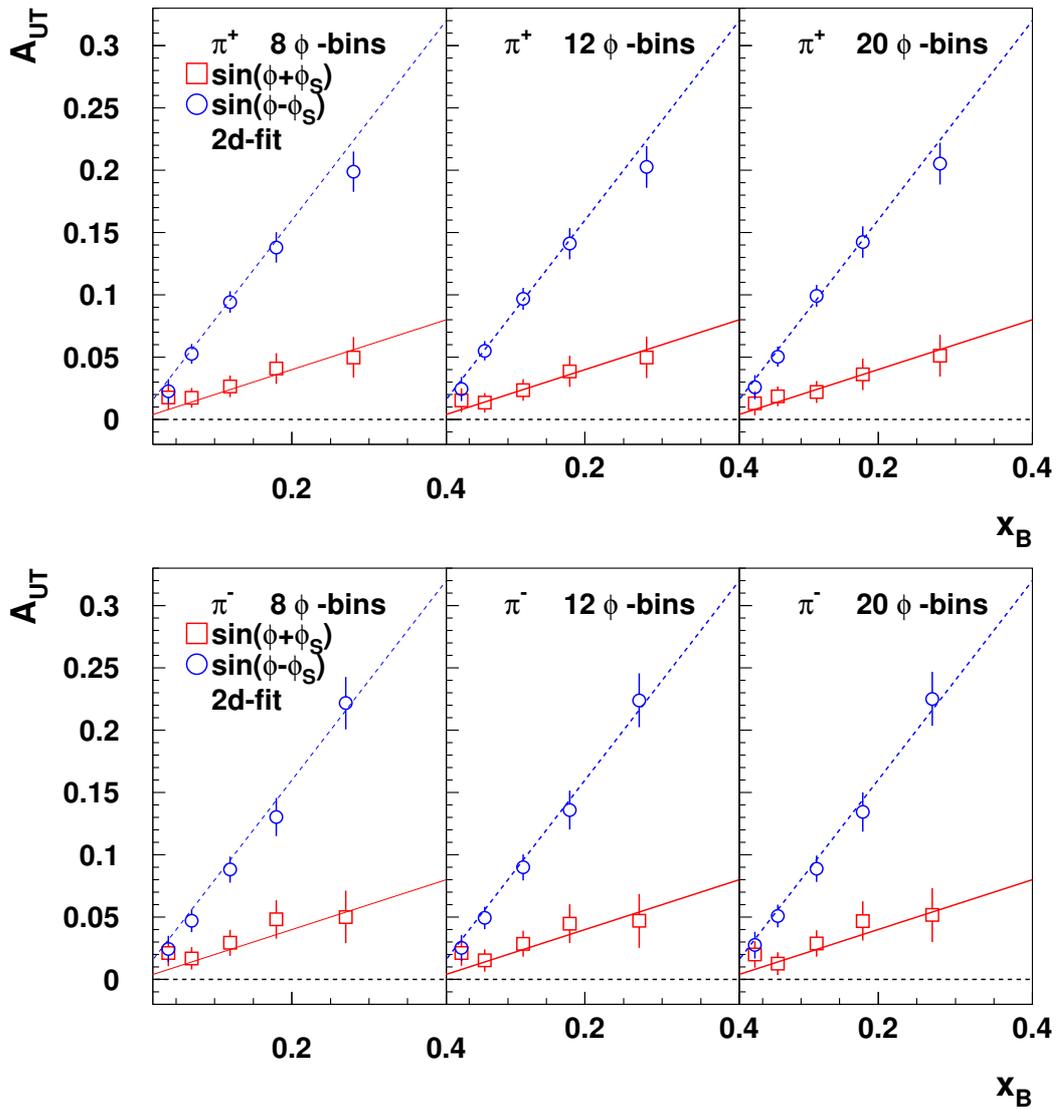


Рис. 6.1. Асимметрия A_{UT} реконструированная из искусственно введенных асимметрий Коллинза и Сиверса в события моделированные генератором событий LEPTO 6.5 [259]. Подробности в тексте.

метрии Сиверса и Коллинза были извлечены подгонкой выражения (6.6) к экспериментальным азимутальным асимметриям (6.5). В результате фитирования данных, значения величины χ^2 на степень свободы варьировались в пределах 0,74–1,89. Статистические корреляции между значениями извлеченных асимметрий Сиверса и Коллинза находились в пределах от -0,5 до -0,6. В дополнение было проведено фитирование асимметрий $A_{UT}^h(\phi, \phi_S)$ с учетом дополнительных слагаемых к выражению (6.6). Учитывались возможные дополнительные модуляции сечения слагаемыми, зависящими от $\sin(3\phi - \phi_S)$ (1.82), $\sin \phi_S$ (1.83)

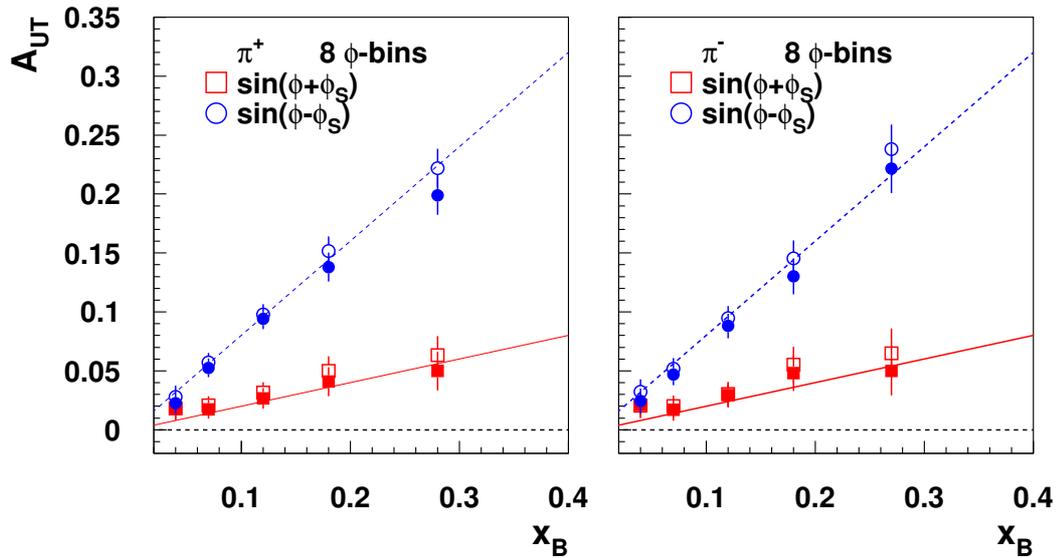


Рис. 6.2. Асимметрия A_{UT} реконструированная из искусственно введенных асимметрий Коллинза и Сиверса в события моделированные генератором событий LEPTO 6.5 [259]. Незакрашенные маркеры соответствуют введению модуляции неполяризованного сечения слагаемым $C \cdot \cos \phi$, а закрашенные маркеры соответствуют его отсутствию. Подробности в тексте.

и $\sin(2\phi - \phi_S)$ (1.84). Вклад таких слагаемых оказался пренебрежимо мал по сравнению с их неопределенностями. При этом изменения значений асимметрий Сиверса и Коллинза были также пренебрежимо малы. Наибольший вклад в величину систематической неопределенности извлеченных асимметрий вносила неопределенность в измерении величины поляризации мишени, которая приводит к общей нормировочной неопределенности 8 %. Величины систематических неопределенностей от других источников (эффекты акцептанса, размытия кинематических переменных, радиационных эффектов КЭД) оценивались моделированием эксперимента и оказались пренебрежимо малы по сравнению со статистическими неопределенностями.

Величины асимметрий Коллинза и Сиверса, извлеченных для π^+ и π^- мезонов в зависимости от переменных x и z , представлены на рис. 6.3. Численные значения измеренных асимметрий приведены в табл. Б.1. Средние значения кинематических параметров для области $0,023 < x < 0,4$ и $0,2 < z < 0,7$, в которой были измерены асимметрии, равны следующим величинам $\langle x \rangle = 0,09$, $\langle y \rangle = 0,54$, $\langle Q^2 \rangle = 2,41 \text{ ГэВ}^2$, $\langle z \rangle = 0,36$ и $\langle P_{\pi\perp} \rangle = 0,41 \text{ ГэВ}$. В нижней части ри-

сунка показаны доли выхода пионов, происходящих от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов по отношению к их полным выходам. Эти доли определены в результате моделирования с помощью программы RUTHIA 6 [293], параметры которой были выбраны [304] с целью наилучшего соответствия с основными экспериментальными распределениями в эксперименте HERMES. Асимметрия для таких пионов определялась по выборке событий, в которых были зарегистрированы оба пиона от таких распадов. Необходимо отметить, что экспериментальная статистика таких событий была мала и, вследствие этого, величина асимметрии для пионов, происходящих от распадов BM , была определена недостаточно хорошо.

Возможность симуляции извлеченных ненулевых асимметрий какими-либо причинами, не связанными с поляризацией мишени, была проверена обычной методикой рандомизации направления поляризации мишени. В этом случае, для каждого экспериментально зарегистрированного события, вместо истинного направления поляризации мишени этому событию приписывалось направление поляризации выбранное случайным образом. После этого повторялось вычисление $A_{UT}^h(\phi, \phi_S)$ (6.5) и извлекались псевдоасимметрии Коллинза и Сиверса используя подгонку (6.6) к данным. Использовалась та же выборка событий, что и для вычисления асимметрий, представленных на рис. 6.3. Было обнаружено, что значения извлеченных псевдоасимметрий находятся, в основном, в пределах одного стандартного отклонения от нуля. Это позволило сделать заключение, что наблюдаемые ненулевые асимметрии Коллинза и Сиверса, приведенные на рис. 6.3, связаны с поляризацией мишени.

Усреднённое значение измеренной асимметрии Коллинза для π^+ мезонов положительно и равно $0,021 \pm 0,007(\text{стат.})$, а для π^- мезонов отрицательно и составляет величину $-0,038 \pm 0,008(\text{стат.})$. Наблюдаемое различие по знаку асимметрии ожидалось в предположении, что ФР трансвёрсити ведет себя аналогично ФР спиральности, т. е. h_1^u как и g_1^u положительно, а h_1^d как и g_1^d отрицательно и меньше чем h_1^u по абсолютной величине, что предсказывалось в некоторых моде-

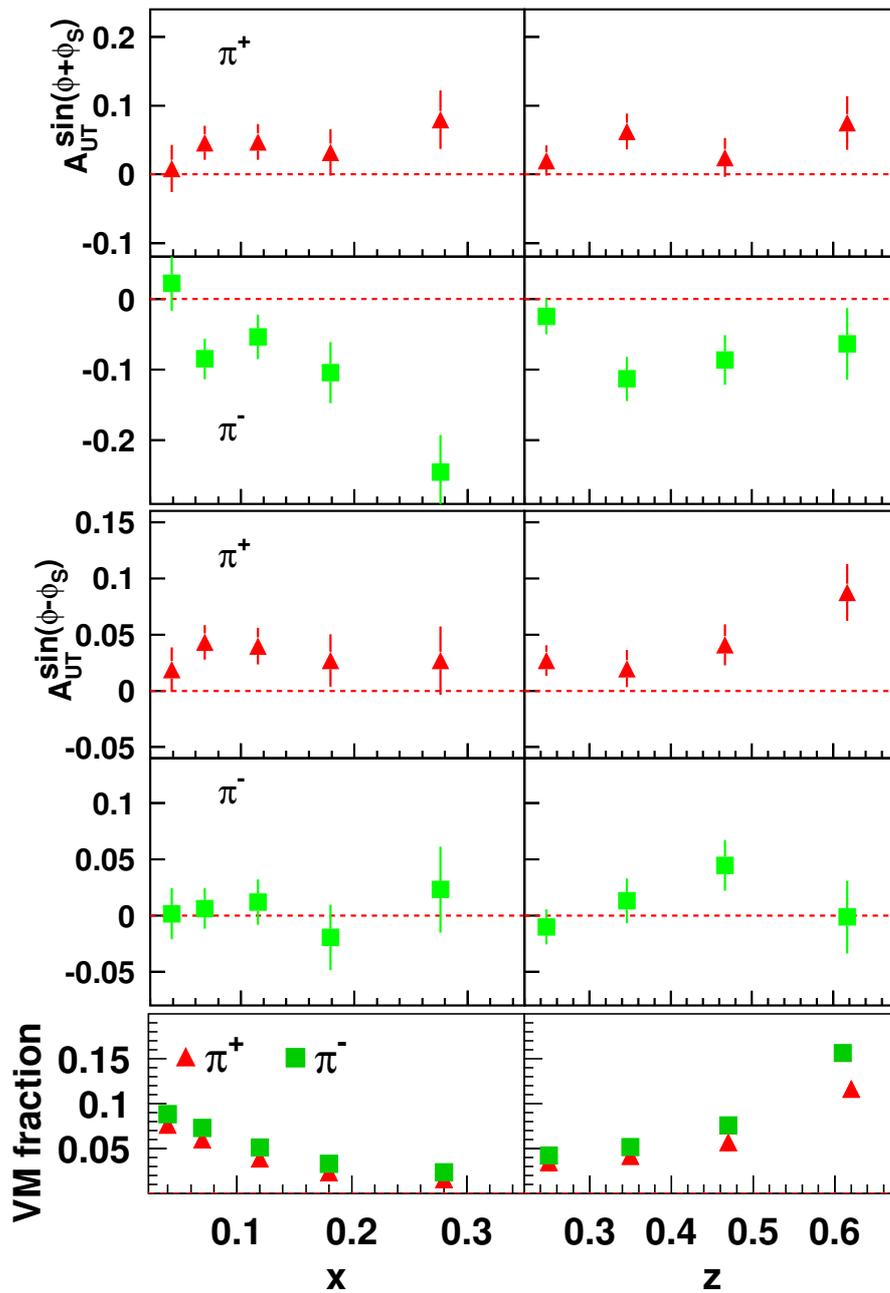


Рис. 6.3. Асимметрия Коллинза (в верхней части рисунка) и асимметрия Сиверса (в средней части рисунка) для заряженных пионов в зависимости от переменных x и z . Указаны только статистические неопределённости. В нижней части рисунка представлены относительные выходы пионов от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов.

лях [160]. Проведенные измерения показывают однако, что абсолютное значение асимметрии для π^- мезона по крайней мере такого же порядка величины, как и для π^+ мезона. При больших значениях x , где доминирует вклад валентных кварков, абсолютное значение асимметрии для π^- мезона существенно превышает абсолютное значение асимметрии для π^+ мезона (см. левую часть рис. 6.3).

Отметим, что большие отрицательные значения асимметрии для π^- мезона не ожидалось, поскольку никакой тип кварка не является доминирующим при образовании π^- мезона, как, например, u -кварк доминирует при образовании π^+ мезона и, кроме того, можно ожидать, что $|h_1^d| < |h_1^u|$ по аналогии с хорошо известным из экспериментальных данных неравенством $|g_1^d| < |g_1^u|$. Так, например, в работах [325, 326] абсолютное значение асимметрии для π^- мезона предсказывалось почти в два раза меньше, чем для π^+ мезона. Неудача этих предсказаний могла быть вызвана пренебрежением вкладов T -нечетных ФР, таких как функция Сиверса, вкладов морских кварков или подавленной фрагментацией Коллинза.

Одной из причин больших отрицательных значений азимутальных асимметрий для π^- мезона, могла бы быть существенная величина абсолютного значения подавленной ФФ Коллинза (описывающей, например, фрагментацию u -кварка в π^- мезон), но с противоположным знаком по отношению к предпочтительной ФФ Коллинза. Противоположные знаки предпочтительной (favored) и подавленной (unfavored) ФФ Коллинза можно понять в рамках струнной модели фрагментации. Действительно, если лидирующий пион образуется в результате первого разрыва струны с некоторым поперечным импульсом $P_{\pi\perp}$, то пион следующего ранга приобретет поперечный импульс в противоположном по отношению к поперечному импульсу лидирующего пиона направлению. Такая $P_{\pi\perp}$ антикорреляция, между лидирующим пионом и пионами следующего рангов, была продемонстрирована моделированием используя программу JETSET [293], которая основана на струнной модели фрагментации. В результате этого любая корреляция между $P_{\pi\perp}$ и какой-либо другой кинематической или спиновой наблюдаемой должна иметь противоположный знак для лидирующего пиона и пиона следующего ранга.

Средняя величина асимметрия Сиверса для π^+ мезонов отлична от нуля и положительна, $0,017 \pm 0,004$ (стат.). Это измерение являлось первым доказательством существования T -нечётной функции распределения партонов. Для π^- мезонов, величина асимметрии сопоставима с нулём, $0,002 \pm 0,005$ (стат.). По-

сколькo асимметрия для π^+ мезонов определяется главным образом вкладами u кварков, то её положительное значение, принимая во внимание определение азимутальных углов, используемое в данном анализе, предполагает отрицательную величину функции Сиверса для этого кварка. Изучение малой выборки событий эксклюзивного образования $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ мезонов, в которых оба π мезона были зарегистрированы, привело к выводу, что асимметрия Сиверса для таких π^+ мезонов также положительна. Отметим, что асимметрия Коллинза для таких π^+ мезонов сопоставима с нулём. Вследствие этого, асимметрия Сиверса, определённая для полного набора данных, должна интерпретироваться с некоторой осторожностью.

6.1.2. Изучение асимметрий Сиверса и Коллинза

Первые экспериментальные данные о наблюдении ненулевых значений асимметрий Сиверса и Коллинза для заряженных пионов [62], образованных в ПИГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени, были основаны на малой статистике событий, составляющей около 10 % от полной выборки событий, накопленной в течении 2002–2005 годов². Полное число накопленных событий ГНР составило около 8,76 миллионов. Средняя величина поперечной поляризации протонов в этот период времени составляла величину равную $0,725 \pm 0,053$. События ГНР отбирались согласно следующим критериям: $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$, $0,023 < x < 0,4$, $0,1 < y < 0,85$ и $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$. В первоначальном анализе данных, полученных на поперечно поляризованных протонах, изучались асимметрии Сиверса и Коллинза только для заряженных пионов [62]. В представленном здесь анализе дополнительно изучались асимметрии для нейтральных пионов и заряженных каонов. Заряженные адроны, зарегистрированные в интервале импульсов 2–15 ГэВ, идентифицировались с помощью детектора черенковских колец RICH (см. раздел 2.4.4.2). Процедура

² Эти данные представлены в разделе 6.1.1

идентификации нейтральных пионов представлена в разделе 2.4.4.3.

6.1.2.1. Асимметрия Сиверса

В этом разделе представлены результаты изучения асимметрий Сиверса, опубликованные в работах [66, 76].

Сечение полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованного пучка лептонов на поперечно поляризованной мишени (6.1) содержит пять различных типов синусоидальных модуляций спин-зависимого сечения. Оценка этих различных вкладов производилась одновременно. Статистика событий, содержащих K^- мезон, была достаточно мала поэтому для подгонки выражения (6.1) к экспериментальным асимметриям (6.5) использовался метод максимального правдоподобия. Данные были разделены на несколько ячеек по каждой из переменных x , z и $P_{h\perp}$. При оценке асимметрий учитывался также вклад шестого слагаемого $\sin(2\phi + \phi_S)$, которое возникает из-за малой, но не равной нулю, продольной компоненты спина мишени по отношению к направлению виртуального фотона, когда в эксперименте мишень поляризована перпендикулярно к направлению пучка электронов [147].

Доля заряженных пионов (каонов) происходящих от распадов эксклюзивных ВМ, оценка которой была получена с помощью программы RUTHIA 6 [293, 304], составляет 6–7 % (2–3 %). Для пионов подавляющий вклад происходит от распадов ρ^0 мезонов. Можно определить величину, для которой вклады заряженных π мезонов от распадов эксклюзивных ρ^0 мезонов сокращаются

$$A_{UT}^{\pi^+\pi^-}(\phi, \phi_S) \equiv \frac{1}{|S_T|} \frac{(\sigma_{U\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\uparrow}^{\pi^-}) - (\sigma_{U\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\downarrow}^{\pi^-})}{(\sigma_{U\uparrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\uparrow}^{\pi^-}) + (\sigma_{U\downarrow}^{\pi^+} - \sigma_{U\downarrow}^{\pi^-})}. \quad (6.7)$$

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 функции Сиверса для валентных кварков. Требование изотопической и зарядовой симметрии для пионных фрагментационных функций в (6.2) приводит к заключению, что пионная разностная

асимметрия происходит, главным образом, из-за различия функций Сиверса для валентных d - и u -кварков, $(f_{1T}^{\perp, d_v} - 4f_{1T}^{\perp, u_v})$.

Извлечённые асимметрии Сиверса для пионов, заряженных каонов и для пионной разностной асимметрии представлены на рис. 6.4 в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$. Численные значения асимметрии Сиверса в зависимости от переменных z , x и $\langle P_{h\perp} \rangle$ представлены в табл. Б.2, табл. Б.3 и табл. Б.4 для π -мезонов; в табл. Б.5, табл. Б.6 и табл. Б.7 для заряженных K -мезонов. Пионные разностные асимметрии в зависимости от переменных z , x и $\langle P_{h\perp} \rangle$ представлены в табл. Б.8. Значения асимметрий положительны и растут с ростом z , за исключением асимметрии для π^- мезонов, для которых они сопоставимы с нулём. Для случая π^+ и K^+ асимметрий, а также для разностной пионной асимметрии, экспериментальные данные дают указания о выходе на плато при $P_{h\perp} \gtrsim 0,4$ ГэВ. Кроме того, данные сопоставимы с линейным падением асимметрии при $P_{h\perp}$ стремящемся к нулю.

Выражение (6.1) для сечения полуинклюзивного образования адронов содержит два слагаемых зависящих от $\cos \phi$ и $\cos 2\phi$, однако при извлечении асимметрий Сиверса этими слагаемыми пренебрегалось и они не включались в процедуру фитирования. Величины асимметрий $A_{UU}^{\cos \phi}$ и $A_{UU}^{\cos 2\phi}$ извлекались в отдельном анализе полуинклюзивного образования адронов при рассеянии неполяризованных электронов на неполяризованной мишени [255, 322]. Для оценки влияния этих гармоник на результаты, представленные на рис. 6.4, процедура извлечения асимметрий Сиверса была проведена повторно, при этом параметризованные оценки асимметрий $A_{UU}^{\cos \phi}$ и $A_{UU}^{\cos 2\phi}$ [322] учитывались в сечении неполяризованного рассеяния. Результаты двух процедур извлечения асимметрий Сиверса для заряженных пионов и каонов представлены на рис. 6.5 в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$. Приведены две серии точек: «standard» — без учета гармоник $\cos \phi$ и $\cos 2\phi$ в неполяризованном сечении и « $+A_{UU}$ » — с учетом этих гармоник, используя результаты изучения азимутальных асимметрий для адронов образованных в неполяризованном рассеянии [322]. Легко видеть,

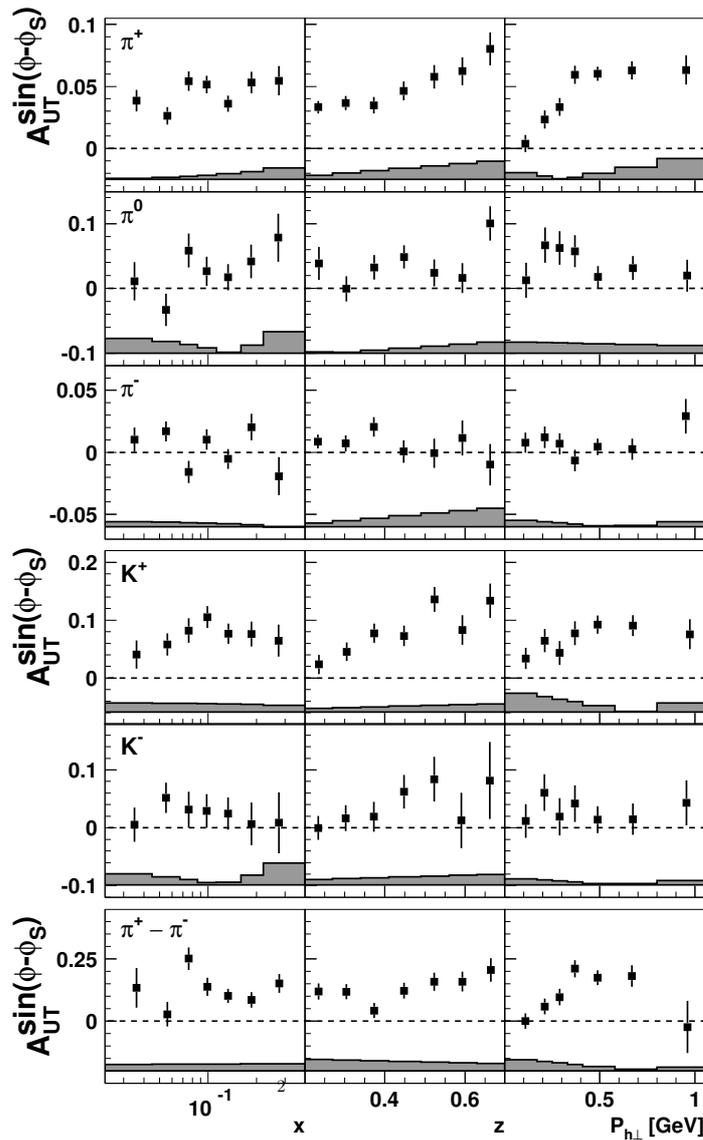


Рис. 6.4. Асимметрия Сиверса для пионов, заряженных каонов и разностная асимметрия для пионов в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематические неопределённости представлены на рисунках в виде закрашенных областей. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

что влияние учета гармоник $\cos\phi$ и $\cos 2\phi$ на извлечение асимметрий Сиверса пренебрежимо мало.

Асимметрия Сиверса, представленная на рис. 6.4, не показывает общую нормировочную неопределенность 7,3 %, вызванную неопределённостью в величине поляризации мишени. Систематические неопределенности асимметрий, связанные с идентификацией адронов, акцептансом спектрометра, размытием

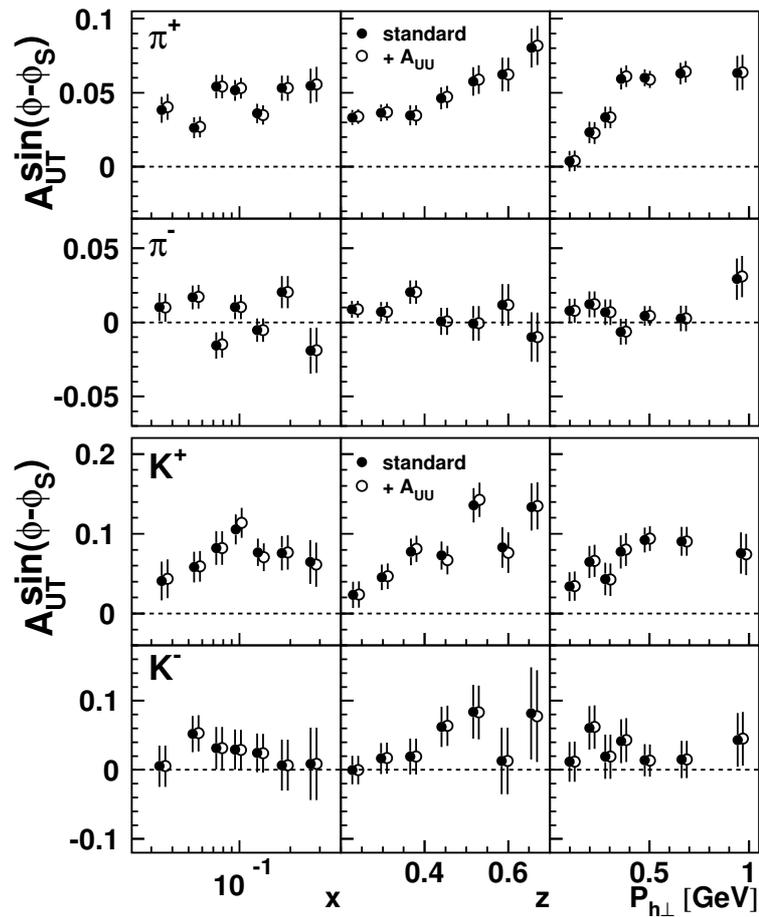


Рис. 6.5. Асимметрия Сиверса для заряженных пионов и каонов в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$. Приведены две серии точек «standard» и «+ A_{UU} ». Объяснения даны в тексте.

величин кинематических переменных из-за конечного разрешения детекторов, радиационных эффектов КЭД оценивались с помощью моделирования эксперимента³. Возможный вклад асимметрии, вызванной малой продольной компонентой спина мишени (4.15), оценивался исходя из результатов измерения асимметрий на продольно поляризованной водородной мишени, представленных в главе 4. Этот вклад включался в величину систематической неопределенности измерения асимметрии Сиверса.

Для того чтобы изучить влияние вкладов от распадов векторных мезонов и других возможных вкладов, подавленных фактором $1/Q^2$, были проведены некоторые дальнейшие тесты. Увеличение нижнего предела Q^2 до 4 ГэВ^2 отбрасывает бóльшую часть вкладов от векторных мезонов. Переменные x и Q^2 сильно

³ Детальное описание этой процедуры представлено в работе [258].

коррелируют, поэтому на рис. 6.6 представлены асимметрии Сиверса в зависимости только от переменных z и $P_{h\perp}$. Соответствующие численные значения представлены в табл. Б.9–Б.12. Как можно видеть, доля вклада от распадов векторных мезонов не оказывает сильного влияния на величину асимметрии. При изучении зависимости асимметрии от переменной x , представленной на рис. 6.7, каждая ячейка была разделена на две подобласти по Q^2 , лежащие выше и ниже среднего значения $\langle Q^2(x_i) \rangle$ для данной ячейки i . Численные значения асимметрий представлены в табл. Б.13. Средние значения $\langle Q^2 \rangle$ для этих двух подобластей различаются примерно фактором 1,7. В то же время величины асимметрий не проявляют поведения сопоставимого с подавлением фактором $1/Q^2$. Однако, в то время как асимметрии для π^+ мезонов для двух подобластей полностью сопоставимы, наблюдается указание на то, что асимметрии для K^+ мезонов в области больших Q^2 систематически ниже асимметрий в области малых Q^2 .

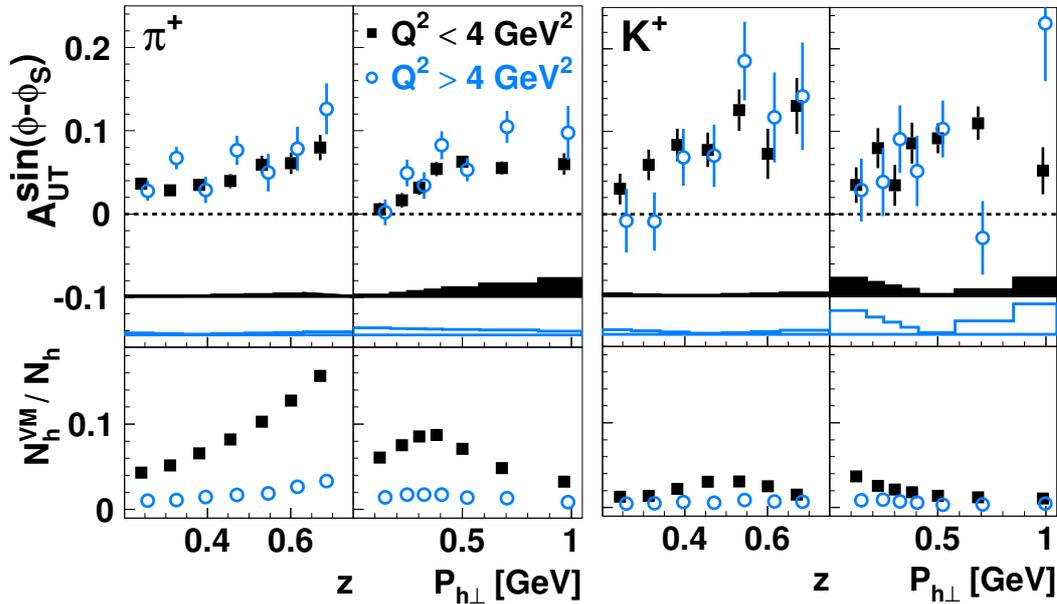


Рис. 6.6. Асимметрия Сиверса для π^+ (слева) и K^+ (справа) мезонов в зависимости от переменных z и $P_{h\perp}$ для двух областей Q^2 (верхняя часть рисунка). Точки, соответствующие области больших Q^2 , немного сдвинуты горизонтально, по отношению к их истинному положению, для лучшего восприятия различий между двумя наборами точек. Доли пионов и каонов, происходящих от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов (оценка получена методом Монте Карло), представлены в нижней части рисунка.

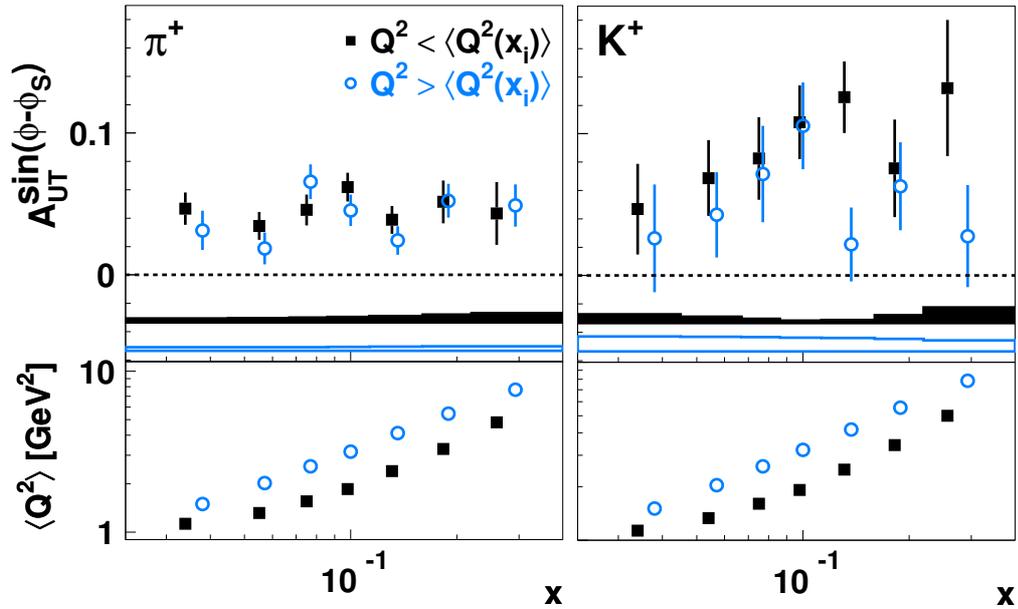


Рис. 6.7. Асимметрия Сиверса для π^+ (слева) и K^+ (справа) мезонов в зависимости от переменной x . Полная область изменения Q^2 в каждой ячейке x_i была разделена на две подобласти, лежащие выше и ниже среднего значения $\langle Q^2(x_i) \rangle$ в данной ячейке. В нижней части рисунка представлены средние значения Q^2 для этих двух подобластей.

Интересным аспектом данных является разность асимметрий для K^+ и π^+ мезонов $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),K^+} - A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S),\pi^+}$ в зависимости от переменной x для области всех значений Q^2 , а также отдельно для областей малых и больших Q^2 , представленная на рис. 6.8. Численные значения асимметрий указаны в табл. Б.14. На основе предположения u -кварк доминантности, т. е. доминирующего вклада в образование π^+ и K^+ мезонов процесса рассеяния на u кварке, можно было бы ожидать, что асимметрии для π^+ и K^+ мезонов должны быть одного порядка. Различие этих асимметрий, следовательно, может указывать на значимую роль других кварковых ароматов, например, на роль морских кварков. Строго говоря, даже в случае если рассеяние происходило бы исключительно на u кварках, фрагментационная функция D_1 , находящаяся в числителе и знаменателе (6.2), в общем случае не сокращается поскольку находится под знаком интеграла свёртки. Это может привести не только к добавочной зависимости от z , но также и к различию величин асимметрий Сиверса для π^+ и K^+ мезонов. Эффекты высших твистов в процессах образовании каонов также могли бы привести к наблюдае-

тому различию асимметрий. В области малых Q^2 , где вклады высших твистов должны быть более ярко выражены, асимметрии для π^+ и K^+ мезонов различны на уровне достоверности 90 % (согласно t -критерию Стьюдента), в то время как в области больших Q^2 , величины этих асимметрий статистически сопоставимы.

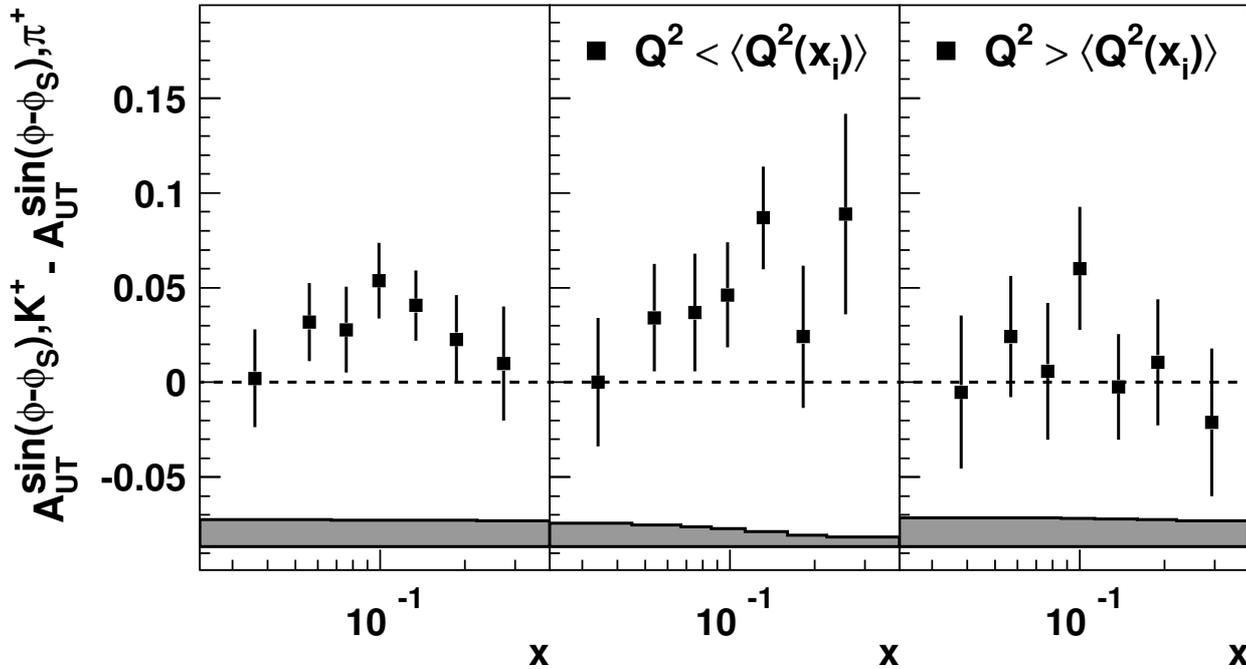


Рис. 6.8. Разность асимметрий Сиверса для K^+ и π^+ мезонов в зависимости от переменной x для области всех значений Q^2 (рисунок слева), а также отдельно для областей малых (рисунок в центре) и больших (рисунок справа) Q^2 . Определение областей малых и больших Q^2 аналогично определению использованному для рис. 6.7.

Поскольку рассеяние на u кварке для рассматриваемых данных доминирует, положительные значения асимметрии Сиверса являются следствием больших отрицательных значений функции Сиверса для u кварков. Такое заключение поддерживается положительными величинами разностной асимметрии, значение которой определяется вкладами от валентных u кварков. Величина асимметрии для π^- мезонов, сопоставимая с нулём, может объясняться эффектами сокращения вкладов, например, если функция Сиверса для d кварка противоположна по знаку функции Сиверса для u кварка. Действительно, совместный анализ асимметрий Сиверса, полученных в эксперименте HERMES (первые данные на малой статистике, раздел 6.1.1) и в эксперименте COMPASS (рассеяние

на дейтроне) [319], привел к заключению о большой положительной функции Сиверса d -кварка [327–329].

6.1.2.2. Асимметрия Коллинза

Результаты представленные в этом разделе опубликованы в работе [68].

Как указывалось в предыдущем разделе, асимметрии Коллинза были получены одновременно с асимметриями Сиверса. Зависимость извлеченных асимметрий Коллинза от переменных x , z и $P_{h\perp}$ представлена на рис. 6.9. Численные значения асимметрий Коллинза в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$ представлены в табл. Б.15 для π^+ мезонов, в табл. Б.16 для π^0 мезонов, в табл. Б.17 для π^- мезонов, в табл. Б.18 для K^+ мезонов и в табл. Б.19 для K^- мезонов. Значения асимметрий положительны для π^+ и K^+ мезонов, отрицательны для π^- мезонов и сопоставимы с нулём для π^0 и K^- мезонов на уровне достоверности 95 %. Необходимо отметить, что зависимости асимметрии от переменных x , z и $P_{h\perp}$ приведенные на рис. 6.9 являются проекциями одного и того же набора данных и следовательно полностью коррелированы.

Общая нормировочная неопределённость 7,3 % измеренных асимметрий, не указанная на рис. 6.9, вызвана неопределённостью измерения поляризации мишени. Поправки на эффекты акцептанса спектрометра, размытие кинематических переменных из-за конечного разрешения детекторов, радиационные КЭД процессы, неопределенности связанные с процедурой идентификации типа адронов, основанной на анализе данных детектора RICH, не производились. Оценка влияния всех этих эффектов на извлеченные асимметрии была проведена с помощью моделирования методом Монте Карло. Для моделирования событий рассеяния электронов на протонах использовалась программа RUTHIA 6 [293], параметры которой были подобраны так, чтобы воспроизводились экспериментально полученные распределения по адронной множественности и эксклюзивному образованию векторных мезонов [304, 330, 331]. Частицы этих событий

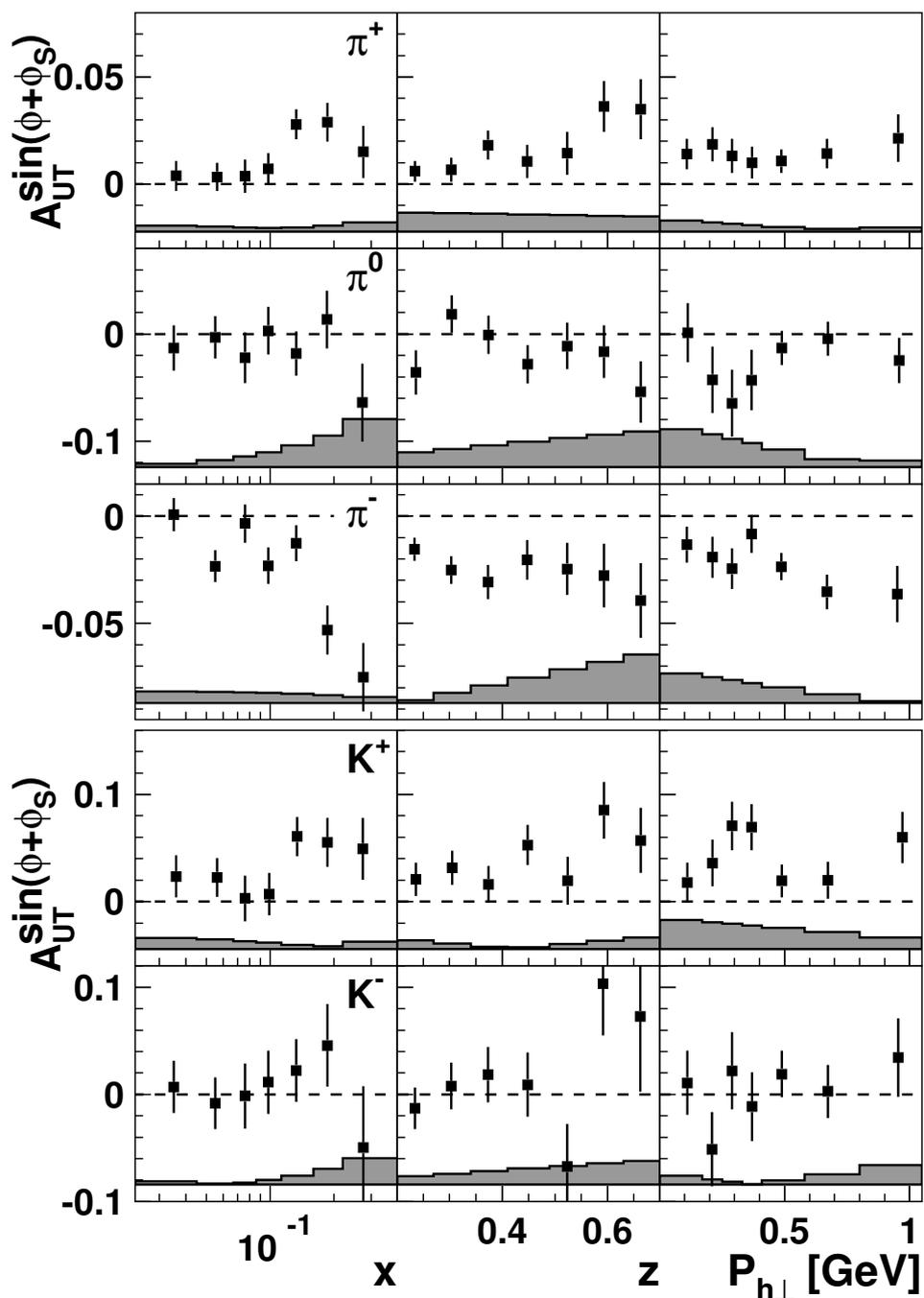


Рис. 6.9. Асимметрия Коллинза для пионов и заряженных каонов в зависимости от переменных x , z и $P_{h\perp}$. Систематические неопределённости представлены на рисунках в виде закрашенных областей. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

трассировались через детекторы спектрометра [256], отклик которых использовался для последующей реконструкции параметров этих частиц. Каждому событию, полученному процедурой моделирования, присваивалось некоторое направление поляризации мишени согласно модели, которая соответствует спин-

зависимой части сечения (6.1). В качестве модели использовалась аппроксимация экспериментальных данных по четырем независимым кинематическим переменным x , Q^2 , z и $P_{h\perp}$ полиномом второй степени. На конечной стадии этой процедуры моделирования извлекались искусственные асимметрии. Разности между величинами этих искусственных асимметрий и величинами асимметрий вычисленных из модели, аппроксимирующей экспериментальные данные, рассматривались как оценки систематических неопределенностей вызванных указанными выше эффектами⁴. Влияние наличия ненулевой продольной компоненты спина мишени по отношению к направлению виртуального фотона на извлеченные асимметрии (4.15) оценивалось на основе ранее проведенных измерений односпиновых асимметрий на продольно поляризованной водородной мишени [59, 60]. Величина оценки этого относительно малого эффекта была включена в систематическую неопределенность результата.

Оценка доли пионов и каонов происходящих от распадов эксклюзивно образованных векторных мезонов была проведена с помощью моделирования, используя программу RUTHIA 6. Для заряженных пионов, эта доля определяется главным образом распадами ρ^0 мезонов, и в кинематической области данного анализа находится на уровне 6-7 %. Для нейтральных пионов и заряженных каонов эта доля порядка 2-3 %. Зависимость доли пионов и каонов от переменных z и $P_{h\perp}$, происходящих от распадов векторных мезонов, была представлена в разделе 6.1.2.1 в нижней части рис. 6.6 для двух кинематических областей $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ (зависимость от переменной x не приводится из-за существенной корреляции между величинами x и Q^2). Максимум выходов таких мезонов находится при больших z и малых $P_{h\perp}$. В данном анализе, вклады таких пионов и каонов рассматривались как части изучаемого сигнала и поправки на них не производились. Отметим, однако, что информация об этих вкладах может быть полезна для интерпретации результатов измерения асимметрий.

⁴ Как уже отмечалось в предыдущем разделе, детальное описание всей процедуры моделирования и оценивания систематических неопределенностей представлено в работе [258].

Необходимо отметить важную особенность результатов, представленных на рис. 6.9, асимметрии растут с ростом переменной x . Поскольку асимметрия Коллинза связана с ФР трансверсити, то такое поведение согласуется с предположением, что ФР трансверсити связана главным образом с валентными кварками. Ненулевое значение трансверсити морских кварков нельзя исключить, однако ожидается, что оно не может быть большим поскольку не может возникать в процессе расщепления глюона в кварк-антикварковую пару. Асимметрии растут также с ростом переменной z , что находится в качественном согласии с результатами измерения ФФ Коллинза в e^+e^- экспериментах, в эксперименте Belle [181, 182], а также в экспериментах BaBar [184, 185]⁵ и BESIII [186]. Результаты измерения асимметрий Коллинза, представленные на рис. 6.9, показывают, что асимметрия для π^- мезонов имеет противоположный знак по отношению к асимметрии для π^+ мезонов и больше её по абсолютному значению. Возможным объяснением такого поведения асимметрий является доминантность u кварков при рассеянии электронов на протонах и существенная величина подавленной (т. е. описывающей, например, фрагментацию u кварка в π^- мезон) ФФ Коллинза, но с противоположным знаком по отношению к предпочтительной ФФ Коллинза. Такое объяснение уже приводилось в разделе 6.1.1 и опубликовано в [62]. Противоположные знаки для подавленной и предпочтительной ФФ Коллинза не противоречат результатам измерений в e^+e^- экспериментах [181, 182, 184–186], в согласии с результатами совместного анализа данных экспериментов HERMES, COMPASS и Belle, проведенного в работе [320] и в более поздних работах. Такое поведение в согласии с правилом сумм Теряева–Шеффера [176] и его можно понять в рамках струнной модели фрагментации [289] (см. обсуждение в разделе 6.1.1).

Согласно предположению изоспиновой симметрии, фрагментационные функции для нейтральных пионов равны среднему значению фрагментационных функ-

⁵ Отметим что в эксперименте BaBar в дополнение к измерению ФФ Коллинза в заряженные пионы измерена также ФФ Коллинза в каоны [185]

ций π^+ и π^- мезонов. В результате, факторизация полуинклюзивных сечений приводит к следующим изоспиновым соотношениям между асимметриями Коллинза (Сиверса) для пионов:

$$IR^{\sin(\phi \pm \phi_S)} \equiv A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), \pi^+} + C A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), \pi^-} - (1 + C) A_{UT}^{\sin(\phi \pm \phi_S), \pi^0} = 0. \quad (6.8)$$

Здесь C — это отношение неполяризованных сечений полуинклюзивного образования заряженных пионов ($C \equiv d\sigma_{UU}^{\pi^-} / d\sigma_{UU}^{\pi^+}$). Из результатов по изучению средних множественностей π^+ и π^- мезонов в неполяризованном рассеянии на водородной мишени [330], величина отношения $C = 0,723 \pm 0,005$. Для усредненных по всему акцептансу асимметрий Сиверса и Коллинза, получены следующие значения: $IR^{\sin(\phi - \phi_S)} = -0,0076 \pm 0,0147$ и $IR^{\sin(\phi + \phi_S)} = 0,0223 \pm 0,0141$. Усредненные пионные асимметрии сопоставимы с соотношением (6.8). Кроме того, было показано выполнение этих соотношений для кинематически зависимых пионных асимметрий Коллинза и Сиверса [332].

Асимметрии Коллинза для K^+ мезонов больше, чем асимметрии для π^+ мезонов на уровне достоверности 90 %. С другой стороны, асимметрии для π^- и K^- проявляют очень различное поведение, первые имеют существенно отрицательные значения, в то время как последние сопоставимы с нулём во всей кинематической области. Отметим здесь, что в противоположность к π^- мезону, K^- мезон не содержит общих с протоном мишени валентных кварков, а величина трансверсита распределения морских кварков ожидается достаточно малой.

При интерпретации различных особенностей извлеченных асимметрий, в частности различия между асимметриями пионов и каонов, необходимо иметь в виду возможную роль ряда неизвестных факторов. Среди них, отметим, например следующие а) роль морских кварков и величина ФФ Коллинза для них; б) вклады от распадов полуинклюзивно образованных векторных мезонов среди которых главными являются (согласно моделированию с помощью программы RUTHIA б) ρ и ω мезоны (определяющие долю полного образования пионов по-

рядка 37 % и 10 % соответственно), а также K^* и ϕ мезоны (определяющие долю полного образования каонов порядка 41 % и 3,5 % соответственно); в) зависимость фрагментационных функций от поперечного импульса k_T , которая может быть различна для различных адронов и может влиять на величину асимметрии вследствие (6.3) и (1.69).

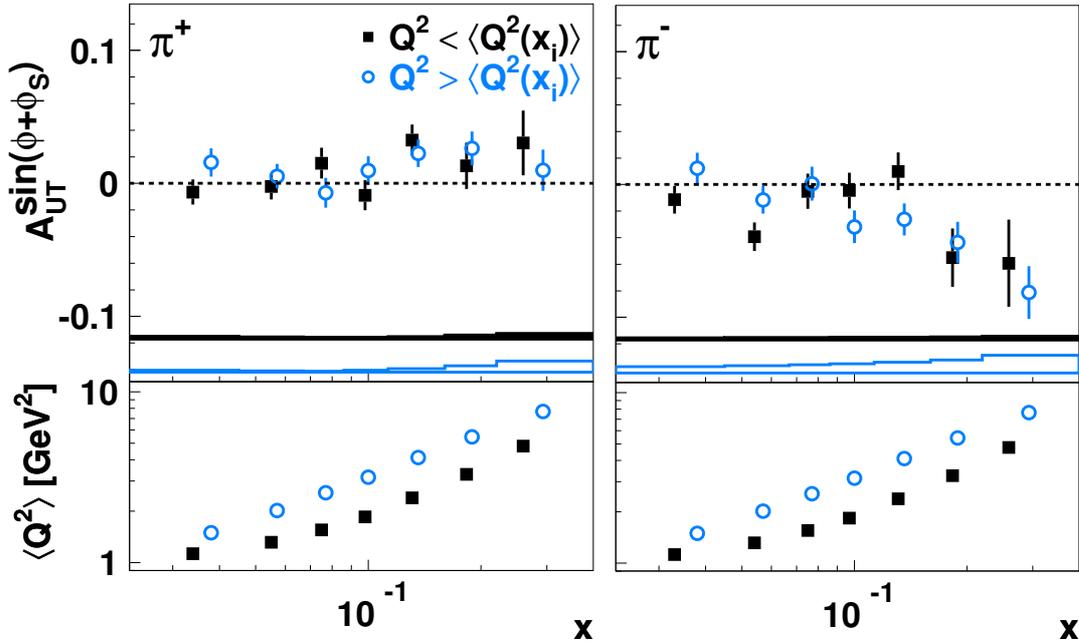


Рис. 6.10. Асимметрия Коллинза для заряженных пионов как функция переменной x . Полная область изменения переменной Q^2 , для данной бины i по переменной x , была разделена на две подобласти, ниже и выше среднего значения Q^2 в этой ячейке ($\langle Q^2(x_i) \rangle$). Графики в нижней части рисунка представляют зависимость средних значений Q^2 от переменной x для каждой из двух подобластей.

Представляет определенный интерес вопрос о возможных вкладах высших твистов в асимметрию Коллинза. Выражение для асимметрии (6.3) справедливо с точностью до вкладов твиста 3. Вклады твиста 4 вели бы себя как $1/Q^2$. С этой целью, зависимость извлечённых асимметрий для заряженных пионов от Q^2 была изучена более детально. Для того чтобы минимизировать эффекты корреляции между переменными x и Q^2 в экспериментальных данных, события в каждой ячейке переменной x были распределены на две подобласти, ниже и выше среднего значения Q^2 в этой ячейке ($\langle Q^2(x_i) \rangle$) (см. рис. 6.10, где показаны такие асимметрии для π^+ и π^- мезонов). Численные значения асимметрии

представлены в табл. Б.20. Средние значения Q^2 для двух подобластей (нижняя часть рис. 6.10) различаются примерно фактором 1,7, однако подобного различия асимметрий не наблюдается. К сожалению, ограниченность доступной экспериментальной статистики не позволила получить сколь-либо значимые оценки вклада эффектов твиста 4 фитированием экспериментальных данных, представленных на рис. 6.10.

6.1.3. Дальнейшее изучение асимметрий Сиверса и Коллинза в других экспериментах

Дальнейшее изучение эффекта Сиверса в ПИГНР процессах проводилось в эксперименте COMPASS на поперечно поляризованных дейтронах [319, 333, 334] и протонах [335–337], а также в лаборатории Джефферсон с использованием поперечно поляризованной мишени ${}^3\text{He}$ [338].

В эксперименте COMPASS измерены асимметрии Сиверса для заряженных пионов, заряженных и нейтральных каонов, образованных на поперечно поляризованных протонах [337]. Сравнение результатов для положительно заряженных пионов и каонов, полученных в экспериментах COMPASS [337] и HERMES [66], представлено на рис. 6.11 в зависимости от переменных x , z и $p_{\perp h}$. Результаты обоих экспериментов показывают подобные зависимости от этих переменных, однако значения асимметрий измеренных в эксперименте HERMES систематически больше асимметрий представленных экспериментом COMPASS. Это различие, по-видимому, объясняется Q^2 -эволюцией функции Сиверса [339].

На рис. 6.12 представлено сравнение асимметрий Сиверса для положительно заряженных пионов и каонов. Данные эксперимента COMPASS подтверждают раннее наблюдение эксперимента HERMES (см. раздел 6.1.2.1, опубликовано в [66]) о том, что асимметрия для K^+ мезона больше, чем асимметрия для π^+ мезона. Это, возможно, свидетельствует о значимой роли морских кварков.

В лаборатории Джефферсон были измерены асимметрии Сиверса и Кол-

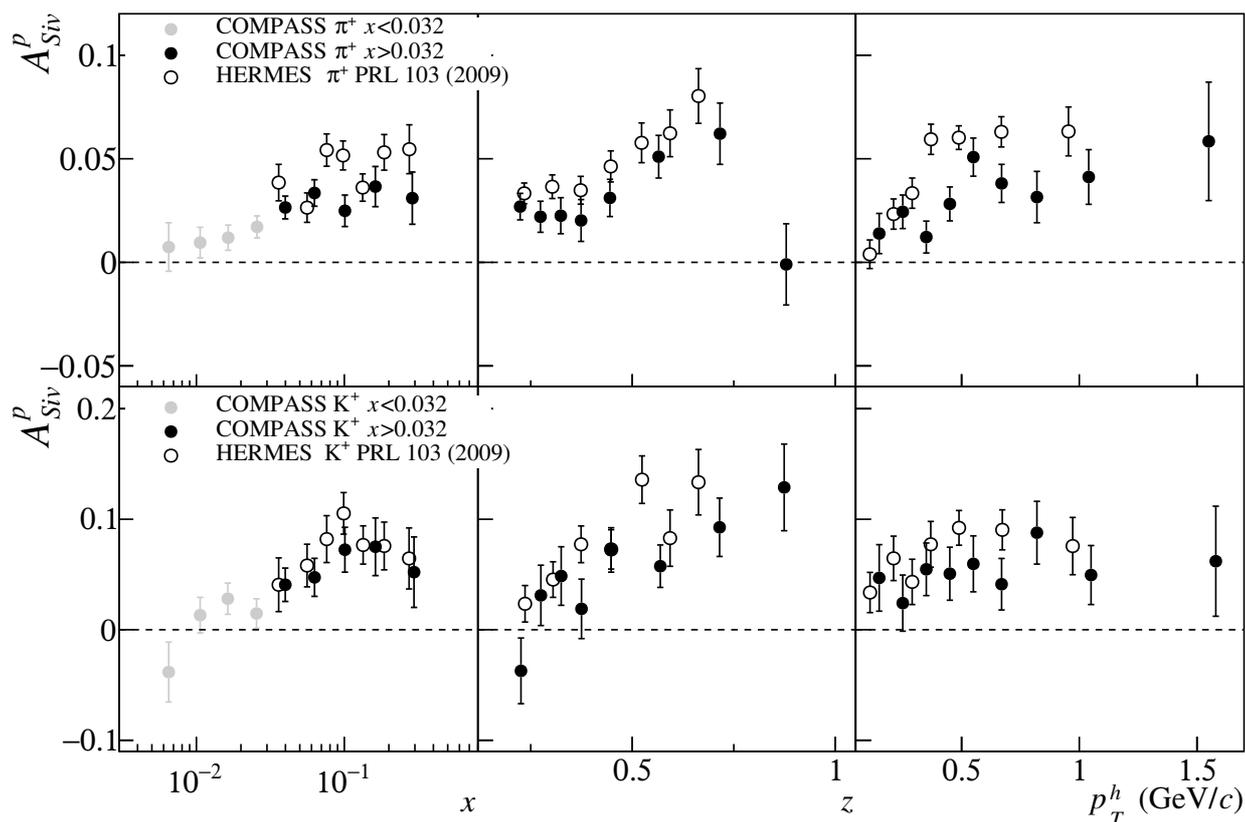


Рис. 6.11. Асимметрия Сиверса $A_{Siv}^p \equiv A_{UT}^{sin(\phi-\phi_S)}$ для положительно заряженных пионов (верхняя часть рисунка) и каонов (нижняя часть рисунка) в зависимости от переменных x , z и p_T^h , измеренные в эксперименте COMPASS [337]. Приведены асимметрии, измеренные в эксперименте HERMES [66]. Рисунок взят из работы [337].

линза для π^+ и π^- мезонов [338], образованных при рассеянии электронов на поперечно поляризованных ядрах 3He . Измеренные асимметрии были преобразованы в асимметрии для образования π мезонов на нейтронах. Результаты представлены на рис. 6.13. Асимметрии Сиверса для π^+ мезонов отрицательны, в то время как для π^- мезонов они близки к нулю. Такое поведение согласуется с предположением, что функция Сиверса для d кварка отрицательна. Это согласуется с результатами [340] феноменологического анализа данных экспериментов HERMES и COMPASS.

Получены первые свидетельства о выполнении соотношения (1.92) о противоположных знаках функции Сиверса в процессах ПИГНР и ДЯ.

В эксперименте STAR, на коллайдере RHIC, проведены измерения одно-

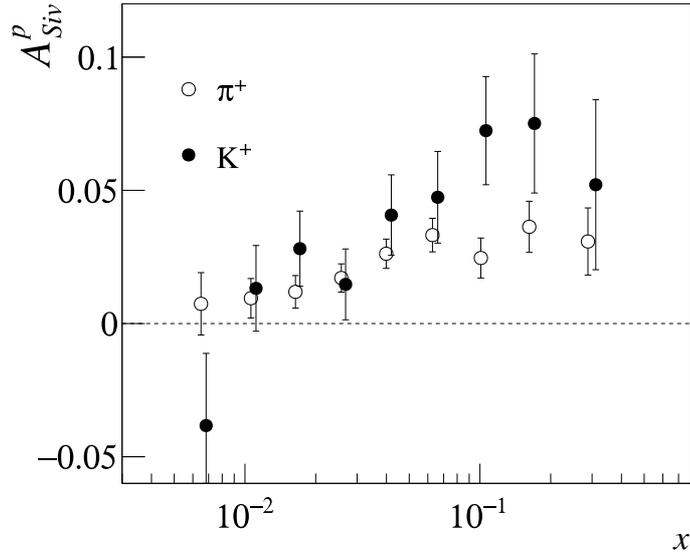


Рис. 6.12. Асимметрия Сиверса $A_{Siv}^p \equiv A_{UT}^{sin(\phi-\phi_S)}$ для положительно заряженных пионов и каонов в зависимости от переменной x , измеренная в эксперименте COMPASS [337].

спиновой асимметрии A_N при образовании W^\pm и Z^0 бозонов в поперечно поляризованных протон-протонных соударениях при энергии $\sqrt{s} = 500$ ГэВ [341]. Сравнение зависимости измеренной асимметрии A_N от быстроты W бозона, y^W , с предсказанием [342], основанным на использовании в качестве функции Сиверса результатов анализа данных из экспериментов HERMES и COMPASS [329], привело к заключению, что экспериментальные данные благоприятствуют варианту со сменой знака функции Сиверса (1.92) при переходе от процесса ПИГНР к процессу ДЯ. Недостаток представленного результата состоит в том факте, что величина масштаба жесткого подпроцесса при рождении W бозона много больше величин Q^2 , при которых измерялись асимметрии Сиверса в процессах ПИГНР, однако эволюция партонных распределений в работе [329] не была сделана.

В работе [343] представлены результаты нового анализа ПИГНР данных, включающего все существующие измерения асимметрий Сиверса [66, 334, 337, 338]. Использование новых данных позволило улучшить реконструкцию антикварковых распределений Сиверса по сравнению с анализом [329], что суще-

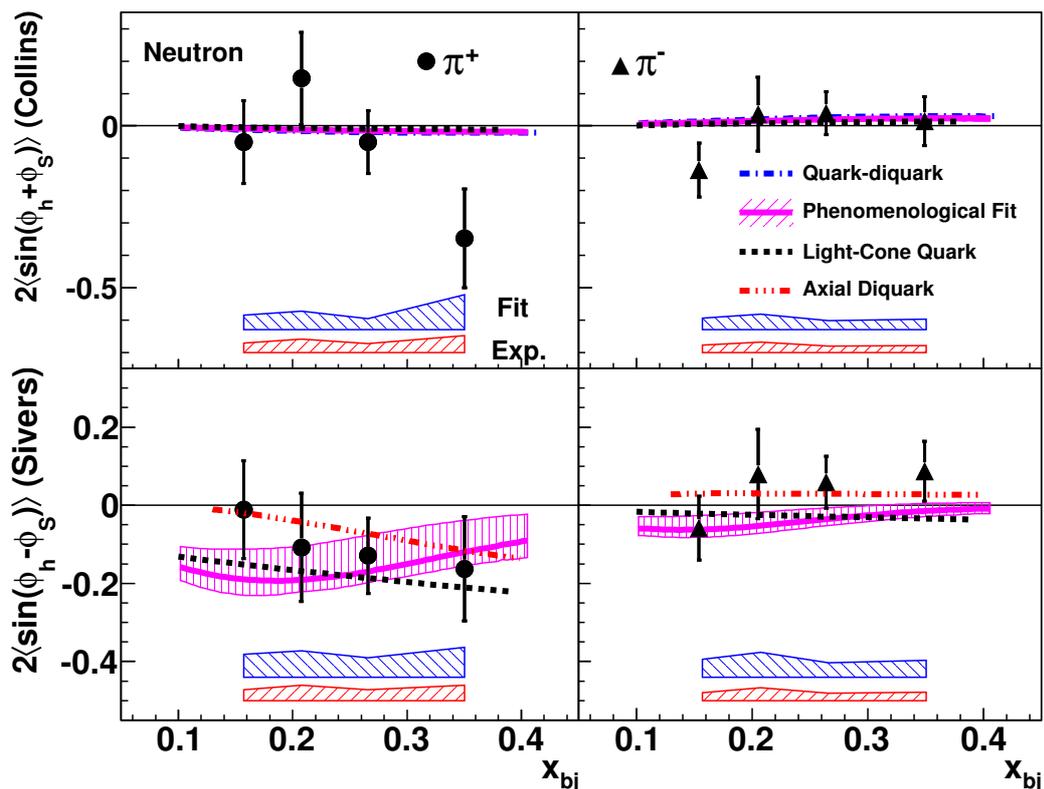


Рис. 6.13. Асимметрии Сиверса (нижний рисунок) и Коллинза (верхний рисунок) для π^+ и π^- мезонов в зависимости от переменной $x_{bj} \equiv x$, измеренные в лаборатории Джефферсон [338]. В нижней части рисунков указаны области систематических неопределённостей измерений. Приведены предсказания некоторых моделей. Детали измерений представлены в работе [338].

ственно для описания процесса ДЯ. В результате проведенного анализа показано, что данные [341] по односпиновой асимметрии A_N для W^- лучше согласуются с гипотезой о противоположных знаках функции Сиверса в ПИГНР и ДЯ процессах, в то время как данные для W^+ не дают возможности выбора между гипотезами смены или постоянства знака функции. В то же время отмечается, что согласие экспериментальных данных и расчетов при использовании обеих гипотез довольно слабое.

Более предпочтительными представляются исследования, проводимые в эксперименте COMPASS [344, 345]. Эксперимент COMPASS в CERN имеет возможность изучения односпиновых асимметрий с поперечно поляризованной мишенью как в ПИГНР, так и в ДЯ процессах при сравнимых величинах Q^2 , ис-

пользуя в первом случае пучок мюонов и пучок пионов во втором случае. Асимметрии Сиверса в ПИГНР, для четырех областей Q^2 , сравнимых с будущей реконструкцией асимметрий в ДЯ процессах, уже измерены с хорошей точностью [344]. Данные для измерения ДЯ процесса были получены в сеансе 2015 года, где использовались пучок π^- мезонов с импульсом 190 ГэВ и поперечно поляризованная мишень NH_3 . Результаты анализа этих данных были представлены в работе [345]. Для измерения асимметрии Сиверса использовалась область масс димюонов $4,3 < M_{\mu\mu} < 8,5$ ГэВ. Центральное значение измеренной асимметрии положительно, но отлично от нуля только на одно стандартное отклонение. Теоретические оценки асимметрии в ДЯ процессе были получены [343, 346, 347] на основе результатов измерений в экспериментах HERMES [66] и COMPASS [334, 336]. При этом использовались различные предположения о возможных схемах Q^2 -эволюции функции Сиверса. Положительный знак этих оценок был получен только при гипотезе о различных знаках функции Сиверса в процессах ПИГНР и ДЯ. К сожалению, достигнутая точность измерений не позволила пока сделать определенное заключение о выполнении соотношения (1.92).

Асимметрия Коллинза была измерена в эксперименте COMPASS, используя в качестве мишеней дейтроны [334] и протоны [337].

Асимметрии на дейтроне малы, подтверждая гипотезу о том что h_1^u и h_1^d имеют различные знаки, аналогично соотношению между g_1^u и g_1^d .

Асимметрии на протоне подтверждают основные тенденции уже отмеченные в результатах эксперимента HERMES. В частности подтверждается, что асимметрия для π^- мезона имеет противоположный по отношению к асимметрии для π^+ мезона знак, но бóльшую абсолютную величину.

6.1.4. Заключение к разделу 6.1

Измерение односпиновых азимутальных асимметрий в полуинклюзивных процессах образования заряженных пионов, при рассеянии неполяризованных

электронов на поперечно поляризованной водородной мишени, позволило впервые разделить два различных механизма образования таких асимметрий [59], которые были не различимы в предыдущих экспериментах. Механизмы проявляют себя характерной зависимостью асимметрии, связанной со спином мишени, от азимутальных углов образованного пиона и вектора спина мишени по отношению к плоскости рассеяния электрона вокруг направления виртуального фотона.

Один из механизмов может вызывать асимметрию из-за поперечной поляризации кварков в поперечно поляризованной мишени, которая влияет на процесс фрагментации таких кварков в наблюдаемые адроны. Ненулевые асимметрии Коллинза для заряженных пионов и для положительно заряженных каонов были измерены в процессах полуинклюзивного ГНР неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени. Это означает существование ненулевых функций распределения трансверсити в протоне, а также существование ненулевых фрагментационных функций Коллинза. Сравнение асимметрий Коллинза для π^+ и π^- мезонов приводит к неожиданному заключению, что подавленная ФФ Коллинза имеет большую абсолютную величину и знак противоположный знаку предпочтительной ФФ Коллинза. Асимметрия Коллинза для K^+ мезонов значительно больше, чем асимметрия для π^+ мезонов [68]. Это может указывать на некоторые неожиданные свойства ФФ Коллинза, а также возможно на не пренебрежимо малую роль морских кварков в нуклоне. Асимметрии Коллинза для π^0 и K^- мезонов сопоставимы с нулем. Результаты представленного измерения асимметрий могут представлять значительную ценность для извлечения функции распределения трансверсити в совместном анализе результатов e^+e^- и лептон-нуклонных ПИГНР экспериментов. Проведенный анализ такого типа уже привел к извлечению ФР $h_1(x)$ для u - и d -кварков и ФФ Коллинза [348]

Второй механизм работает из-за корреляции между поперечной поляризацией нуклона мишени и внутренним поперечным импульсом кварков. Существо-

вание такой корреляция может служить указанием на ненулевой орбитальный угловой момент кварков в нуклоне. Количественного заключения о величине их орбитального углового момента сделать невозможно, но, тем не менее, функция Сиверса накладывает существенные ограничения на волновую функцию нуклона и, следовательно, на полный орбитальный угловой момент кварков. Например, в подходе работы [349], измеренная положительная асимметрия Сиверса для π^+ и K^+ мезонов соответствует положительному вкладу u кварков к орбитальному угловому моменту, если предполагать, что образование π^+ и K^+ мезонов в основном определяется рассеянием на u кварке. Наблюдается значительная положительная асимметрия для π^+ мезона, что соответствует отрицательной величине T -нечетной функции распределения Сиверса, ответственной за эту корреляцию. Результаты измерения асимметрии Сиверса, представленные в диссертации, уже привели к извлечению ФР Сиверса для валентных u - и d -кварков [329].

6.2. Односпиновые азимутальные асимметрии в полуинклюзивном образовании пары $\pi^+\pi^-$

В этом разделе представлены результаты поиска корреляции между поперечной поляризацией мишени и азимутальной ориентацией плоскости, содержащей импульсы двух адронов, образованных в ПИГНР лептонов на протонах. В разделе 1.4 уже отмечалось, что такая корреляция может быть вызвана в результате взаимодействия ФР трансверсити и двухадронной ФФ. Количественно данная корреляция должна проявляться в ненулевой асимметрии (здесь сечения проинтегрированы по поперечному импульсу $P_{h\perp}$)

$$A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} \equiv \frac{2}{|S_T|} \frac{\int d\cos \theta d\phi_{R\perp} d\phi_S \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) d\sigma_{UT}^7 / \sin \theta}{\int d\cos \theta d\phi_{R\perp} d\phi_S d\sigma_{UU}^7}. \quad (6.9)$$

Использование выражений (1.100)–(1.103) позволяет записать асимметрию в следующем виде [207]:

$$A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta} = -\frac{(1-y)}{(1-y + \frac{y^2}{2})} \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4 \frac{M_{\pi\pi}^2}{M_{\pi\pi}^2}} \frac{\sum_q e_q^2 h_1^q(x) H_{1,q}^{\langle, sp}(z, M_{\pi\pi})}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})}. \quad (6.10)$$

Существование ненулевой асимметрии такого вида предполагало бы еще один метод измерения ФР трансверсити. Результаты этого поиска опубликованы в работах [65, 75].

6.2.1. Измерение в эксперименте HERMES

Анализ, представленный в этом разделе, основан на данных, полученных в результате набора статистики в 2002–2005 годах. Использовался продольно поляризованный пучок электронов (направление поляризации пучка изменялось на противоположное через каждые несколько месяцев) и поперечно поляризованная водородная мишень. Средняя величина поперечной поляризации мишени в этот период времени была равна $0,74 \pm 0,06$. Для анализа была определена выборка событий ПИГНР, содержащих по крайней мере два пиона различного знака заряда с импульсами $|\mathbf{P}_{\pi}| > 1 \text{ GeV}$, и удовлетворяющая следующим критериям: $W^2 > 10 \text{ ГэВ}^2$, $0,1 < y < 0,85$, $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$. Добавочно для этих событий требовалось выполнение условия на величину недостающей массы $M_X > 2 \text{ ГэВ}$. Это требование позволяло минимизировать возможный вклад событий эксклюзивного образования пары пионов.

Результаты, представленные в этом разделе, получены посредством измерения односпиновой асимметрии

$$A_{U\perp}(x, z, M_{\pi\pi}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta) \equiv \frac{1}{|S_{\perp}|} \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}}, \quad (6.11)$$

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 спи-

новом 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 в разделе 1.4.2 и на рис. 1.9.

Для каждого интервала по одной из переменных x , z или $M_{\pi\pi}$, полученная асимметрия $A_{U\perp}(x, z, M_{\pi\pi}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta)$ аппроксимировалась функцией двух переменных $(\phi_{R\perp} + \phi_S)$ и $\theta' \equiv ||\theta - \pi/2| - \pi/2|$, следующего вида:

$$A_{U\perp}(\phi_{R\perp} + \phi_S, \theta') = \sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \frac{a \sin \theta'}{1 + b \frac{1}{4} (3 \cos^2 \theta' - 1)}, \quad (6.12)$$

где $a \equiv A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$ — это свободный параметр (который соответствует физической величине $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin \theta}$, определенной выражением (6.9)). Величина коэффициента $b = D_{1,q}^{pp}(z, M_{\pi\pi}) / D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$ неизвестна и варьировалась так, чтобы изучить влияние неизвестного вклада функции $D_{1,q}^{pp}$ к усредненному по поляризации мишени двухдронному сечению. Функция (6.12) выбрана в виде зависящим от θ' . Такой выбор соответствует симметризации по отношению к $\theta = \pi/2$. В результате такой симметризации, вклады функций $D_{1,q}^{sp}$ и $H_{1,q}^{\triangleleft, pp}$ к величине $A_{U\perp}$ выпадают (см. (1.102) и (1.103)), что уменьшает статистические неопределенности на извлекаемую величину параметра a .

Величина извлеченного параметра a зависит от выбранной величины параметра b . Это приводит к систематической неопределённости извлекаемого параметра a , которая была определена изучением чувствительности параметра a к вариациям в величине b . При этом параметр b варьировался в пределах условий положительности, определённых в [207]

$$-\frac{3D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})}{2D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})} \leq b \leq \frac{3D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})}{D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})}. \quad (6.13)$$

Здесь $D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})$ означает p -волновую компоненту ФФ $D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$ (1.104). Величина этой компоненты оценивалась, следуя предложению в [212], моделированием образования адронов с помощью программы RUTHIA 6 [350], в которой использовались параметры, подобранные для наилучшего описания данных

эксперимента HERMES [304]. При моделировании вкладом странных кварков пренебрегалось, а изоспиновая и зарядовая симметрии предполагают, что как $D_{1,q}^p(z, M_{\pi\pi})$, так и $D_{1,q}(z, M_{\pi\pi})$ идентичны для кварков $q = u, \bar{u}, d, \bar{d}$. Распределение инвариантных масс пар $\pi^+\pi^-$ мезонов, полученное в результате моделирования, показано на рис. 6.14. Для определения величины b подсчитывались пары $\pi^+\pi^-$ мезонов, образованные по различным каналам. Пары пионов, образованные в результате распада ρ и ω мезонов, рассматривались как пары образованные в p -волне. Остальные пары рассматривались как пары образованные в s -волне. Варьирование оценки, полученной моделированием, на 20 % не приводило к значительному изменению систематической неопределённости параметра a . Представленные далее оценки параметра a являются центральными значениями в областях a , полученных вариацией b между её нижней и верхней границами. Систематическая неопределенность с нижним индексом «b-scan» соответствует величине одного стандартного отклонения. Неопределенность с нижним индексом «асс» соответствует неопределенности связанной с акцептансом (см. ниже).

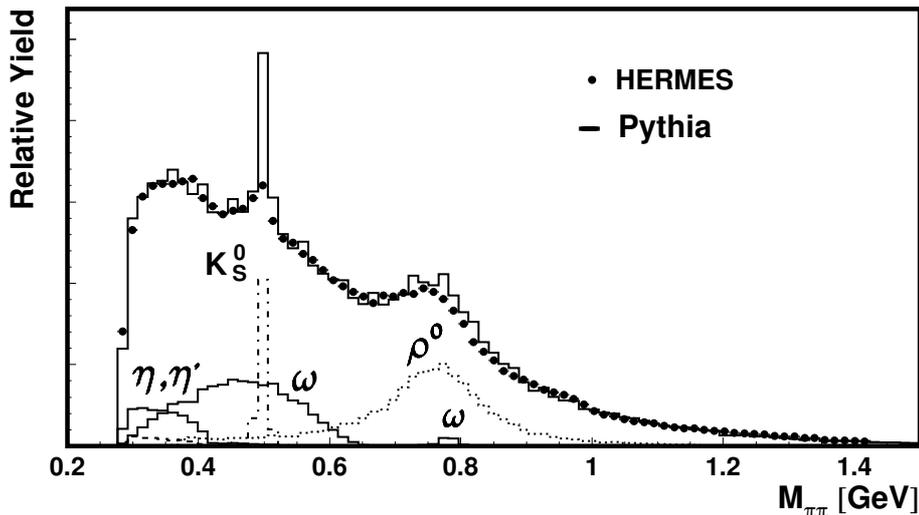


Рис. 6.14. Распределение инвариантных масс пар $\pi^+\pi^-$ мезонов зарегистрированных в эксперименте (HERMES) и полученных в результате моделирования с помощью программы PYTHIA 6. Оба распределения нормированы на единицу. Показаны вклады отдельных резонансов, полученные в результате моделирования.

Полученные, в результате проведенного анализа, значения асимметрии $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$ представлены в верхней части рис. 6.15 в зависимости от величин $M_{\pi\pi}$, x и z , а также приведены в табл. 6.1. В нижней части рисунка указаны средние значения переменных по которым было проведено усреднение асимметрии. Асимметрии положительны во всей области изменения трех переменных. Значения величины χ^2 , нормированные на число степеней свободы, полученные при подгонке (6.12) к (6.11) находятся в пределах $0,64 \div 1,38$. Измеренная асимметрия основана на событиях просуммированных по всем значениям $P_{h\perp}$ (в пределах акцептанса спектрометра), что значительно упрощает возможность извлечения h_1^q и $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}$, так как в этом случае выражение для асимметрии содержит простое произведение этих функций,

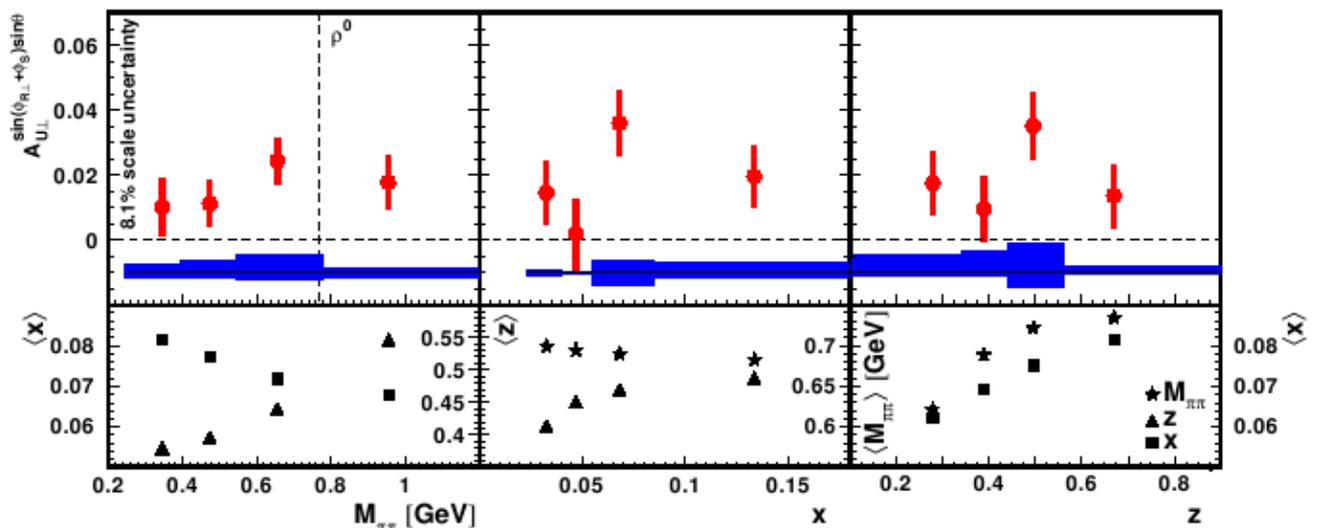


Рис. 6.15. Асимметрия $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$ (верхняя часть рисунка) в зависимости от переменных $M_{\pi\pi}$, x и z . В нижней части рисунка указаны средние значения переменных по которым было проведено усреднение асимметрии. При изучении зависимости асимметрии от переменных x и z предполагалось, что масса $M_{\pi\pi}$ находится в области $0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1,0 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные точки показаны с их статистическими неопределённостями. Систематическая неопределённость измерений указана в виде закрашенных областей. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 8,1 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Величина асимметрии $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$, усредненная по экспериментальному акцептансу, составляет величину $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta} = 0,018 \pm 0,005_{\text{stat.}} \pm 0,002_{\text{b-scan.}}$

Таблица 6.1. Асимметрия $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$ в зависимости от переменных $M_{\pi\pi}$, x и z . Указаны статистические неопределенности, систематические неопределенности связанные с неопределенностью в параметре b (отмечены нижним индексом «b-scan») и систематические неопределенности связанные с аксептансом спектрометра (отмечены нижним индексом «acc»). Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 8,1 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Приведены границы областей в переменных $M_{\pi\pi}$, x и z , использованных при анализе, а также величина χ^2 нормированная на число степеней свободы, полученная при фитировании данных. Для извлечения зависимостей асимметрии от переменных x и z , использовалась область $0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1 \text{ ГэВ}$.

область	$A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$	χ^2/ndf
$0,25 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 0,40 \text{ ГэВ}$	$0,010 \pm 0,009_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,002_{\text{acc}}$	0,70
$0,40 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 0,55 \text{ ГэВ}$	$0,012 \pm 0,007_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,003_{\text{acc}}$	1,32
$0,55 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 0,77 \text{ ГэВ}$	$0,024 \pm 0,007_{\text{stat}} \pm 0,002_{\text{b-scan}} + 0,004_{\text{acc}}$	0,85
$0,77 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 2,00 \text{ ГэВ}$	$0,019 \pm 0,008_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,000_{\text{acc}}$	0,96
$0,023 < x < 0,040$	$0,015 \pm 0,010_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,001_{\text{acc}}$	0,88
$0,040 < x < 0,055$	$0,002 \pm 0,011_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,000_{\text{acc}}$	1,03
$0,055 < x < 0,085$	$0,035 \pm 0,010_{\text{stat}} \pm 0,004_{\text{b-scan}} + 0,002_{\text{acc}}$	1,38
$0,085 < x < 0,400$	$0,020 \pm 0,010_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,003_{\text{acc}}$	0,94
$0,000 < z < 0,340$	$0,018 \pm 0,010_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,005_{\text{acc}}$	1,04
$0,340 < z < 0,440$	$0,010 \pm 0,010_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,006_{\text{acc}}$	0,64
$0,440 < z < 0,560$	$0,036 \pm 0,010_{\text{stat}} \pm 0,005_{\text{b-scan}} + 0,008_{\text{acc}}$	1,04
$0,560 < z < 1,000$	$0,012 \pm 0,009_{\text{stat}} \pm 0,001_{\text{b-scan}} + 0,002_{\text{acc}}$	0,84
$0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1,0 \text{ ГэВ}$		
$0,023 < x < 0,400$	$0,018 \pm 0,005_{\text{stat}} \pm 0,002_{\text{b-scan}} + 0,004_{\text{acc}}$	0,87
$0,0 < z < 1,0$		

Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 8,1 %, вызванная неопределённостью измерения величины поляризации мишени. Эффекты аксептанса спектрометра, как показано далее, могут приводить к недооцен-

ке истинных значений асимметрии вплоть до 20 %. Представленный результат является усредненным по области переменных x и $M_{\pi\pi}$: $0,023 < x < 0,4$ и $0,5 \text{ ГэВ} < M_{\pi\pi} < 1,0 \text{ ГэВ}$. Средние значения кинематических переменных для данного измерения имеют следующие величины: $\langle x \rangle = 0,07$, $\langle y \rangle = 0,64$, $\langle Q^2 \rangle = 2,35 \text{ ГэВ}^2$, $\langle z \rangle = 0,43$, $\langle |\mathbf{P}_{h\perp}| \rangle = 0,42 \text{ ГэВ}$.

Величина извлеченных асимметрий не чувствительна к добавочному параметру фита вида $\sin \phi_S$ (который возникает как вклад твиста 3 к сечению σ_{UT}), а также вида $\cos \phi_{R\perp} \cdot \sin \theta$ (который возникает как вклад твиста 3 к неполяризованному сечению σ_{UU}). Такие добавки к фиту исчерпывают все возможности вкладов твиста 3 [196].

Набор статистики производился при обоих направлениях поляризации пучка электронов, поэтому данные были скомбинированы таким образом, чтобы в результате получить неполяризованный пучок. Остаточная поляризация пучка была равна $-0,020 \pm 0,001$. Для изучения влияния этой малой поляризации на величину извлекаемой асимметрии, анализ данных был проведён отдельно для обоих направлений поляризации пучка. Было показано, что различие полученных асимметрий пренебрежимо мало по сравнению с самой асимметрией. Величина извлеченных асимметрий не чувствительна также к добавочному параметру в виде постоянного члена, величина этого параметра сопоставима с нулем.

Отметим, что асимметрия $A_{U\perp}$ зависит от девяти кинематических переменных: x , y , z , $\phi_{R\perp}$, ϕ_S , а также θ , $M_{\pi\pi}$, и $\mathbf{P}_{h\perp}$ ($d^2\mathbf{P}_{h\perp} = |\mathbf{P}_{h\perp}| d|\mathbf{P}_{h\perp}| d\phi_h$). Измерение асимметрии в зависимости от всех переменных невозможно из-за ограниченной статистической точности и ограниченного аксептанса спектрометра ($< 4\pi$). Вследствие этого, зарегистрированное число событий в какой-либо области кинематических переменных пропорционально свертке сечения с экспериментальным аксептансом ε , то есть

$$N^{\uparrow(\downarrow)}(\phi_{R\perp}, \phi_S, \theta, M_{\pi\pi}) \propto \int dx dy dz d^2\mathbf{P}_{h\perp} \varepsilon(x, y, z, \mathbf{P}_{h\perp}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta, M_{\pi\pi}) \times$$

$$\times \sigma_{U\uparrow(\downarrow)}(x, y, z, \mathbf{P}_{h\perp}, \phi_{R\perp}, \phi_S, \theta, M_{\pi\pi}). \quad (6.14)$$

Это означает, что величина аксептанса ε не сокращается в выражении для асимметрии (6.11), поскольку интегрирование по какой-либо переменной в числителе и знаменателе асимметрии производится независимо друг от друга. В некоторых случаях, эффекты аксептанса могут быть не важны, например, если ожидаемая асимметрия зависит линейно от всех переменных в области по которой происходит интегрирование. В таком случае, измеренные асимметрии будут равны истинным асимметриям, определённым при средних значениях этих переменных. Отметим, однако, что все модели предсказывают достаточно нелинейное поведение асимметрии в зависимости от $M_{\pi\pi}$. Более того, когда интегрирование сечения проводится не по полной области $\mathbf{P}_{h\perp}$ из-за геометрического аксептанса спектрометра, то вклад не всех слагаемых, присутствующих в непроинтегрированном по $\mathbf{P}_{h\perp}$ сечении [207, 211], зануляется.

Систематические неопределённости, связанные с проблемой аксептанса, изучались с помощью моделирования методом Монте Карло. Процедура моделирования изложена в работе [351]. Рассматривались два возможных источника неопределённостей: а) различие в величине асимметрий, полученных из анализа событий, зарегистрированных в аксептансе спектрометра и из анализа событий 4π аксептанса; б) возможная ложная асимметрия, возникающая из-за невозможности регистрации адронов во всей области изменения переменной $\mathbf{P}_{h\perp}$.

Наибольшее различие наблюдается между асимметриями извлечёнными в 4π геометрии и извлечёнными из событий, находящихся в экспериментальном аксептансе. При моделировании использовались некоторые известные в литературе оценки ФР трансверсити и двухадронных ФФ. Асимметрии, извлеченные из событий находящихся в экспериментальном аксептансе, были недооценены до 43 % в некоторых ячейках переменной z по сравнению с асимметриями, извлечёнными при анализе событий в 4π геометрии. Различие асимметрий мало для всех ячеек переменной x и в целом после усреднения по всей кинематической

области измерений составляет около 21 %. В принципе, данный результат может зависеть от модели двухадронных ФФ, однако в литературе других моделей на момент публикации данной работы не существовало.

Невозможность полного интегрирования сечения по $P_{h\perp}$ в эксперименте имеет значительно меньший эффект на извлекаемые асимметрии и этой неопределенностью можно пренебречь.

Интерпретация извлечённых асимметрий может быть несколько усложнена тем фактом, что в эксперименте поляризация мишени перпендикулярна к оси падающего пучка электронов, а не к направлению виртуального фотона. Такие асимметрии могут получать вклады не только благодаря компоненте спина нуклона поперечной к направлению виртуального фотона, но также и благодаря малой продольной компоненте спина пропорциональной $\sin \theta_{\gamma^*}$, где θ_{γ^*} — это угол между направлениями пучка электронов и виртуального фотона (4.11). Такие вклады могут существовать только тогда, когда асимметрия $A_{UL}^{\sin \phi_{R\perp}}$, т. е. асимметрия образования пары адронов при рассеянии неполяризованного пучка на продольно поляризованной мишени по отношению к направлению виртуального фотона [147], имеет существенную величину. Такая асимметрия может существовать на уровне твиста 3 [196], но измерения показали, что для пар неидентифицированных адронов (где большинство пар являются парами $\pi^+\pi^-$ мезонов) [352] она мала. Кроме того, характерная величина $\langle \sin \theta_{\gamma^*} \rangle$ в эксперименте менее 0,09, что приводит только к незначительному различию величин асимметрии, измеренных при поперечной поляризации мишени по отношению к направлению пучка или по отношению к направлению виртуального фотона.

Существование фрагментационной функции $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}$ требует интерференции между s - и p -волнами. Поэтому ожидается что она максимальна в области существования резонансов спина 1, предполагая, что остальная часть спектра состоит из пар находящихся в s -волне. На рис. 6.14 представлено распределение инвариантных масс пар $\pi^+\pi^-$ мезонов, использованных в данном анализе. Легко видеть, что резонансы ρ^0 и ω дают большой вклад в изучаемой области распре-

деления масс этих пар. Согласно многим теоретическим моделям [191, 211, 212], ожидается, что функция $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}$ имеет максимум в окрестности массы ρ^0 резонанса.

Рассматриваемая фрагментационная функция является T -нечётной и требует интерференции между амплитудами рассеяния с различными фазами. Модель Джаффе [191] предполагает интерференцию между ρ^0 и σ резонансами и предсказывает смену знака функции при массе близкой к массе ρ^0 резонанса. Модели [211, 212] пренебрегают вкладами от σ резонанса и предполагают что s -волновая амплитуда спектра имеет только действительную часть. Таким образом, фрагментационная функция оказывается почти пропорциональной мнимой части ρ^0 резонанса, т. е. имеет форму Брейт-Вигнера с максимумом около массы ρ^0 мезона. В работе [212] учитывалась мнимая часть ω -резонанса, что дает добавочный вклад к фрагментационной функции в области около $M_{\pi\pi} \approx 0,5$ ГэВ.

В зависимости измеренной асимметрии от переменной $M_{\pi\pi}$ (см. рис. 6.15) не наблюдается смена ее знака в окрестности массы ρ^0 мезона в противоположность к предсказанию [191]. Это приводит к заключению, что интерференция ρ - σ не является доминирующей составляющей фрагментационной функции $H_1^{\triangleleft,sp}$ и, что в целом интерференционная структура наблюдаемая в полуинклюзивном образовании пар $\pi^+\pi^-$ мезонов отлична от структуры наблюдаемой в $\pi^+\pi^-$ рассеянии. Зависимость асимметрии от $M_{\pi\pi}$ и z , следующая из модели двухадронной ФФ [212], качественно сопоставима с экспериментальными данными по форме. В то же время величина этой асимметрии значительно больше экспериментальной асимметрии. Такие же заключения можно сделать из сравнения асимметрии, вычисленной в [353], с приведенными в этом разделе результатами измерений.

6.2.2. Обзор дальнейших исследований двухдронной асимметрии

Эксперимент COMPASS опубликовал данные по двухдронным асимметриям измеренным на поперечно поляризованных протонах и дейтронах [214, 215]. Данные качественно согласуются с данными эксперимента HERMES, хотя их трудно сравнить на одном рисунке из-за разных подходов принятых при анализе. Подтверждается, в частности, отсутствие изменения знака асимметрии в области массы ρ^0 мезона.

В работах [216, 354] извлечена функция распределения трансверсити $xh_1(x)$ для валентных u_v и d_v кварков. Использовались данные о двухдронных асимметриях, представленных в данном разделе и из эксперимента COMPASS [214, 215], а также данные эксперимента Belle по измерению двухдронных ФФ [183]. Извлеченные комбинации функций распределения трансверсити валентных u_v и d_v кварков представлены на рис. 6.16.

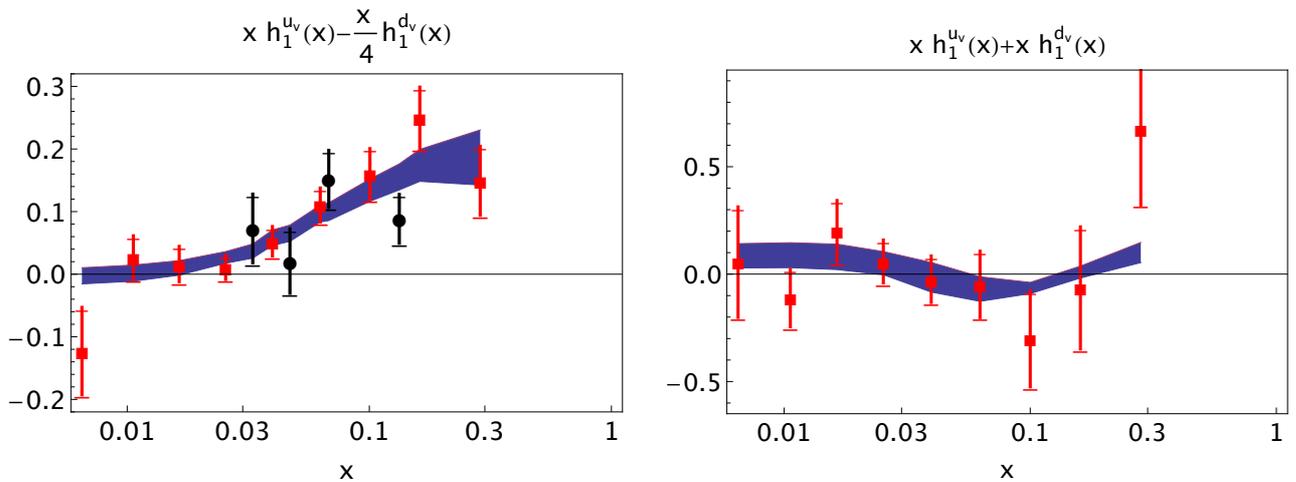


Рис. 6.16. Комбинации функций распределения трансверсити для валентных u_v и d_v кварков в зависимости от переменной x . На рисунке слева представлена комбинация $xh_1^{u_v}(x) - \frac{1}{4}xh_1^{d_v}(x)$, на рисунке справа $xh_1^{u_v}(x) + xh_1^{d_v}(x)$. Использованы данные эксперимента HERMES (кружочки) и эксперимента COMPASS (квадратики). Рисунок из работы [216].

В работе [355] проведен совместный анализ экспериментальных данных эксперимента COMPASS по измерению асимметрий Коллинза [319, 356], измерению двухдронных асимметрий [214, 215], а также данных эксперимента Belle [181–183] по измерению ФФ Коллинза и двухдронных ФФ. Извлечены функ-

ции распределения трансверсити для валентных u_v и d_v кварков. Результаты, полученные из анализа асимметрий Коллинза и из анализа двухадронных асимметрий хорошо согласуются (см. рис. 6.17). Показано, что в пределах точности измерений, ФР трансверсити для морских кварков сопоставимы с нулем.

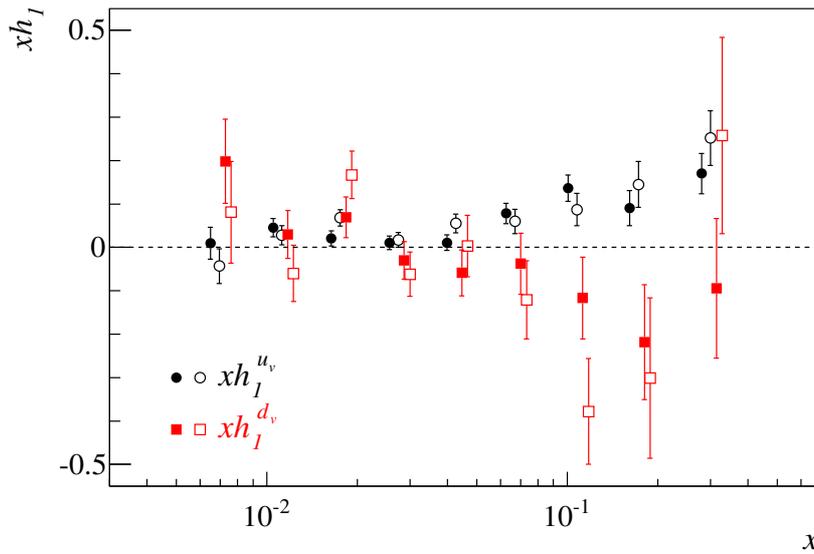


Рис. 6.17. Функция распределения трансверсити $xh_1(x)$ для валентных u_v (кружочки) и d_v (квадратики) кварков в зависимости от переменной x . Распределения извлечены из двухадронных асимметрий (незакрашенные маркеры) и из асимметрий Коллинза (закрашенные маркеры). Рисунок из работы [355].

В эксперименте STAR измерена [357] односпиновая асимметрия A_{UT} в образовании пар $\pi^+\pi^-$ при рассеянии $p^\uparrow + p$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. В работе [358] проведен анализ этих данных и проведено вычисление данной асимметрии. Для этого использовались результаты [216] извлечения двухадронной ФФ и ФР трансверсити из данных e^+e^- эксперимента Belle [183] и лептон-нуклонных экспериментов HERMES [65] и COMPASS [214, 215]. Результаты вычислений и экспериментальных данных хорошо согласуются между собой (см. рис. 6.18), что доказывает универсальность новых ФР и ФФ для описания различных процессов.

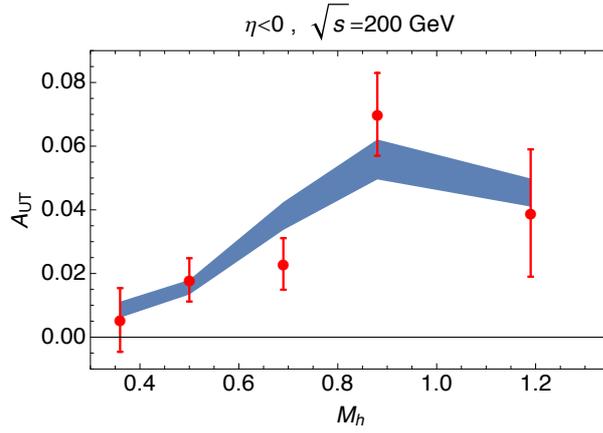


Рис. 6.18. Асимметрия A_{UT} в зависимости от массы $\pi^+\pi^-$ пары M_h , измеренная в эксперименте STAR [357]. Закрашенная полоса представляет предсказание асимметрии исходя из данных e^+e^- и лептон-нуклонных экспериментов [358]. Рисунок из работы [358].

6.2.3. Заключение к разделу 6.2

В заключение суммируем результаты, полученные в этом разделе. Впервые показано, что асимметрия $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$, измеренная при образовании $\pi^+\pi^-$ пар в процессе рассеяния неполяризованных электронов на поперечно поляризованной водородной мишени отлична от нуля. Это является первым доказательством того, что T -нечётная, кирально-нечётная двухадронная $\Phi\Phi H_{1,q}^{\triangleleft}$ и, в частности, $H_{1,q}^{\triangleleft,sp}$ отлична от нуля. Среднее значение асимметрии по всей кинематической области измерения в эксперименте HERMES равно $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta} = 0,018 \pm 0,005_{\text{stat.}} \pm 0,002_{\text{b-scan}} + 0,004_{\text{acc.}}$. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 8,1 %, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Асимметрия положительна во всей области инвариантных масс $\pi^+\pi^-$ пары, что противоречит предсказанию работы [191] о смене знака асимметрии в области массы ρ^0 мезона.

Наблюдение ненулевой асимметрии $A_{U\perp}^{\sin(\phi_{R\perp}+\phi_S)\sin\theta}$ позволило сделать заключение о реальности измерения ФР трансверсити дополнительным независимым методом. Данный метод не требует введения партонных распределений, зависящих от поперечного импульса, и работает в рамках строго доказанной теоремы о коллинеарной факторизации в КХД.

Данные, приведенные в этом разделе, а также более поздние измерения двухадронных асимметрий в e^+e^- эксперименте Belle и в мюон-нуклонном эксперименте COMPASS позволили извлечь ФР трансверсити для валентных кварков [216]. Функции распределения трансверсити, извлеченные двумя независимыми экспериментальными методами, из асимметрий Коллинза и из двухадронных асимметрий, хорошо согласуются [355].

Измерение односпиновой двухадронной асимметрии в эксперименте STAR [357] в pp взаимодействиях и согласие этой асимметрии с вычислениями, основанными на измерениях в e^+e^- и lN экспериментах [358], доказывает универсальность новых ФФ и ФР для описания результатов измерений в различных типах экспериментов.

Заключение

Диссертация посвящена экспериментальному измерению азимутальных асимметрий в процессах глубоконеупругого рассеяния (не)поляризованных электронов/позитронов на (не)поляризованной водородной и дейтериевой мишенях в эксперименте HERMES (DESY, Гамбург, Германия), и исследованию спиновой структуры нуклона.

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 проведены 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 (6.2) и механизм Коллинза продуцирующий асимметрию Коллинза (6.3).
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, $(f_{1T}^{\perp, d_v} - 4f_{1T}^{\perp, u_v})$, также в основном положительна. Асимметрия Сиверса для K^+ мезона превышает асимметрию для π^+ мезона. Это неожиданное наблюдение возможно связано с важной ролью других аро-

матов 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 [329].

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 бóльшую 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 [348].
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 асим-

метрии в окрестности массы ρ^0 мезона. Ненулевое значение асимметрии свидетельствует о ненулевых значениях двухдронной ФФ $H_{1,q}^{\leftarrow,sp}(z, M_{\pi\pi})$ 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 асимметрия $A_{UT}^{\sin(\phi_{R\perp} + \phi_S) \sin\theta} \propto h_1^q(x) H_{1,q}^{\leftarrow,sp}(z, M_{\pi\pi})$ зависит от простого произведения ФР $h_1(x)$ и ФФ $H_{1,q}^{\leftarrow,sp}(z, M_{\pi\pi})$. Примеры извлечения ФР $h_1(x)$, из представленных в диссертации результатов измерения данной асимметрии, уже опубликованы в литературе [216].

Автор искренне благодарен сотрудникам ИФВЭ, участвовавшим в эксперименте, В.В. Аммосову, В.В. Брызгалову, Г.С. Гапиенко, В.А. Гапиенко, А.А. Иванову, Ю.И. Саломатину, Б.В. Чуйко за неоценимый вклад в проведение эксперимента, в анализ экспериментальных данных, позволивший получить уникальные результаты о структуре нуклона частично представленные в данной работе.

Автор благодарен также многим членам сотрудничества HERMES из различных стран: Н. Акопову, Э. Ашенауэр, А. Бахетта, Н. Бётчер, С.Л. Белостоцкому, О.Г. Гребенюку, Н. Макинс, С.И. Манаенкову, А. Миллеру, А.П. Нагайцеву, В.-Д. Новаку, К. Ридль, Д. Рикбошу, К. Риту, И.А. Савину, Д. Хэш, Г. Шнелль, Э. Штеффенс, П. Шулеру за плодотворную совместную работу над исследованиями приведёнными в диссертации.

Автор благодарит многих научных работников, не участвовавших в эксперименте HERMES, но обсуждения с которыми помогли глубже понять затронутые в диссертации вопросы. Прежде всего хочется отметить Й. Блюмляйн, А.Н. Васильева, С.В. Голоскокова, Б.И. Ермолаева, А.В. Ефремова, Н.И. Кочелева, С.Б. Нурушева, А.В. Прокудина, О.В. Теряева, С.М. Трошина.

В заключение автор хотел бы выразить глубокую благодарность руководству института С.В. Иванову, А.М. Зайцеву и Н.Е. Тюрину за поддержку исследова-

дований в эксперименте HERMES.

Автор искренне благодарен руководству ДЭЗИ Гамбург и ДЭЗИ Цойтен за моральную и финансовую поддержку участия группы ИФВЭ в эксперименте.

Список литературы

1. Hofstadter R. Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1957. Vol. 7. P. 231–316.
2. Bloom E. D., Coward D., DeStaebler H. et al. High-Energy Inelastic $e p$ Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees // *Phys.Rev.Lett.* 1969. Vol. 23. P. 930–934.
3. Bjorken J. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // *Phys.Rev.* 1969. Vol. 179. P. 1547–1553.
4. Feynman R. P. Very high-energy collisions of hadrons // *Phys. Rev. Lett.* 1969. Vol. 23. P. 1415–1417.
5. Brandelik R. et al. Evidence for Planar Events in $e^+ e^-$ Annihilation at High-Energies // *Phys. Lett.* 1979. Vol. B86. P. 243–249.
6. Berger C. et al. Evidence for Gluon Bremsstrahlung in $e^+ e^-$ Annihilations at High-Energies // *Phys. Lett.* 1979. Vol. B86. P. 418–425.
7. Barber D. P. et al. Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. P. 830.
8. Orito S. et al. First Results from JADE // *eConf.* 1979. Vol. C790823. P. 52.
9. Gross D. J., Wilczek F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories // *Phys. Rev. Lett.* 1973. Vol. 30. P. 1343–1346.
10. Politzer H. D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? // *Phys. Rev. Lett.* 1973. Vol. 30. P. 1346–1349.
11. Alguard M. J. et al. Deep Inelastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized Protons // *Phys. Rev. Lett.* 1976. Vol. 37. P. 1261.
12. Трошин С., Тюрин Н. Спин в физике высоких энергий. 1991.
13. Krisch A. D. Hard collisions of spinning protons: Past, present and future // *Eur. Phys. J.* 2007. Vol. A31. P. 417–423.
14. Bunce G. et al. Lambda-0 Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300-GeV Protons on Beryllium. // *Phys. Rev. Lett.* 1976. Vol. 36. P. 1113–1116.
15. Siebert H. W. The challenge of polarizations in hadronic hyperon production //

- Eur. Phys. J. ST. 2008. Vol. 162. P. 147–153.
16. Ashman J. et al. A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function g_1 in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering // Phys.Lett. 1988. Vol. B206. P. 364.
 17. Ashman J. et al. An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarized Muons on Polarized Protons // Nucl.Phys. 1989. Vol. B328. P. 1.
 18. Leader E., Anselmino M. A Crisis in the Parton Model: Where, Oh Where Is the Proton's Spin? // Z.Phys. 1988. Vol. C41. P. 239.
 19. HERMES technical design report. 1993.
 20. Airapetian A. et al. Precise determination of the spin structure function g_1 of the proton, deuteron and neutron // Phys.Rev. 2007. Vol. D75. P. 012007.
 21. Adolph C. et al. Final COMPASS results on the deuteron spin-dependent structure function g_1^d and the Bjorken sum rule // Phys. Lett. 2017. Vol. B769. P. 34–41.
 22. Ralston J. P., Soper D. E. Production of Dimuons from High-Energy Polarized Proton Proton Collisions // Nucl.Phys. 1979. Vol. B152. P. 109.
 23. Adams D. L. et al. Comparison of spin asymmetries and cross-sections in π^0 production by 200-GeV polarized anti-protons and protons // Phys. Lett. 1991. Vol. B261. P. 201–206.
 24. Adams D. et al. Analyzing power in inclusive π^+ and π^- production at high x_F with a 200 GeV polarized proton beam // Phys.Lett. 1991. Vol. B264. P. 462–466.
 25. Kane G. L., Pumplin J., Repko W. Transverse Quark Polarization in Large p_T Reactions, e^+e^- Jets, and Leptoproduction: A Test of QCD // Phys.Rev.Lett. 1978. Vol. 41. P. 1689.
 26. Klem R., Bowers J., Courant H. et al. Measurement of Asymmetries of Inclusive Pion Production in Proton Proton Interactions at 6 GeV/c and 11.8 GeV/c // Phys.Rev.Lett. 1976. Vol. 36. P. 929–931.

27. Dragoset W., Roberts J., Bowers J. et al. Asymmetries in Inclusive Proton-Nucleon Scattering at 11.75 GeV/c // *Phys.Rev.* 1978. Vol. D18. P. 3939–3954.
28. Sivers D. W. Single Spin Production Asymmetries from the Hard Scattering of Point-Like Constituents // *Phys.Rev.* 1990. Vol. D41. P. 83.
29. Collins J. C. Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions // *Nucl.Phys.* 1993. Vol. B396. P. 161–182.
30. Голубков Ю. А., Иванилов А. А., Никитин Ю. П., Рожнов Г. В. Кварковая партонная модель и возможность обнаружения W-бозона в нуклон-нуклонных соударениях при высоких энергиях // *ЯФ.* 1973. Т. 18. С. 393–402.
31. Anselmino M., Boglione M., Murgia F. Single spin asymmetry for $p^\uparrow p \rightarrow \pi X$ in perturbative QCD // *Phys.Lett.* 1995. Vol. B362. P. 164–172.
32. Anselmino M., Murgia F. Single spin asymmetries in $p^\uparrow p$ and $\bar{p}^\uparrow p$ inclusive processes // *Phys. Lett.* 1998. Vol. B442. P. 470–478.
33. Vasilev A. N. et al. Single-spin asymmetry of inclusive π^0 -meson production in 40-GeV pion interactions with a polarized target in the target-fragmentation region // *Phys. Atom. Nucl.* 2004. Vol. 67. P. 1495–1504. [*Yad. Fiz.*67,1520(2004)].
34. Vasiliev A. N. et al. Single-spin asymmetry of inclusive neutral-pion production in pp^\uparrow interactions at 70-GeV in the region $-0.4 < x_F < -0.1$ // *Phys. Atom. Nucl.* 2005. Vol. 68. P. 1790–1795. [*Yad. Fiz.*68,1852(2005)].
35. Abramov V. V. et al. Production asymmetry measurement of high x_T hadrons in $p^\uparrow p$ collisions at 40-GeV // *Nucl. Phys.* 1997. Vol. B492. P. 3–17.
36. Abramov V. V. Spin physics in high-energy hadron interactions // *Phys. Atom. Nucl.* 2005. Vol. 68. P. 385–397. [*Yad. Fiz.*68,414(2005)].
37. Mochalov V. V., Vasiliev A. N. Universal threshold for single spin asymmetries in fixed target experiments. 2003. arXiv:hep-ex/0312007.
38. Arsene I. et al. Single Transverse Spin Asymmetries of Identified Charged Hadrons in Polarized p+p Collisions at $\sqrt{s} = 62.4$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. P. 042001.

39. Adare A. et al. Measurement of transverse-single-spin asymmetries for midrapidity and forward-rapidity production of hadrons in polarized p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ and 62.4 GeV // Phys. Rev. 2014. Vol. D90, no. 1. P. 012006.
40. Adare A. et al. Cross section and transverse single-spin asymmetry of η mesons in $p^\uparrow + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV at forward rapidity // Phys. Rev. 2014. Vol. D90, no. 7. P. 072008.
41. Abelev B. I. et al. Forward Neutral Pion Transverse Single Spin Asymmetries in p+p Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 222001.
42. Adamczyk L. et al. Longitudinal and transverse spin asymmetries for inclusive jet production at mid-rapidity in polarized $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV // Phys. Rev. 2012. Vol. D86. P. 032006.
43. Adamczyk L. et al. Transverse Single-Spin Asymmetry and Cross-Section for π^0 and η Mesons at Large Feynman- x in Polarized $p^\uparrow + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV // Phys. Rev. 2012. Vol. D86. P. 051101.
44. Ефремов А. В., Теряев О. В. О спиновых эффектах в квантовой хромодинамике // Ядерная физика. 1982. Т. 36. С. 242.
45. Efremov A. V., Teryaev O. V. QCD Asymmetry and Polarized Hadron Structure Functions // Phys. Lett. 1985. Vol. B150. P. 383.
46. Qiu J.-w., Sterman G. F. Single transverse spin asymmetries // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67. P. 2264–2267.
47. Qiu J.-w., Sterman G. F. Single transverse spin asymmetries in hadronic pion production // Phys. Rev. 1999. Vol. D59. P. 014004.
48. Kanazawa Y., Koike Y. Chiral odd contribution to single transverse spin asymmetry in hadronic pion production // Phys. Lett. 2000. Vol. B478. P. 121–126.
49. Ji X., Qiu J.-W., Vogelsang W., Yuan F. A Unified picture for single transverse-spin asymmetries in hard processes // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 082002.
50. Ji X., Qiu J.-W., Vogelsang W., Yuan F. Single-transverse spin asymmetry in semi-inclusive deep inelastic scattering // Phys. Lett. 2006. Vol. B638.

- P. 178–186.
51. Koike Y., Vogelsang W., Yuan F. On the Relation Between Mechanisms for Single-Transverse-Spin Asymmetries // *Phys. Lett.* 2008. Vol. B659. P. 878–884.
 52. Collins J., Gamberg L., Prokudin A. et al. Relating Transverse Momentum Dependent and Collinear Factorization Theorems in a Generalized Formalism // *Phys. Rev.* 2016. Vol. D94, no. 3. P. 034014.
 53. Boros C., Liang Z.-t., Meng T.-c., Rittel R. Tracing the origin of the single spin asymmetries observed in inclusive hadron production processes at high-energies // *J.Phys.* 1998. Vol. G24. P. 75.
 54. Troshin S. M., Tyurin N. E. Spin content of constituent quarks and one spin asymmetries in inclusive processes // *Phys. Rev.* 1995. Vol. D52. P. 3862–3871.
 55. Nurushev S. B., Ryskin M. G. Experimental data on the single spin asymmetry and their interpretations by the chromo-magnetic string model // *Phys. Atom. Nucl.* 2006. Vol. 69. P. 133–141.
 56. Abramov V. V. Single-spin asymmetry in pp and pA -collisions // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. Vol. 678, no. 1. P. 012039.
 57. Kochelev N., Korchagin N. Anomalous Quark Chromomagnetic Moment and Single-Spin Asymmetries // *Phys. Lett.* 2014. Vol. B729. P. 117–120.
 58. Korotkov V., Nowak W., Oganessian K. Transversity distribution and polarized fragmentation function from semiinclusive pion electroproduction // *Eur.Phys.J.* 2001. Vol. C18. P. 639–644.
 59. Airapetian A. et al. Evidence for a Single-Spin Azimuthal Asymmetry in Semi-inclusive Pion Electroproduction // *Phys.Rev.Lett.* 2000. Vol. 84. P. 4047–4051.
 60. Airapetian A. et al. Single spin azimuthal asymmetries in electroproduction of neutral pions in semiinclusive deep inelastic scattering // *Phys.Rev.* 2001. Vol. D64. P. 097101.
 61. Airapetian A. et al. Measurement of single spin azimuthal asymmetries in semi-inclusive electroproduction of pions and kaons on a longitudinally polarized

- deuterium target // Phys.Lett. 2003. Vol. B562. P. 182–192.
62. Airapetian A. et al. Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target // Phys.Rev.Lett. 2005. Vol. 94. P. 012002.
 63. Airapetian A. et al. Subleading-twist effects in single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a longitudinally polarized hydrogen target // Phys.Lett. 2005. Vol. B622. P. 14–22.
 64. Airapetian A. et al. Beam-Spin Asymmetries in the Azimuthal Distribution of Pion Electroproduction // Phys.Lett. 2007. Vol. B648. P. 164–170.
 65. Airapetian A. et al. Evidence for a Transverse Single-Spin Asymmetry in Leptonproduction of $\pi^+\pi^-$ Pairs // JHEP. 2008. Vol. 0806. P. 017.
 66. Airapetian A. et al. Observation of the Naive-T-odd Sivers Effect in Deep-Inelastic Scattering // Phys.Rev.Lett. 2009. Vol. 103. P. 152002.
 67. Airapetian A. et al. Search for a Two-Photon Exchange Contribution to Inclusive Deep-Inelastic Scattering // Phys.Lett. 2010. Vol. B682. P. 351–354.
 68. Airapetian A. et al. Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons // Phys.Lett. 2010. Vol. B693. P. 11–16.
 69. Airapetian A. et al. Measurement of the virtual-photon asymmetry A_2 and the spin-structure function g_2 of the proton // Eur.Phys.J. 2012. Vol. C72. P. 1921.
 70. Korotkov V., Nowak W.-D. Physics Objectives for HERMES Running with Transverse Target Polarization // in Proceedings of International Workshop on Physics with Transversely Polarized Targets, April 18, 1999, DESY Zeuthen, Germany. 1999. P. 27–54.
 71. Korotkov V., Nowak W. Future measurements of transversity // Czech.J.Phys. 2001. Vol. 51. P. A59–A64.
 72. Korotkov V., Nowak W.-D. Future Transversity Measurements with HERMES // in Proceedings of RIKEN BNL Research Center Workshop Future Transversity Measurements, September 18–20, 2000, BNL, Upton, NY 11973, USA. 2000. P. 359–368.

73. Korotkov V. 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. 371–381.
74. Korotkov V. 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. 513–516.
75. Korotkov V. 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. 284–293.
76. Korotkov V. 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. 221–228.
77. Korotkov V. A. The virtual photon asymmetry A_2 and the spin dependent structure function xg_2 at HERMES // Proceedings, 18th International Workshop on Deep-inelastic scattering and related subjects (DIS 2010): Florence, Italy, April 19-23, 2010. PoS DIS2010. 2010. P. 234.
78. Korotkov V. 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. 250–257.
79. Korotkov V. A. Measurement of the spin-structure function g_2 and the semi-inclusive double-spin asymmetries at HERMES // Proceedings, 20th International Symposium on Spin Physics (SPIN 2012): Dubna, Russia, September 17-22, 2012. Phys. Part. Nucl. Vol. 45. 2014. P. 23–25.
80. Korotkov V. A. Recent results on TMDs from the HERMES experiment // Pro-

- ceedings, 16th Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-15): Dubna, Moscow region, Russia, September 8-12, 2015. J. Phys. Conf. Ser. Vol. 678. 2016. P. 012051.
81. Korotkov V. A. Overview of the HERMES results // Talk at XIth Int. Conf. on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, September 8-12, 2014, St Petersburg, Russia.
 82. Korotkov V. A. 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.
 83. Rosenbluth M. High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons // Phys.Rev. 1950. Vol. 79. P. 615–619.
 84. Hyde C. E., de Jager K. Electromagnetic form factors of the nucleon and Compton scattering // Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 2004. Vol. 54. P. 217–267.
 85. Ахиезер А., Рекало М. Поляризационные явления при рассеянии электронов протонами в области больших энергий // Доклады АН СССР. 1968. Т. 180. С. 1081.
 86. Ахиезер А., Рекало М. Поляризационные явления при рассеянии лептонов адронами // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. С. 662.
 87. Walker R., Filippone B., Jourdan J. et al. Measurements of the proton elastic form-factors for $1 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3 \text{ GeV}^2$ at SLAC // Phys.Rev. 1994. Vol. D49. P. 5671–5689.
 88. Qattan I., Arrington J., Segel R. et al. Precision Rosenbluth measurement of the proton elastic form-factors // Phys.Rev.Lett. 2005. Vol. 94. P. 142301.
 89. Jones M. et al. G_{E_p}/G_{M_p} ratio by polarization transfer in $ep \rightarrow ep$ // Phys.Rev.Lett. 2000. Vol. 84. P. 1398–1402.
 90. Punjabi V., Perdrisat C., Aniol K. et al. Proton elastic form-factor ratios to $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ by polarization transfer // Phys.Rev. 2005. Vol. C71. P. 055202.
 91. Gayou O. et al. Measurement of G_{E_p}/G_{M_p} in $ep \rightarrow ep$ to $Q^2 = 5.6 \text{ GeV}^2$ // Phys.Rev.Lett. 2002. Vol. 88. P. 092301.

92. Puckett A., Brash E., Gayou O. et al. Final Analysis of Proton Form Factor Ratio Data at $Q^2 = 4.0, 4.8$ and 5.6 GeV^2 // Phys.Rev. 2012. Vol. C85. P. 045203.
93. Puckett A., Brash E., Jones M. et al. Recoil Polarization Measurements of the Proton Electromagnetic Form Factor Ratio to $Q^2 = 8.5 \text{ GeV}^2$ // Phys.Rev.Lett. 2010. Vol. 104. P. 242301.
94. Gramolin A., Fadin V., Feldman A. et al. A new event generator for the elastic scattering of charged leptons on protons // J.Phys. 2014. Vol. G41, no. 11. P. 115001.
95. Galynskii M., Kuraev E. Alternative way to understand the unexpected results of the JLab polarization experiments to measure the Sachs form factors ratio // Phys.Rev. 2014. Vol. D89, no. 5. P. 054005.
96. Guichon P. A., Vanderhaeghen M. How to reconcile the Rosenbluth and the polarization transfer method in the measurement of the proton form-factors // Phys.Rev.Lett. 2003. Vol. 91. P. 142303.
97. Blunden P., Melnitchouk W., Tjon J. Two photon exchange and elastic electron proton scattering // Phys.Rev.Lett. 2003. Vol. 91. P. 142304.
98. Arrington J., Melnitchouk W., Tjon J. Global analysis of proton elastic form factor data with two-photon exchange corrections // Phys.Rev. 2007. Vol. C76. P. 035205.
99. Mar J., Barish B. C., Pine J. et al. A Comparison of Electron - Proton and Positron - Proton Elastic Scattering at Four Momentum Transfers up to $5.0 \text{ GeV}/c^2$ // Phys.Rev.Lett. 1968. Vol. 21. P. 482–484.
100. Metz A., Schlegel M., Goeke K. Transverse single spin asymmetries in inclusive deep-inelastic scattering // Phys.Lett. 2006. Vol. B643. P. 319–324.
101. Arrington J. Evidence for two photon exchange contributions in electron proton and positron proton elastic scattering // Phys.Rev. 2004. Vol. C69. P. 032201.
102. Wells S. et al. Measurement of the vector analyzing power in elastic electron proton scattering as a probe of double photon exchange amplitudes // Phys.Rev. 2001. Vol. C63. P. 064001.

103. Maas F., Aulenbacher K., Baunack S. et al. Measurement of the transverse beam spin asymmetry in elastic electron proton scattering and the inelastic contribution to the imaginary part of the two-photon exchange amplitude // *Phys.Rev.Lett.* 2005. Vol. 94. P. 082001.
104. Armstrong D. S. et al. Transverse Beam Spin Asymmetries in Forward-Angle Elastic Electron-Proton Scattering // *Phys.Rev.Lett.* 2007. Vol. 99. P. 092301.
105. Abrahamyan S. et al. New Measurements of the Transverse Beam Asymmetry for Elastic Electron Scattering from Selected Nuclei // *Phys.Rev.Lett.* 2012. Vol. 109. P. 192501.
106. Gorchtein M., Horowitz C. J. Analyzing power in elastic scattering of the electrons off a spin-0 target // *Phys.Rev.* 2008. Vol. C77. P. 044606.
107. Arrington J., Blunden P. G., Melnitchouk W. Review of two-photon exchange in electron scattering // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2011. Vol. 66. P. 782–833.
108. Afanasev A., Blunden P. G., Hasell D., Raue B. A. Two-photon exchange in elastic electron-proton scattering // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2017. Vol. 95. P. 245–278.
109. Jostlein H., Kim I., Konigsmann K. et al. Two Photon Exchange in Deep Inelastic Scattering // *Phys.Lett.* 1974. Vol. B52. P. 485.
110. Hartwig S., Heimlich F., Huber G. et al. Validity of the One Photon Exchange Approximation in Inelastic Scattering of Electrons and Positrons on Protons // *Lett.Nuovo Cim.* 1976. Vol. 15. P. 429–434.
111. Fancher D., Caldwell D. O., Cumalat J. P. et al. Precision Comparison of Inelastic electron and Positron Scattering from Hydrogen // *Phys.Rev.Lett.* 1976. Vol. 37. P. 1323.
112. Rochester L., Atwood W., Bloom E. D. et al. A Comparison of the Yields of Inelastic electron and Positron Scattering from Hydrogen and Deuterium at Four Momentum Transfers Squared Up to 15 GeV^2 // *Phys.Rev.Lett.* 1976. Vol. 36. P. 1284.
113. Hartwig S., Heimlich F., Huber G. et al. Comparison of Inelastic electron and

- Positron Scattering Cross-Sections on ^{12}C and ^{27}Al // Phys.Lett. 1979. Vol. B82. P. 297–300.
114. Aubert J. et al. A Detailed Study of the Nucleon Structure Functions in Deep Elastic Muon Scattering in Iron // Nucl.Phys. 1986. Vol. B272. P. 158.
115. Argento A., Benvenuti A., Bollini D. et al. Measurement of the Interference Structure Function $xG_3(x)$ in Muon - Nucleon Scattering // Phys.Lett. 1984. Vol. B140. P. 142.
116. Appel J., Chen J., Sanderson J. et al. Search for violation of time-reversal invariance in inelastic ep scattering // Phys.Rev. 1970. Vol. D1. P. 1285–1303.
117. Chen J., Sanderson J., Appel J. et al. Test of Time-Reversal Invariance in Electroproduction Interactions Using a Polarized Proton Target // Phys.Rev.Lett. 1968. Vol. 21. P. 1279–1282.
118. Rock S., Borghini M., Chamberlain O. et al. Search for T Violation in the Inelastic Scattering of Electrons from a Polarized Proton Target // Phys.Rev.Lett. 1970. Vol. 24. P. 748–752.
119. Christ N., Lee T. Possible Tests of C_{st} and T_{st} Invariances in $l^\pm + N \longrightarrow l^\pm + \Gamma$ and $A \longrightarrow B + e^+ + e^-$ // Phys.Rev. 1966. Vol. 143. P. 1310–1321.
120. Afanasev A., Strikman M., Weiss C. Transverse target spin asymmetry in inclusive DIS with two-photon exchange // Phys.Rev. 2008. Vol. D77. P. 014028.
121. Anselmino M., Efremov A., Leader E. The Theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering // Phys.Rept. 1995. Vol. 261. P. 1–124.
122. Pussieux T., Windmolders R. A Collection of formulas for spin dependent deep inelastic scattering // Internal spin structure of the nucleon. Proceedings, Symposium, SMC Meeting, New Haven, USA, January 5-6, 1994. P. 212–234.
123. Jaffe R. G_2 : The Nucleon's Other Spin Dependent Structure Function // Comments Nucl.Part.Phys. 1990. Vol. 19. P. 239.
124. Argento A., Benvenuti A., Bollini D. et al. Electroweak Asymmetry in Deep Inelastic Muon - Nucleon Scattering // Phys.Lett. 1983. Vol. B120. P. 245.
125. Hand L. Experimental investigation of pion electroproduction // Phys.Rev. 1963.

- Vol. 129. P. 1834–1846.
126. Doncel M., De Rafael E. Inelastic lepton scattering from nucleons and positivity restrictions // *Nuovo Cim.* 1971. Vol. A4. P. 363–382.
 127. Soffer J., Teryaev O. Positivity constraints and flavor dependence of higher twists // *Phys.Lett.* 2000. Vol. B490. P. 106–110.
 128. Baum G. et al. A New Measurement of Deep Inelastic ep Asymmetries // *Phys. Rev. Lett.* 1983. Vol. 51. P. 1135.
 129. Adolph C. et al. The spin structure function g_1^p of the proton and a test of the Bjorken sum rule // *Phys. Lett.* 2016. Vol. B753. P. 18–28.
 130. Fersch R. et al. Determination of the Proton Spin Structure Functions for $0.05 < Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ using CLAS. 2017. arXiv:nucl-ex/1706.10289.
 131. Shuryak E. V., Vainshtein A. Theory of Power Corrections to Deep Inelastic Scattering in Quantum Chromodynamics. 2. Q^4 Effects: Polarized Target // *Nucl.Phys.* 1982. Vol. B201. P. 141.
 132. Jaffe R., Ji X.-D. Studies of the Transverse Spin Dependent Structure Function $g_2(x, Q^2)$ // *Phys.Rev.* 1991. Vol. D43. P. 724–732.
 133. Wandzura S., Wilczek F. Sum Rules for Spin Dependent Electroproduction: Test of Relativistic Constituent Quarks // *Phys.Lett.* 1977. Vol. B72. P. 195.
 134. Göckeler M., Horsley R., Kurzinger W. et al. A Lattice calculation of the nucleon's spin dependent structure function g_2 revisited // *Phys.Rev.* 2001. Vol. D63. P. 074506.
 135. Göckeler M., Horsley R., Pleiter D. et al. Investigation of the second moment of the nucleon's g_1 and g_2 structure functions in two-flavor lattice QCD // *Phys.Rev.* 2005. Vol. D72. P. 054507.
 136. Burkardt M. Transverse force on quarks in deep-inelastic scattering // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D88. P. 114502.
 137. Burkhardt H., Cottingham W. Sum rules for forward virtual Compton scattering // *Annals Phys.* 1970. Vol. 56. P. 453–463.
 138. Efremov A., Teryaev O., Leader E. An Exact sum rule for transversely polarized

- DIS // Phys.Rev. 1997. Vol. D55. P. 4307–4314.
139. Anthony P. L. et al. Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized He-3 and the study of the neutron spin structure // Phys. Rev. 1996. Vol. D54. P. 6620–6650.
140. Abe K. et al. Measurement of the neutron spin structure function g_2^n and asymmetry A_2^n // Phys. Lett. 1997. Vol. B404. P. 377–382.
141. Abe K. et al. Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2 // Phys. Rev. 1998. Vol. D58. P. 112003.
142. Anthony P. L. et al. Precision measurement of the proton and deuteron spin structure functions g_2 and asymmetries A_2 // Phys. Lett. 2003. Vol. B553. P. 18–24.
143. Adams D. et al. Spin structure of the proton from polarized inclusive deep inelastic muon - proton scattering // Phys.Rev. 1997. Vol. D56. P. 5330–5358.
144. Flay D. et al. Measurements of d_2^n and A_1^n : Probing the neutron spin structure // Phys. Rev. 2016. Vol. D94, no. 5. P. 052003.
145. Kotzinian A. New quark distributions and semiinclusive electroproduction on the polarized nucleons // Nucl.Phys. 1995. Vol. B441. P. 234–248.
146. Mulders P., Tangerman R. The Complete tree level result up to order $1/Q$ for polarized deep inelastic leptonproduction // Nucl.Phys. 1996. Vol. B461. P. 197–237. [Erratum: Nucl. Phys. B484, 538 (1997)].
147. Diehl M., Sapeta S. On the analysis of lepton scattering on longitudinally or transversely polarized protons // Eur.Phys.J. 2005. Vol. C41. P. 515–533.
148. Bacchetta A., Diehl M., Goeke K. et al. Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum // JHEP. 2007. Vol. 0702. P. 093.
149. Collins J. C., Soper D. E., Stermann G. F. Factorization of Hard Processes in QCD // Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. 1989. Vol. 5. P. 1–91.
150. Brock R. et al. Handbook of perturbative QCD: Version 1.0 // Rev.Mod.Phys. 1995. Vol. 67. P. 157–248.
151. Ji X.-d., Ma J.-P., Yuan F. QCD factorization for spin-dependent cross sections

- in DIS and Drell-Yan processes at low transverse momentum // Phys.Lett. 2004. Vol. B597. P. 299–308.
152. Ji X.-d., Ma J.-p., Yuan F. QCD factorization for semi-inclusive deep-inelastic scattering at low transverse momentum // Phys.Rev. 2005. Vol. D71. P. 034005.
 153. Collins J. Foundations of perturbative QCD. Cambridge University Press, 2013.
 154. Bacchetta A., D'Alesio U., Diehl M., Miller C. A. Single-spin asymmetries: The Trento conventions // Phys.Rev. 2004. Vol. D70. P. 117504.
 155. Gourdin M. Semiinclusive reactions induced by leptons // Nucl.Phys. 1972. Vol. B49. P. 501–512.
 156. Boer D., Mulders P., Pijlman F. Universality of T odd effects in single spin and azimuthal asymmetries // Nucl.Phys. 2003. Vol. B667. P. 201–241.
 157. Goeke K., Metz A., Schlegel M. Parameterization of the quark-quark correlator of a spin-1/2 hadron // Phys.Lett. 2005. Vol. B618. P. 90–96.
 158. Jaffe R. L. Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes // The spin structure of the nucleon. Proceedings, International School of Nucleon Structure, 1st Course, Erice, Italy, August 3-10, 1995. P. 42–129.
 159. Boer D., Mulders P. Time reversal odd distribution functions in lepton production // Phys.Rev. 1998. Vol. D57. P. 5780–5786.
 160. Barone V., Drago A., Ratcliffe P. G. Transverse polarisation of quarks in hadrons // Phys.Rept. 2002. Vol. 359. P. 1–168.
 161. Idilbi A., Ji X.-d., Ma J.-P., Yuan F. Collins-Soper equation for the energy evolution of transverse-momentum and spin dependent parton distributions // Phys.Rev. 2004. Vol. D70. P. 074021.
 162. Anselmino M., Boglione M., Hansson J., Murgia F. Polarized inclusive lepton production, $lN \rightarrow hX$, and the hadron helicity density matrix, $\rho(h)$: Possible measurements and predictions // Phys.Rev. 1996. Vol. D54. P. 828–837.
 163. Anselmino M., Leader E., Murgia F. Single spin asymmetries in DIS // Phys.Rev. 1997. Vol. D56. P. 6021–6024.
 164. Anselmino M., Boglione M., D'Alesio U. et al. The general partonic structure

- for hadronic spin asymmetries // *Phys.Rev.* 2006. Vol. D73. P. 014020.
165. Mulders P. Prospects for spin physics in semiinclusive processes // *Nucl.Phys.* 1997. Vol. A622. P. 239C–254C.
166. Soffer J. Positivity constraints for spin dependent parton distributions // *Phys.Rev.Lett.* 1995. Vol. 74. P. 1292–1294.
167. Gluck M., Reya E., Stratmann M., Vogelsang W. Next-to-leading order radiative parton model analysis of polarized deep inelastic lepton - nucleon scattering // *Phys.Rev.* 1996. Vol. D53. P. 4775–4786.
168. Hirai M., Kumano S., Miyama M. Numerical solution of Q^2 evolution equations for polarized structure functions // *Comput.Phys.Commun.* 1998. Vol. 108. P. 38.
169. Hirai M., Kumano S., Miyama M. Numerical solution of Q^2 evolution equation for the transversity distribution Δ_{Tq} // *Comput.Phys.Commun.* 1998. Vol. 111. P. 150–166.
170. Сисакян А., Шевченко О., Нагайцев А., Иванов О. Эффекты поляризации в Дрелл–Яновских процессах // *ЭЧАЯ.* 2010. Т. т.41, вып.1. С. 115.
171. Матвеев В., Мурадян Р., Тавхелидзе А. Рождение мюонных пар в сильных взаимодействиях: асимптотические правила сумм // *ОИЯИ P2-4543.* 1969.
172. Collins J. C. Leading twist single transverse-spin asymmetries: Drell-Yan and deep inelastic scattering // *Phys.Lett.* 2002. Vol. B536. P. 43–48.
173. Brodsky S. J., Hwang D. S., Schmidt I. Final state interactions and single spin asymmetries in semiinclusive deep inelastic scattering // *Phys.Lett.* 2002. Vol. B530. P. 99–107.
174. Brodsky S. J., Hwang D. S., Schmidt I. Initial state interactions and single spin asymmetries in Drell-Yan processes // *Nucl. Phys.* 2002. Vol. B642. P. 344–356.
175. Ji X.-d., Yuan F. Parton distributions in light cone gauge: Where are the final state interactions? // *Phys.Lett.* 2002. Vol. B543. P. 66–72.
176. Schäfer A., Teryaev O. Sum rules for the T -odd fragmentation functions // *Phys.Rev.* 2000. Vol. D61. P. 077903.
177. Anselmino M., Boglione M., Murgia F. Phenomenology of single spin asymme-

- tries in $p^\uparrow p \longrightarrow \pi X$ // Phys.Rev. 1999. Vol. D60. P. 054027.
178. Bravar A. Hadron azimuthal distributions and transverse spin asymmetries in DIS of leptons off transversely polarized targets from SMC // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 1999. Vol. 79. P. 520–522.
179. Ефремов А. Измерима ли поляризация кварка? // ЭЧАЯ. 2001. Т. т.32, вып.7. С. 104–106.
180. Efremov A., Smirnova O., Tkachev L. Study of T -odd quark fragmentation function in $Z^0 \longrightarrow 2 \text{ jet}$ decay // Nucl.Phys.Proc.Suppl. 1999. Vol. 74. P. 49–52.
181. Abe K. et al. Measurement of azimuthal asymmetries in inclusive production of hadron pairs in e^+e^- annihilation at Belle // Phys.Rev.Lett. 2006. Vol. 96. P. 232002.
182. Seidl R. et al. Measurement of Azimuthal Asymmetries in Inclusive Production of Hadron Pairs in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ // Phys.Rev. 2008. Vol. D78. P. 032011.
183. Vossen A. et al. Observation of transverse polarization asymmetries of charged pion pairs in e^+e^- annihilation near $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 072004.
184. Lees J. et al. Measurement of Collins asymmetries in inclusive production of charged pion pairs in e^+e^- annihilation at BABAR // Phys.Rev. 2014. Vol. D90, no. 5. P. 052003.
185. Lees J. P. et al. Collins asymmetries in inclusive charged KK and $K\pi$ pairs produced in e^+e^- annihilation // Phys. Rev. 2015. Vol. D92, no. 11. P. 111101.
186. Ablikim M. et al. Measurement of azimuthal asymmetries in inclusive charged dipion production in e^+e^- annihilations at $\sqrt{s} = 3.65 \text{ GeV}$ // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116, no. 4. P. 042001.
187. Efremov A., Mankiewicz L., Tornqvist N. Jet handedness as a measure of quark and gluon polarization // Phys.Lett. 1992. Vol. B284. P. 394–400.
188. Collins J. C., Heppelmann S. F., Ladinsky G. A. Measuring transversity densities in singly polarized hadron hadron and lepton - hadron collisions // Nucl.Phys.

1994. Vol. B420. P. 565–582.
189. Konishi K., Ukawa A., Veneziano G. A Simple Algorithm for QCD Jets // *Phys.Lett.* 1978. Vol. B78. P. 243.
190. Collins J. C., Ladinsky G. A. On $\pi\pi$ correlations in polarized quark fragmentation using the linear sigma model. 1994. arXiv:hep-ph/9411444.
191. Jaffe R., Jin X.-m., Tang J. Interference fragmentation functions and the nucleon's transversity // *Phys.Rev.Lett.* 1998. Vol. 80. P. 1166–1169.
192. Artru X., Collins J. C. Measuring transverse spin correlations by 4 particle correlations in $e^+e^- \rightarrow 2$ jets // *Z.Phys.* 1996. Vol. C69. P. 277–286.
193. Boer D., Jakob R., Radici M. Interference fragmentation functions in electron positron annihilation // *Phys.Rev.* 2003. Vol. D67. P. 094003.
194. Stratmann M., Vogelsang W. Determining the polarized parton distributions of the proton via jet handedness // *Phys.Lett.* 1992. Vol. B295. P. 277–282.
195. Bianconi A., Boffi S., Jakob R., Radici M. Two hadron interference fragmentation functions. Part 1. General framework // *Phys.Rev.* 2000. Vol. D62. P. 034008.
196. Bacchetta A., Radici M. Two hadron semiinclusive production including sub-leading twist // *Phys.Rev.* 2004. Vol. D69. P. 074026.
197. Cohen I., Erickson R., Messing F. et al. Electroproduction of ρ^0 Mesons // *Phys.Rev.* 1982. Vol. D25. P. 634.
198. Aubert J. et al. ρ^0 Production in Deep Inelastic μp Interactions // *Phys.Lett.* 1983. Vol. B133. P. 370.
199. Arneodo M. et al. ρ^0 and ω Production in Deep Inelastic μp Interactions at 280 GeV/c // *Z.Phys.* 1986. Vol. C33. P. 167.
200. Airapetian A. et al. Double hadron leptoproduction in the nuclear medium // *Phys.Rev.Lett.* 2006. Vol. 96. P. 162301.
201. Majumder A., Wang X.-N. The Dihadron fragmentation function and its evolution // *Phys.Rev.* 2004. Vol. D70. P. 014007.
202. Anselmino M., Bertini M., Caruso F. et al. Off diagonal helicity density matrix

- elements for vector mesons produced in polarized e^+e^- processes // *Eur.Phys.J.* 1999. Vol. C11. P. 529–537.
203. Abreu P. et al. Measurement of the spin density matrix for the ρ^0 , $K^0(892)$ and ϕ produced in Z^0 decays // *Phys.Lett.* 1997. Vol. B406. P. 271–286.
204. Abbiendi G. et al. A Study of spin alignment of $\rho^\pm(770)$ and $\omega(782)$ mesons in hadronic Z^0 decays // *Eur.Phys.J.* 2000. Vol. C16. P. 61–70.
205. Xu Q.-h., Liu C.-x., Liang Z.-t. Spin alignment of vector meson in e^+e^- annihilation at Z^0 pole // *Phys.Rev.* 2001. Vol. D63. P. 111301.
206. Xu Q.-h., Liang Z.-t. Spin alignment of the high- p_T vector mesons in polarized pp collisions at high-energies // *Phys.Rev.* 2003. Vol. D67. P. 114013.
207. Bacchetta A., Radici M. Partial wave analysis of two hadron fragmentation functions // *Phys.Rev.* 2003. Vol. D67. P. 094002.
208. Abe K. et al. A Search for jet handedness in hadronic Z^0 decays // *Phys.Rev.Lett.* 1995. Vol. 74. P. 1512–1516.
209. de Florian D., Vanni L. Two hadron production in e^+e^- annihilation to next-to-leading order accuracy // *Phys.Lett.* 2004. Vol. B578. P. 139–149.
210. Ceccopieri F. A., Radici M., Bacchetta A. Evolution equations for extended dihadron fragmentation functions // *Phys.Lett.* 2007. Vol. B650. P. 81–89.
211. Radici M., Jakob R., Bianconi A. Accessing transversity with interference fragmentation functions // *Phys.Rev.* 2002. Vol. D65. P. 074031.
212. Bacchetta A., Radici M. Modeling dihadron fragmentation functions // *Phys.Rev.* 2006. Vol. D74. P. 114007.
213. Korotkov V. A., Nowak W. D., Oganessian K. A. Future transversity measurements at HERMES // *Deep inelastic scattering. Proceedings, 8th International Workshop, DIS 2000, Liverpool, UK, April 25-30, 2000.* 2000. P. 245–246.
214. Adolph C. et al. Transverse spin effects in hadron-pair production from semi-inclusive deep inelastic scattering // *Phys. Lett.* 2012. Vol. B713. P. 10–16.
215. Adolph C. et al. A high-statistics measurement of transverse spin effects in dihadron production from muon-proton semi-inclusive deep-inelastic scattering //

- Phys.Lett. 2014. Vol. B736. P. 124–131.
216. Radici M., Courtoy A., Bacchetta A., Guagnelli M. Improved extraction of valence transversity distributions from inclusive dihadron production // JHEP. 2015. Vol. 05. P. 123.
217. Ackerstaff K. et al. Measurement of the neutron spin structure function $g_1(n)$ with a polarized He-3 internal target // Phys. Lett. 1997. Vol. B404. P. 383–389.
218. Abt I. et al. The H1 detector at HERA // Nucl. Instrum. Meth. 1997. Vol. A386. P. 310–347.
219. Holm(ed.) U. The ZEUS Detector. Status report (unpublished). 1993. URL: <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>.
220. Krizan P., Mankel R., Rensing D. et al. HERA-B, an experiment to study CP violation at the HERA proton ring using an internal target // Nucl. Instrum. Meth. 1994. Vol. A351. P. 111–131.
221. Dohlus M. et al. Report from the HERA Taskforce on Luminosity Optimization. 2003.
222. Соколов А., Тернов И. О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения // Доклады АН СССР. 1963. Т. 153. С. 1052–1054.
223. Rith K. Spin asymmetries in deep-inelastic electron nucleon scattering: Selected HERMES results // Prog.Part.Nucl.Phys. 2002. Vol. 49. P. 245–324.
224. Buon J., Steffen K. Hera variable-energy "mini"spin rotator and head-on ep collision scheme with choice of electron helicity // Nucl.Instrum.Meth. 1986. Vol. A245. P. 248.
225. Beckmann M., Borissov A., Brauksiepe S. et al. The Longitudinal polarimeter at HERA // Nucl.Instrum.Meth. 2002. Vol. A479. P. 334–348.
226. Barber D., Bremer H., Boege M. et al. The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA // Nucl.Instrum.Meth. 1993. Vol. A329. P. 79–111.
227. Stock F., Rith K., Gaul H. et al. The FILTEX / HERMES polarized hydrogen

- atomic beam source // Nucl.Instrum.Meth. 1994. Vol. A343. P. 334–342.
228. Baumgarten C. et al. An atomic beam polarimeter to measure the nuclear polarization in the HERMES gaseous polarized hydrogen and deuterium target // Nucl.Instrum.Meth. 2002. Vol. A482. P. 606–618.
229. Baumgarten C., Braun B., Contalbrigo M. et al. A gas analyzer for the internal polarized target of the HERMES experiment // Nucl.Instrum.Meth. 2003. Vol. A508. P. 268–275.
230. Airapetian A. et al. The HERMES polarized hydrogen and deuterium gas target in the HERA electron storage ring // Nucl.Instrum.Meth. 2005. Vol. A540. P. 68–101.
231. Lenisa P. The HERMES transversely polarized hydrogen target // Nucl.Instrum.Meth. 2005. Vol. A536. P. 244–247.
232. Thomas G., Holt R., Boyer D. et al. Thin Film Coatings Which Inhibit Spin Relaxation of Polarized Potassium Atoms // Nucl.Instrum.Meth. 1987. Vol. A257. P. 32.
233. Avakian H., Bianchi N., Capitani G. et al. Performance of F101 radiation resistant lead glass shower counters // Nucl.Instrum.Meth. 1996. Vol. A378. P. 155–161.
234. Avakian H., Bianchi N., Capitani G. et al. Performance of the electromagnetic calorimeter of the HERMES experiment // Nucl.Instrum.Meth. 1998. Vol. A417. P. 69–78.
235. Akopov N., Aschenauer E., Bailey K. et al. The HERMES dual-radiator ring imaging Cherenkov detector // Nucl.Instrum.Meth. 2002. Vol. A479. P. 511–530.
236. Benisch T., Bernreuther S., Devitsin E. et al. The luminosity monitor of the HERMES experiment at DESY // Nucl.Instrum.Meth. 2001. Vol. A471. P. 314–324.
237. Поташов С. Монитор светимости на основе кристаллов $NaBi(WO_4)_2$ на установке ГЕРМЕС в ДЕЗИ. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Москва 2002.

238. Ackerstaff K. et al. The HERMES spectrometer // Nucl.Instrum.Meth. 1998. Vol. A417. P. 230–265.
239. Grote H., McLaren I. EP Standard Format Input/Output Package // CERN Program Library. Vol. I101.
240. Group C. P. T. ADAMO – Entity–Relationship Programming System // Users Guide. 1993. Vol. Version 3.3.
241. Wander W. Reconstruction of High Energy Scattering Events in the HERMES Experiment: Ph.D. thesis / Friedrich-Alexander-Universität at Erlangen-Nürnberg, Germany. 1997.
242. Augustyniak W., Miller A., Schnell G. et al. TMC – Vertex Reconstruction in the Presence of the HERMES Transverse Target Magnet. HERMES Internal Report 07–008.
243. Weiland T. et al. MAFIA Version 4 // AIP Conf. Proc. 1997. Vol. 391. P. 65–70.
244. Kowalski S., H.A. E. The ion-optical program raytrace // Nucl.Instrum.Meth. 1987. Vol. A258. P. 407.
245. Berger E. L. Semiinclusive Inelastic Electron Scattering from Nuclei // NPAS Workshop on Electronuclear Physics with Internal Targets, SLAC, January 5-8, 1987. 1987.
246. Mulders P. J. Current fragmentation in semiinclusive leptonproduction // AIP Conf. Proc. 2001. Vol. 588. P. 75–88.
247. Beckmann M. Extraction of polarized quark distributions of the nucleon from deep inelastic scattering at the HERMES experiment: Ph. D. thesis / Freiburg U. 2000.
248. Kaiser R. B. Measurement of the spin structure of the neutron using polarized deep inelastic scattering: Ph. D. thesis / Simon Fraser U. 1997.
249. Wendland J. Polarized parton distributions measured at the HERMES experiment: Ph. D. thesis / Simon Fraser U. 2003.
250. Elschenbroich U. Transverse spin structure of the proton studied in semi-inclusive DIS: Ph. D. thesis / DESY Hamburg, Germany. 2006. DESY-THE-

- SIS-2006-004.
251. Airapetian A. et al. Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering // *Phys.Rev.* 2005. Vol. D71. P. 012003.
 252. Wendland J. Particle Identification for HERMES Run I. HERMES Internal Report 01–067.
 253. Schepper D. D. et al. The HERMES Čerenkov detector. HERMES Internal Report 00–021.
 254. Cisbani E. The dual radiator RICH for the HERMES experiment at DESY // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 1999. Vol. 78. P. 366–371.
 255. Airapetian A. et al. Azimuthal distributions of charged hadrons, pions, and kaons produced in deep-inelastic scattering off unpolarized protons and deuterons // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 1. P. 012010.
 256. Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., Lassalle J. Geant: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual. 1978.
 257. Hommez B. A study of fragmentation processes in the HERMES experiment using a ring imaging Čerenkov detector: Ph. D. thesis / Gent U. 2003.
 258. Pappalardo L. L. Transverse spin effects in polarized semi inclusive deep inelastic scattering: Ph. D. thesis / DESY Hamburg, Germany. 2008.
 259. Ingelman G., Edin A., Rathsman J. LEPTO 6.5: A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton - nucleon scattering // *Comput.Phys.Commun.* 1997. Vol. 101. P. 108–134.
 260. Akushevich I., Böttcher H., Ryckbosch D. RADGEN 1.0: Monte Carlo generator for radiative events in DIS on polarized and unpolarized targets. 1998. hep-ph/9906408.
 261. Mo L. W., Tsai Y.-S. Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering // *Rev.Mod.Phys.* 1969. Vol. 41. P. 205–235.
 262. Rachek I., Arrington J., Dmitriev V. et al. Measurement of the two-photon exchange contribution to the elastic $e^\pm p$ scattering cross sections at the VEPP-3

- storage ring // Phys.Rev.Lett. 2015. Vol. 114. P. 062005.
263. Adikaram D. et al. Towards a resolution of the proton form factor problem: new electron and positron scattering data // Phys.Rev.Lett. 2015. Vol. 114, no. 6. P. 062003.
264. Rimal D. et al. Measurement of two-photon exchange effect by comparing elastic $e^\pm p$ cross sections // Phys. Rev. 2017. Vol. C95, no. 6. P. 065201.
265. Henderson B. S. et al. Hard Two-Photon Contribution to Elastic Lepton-Proton Scattering: Determined by the OLYMPUS Experiment // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. 118, no. 9. P. 092501.
266. Gilman R. et al. Studying the Proton Radius Puzzle with μp Elastic Scattering. 2013. arXiv:nucl-ex/1303.2160.
267. Katich J. et al. Measurement of the Target-Normal Single-Spin Asymmetry in Deep-Inelastic Scattering from the Reaction ${}^3\text{He}^\uparrow(e, e')X$ // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113, no. 2. P. 022502.
268. Metz A., Pitonyak D., Schäfer A. et al. Single-spin asymmetries in inclusive deep inelastic scattering and multiparton correlations in the nucleon // Phys.Rev. 2012. Vol. D86. P. 094039.
269. Airapetian A. et al. First measurement of the tensor structure function b_1 of the deuteron // Phys.Rev.Lett. 2005. Vol. 95. P. 242001.
270. Anthony P. L. 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. 2000. Vol. B493. P. 19–28.
271. Airapetian A. et al. Inclusive Measurements of Inelastic Electron and Positron Scattering from Unpolarized Hydrogen and Deuterium Targets // JHEP. 2011. Vol. 1105. P. 126.
272. Abe K. et al. Measurements of $R = \sigma_L/\sigma_T$ for $0.03 < x < 0.1$ and fit to world data // Phys. Lett. 1999. Vol. B452. P. 194–200.
273. Oganessyan K., Avakian H., Bianchi N., Kotzinian A. $\sin(\phi)$ azimuthal asymmetry in semi-inclusive electroproduction on longitudinally polarized nucleon.

1998. arXiv:hep-ph/9808368.
274. De Sanctis E., Nowak W., Oganessian K. Single spin azimuthal asymmetries in the ‘Reduced twist-3 approximation’ // *Phys.Lett.* 2000. Vol. B483. P. 69–73.
275. Boglione M., Mulders P. Azimuthal spin asymmetries in semiinclusive production from positron proton scattering // *Phys.Lett.* 2000. Vol. B478. P. 114–120.
276. Efremov A. V., Goeke K., Schweitzer P. Azimuthal asymmetry in electroproduction of neutral pions in semiinclusive DIS // *Phys. Lett.* 2001. Vol. B522. P. 37–48. [Erratum: *Phys. Lett.* B544, 389 (2002)].
277. Ma B.-Q., Schmidt I., Yang J.-J. Reanalysis of azimuthal spin asymmetries of meson electroproduction // *Phys.Rev.* 2002. Vol. D66. P. 094001.
278. Efremov A., Goeke K., Schweitzer P. Predictions for azimuthal asymmetries in pion and kaon production in SIDIS off a longitudinally polarized deuterium target at HERMES // *Eur.Phys.J.* 2002. Vol. C24. P. 407–412.
279. Belitsky A. V., Ji X., Yuan F. Final state interactions and gauge invariant parton distributions // *Nucl.Phys.* 2003. Vol. B656. P. 165–198.
280. Efremov A., Goeke K., Schweitzer P. Azimuthal asymmetry in electroproduction of neutral pions in semiinclusive DIS // *Phys.Lett.* 2001. Vol. B522. P. 37–48.
281. Tangerman R. D., Mulders P. J. Polarized twist - three distributions $g(T)$ and $h(L)$ and the role of intrinsic transverse momentum. 1994. arXiv:hep-ph/9408305.
282. Goeke K., Metz A., Pobylitsa P., Polyakov M. Lorentz invariance relations among parton distributions revisited // *Phys.Lett.* 2003. Vol. B567. P. 27–30.
283. Bacchetta A., Mulders P. J., Pijlman F. New observables in longitudinal single-spin asymmetries in semi-inclusive DIS // *Phys.Lett.* 2004. Vol. B595. P. 309–317.
284. Avetisyan E., Rostomyan A., Ivanilov A. Beam-spin azimuthal asymmetries in pion electroproduction at HERMES. 2004. P. 1063–1067. arXiv:hep-ex/0408002.
285. Avakian H. et al. Measurement of beam-spin asymmetries for π^+ electroproduction above the baryon resonance region // *Phys.Rev.* 2004. Vol. D69. P. 112004.

286. Adolph C. et al. Measurement of azimuthal hadron asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering off unpolarised nucleons // Nucl. Phys. 2014. Vol. B886. P. 1046–1077.
287. Mulders P., Boglione M. Perspectives in polarized lepton production // Nucl.Phys. 2000. Vol. A666. P. 257–266.
288. Brandenburg A., Mueller D., Teryaev O. Extraction of the pion distribution amplitude from polarized muon pair production // Phys.Rev. 1996. Vol. D53. P. 6180–6185.
289. Artru X., Czyzewski J., Yabuki H. Single spin asymmetry in inclusive pion production, Collins effect and the string model // Z.Phys. 1997. Vol. C73. P. 527–534.
290. Anselmino M., Boglione M., Murgia F. Single spin asymmetries in $p^\uparrow p$, $\bar{p}^\uparrow p$ inclusive processes. 1998. arXiv:hep-ph/9810228.
291. Akushevich I., Shumeiko N., Soroko A. Radiative effects in the processes of hadron electroproduction // Eur.Phys.J. 1999. Vol. C10. P. 681–687.
292. Schill C. Azimutale Asymmetrien von Pionen und Kaonen bei der tiefinelastischen Elektron-Deuteron Streuung: Ph. D. thesis / Freiburg U. 2002.
293. Sjöstrand T., Eden P., Friberg C. et al. High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1 // Comput.Phys.Commun. 2001. Vol. 135. P. 238–259.
294. Ma B.-Q., Schmidt I., Yang J.-J. Nucleon transversity distribution from azimuthal spin asymmetry in pion electroproduction // Phys.Rev. 2001. Vol. D63. P. 037501.
295. Avakian H., Efremov A. V., Goeke K. et al. Are there approximate relations among transverse momentum dependent distribution functions? // Phys. Rev. 2008. Vol. D77. P. 014023.
296. Airapetian A. et al. Single spin azimuthal asymmetry in exclusive electroproduction of π^+ mesons // Phys.Lett. 2002. Vol. B535. P. 85–92.
297. Müller D., Robaschik D., Geyer B. et al. Wave functions, evolution equations and evolution kernels from light ray operators of QCD // Fortsch. Phys. 1994.

- Vol. 42. P. 101–141.
298. Radyushkin A. Nonforward parton distributions // *Phys.Rev.* 1997. Vol. D56. P. 5524–5557.
299. Frankfurt L., Polyakov M. V., Strikman M., Vanderhaeghen M. Hard exclusive electroproduction of decuplet baryons in the large N_c limit // *Phys.Rev.Lett.* 2000. Vol. 84. P. 2589–2592.
300. Belitsky A. V., Mueller D. Hard exclusive meson production at next-to-leading order // *Phys.Lett.* 2001. Vol. B513. P. 349–360.
301. Avakian H. et al. Measurement of Single and Double Spin Asymmetries in Deep Inelastic Pion Electroproduction with a Longitudinally Polarized Target // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 262002.
302. Efremov A. V., Goeke K., Schweitzer P. Collins effect in semi-inclusive deeply inelastic scattering and in e^+e^- annihilation // *Phys. Rev.* 2006. Vol. D73. P. 094025.
303. Alekseev M. G. et al. Azimuthal asymmetries of charged hadrons produced by high-energy muons scattered off longitudinally polarised deuterons // *Eur. Phys. J.* 2010. Vol. C70. P. 39–49.
304. Liebing P. Can the gluon polarization in the nucleon be extracted from HERMES data on single high- p_T hadrons?: Ph. D. thesis / DESY Hamburg, Germany. 2004. DESY-THESIS-2004-036.
305. Goeke K., Polyakov M. V., Vanderhaeghen M. Hard exclusive reactions and the structure of hadrons // *Prog.Part.Nucl.Phys.* 2001. Vol. 47. P. 401–515.
306. Fraas H. Vector meson production by inelastic scattering of polarized electrons off polarized nucleons // *Annals Phys.* 1974. Vol. 87. P. 417–456.
307. Lu Z. Single-spin asymmetries in electroproduction of pions on the longitudinally polarized nucleon targets // *Phys.Rev.* 2014. Vol. D90, no. 1. P. 014037.
308. Shearer C. Spin density matrix element extraction for the ρ^0 vector meson on hydrogen and deuterium targets at HERMES: Ph. D. thesis / Glasgow U. 2005.
309. Rostomyan A. A. Exclusive ρ^0 production at HERMES: Ph. D. thesis / DESY

Hamburg, Germany. 2008.

310. Gamberg L. P., Hwang D. S., Oganessyan K. A. Chiral odd fragmentation functions in single pion inclusive electroproduction // *Phys.Lett.* 2004. Vol. B584. P. 276–284.
311. Yuan F. The Beam single spin asymmetry in semiinclusive deep inelastic scattering // *Phys.Lett.* 2004. Vol. B589. P. 28–34.
312. Efremov A., Goeke K., Schweitzer P. Azimuthal asymmetries at CLAS: extraction of $e^a(x)$ and prediction of A_{UL} // *Phys.Rev.* 2003. Vol. D67. P. 114014.
313. Metz A., Schlegel M. Twist three single spin asymmetries in semiinclusive deep inelastic scattering // *Eur.Phys.J.* 2004. Vol. A22. P. 489–494.
314. Afanasev A. V., Carlson C. E. Beam Single-Spin Asymmetry in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering // *Phys.Rev.* 2006. Vol. D74. P. 114027.
315. Gohn W. et al. Beam-spin asymmetries from semi-inclusive pion electroproduction // *Phys.Rev.* 2014. Vol. D89, no. 7. P. 072011.
316. Aghasyan M. et al. Precise measurements of beam spin asymmetries in semi-inclusive π^0 production // *Phys. Lett.* 2011. Vol. B704. P. 397–402.
317. Van Hulse C. Transverse-momentum dependent semi-inclusive deep-inelastic scattering at HERMES // *PoS.* 2016. Vol. DIS2016. P. 216.
318. Mao W., Lu Z. Beam spin asymmetries of charged and neutral pion production in semi-inclusive DIS // *Eur.Phys.J.* 2013. Vol. C73. P. 2557.
319. Ageev E. et al. A New measurement of the Collins and Sivers asymmetries on a transversely polarised deuteron target // *Nucl.Phys.* 2007. Vol. B765. P. 31–70.
320. Anselmino M., Boglione M., D’Alesio U. et al. Transversity and Collins functions from SIDIS and e^+e^- data // *Phys.Rev.* 2007. Vol. D75. P. 054032.
321. Seidl R. et al. Invariant-mass and fractional-energy dependence of inclusive production of di-hadrons in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 10.58$ GeV // *Phys. Rev.* 2017. Vol. D96, no. 3. P. 032005.
322. Giordano F., Lamb R. Measurement of azimuthal asymmetries of the unpolarized cross section at HERMES // *AIP Conf.Proc.* 2009. Vol. 1149. P. 423–426.

323. Sjostrand T. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 // *Comput. Phys. Commun.* 1994. Vol. 82. P. 74–90.
324. Hillenbrand A. Tuning of the Lund model for fragmentation functions and purities // *Proceedings, 11th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2003): St. Petersburg, Russia, April 23-27, 2003.* P. 849–853.
325. Efremov A., Goeke K., Schweitzer P. Collins effect and single spin azimuthal asymmetries in the HERMES and COMPASS experiments // *Eur.Phys.J.* 2003. Vol. C32. P. 337–346.
326. Schweitzer P., Bacchetta A. Azimuthal single spin asymmetries in SIDIS in the light of chiral symmetry breaking // *Nucl.Phys.* 2004. Vol. A732. P. 106–124.
327. Vogelsang W., Yuan F. Single-transverse spin asymmetries: From DIS to hadronic collisions // *Phys.Rev.* 2005. Vol. D72. P. 054028.
328. Collins J., Efremov A., Goeke K. et al. Sivers effect in semi-inclusive deeply inelastic scattering // *Phys.Rev.* 2006. Vol. D73. P. 014021.
329. Anselmino M., Boglione M., D’Alesio U. et al. Sivers Effect for Pion and Kaon Production in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering // *Eur.Phys.J.* 2009. Vol. A39. P. 89–100.
330. Hillenbrand A. Measurement and simulation of the fragmentation process at HERMES: Ph. D. thesis / DESY Hamburg, Germany. 2005. DESY-THESIS-2005-035.
331. Maiheu B. Hadronization in electron-proton scattering at HERMES: Ph. D. thesis / Ghent University, Belgium. 2006.
332. Diefenthaler M. Signals for transversity and transverse momentum dependent quark distribution functions studied at the HERMES experiment: Ph. D. thesis / DESY Hamburg, Germany. 2010. DESY-THESIS-2010-032.
333. Alexakhin V. Y. et al. First measurement of the transverse spin asymmetries of the deuteron in semi-inclusive deep inelastic scattering // *Phys.Rev.Lett.* 2005. Vol. 94. P. 202002.
334. Alekseev M. et al. Collins and Sivers asymmetries for pions and kaons in

- muon-deuteron DIS // Phys. Lett. 2009. Vol. B673. P. 127–135.
335. Alekseev M. et al. Measurement of the Collins and Sivers asymmetries on transversely polarised protons // Phys.Lett. 2010. Vol. B692. P. 240–246.
336. Adolph C. et al. II – Experimental investigation of transverse spin asymmetries in $\mu - p$ SIDIS processes: Sivers asymmetries // Phys. Lett. 2012. Vol. B717. P. 383–389.
337. Adolph C. et al. Collins and Sivers asymmetries in muonproduction of pions and kaons off transversely polarised protons // Phys. Lett. 2015. Vol. B744. P. 250–259.
338. Qian X. et al. Single Spin Asymmetries in Charged Pion Production from Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering on a Transversely Polarized ^3He Target // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 072003.
339. Aybat S. M., Prokudin A., Rogers T. C. Calculation of TMD Evolution for Transverse Single Spin Asymmetry Measurements // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P. 242003.
340. Anselmino M., Boglione M., D’Alesio U. et al. Extracting the Sivers function from polarized SIDIS data and making predictions // Phys. Rev. 2005. Vol. D72. P. 094007. [Erratum: Phys. Rev. D72, 099903 (2005)].
341. Adamczyk L. et al. Measurement of the transverse single-spin asymmetry in $p^\uparrow + p \rightarrow W^\pm/Z^0$ at RHIC // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116, no. 13. P. 132301.
342. Kang Z.-B., Qiu J.-W. Testing the Time-Reversal Modified Universality of the Sivers Function // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 103. P. 172001.
343. Anselmino M., Boglione M., D’Alesio U. et al. Study of the sign change of the Sivers function from STAR Collaboration W/Z production data // JHEP. 2017. Vol. 04. P. 046.
344. Adolph C. et al. Sivers asymmetry extracted in SIDIS at the hard scales of the Drell-Yan process at COMPASS // Phys. Lett. 2017. Vol. B770. P. 138–145.
345. Aghasyan et al. First measurement of transverse-spin-dependent azimuthal asymmetries in the Drell-Yan process. 2017. arXiv:hep-ex/1704.00488.

346. Echevarria M. G., Idilbi A., Kang Z.-B., Vitev I. QCD Evolution of the Sivers Asymmetry // Phys. Rev. 2014. Vol. D89. P. 074013.
347. Sun P., Yuan F. Transverse momentum dependent evolution: Matching semi-inclusive deep inelastic scattering processes to Drell-Yan and W/Z boson production // Phys. Rev. 2013. Vol. D88, no. 11. P. 114012.
348. Anselmino M., Boglione M., D'Alesio U. et al. Simultaneous extraction of transversity and Collins functions from new SIDIS and e+e- data // Phys. Rev. 2013. Vol. D87. P. 094019.
349. Burkardt M. Quark correlations and single spin asymmetries // Phys.Rev. 2004. Vol. D69. P. 057501.
350. Sjöstrand T., Lönnblad L., Mrenna S., Skands P. Z. Pythia 6.3 physics and manual. 2003. arXiv:hep-ph/0308153.
351. van der Nat P. B. Transversity in two-hadron fragmentation: Ph. D. thesis / Free University, Amsterdam, Netherlands. 2007.
352. van der Nat P., Griffioen K. Two-hadron single target-spin asymmetries: First measurement by HERMES. 2005. arXiv:hep-ex/0501009.
353. She J., Huang Y., Barone V., Ma B.-Q. Transversity from two pion interference fragmentation // Phys.Rev. 2008. Vol. D77. P. 014035.
354. Bacchetta A., Courtoy A., Radici M. First extraction of valence transversities in a collinear framework // JHEP. 2013. Vol. 03. P. 119.
355. Martin A., Bradamante F., Barone V. Extracting the transversity distributions from single-hadron and dihadron production // Phys. Rev. 2015. Vol. D91, no. 1. P. 014034.
356. Adolph C. et al. I – Experimental investigation of transverse spin asymmetries in $\mu - p$ SIDIS processes: Collins asymmetries // Phys. Lett. 2012. Vol. B717. P. 376–382.
357. Adamczyk L. et al. Observation of Transverse Spin-Dependent Azimuthal Correlations of Charged Pion Pairs in $p^\uparrow + p$ at $\sqrt{s} = 200$ GeV // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115. P. 242501.

358. Radici M., Ricci A. M., Bacchetta A., Mukherjee A. Exploring universality of transversity in proton-proton collisions // Phys. Rev. 2016. Vol. D94, no. 3. P. 034012.

Приложение А. Таблицы результатов измерения асимметрии A_2 и функции g_2

Таблица А.1. Границы ячеек в которых проведены измерения виртуальной асимметрии $A_2(x, Q^2)$ и структурной функции $g_2(x, Q^2)$. Указаны номер ячейки N , минимальное x_{min} и максимальное x_{max} значение переменной x , среднее значение x ; минимальное Q_{min}^2 и максимальное Q_{max}^2 значение переменной Q^2 , среднее значение Q^2 ,

N	$x_{min} - x_{max}$	$\langle x \rangle$	$Q_{min}^2 - Q_{max}^2, \text{ГэВ}^2$	$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$
1	0,004 - 0,014	0,009	0,180 - 0,659	0,38
2	0,014 - 0,023	0,018	0,454 - 1,082	0,68
3	0,023 - 0,050	0,033	0,601 - 1,200	0,89
4	0,023 - 0,050	0,039	1,200 - 1,600	1,37
5	0,023 - 0,050	0,044	1,600 - 2,353	1,80
6	0,050 - 0,090	0,067	0,827 - 1,500	1,09
7	0,050 - 0,090	0,069	1,500 - 2,400	1,88
8	0,050 - 0,090	0,076	2,400 - 4,130	2,79
9	0,090 - 0,150	0,116	0,964 - 1,800	1,30
10	0,090 - 0,150	0,118	1,800 - 3,400	2,44
11	0,090 - 0,150	0,124	3,400 - 6,401	4,04
12	0,150 - 0,220	0,182	1,051 - 2,100	1,51
13	0,150 - 0,220	0,183	2,100 - 4,500	3,01
14	0,150 - 0,220	0,187	4,500 - 8,680	5,42
15	0,220 - 0,400	0,282	1,138 - 2,700	1,95
16	0,220 - 0,400	0,298	2,700 - 6,300	3,99
17	0,220 - 0,400	0,311	6,300 - 13,218	7,58
18	0,400 - 0,600	0,458	2,069 - 3,500	2,83
19	0,400 - 0,600	0,482	3,500 - 5,400	4,31
20	0,400 - 0,600	0,484	5,400 - 16,796	7,57
21	0,600 - 0,900	0,630	3,540 - 5,700	4,76
22	0,600 - 0,900	0,658	5,700 - 8,100	6,79
23	0,600 - 0,900	0,678	8,100 - 20,000	10,35

Таблица А.2. Структурная функция $xg_2(x, Q^2)$ и виртуальная асимметрия $A_2(x, Q^2)$ протона в ячейках (x, Q^2) . Детали содержания таблицы представлены в тексте. Статистические и систематические неопределённости приведены отдельно.

N	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	xg_2	\pm стат.	\pm сист.	A_2	\pm стат.	\pm сист.
1	0,009	0,38	0,0799	0,0521	0,0182	0,0257	0,0163	0,0057
2	0,018	0,68	0,0699	0,0513	0,0111	0,0269	0,0183	0,0040
3	0,033	0,89	0,0450	0,0326	0,0215	0,0278	0,0165	0,0109
4	0,039	1,37	-0,0047	0,0652	0,0080	0,0033	0,0275	0,0035
5	0,044	1,80	0,3489	0,1279	0,0612	0,1440	0,0507	0,0243
6	0,067	1,09	0,0044	0,0421	0,0097	0,0190	0,0346	0,0085
7	0,069	1,88	0,0473	0,0357	0,0062	0,0402	0,0210	0,0041
8	0,076	2,79	0,0202	0,0674	0,0323	0,0225	0,0342	0,0164
9	0,116	1,30	-0,0094	0,0506	0,0081	0,0266	0,0603	0,0111
10	0,118	2,44	0,0356	0,0301	0,0099	0,0584	0,0251	0,0090
11	0,124	4,04	-0,0571	0,0466	0,0149	-0,0137	0,0311	0,0102
12	0,182	1,51	-0,0758	0,0642	0,0230	-0,0466	0,1055	0,0389
13	0,183	3,01	0,0121	0,0324	0,0038	0,0707	0,0375	0,0074
14	0,187	5,42	-0,0334	0,0440	0,0041	0,0143	0,0392	0,0052
15	0,282	1,95	0,0071	0,0396	0,0063	0,1675	0,0925	0,0167
16	0,298	3,99	-0,0242	0,0195	0,0055	0,0718	0,0363	0,0117
17	0,311	7,58	-0,0571	0,0283	0,0105	0,0039	0,0437	0,0166
18	0,458	2,83	-0,0613	0,0582	0,0129	0,0064	0,2616	0,0598
19	0,482	4,31	-0,0987	0,0370	0,0104	-0,2064	0,1704	0,0500
20	0,484	7,57	-0,0362	0,0183	0,0045	0,0421	0,0744	0,0206
21	0,630	4,76	0,2413	0,1194	0,0534	3,0231	1,3295	0,5969
22	0,658	6,79	-0,0129	0,0320	0,0081	0,1197	0,4350	0,1115
23	0,678	10,35	0,0076	0,0160	0,0025	0,3672	0,2551	0,0419

Таблица А.3. Структурная функция xg_2 и виртуальная асимметрия A_2 для 9 ячеек. Статистические и систематические неопределённости приведены раздельно.

N	область x	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle, \Gamma_{\text{ЭВ}}^2$	xg_2	\pm стат.	\pm сист.	A_2	\pm стат.	\pm сист.
1	0,004 - 0,014	0,009	0,38	0,0794	0,0520	0,0153	0,0256	0,0162	0,0049
2	0,014 - 0,023	0,018	0,68	0,0668	0,0509	0,0181	0,0258	0,0182	0,0065
3	0,023 - 0,050	0,036	1,08	0,0456	0,0262	0,0157	0,0261	0,0121	0,0074
4	0,050 - 0,090	0,069	1,59	0,0271	0,0236	0,0150	0,0312	0,0154	0,0100
5	0,090 - 0,150	0,118	2,07	-0,0023	0,0212	0,0085	0,0289	0,0194	0,0088
6	0,150 - 0,220	0,183	2,51	-0,0005	0,0086	0,0063	0,0612	0,0109	0,0105
7	0,220 - 0,400	0,291	3,23	-0,0314	0,0126	0,0043	0,0629	0,0248	0,0104
8	0,400 - 0,600	0,473	4,62	-0,0454	0,0154	0,0075	0,0373	0,0665	0,0345
9	0,600 - 0,900	0,654	7,06	0,0107	0,0177	0,0073	0,4275	0,2316	0,0970

Таблица А.4. Корреляционная матрица функции xg_2 для 9 ячеек (указаны в табл. А.3)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	1,0000	-0,1281	-0,0038	-0,0033	-0,0017	0,0005	0,0000	0,0000	0,0000
2	-0,1281	1,0000	-0,1584	-0,0083	-0,0007	0,0000	0,0000	0,0001	0,0000
3	-0,0038	-0,1584	1,0000	-0,1951	-0,0281	0,0077	-0,0016	0,0002	0,0000
4	-0,0033	-0,0083	-0,1951	1,0000	-0,2885	0,0312	-0,0107	0,0013	-0,0005
5	-0,0017	-0,0007	-0,0281	-0,2885	1,0000	-0,0102	-0,0654	0,0067	-0,0018
6	0,0005	0,0000	0,0077	0,0312	-0,0102	1,0000	-0,1829	0,0143	-0,0055
7	0,0000	0,0000	-0,0016	-0,0107	-0,0654	-0,1829	1,0000	-0,3539	0,0926
8	0,0000	0,0001	0,0002	0,0013	0,0067	0,0143	-0,3539	1,0000	-0,3947
9	0,0000	0,0000	0,0000	-0,0005	-0,0018	-0,0055	0,0926	-0,3947	1,0000

Таблица А.5. Продолжение таблицы А.5

	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
1	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
2	0,000	0,000	-0,001	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
3	-0,001	0,000	0,001	0,000	0,000	-0,001	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
4	-0,004	0,000	0,004	0,000	0,000	-0,003	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
5	-0,002	-0,001	0,004	-0,001	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
6	0,000	0,000	-0,017	0,000	0,000	0,004	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
7	0,005	0,000	-0,022	-0,002	0,000	-0,001	-0,002	0,000	0,001	0,000	0,000
8	0,018	-0,006	-0,001	0,000	-0,002	0,005	-0,002	-0,002	0,000	0,000	0,000
9	0,000	0,000	0,123	-0,002	0,000	-0,022	0,002	0,000	-0,001	0,000	0,000
10	-0,226	0,012	-0,007	0,032	-0,001	-0,017	-0,012	-0,001	0,003	0,000	0,000
11	-0,089	-0,106	-0,007	0,029	-0,007	0,002	-0,007	-0,006	0,003	-0,001	0,000
12	0,054	-0,003	-0,481	-0,009	0,000	0,113	-0,008	0,000	0,003	0,000	0,000
13	1,000	-0,030	-0,182	-0,212	0,012	0,014	0,037	0,009	-0,021	-0,001	-0,001
14	-0,030	1,000	0,008	-0,104	-0,073	0,010	0,020	0,005	-0,007	-0,003	-0,003
15	-0,182	0,008	1,000	0,046	-0,002	-0,307	0,018	0,000	-0,007	0,000	0,000
16	-0,212	-0,104	0,046	1,000	-0,042	-0,317	-0,285	-0,058	0,128	-0,001	0,010
17	0,012	-0,073	-0,002	-0,042	1,000	0,010	0,007	-0,211	-0,008	0,059	0,014
18	0,014	0,010	-0,307	-0,317	0,010	1,000	-0,025	0,009	0,011	-0,001	-0,001
19	0,037	0,020	0,018	-0,285	0,007	-0,025	1,000	0,014	-0,684	0,037	-0,001
20	0,009	0,005	0,000	-0,058	-0,211	0,009	0,014	1,000	-0,060	-0,403	-0,164
21	-0,021	-0,007	-0,007	0,128	-0,008	0,011	-0,684	-0,060	1,000	-0,049	0,007
22	-0,001	-0,003	0,000	-0,001	0,059	-0,001	0,037	-0,403	-0,049	1,000	-0,001
23	-0,001	-0,003	0,000	0,010	0,014	-0,001	-0,001	-0,164	0,007	-0,001	1,000

Приложение Б. Таблицы результатов измерения асимметрий Сиверса и Коллинза

Таблица Б.1. Асимметрии Сиверса и Коллинза для заряженных пионов в зависимости от переменных x и z . Приведены только статистические неопределённости. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 8,1%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

π^+ Production		
$\langle x \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
0,039	$0,0189 \pm 0,0198$	$0,0086 \pm 0,0342$
0,068	$0,0432 \pm 0,0153$	$0,0458 \pm 0,0247$
0,115	$0,0398 \pm 0,0164$	$0,0471 \pm 0,0257$
0,179	$0,0269 \pm 0,0233$	$0,0318 \pm 0,0338$
0,276	$0,0269 \pm 0,0305$	$0,0794 \pm 0,0426$
$\langle z \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
0,247	$0,0270 \pm 0,0136$	$0,0201 \pm 0,0218$
0,346	$0,0196 \pm 0,0165$	$0,0623 \pm 0,0261$
0,467	$0,0409 \pm 0,0182$	$0,0245 \pm 0,0285$
0,617	$0,0875 \pm 0,0253$	$0,0749 \pm 0,0390$
π^- Production		
$\langle x \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^-}$	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
0,039	$0,0017 \pm 0,0227$	$0,0227 \pm 0,0389$
0,068	$0,0064 \pm 0,0179$	$-0,0846 \pm 0,0289$
0,115	$0,0121 \pm 0,0200$	$-0,0536 \pm 0,0316$
0,179	$-0,0194 \pm 0,0290$	$-0,1039 \pm 0,0433$
0,276	$0,0231 \pm 0,0383$	$-0,2446 \pm 0,0522$
$\langle z \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^-}$	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
0,247	$-0,0101 \pm 0,0156$	$-0,0243 \pm 0,0255$
0,346	$0,0132 \pm 0,0197$	$-0,1130 \pm 0,0310$
0,465	$0,0445 \pm 0,0225$	$-0,0863 \pm 0,0352$
0,617	$-0,0012 \pm 0,0324$	$-0,0634 \pm 0,0508$

Таблица Б.2. Асимметрия Сиверса для π -мезонов в зависимости от переменной z . Для каждой ячейки переменной z указаны средние значения переменных Q^2 , x , y и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

π^+ мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$
2,423	0,086	0,592	0,234	0,346	$0,0333 \pm 0,0050 \pm 0,0034$
2,428	0,094	0,551	0,303	0,377	$0,0365 \pm 0,0057 \pm 0,0052$
2,425	0,097	0,528	0,373	0,403	$0,0348 \pm 0,0067 \pm 0,0070$
2,418	0,099	0,514	0,447	0,429	$0,0463 \pm 0,0075 \pm 0,0090$
2,411	0,100	0,504	0,523	0,453	$0,0577 \pm 0,0096 \pm 0,0110$
2,400	0,101	0,494	0,593	0,465	$0,0623 \pm 0,0113 \pm 0,0128$
2,385	0,103	0,478	0,663	0,465	$0,0803 \pm 0,0132 \pm 0,0146$
π^0 мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^0}$
2,361	0,072	0,671	0,236	0,390	$0,0387 \pm 0,0255 \pm 0,0018$
2,414	0,081	0,623	0,304	0,420	$-0,0006 \pm 0,0196 \pm 0,0014$
2,447	0,087	0,587	0,374	0,446	$0,0325 \pm 0,0189 \pm 0,0044$
2,486	0,093	0,558	0,448	0,464	$0,0487 \pm 0,0180 \pm 0,0077$
2,531	0,098	0,531	0,523	0,472	$0,0239 \pm 0,0208 \pm 0,0109$
2,552	0,102	0,511	0,593	0,488	$0,0162 \pm 0,0231 \pm 0,0134$
2,583	0,106	0,495	0,663	0,495	$0,1001 \pm 0,0264 \pm 0,0170$
π^- мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^-}$
2,373	0,084	0,596	0,233	0,352	$0,0088 \pm 0,0057 \pm 0,0030$
2,356	0,091	0,553	0,303	0,385	$0,0072 \pm 0,0065 \pm 0,0050$
2,338	0,094	0,530	0,373	0,411	$0,0205 \pm 0,0079 \pm 0,0070$
2,332	0,096	0,515	0,447	0,430	$0,0007 \pm 0,0091 \pm 0,0090$
2,315	0,097	0,504	0,523	0,444	$-0,0007 \pm 0,0118 \pm 0,0112$
2,263	0,096	0,494	0,593	0,447	$0,0117 \pm 0,0141 \pm 0,0131$
2,247	0,098	0,475	0,663	0,435	$-0,0099 \pm 0,0167 \pm 0,0151$

Таблица Б.3. Асимметрия Сиверса для π -мезонов в зависимости от переменной x . Для каждой ячейки переменной x указаны средние значения переменных Q^2 , z , y и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

π^+ мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$
1,281	0,036	0,707	0,336	0,489	$0,0385 \pm 0,0088 \pm 0,0010$
1,631	0,056	0,569	0,356	0,409	$0,0264 \pm 0,0071 \pm 0,0017$
2,017	0,076	0,513	0,367	0,372	$0,0542 \pm 0,0078 \pm 0,0024$
2,467	0,098	0,484	0,376	0,356	$0,0516 \pm 0,0070 \pm 0,0033$
3,203	0,133	0,464	0,379	0,344	$0,0361 \pm 0,0066 \pm 0,0046$
4,321	0,186	0,449	0,379	0,339	$0,0531 \pm 0,0086 \pm 0,0064$
6,179	0,275	0,434	0,375	0,344	$0,0546 \pm 0,0118 \pm 0,0093$
π^0 мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^0}$
1,293	0,035	0,717	0,351	0,540	$0,0113 \pm 0,0296 \pm 0,0227$
1,712	0,055	0,599	0,386	0,451	$-0,0331 \pm 0,0250 \pm 0,0180$
2,184	0,076	0,557	0,406	0,416	$0,0585 \pm 0,0263 \pm 0,0134$
2,705	0,098	0,531	0,414	0,392	$0,0264 \pm 0,0225 \pm 0,0081$
3,549	0,133	0,514	0,421	0,372	$0,0174 \pm 0,0202 \pm 0,0014$
4,716	0,185	0,491	0,428	0,364	$0,0419 \pm 0,0259 \pm 0,0124$
6,631	0,273	0,470	0,432	0,378	$0,0784 \pm 0,0370 \pm 0,0328$
π^- мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^-}$
1,278	0,035	0,708	0,330	0,484	$0,0104 \pm 0,0095 \pm 0,0041$
1,629	0,055	0,570	0,350	0,403	$0,0169 \pm 0,0080 \pm 0,0038$
2,011	0,076	0,512	0,360	0,367	$-0,0157 \pm 0,0089 \pm 0,0034$
2,451	0,098	0,481	0,367	0,352	$0,0103 \pm 0,0082 \pm 0,0031$
3,192	0,133	0,462	0,369	0,344	$-0,0053 \pm 0,0079 \pm 0,0025$
4,291	0,186	0,447	0,367	0,340	$0,0204 \pm 0,0108 \pm 0,0016$
6,125	0,275	0,430	0,363	0,354	$-0,0192 \pm 0,0154 \pm 0,0006$

Таблица Б.4. Асимметрия Сиверса для π -мезонов в зависимости от переменной $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной $P_{h\perp}$ указаны средние значения переменных Q^2 , x , y и z в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

π^+ мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$
2,533	0,109	0,460	0,341	0,110	$0,0039 \pm 0,0069 \pm 0,0054$
2,530	0,106	0,490	0,350	0,211	$0,0233 \pm 0,0073 \pm 0,0027$
2,486	0,100	0,519	0,355	0,290	$0,0334 \pm 0,0073 \pm 0,0007$
2,415	0,093	0,549	0,355	0,370	$0,0594 \pm 0,0073 \pm 0,0017$
2,342	0,086	0,580	0,360	0,488	$0,0602 \pm 0,0057 \pm 0,0049$
2,303	0,080	0,616	0,388	0,669	$0,0630 \pm 0,0073 \pm 0,0097$
2,262	0,073	0,658	0,453	0,954	$0,0632 \pm 0,0118 \pm 0,0168$
π^0 мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^0}$
2,731	0,111	0,475	0,391	0,113	$0,0128 \pm 0,0270 \pm 0,0169$
2,649	0,103	0,517	0,384	0,212	$0,0667 \pm 0,0273 \pm 0,0163$
2,553	0,095	0,553	0,381	0,290	$0,0625 \pm 0,0261 \pm 0,0158$
2,456	0,087	0,587	0,381	0,369	$0,0575 \pm 0,0249 \pm 0,0153$
2,367	0,080	0,623	0,382	0,490	$0,0177 \pm 0,0169 \pm 0,0146$
2,280	0,073	0,655	0,404	0,673	$0,0315 \pm 0,0183 \pm 0,0134$
2,263	0,070	0,677	0,463	0,959	$0,0196 \pm 0,0244 \pm 0,0117$
π^- мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^-}$
2,454	0,106	0,462	0,337	0,110	$0,0078 \pm 0,0082 \pm 0,0052$
2,445	0,102	0,493	0,346	0,211	$0,0122 \pm 0,0088 \pm 0,0041$
2,393	0,096	0,525	0,350	0,290	$0,0069 \pm 0,0086 \pm 0,0032$
2,314	0,089	0,556	0,348	0,369	$-0,0064 \pm 0,0087 \pm 0,0023$
2,269	0,083	0,586	0,349	0,488	$0,0044 \pm 0,0067 \pm 0,0009$
2,265	0,079	0,619	0,371	0,670	$0,0026 \pm 0,0086 \pm 0,0012$
2,224	0,072	0,658	0,433	0,951	$0,0292 \pm 0,0140 \pm 0,0042$

Таблица Б.5. Асимметрия Сиверса для заряженных К-мезонов в зависимости от переменной z . Для каждой ячейки переменной z указаны средние значения переменных Q^2 , x , y и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

K^+ мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$
2,429	0,083	0,606	0,236	0,354	$0,0235 \pm 0,0165 \pm 0,0063$
2,474	0,092	0,568	0,305	0,385	$0,0454 \pm 0,0161 \pm 0,0076$
2,528	0,097	0,545	0,374	0,415	$0,0773 \pm 0,0166 \pm 0,0088$
2,521	0,099	0,531	0,448	0,443	$0,0727 \pm 0,0178 \pm 0,0101$
2,511	0,102	0,515	0,524	0,470	$0,1358 \pm 0,0215 \pm 0,0115$
2,552	0,103	0,515	0,593	0,497	$0,0829 \pm 0,0255 \pm 0,0127$
2,562	0,106	0,495	0,663	0,512	$0,1335 \pm 0,0296 \pm 0,0140$
K^- мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^-}$
2,393	0,081	0,617	0,234	0,366	$-0,0004 \pm 0,0207 \pm 0,0094$
2,380	0,086	0,580	0,303	0,401	$0,0166 \pm 0,0225 \pm 0,0108$
2,385	0,091	0,553	0,373	0,429	$0,0192 \pm 0,0259 \pm 0,0122$
2,320	0,091	0,536	0,448	0,450	$0,0621 \pm 0,0291 \pm 0,0137$
2,294	0,091	0,534	0,523	0,463	$0,0840 \pm 0,0388 \pm 0,0152$
2,325	0,092	0,530	0,591	0,479	$0,0128 \pm 0,0480 \pm 0,0166$
2,329	0,094	0,513	0,662	0,493	$0,0817 \pm 0,0665 \pm 0,0181$

Таблица Б.6. Асимметрия Сиверса для заряженных К-мезонов в зависимости от переменной x . Для каждой ячейки переменной x указаны средние значения переменных Q^2 , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

K^+ мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$
1,285	0,036	0,709	0,364	0,530	$0,0407 \pm 0,0243 \pm 0,0153$
1,646	0,056	0,574	0,386	0,439	$0,0581 \pm 0,0193 \pm 0,0150$
2,061	0,076	0,524	0,398	0,399	$0,0820 \pm 0,0212 \pm 0,0146$
2,523	0,099	0,495	0,406	0,375	$0,1053 \pm 0,0188 \pm 0,0143$
3,300	0,134	0,477	0,412	0,363	$0,0767 \pm 0,0173 \pm 0,0138$
4,461	0,186	0,464	0,413	0,355	$0,0758 \pm 0,0216 \pm 0,0130$
6,374	0,274	0,450	0,416	0,355	$0,0645 \pm 0,0276 \pm 0,0117$
K^- мезон					
$\langle Q^2 \rangle, \text{ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^-}$
1,289	0,035	0,715	0,339	0,507	$0,0053 \pm 0,0298 \pm 0,0189$
1,666	0,055	0,582	0,358	0,421	$0,0519 \pm 0,0263 \pm 0,0141$
2,088	0,076	0,532	0,363	0,381	$0,0316 \pm 0,0307 \pm 0,0092$
2,585	0,098	0,508	0,370	0,366	$0,0294 \pm 0,0290 \pm 0,0040$
3,375	0,133	0,489	0,370	0,363	$0,0246 \pm 0,0281 \pm 0,0048$
4,551	0,186	0,474	0,369	0,351	$0,0067 \pm 0,0367 \pm 0,0171$
6,301	0,275	0,444	0,370	0,364	$0,0086 \pm 0,0524 \pm 0,0378$

Таблица Б.7. Асимметрия Сиверса для заряженных К-мезонов в зависимости от переменной $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной $P_{h\perp}$ указаны средние значения переменных Q^2 , x , y и z в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

K^+ мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$
2,655	0,111	0,470	0,367	0,111	$0,0337 \pm 0,0182 \pm 0,0324$
2,619	0,107	0,496	0,376	0,211	$0,0646 \pm 0,0201 \pm 0,0267$
2,597	0,103	0,525	0,380	0,290	$0,0433 \pm 0,0205 \pm 0,0221$
2,520	0,096	0,550	0,387	0,369	$0,0773 \pm 0,0207 \pm 0,0176$
2,440	0,089	0,576	0,393	0,489	$0,0922 \pm 0,0157 \pm 0,0107$
2,339	0,081	0,611	0,418	0,673	$0,0904 \pm 0,0181 \pm 0,0011$
2,253	0,072	0,661	0,471	0,972	$0,0757 \pm 0,0259 \pm 0,0153$
K^- мезон					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^-}$
2,467	0,102	0,478	0,342	0,111	$0,0117 \pm 0,0289 \pm 0,0106$
2,452	0,098	0,516	0,348	0,210	$0,0607 \pm 0,0316 \pm 0,0084$
2,457	0,094	0,545	0,351	0,290	$0,0190 \pm 0,0322 \pm 0,0066$
2,361	0,086	0,576	0,354	0,370	$0,0417 \pm 0,0317 \pm 0,0049$
2,293	0,081	0,604	0,352	0,489	$0,0139 \pm 0,0234 \pm 0,0024$
2,275	0,076	0,636	0,372	0,673	$0,0149 \pm 0,0269 \pm 0,0020$
2,240	0,070	0,678	0,429	0,955	$0,0433 \pm 0,0390 \pm 0,0077$

Таблица Б.8. Пионные разностные асимметрии Сиверса в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной, от которой изучается зависимость, указаны средние значения Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия в зависимости от переменной z					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+-\pi^-}$
2,594	0,093	0,581	0,235	0,326	$0,1190 \pm 0,0322 \pm 0,0453$
2,637	0,102	0,542	0,304	0,355	$0,1185 \pm 0,0307 \pm 0,0428$
2,635	0,105	0,524	0,374	0,384	$0,0428 \pm 0,0307 \pm 0,0403$
2,600	0,106	0,511	0,448	0,428	$0,1227 \pm 0,0316 \pm 0,0376$
2,594	0,107	0,505	0,523	0,472	$0,1583 \pm 0,0364 \pm 0,0349$
2,650	0,111	0,495	0,593	0,498	$0,1589 \pm 0,0397 \pm 0,0324$
2,607	0,110	0,483	0,664	0,514	$0,2056 \pm 0,0470 \pm 0,0298$
Асимметрия в зависимости от переменной x					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+-\pi^-}$
1,293	0,036	0,701	0,357	0,508	$0,1340 \pm 0,0794 \pm 0,0258$
1,634	0,056	0,568	0,376	0,428	$0,0276 \pm 0,0492 \pm 0,0260$
2,032	0,076	0,515	0,384	0,387	$0,2512 \pm 0,0454 \pm 0,0262$
2,504	0,099	0,491	0,397	0,364	$0,1381 \pm 0,0370 \pm 0,0265$
3,225	0,133	0,467	0,400	0,344	$0,1013 \pm 0,0285 \pm 0,0270$
4,376	0,186	0,455	0,399	0,336	$0,0853 \pm 0,0309 \pm 0,0276$
6,278	0,276	0,441	0,396	0,327	$0,1517 \pm 0,0372 \pm 0,0282$
Асимметрия в зависимости от переменной $P_{h\perp}$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+-\pi^-}$
2,739	0,119	0,453	0,350	0,110	$0,0004 \pm 0,0309 \pm 0,0441$
2,748	0,116	0,482	0,360	0,211	$0,0588 \pm 0,0320 \pm 0,0369$
2,724	0,112	0,504	0,368	0,290	$0,0970 \pm 0,0333 \pm 0,0313$
2,670	0,105	0,532	0,371	0,370	$0,2107 \pm 0,0340 \pm 0,0257$
2,534	0,094	0,564	0,387	0,488	$0,1748 \pm 0,0302 \pm 0,0176$
2,405	0,083	0,607	0,433	0,669	$0,1811 \pm 0,0434 \pm 0,0062$
2,352	0,074	0,656	0,501	0,961	$-0,0233 \pm 0,1043 \pm 0,0137$

Таблица Б.9. Асимметрия Сиверса для π^+ мезонов в зависимости от переменной z для двух областей Q^2 : $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$. Для каждой ячейки переменной z указаны средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Указана оценка доли π^+ мезонов, происходящих от распадов эксклюзивных векторных мезонов, N_h^{VM}/N_h .

Асимметрия для $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$							
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\text{sin}(\phi-\phi_S), \pi^+}$	N_h^{VM}/N_h	
1,949	0,068	0,597	0,234	0,351	$0,0363 \pm 0,0057 \pm 0,0007$	$0,042 \pm 0,001$	
1,960	0,076	0,552	0,303	0,381	$0,0287 \pm 0,0064 \pm 0,0005$	$0,052 \pm 0,001$	
1,958	0,080	0,527	0,373	0,407	$0,0348 \pm 0,0075 \pm 0,0010$	$0,066 \pm 0,001$	
1,956	0,083	0,511	0,447	0,433	$0,0396 \pm 0,0085 \pm 0,0016$	$0,082 \pm 0,001$	
1,952	0,084	0,500	0,523	0,455	$0,0593 \pm 0,0109 \pm 0,0023$	$0,103 \pm 0,001$	
1,947	0,085	0,489	0,593	0,464	$0,0610 \pm 0,0128 \pm 0,0030$	$0,128 \pm 0,002$	
1,934	0,087	0,471	0,663	0,464	$0,0798 \pm 0,0151 \pm 0,0037$	$0,156 \pm 0,002$	
Асимметрия для $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$							
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\text{sin}(\phi-\phi_S), \pi^+}$	N_h^{VM}/N_h	
5,533	0,200	0,562	0,234	0,313	$0,0279 \pm 0,0119 \pm 0,0020$	$0,010 \pm 0,001$	
5,508	0,207	0,543	0,303	0,347	$0,0672 \pm 0,0135 \pm 0,0012$	$0,011 \pm 0,001$	
5,510	0,209	0,538	0,373	0,375	$0,0290 \pm 0,0156 \pm 0,0007$	$0,015 \pm 0,001$	
5,522	0,210	0,535	0,448	0,406	$0,0764 \pm 0,0176 \pm 0,0011$	$0,017 \pm 0,001$	
5,568	0,213	0,529	0,523	0,440	$0,0497 \pm 0,0225 \pm 0,0019$	$0,019 \pm 0,001$	
5,528	0,211	0,530	0,593	0,472	$0,0782 \pm 0,0266 \pm 0,0027$	$0,026 \pm 0,002$	
5,516	0,213	0,523	0,663	0,476	$0,1263 \pm 0,0305 \pm 0,0036$	$0,033 \pm 0,002$	

Таблица Б.10. Асимметрия Сиверса для π^+ мезонов в зависимости от переменной $P_{h\perp}$ для двух областей Q^2 : $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$. Для каждой ячейки переменной $P_{h\perp}$ указаны средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Указана оценка доли π^+ мезонов, происходящих от распадов эксклюзивных векторных мезонов, N_h^{VM}/N_h .

Асимметрия для $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$						
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$	N_h^{VM}/N_h
2,009	0,091	0,449	0,343	0,110	$0,0056 \pm 0,0079 \pm 0,0015$	$0,061 \pm 0,001$
1,999	0,087	0,484	0,352	0,211	$0,0165 \pm 0,0086 \pm 0,0039$	$0,075 \pm 0,001$
1,975	0,082	0,517	0,356	0,290	$0,0316 \pm 0,0086 \pm 0,0058$	$0,086 \pm 0,001$
1,944	0,076	0,550	0,354	0,370	$0,0541 \pm 0,0084 \pm 0,0078$	$0,087 \pm 0,001$
1,922	0,071	0,583	0,358	0,488	$0,0628 \pm 0,0064 \pm 0,0107$	$0,071 \pm 0,001$
1,908	0,066	0,621	0,387	0,669	$0,0553 \pm 0,0081 \pm 0,0151$	$0,049 \pm 0,001$
1,904	0,060	0,663	0,452	0,955	$0,0600 \pm 0,0129 \pm 0,0215$	$0,033 \pm 0,001$
Асимметрия для $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$						
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$	N_h^{VM}/N_h
5,574	0,214	0,518	0,328	0,110	$0,0020 \pm 0,0156 \pm 0,0080$	$0,014 \pm 0,001$
5,572	0,214	0,523	0,338	0,211	$0,0491 \pm 0,0161 \pm 0,0075$	$0,017 \pm 0,001$
5,554	0,213	0,530	0,348	0,289	$0,0342 \pm 0,0160 \pm 0,0072$	$0,017 \pm 0,001$
5,530	0,208	0,543	0,360	0,369	$0,0826 \pm 0,0169 \pm 0,0068$	$0,018 \pm 0,001$
5,477	0,200	0,560	0,373	0,487	$0,0532 \pm 0,0140 \pm 0,0063$	$0,014 \pm 0,001$
5,459	0,194	0,579	0,401	0,669	$0,1050 \pm 0,0192 \pm 0,0055$	$0,013 \pm 0,001$
5,403	0,182	0,610	0,464	0,949	$0,0975 \pm 0,0324 \pm 0,0043$	$0,008 \pm 0,001$

Таблица Б.11. Асимметрия Сиверса для K^+ мезонов в зависимости от переменной z для двух областей Q^2 : $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$. Для каждой ячейки переменной z указаны средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Указана оценка доли π^+ мезонов, происходящих от распадов эксклюзивных векторных мезонов, N_h^{VM}/N_h .

Асимметрия для $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$						
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$	N_h^{VM}/N_h
1,957	0,067	0,611	0,236	0,360	$0,0305 \pm 0,0186 \pm 0,0025$	$0,013 \pm 0,001$
1,981	0,074	0,570	0,305	0,392	$0,0597 \pm 0,0185 \pm 0,0016$	$0,014 \pm 0,001$
1,985	0,078	0,544	0,374	0,422	$0,0837 \pm 0,0195 \pm 0,0009$	$0,022 \pm 0,001$
1,989	0,080	0,529	0,448	0,451	$0,0777 \pm 0,0208 \pm 0,0010$	$0,030 \pm 0,001$
1,994	0,083	0,513	0,524	0,475	$0,1257 \pm 0,0249 \pm 0,0018$	$0,031 \pm 0,001$
1,994	0,083	0,512	0,593	0,503	$0,0730 \pm 0,0303 \pm 0,0027$	$0,025 \pm 0,001$
2,013	0,087	0,488	0,663	0,516	$0,1308 \pm 0,0341 \pm 0,0037$	$0,015 \pm 0,001$
Асимметрия для $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$						
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$	N_h^{VM}/N_h
5,522	0,194	0,577	0,236	0,314	$-0,0081 \pm 0,0383 \pm 0,0051$	$0,005 \pm 0,001$
5,570	0,202	0,557	0,304	0,344	$-0,0089 \pm 0,0352 \pm 0,0037$	$0,005 \pm 0,001$
5,579	0,204	0,552	0,374	0,376	$0,0685 \pm 0,0344 \pm 0,0022$	$0,007 \pm 0,001$
5,571	0,207	0,543	0,448	0,401	$0,0707 \pm 0,0379 \pm 0,0010$	$0,006 \pm 0,001$
5,542	0,212	0,529	0,522	0,440	$0,1850 \pm 0,0474 \pm 0,0016$	$0,009 \pm 0,001$
5,639	0,213	0,534	0,594	0,464	$0,1170 \pm 0,0545 \pm 0,0029$	$0,007 \pm 0,002$
5,538	0,210	0,532	0,662	0,491	$0,1426 \pm 0,0650 \pm 0,0044$	$0,007 \pm 0,002$

Таблица Б.12. Асимметрия Сиверса для K^+ в зависимости от переменной $P_{h\perp}$ для двух областей Q^2 : $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$. Для каждой ячейки переменной $P_{h\perp}$ указаны средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени. Указана оценка доли π^+ мезонов, происходящих от распадов эксклюзивных векторных мезонов, N_h^{VM}/N_h .

Асимметрия для $Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$						
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$	N_h^{VM}/N_h
2,056	0,091	0,460	0,368	0,111	$0,0352 \pm 0,0214 \pm 0,0217$	$0,037 \pm 0,001$
2,041	0,087	0,490	0,375	0,211	$0,0799 \pm 0,0242 \pm 0,0164$	$0,026 \pm 0,001$
2,012	0,082	0,522	0,380	0,290	$0,0349 \pm 0,0248 \pm 0,0123$	$0,021 \pm 0,001$
1,988	0,077	0,551	0,384	0,369	$0,0857 \pm 0,0248 \pm 0,0083$	$0,018 \pm 0,001$
1,955	0,072	0,578	0,390	0,489	$0,0917 \pm 0,0181 \pm 0,0021$	$0,014 \pm 0,001$
1,920	0,066	0,615	0,415	0,674	$0,1101 \pm 0,0201 \pm 0,0078$	$0,012 \pm 0,001$
1,898	0,059	0,665	0,469	0,973	$0,0526 \pm 0,0284 \pm 0,0218$	$0,011 \pm 0,001$
Асимметрия для $Q^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$						
$\langle Q^2 \rangle, \text{ ГэВ}^2$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle, \text{ ГэВ}$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$	N_h^{VM}/N_h
5,645	0,214	0,524	0,359	0,111	$0,0291 \pm 0,0379 \pm 0,0283$	$0,009 \pm 0,001$
5,617	0,212	0,530	0,381	0,211	$0,0389 \pm 0,0414 \pm 0,0204$	$0,009 \pm 0,002$
5,634	0,211	0,538	0,384	0,289	$0,0908 \pm 0,0408 \pm 0,0142$	$0,007 \pm 0,001$
5,513	0,204	0,548	0,400	0,369	$0,0521 \pm 0,0426 \pm 0,0081$	$0,006 \pm 0,001$
5,532	0,200	0,564	0,414	0,487	$0,1030 \pm 0,0344 \pm 0,0016$	$0,003 \pm 0,001$
5,479	0,193	0,580	0,438	0,671	$-0,0288 \pm 0,0445 \pm 0,0157$	$0,004 \pm 0,001$
5,407	0,179	0,617	0,482	0,961	$0,2306 \pm 0,0697 \pm 0,0362$	$0,005 \pm 0,002$

Таблица Б.13. Асимметрия Сиверса для π^+ и K^+ мезонов в зависимости от переменной x для двух областей Q^2 : выше и ниже среднего значения $\langle Q^2(x_i) \rangle$ в данной ячейке переменной x . Для каждой ячейки переменной x указаны средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$ в данной ячейке. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия для π^+ мезона в области $Q^2 < \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$
1,127	0,034	0,667	0,341	0,471	$0,0467 \pm 0,0114 \pm 0,0028$
1,315	0,055	0,471	0,370	0,362	$0,0346 \pm 0,0098 \pm 0,0031$
1,557	0,075	0,400	0,385	0,320	$0,0458 \pm 0,0108 \pm 0,0035$
1,857	0,098	0,369	0,396	0,308	$0,0619 \pm 0,0101 \pm 0,0039$
2,398	0,131	0,355	0,398	0,309	$0,0388 \pm 0,0099 \pm 0,0046$
3,290	0,183	0,349	0,395	0,320	$0,0515 \pm 0,0151 \pm 0,0056$
4,817	0,259	0,362	0,384	0,345	$0,0434 \pm 0,0222 \pm 0,0067$
Асимметрия для π^+ мезона в области $Q^2 > \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), \pi^+}$
1,499	0,038	0,763	0,329	0,515	$0,0314 \pm 0,0137 \pm 0,0026$
2,019	0,057	0,690	0,340	0,468	$0,0187 \pm 0,0112 \pm 0,0026$
2,562	0,077	0,646	0,346	0,434	$0,0657 \pm 0,0123 \pm 0,0026$
3,168	0,100	0,616	0,353	0,410	$0,0455 \pm 0,0111 \pm 0,0027$
4,120	0,136	0,587	0,357	0,384	$0,0245 \pm 0,0100 \pm 0,0029$
5,443	0,189	0,558	0,361	0,359	$0,0522 \pm 0,0119 \pm 0,0032$
7,685	0,293	0,514	0,364	0,344	$0,0489 \pm 0,0148 \pm 0,0032$
Асимметрия для K^+ мезона в области $Q^2 < \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$
1,130	0,034	0,668	0,370	0,511	$0,0468 \pm 0,0320 \pm 0,0062$
1,330	0,054	0,477	0,398	0,387	$0,0687 \pm 0,0267 \pm 0,0045$
1,599	0,075	0,411	0,415	0,342	$0,0826 \pm 0,0291 \pm 0,0031$
1,915	0,098	0,381	0,426	0,328	$0,1081 \pm 0,0259 \pm 0,0018$
2,487	0,131	0,369	0,429	0,326	$0,1257 \pm 0,0253 \pm 0,0021$
3,423	0,182	0,364	0,427	0,335	$0,0756 \pm 0,0345 \pm 0,0057$
5,003	0,257	0,380	0,425	0,358	$0,1322 \pm 0,0480 \pm 0,0111$
Асимметрия для K^+ мезона в области $Q^2 > \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+}$
1,507	0,038	0,766	0,355	0,558	$0,0263 \pm 0,0380 \pm 0,0105$
2,033	0,057	0,693	0,371	0,502	$0,0429 \pm 0,0300 \pm 0,0103$
2,593	0,077	0,654	0,380	0,465	$0,0717 \pm 0,0339 \pm 0,0101$
3,211	0,100	0,623	0,384	0,429	$0,1056 \pm 0,0305 \pm 0,0098$
4,189	0,137	0,596	0,393	0,405	$0,0220 \pm 0,0261 \pm 0,0095$
5,549	0,189	0,569	0,398	0,377	$0,0629 \pm 0,0310 \pm 0,0090$
7,867	0,293	0,527	0,406	0,353	$0,0278 \pm 0,0360 \pm 0,0078$

Таблица Б.14. Разностная асимметрия Сиверса для K^+ и π^+ мезонов в зависимости от переменной x для области всех значений Q^2 , а также отдельно для областей малых и больших Q^2 , аналогично тому как представлено на рис. 6.7. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия в полной области Q^2 .	
$\langle x \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+-\pi^+}$
0.036	$0.0022 \pm 0.0258 \pm 0.0141$
0.056	$0.0318 \pm 0.0206 \pm 0.0141$
0.076	$0.0278 \pm 0.0226 \pm 0.0140$
0.099	$0.0537 \pm 0.0201 \pm 0.0140$
0.134	$0.0406 \pm 0.0185 \pm 0.0139$
0.186	$0.0227 \pm 0.0232 \pm 0.0137$
0.274	$0.0099 \pm 0.0300 \pm 0.0135$
Асимметрия в области $Q^2 < \langle Q^2(x) \rangle$	
$\langle x \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+-\pi^+}$
0.034	$0.0002 \pm 0.0339 \pm 0.0124$
0.054	$0.0341 \pm 0.0284 \pm 0.0113$
0.075	$0.0368 \pm 0.0310 \pm 0.0104$
0.098	$0.0462 \pm 0.0277 \pm 0.0094$
0.131	$0.0869 \pm 0.0271 \pm 0.0080$
0.182	$0.0241 \pm 0.0376 \pm 0.0061$
0.257	$0.0888 \pm 0.0529 \pm 0.0050$
Асимметрия в области $Q^2 > \langle Q^2(x) \rangle$	
$\langle x \rangle$	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S), K^+-\pi^+}$
0.038	$-0.0051 \pm 0.0404 \pm 0.0153$
0.057	$0.0241 \pm 0.0320 \pm 0.0153$
0.077	$0.0060 \pm 0.0361 \pm 0.0150$
0.010	$0.0601 \pm 0.0325 \pm 0.0149$
0.137	$-0.0023 \pm 0.0279 \pm 0.0146$
0.189	$0.0107 \pm 0.0333 \pm 0.0142$
0.293	$-0.0211 \pm 0.0389 \pm 0.0135$

Таблица Б.15. Асимметрия Коллинза для π^+ мезонов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной от которой изучается зависимость асимметрии, приведены средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия для π^+ мезона в зависимости от z					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
2,423	0,086	0,592	0,234	0,346	$0,0060 \pm 0,0048 \pm 0,0088$
2,428	0,094	0,551	0,303	0,377	$0,0067 \pm 0,0057 \pm 0,0085$
2,425	0,097	0,528	0,373	0,403	$0,0182 \pm 0,0068 \pm 0,0082$
2,418	0,099	0,514	0,447	0,429	$0,0106 \pm 0,0078 \pm 0,0079$
2,411	0,100	0,504	0,523	0,453	$0,0144 \pm 0,0100 \pm 0,0076$
2,400	0,101	0,494	0,593	0,465	$0,0362 \pm 0,0119 \pm 0,0073$
2,385	0,103	0,478	0,663	0,465	$0,0349 \pm 0,0140 \pm 0,0071$
Асимметрия для π^+ мезона в зависимости от x					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
1,281	0,036	0,707	0,336	0,489	$0,0038 \pm 0,0071 \pm 0,0028$
1,631	0,056	0,569	0,356	0,409	$0,0033 \pm 0,0066 \pm 0,0023$
2,017	0,076	0,513	0,367	0,372	$0,0036 \pm 0,0078 \pm 0,0019$
2,467	0,098	0,484	0,376	0,356	$0,0071 \pm 0,0073 \pm 0,0017$
3,203	0,133	0,464	0,379	0,344	$0,0279 \pm 0,0070 \pm 0,0018$
4,321	0,186	0,449	0,379	0,339	$0,0289 \pm 0,0091 \pm 0,0027$
6,179	0,275	0,434	0,375	0,344	$0,0150 \pm 0,0123 \pm 0,0042$
Асимметрия для π^+ мезона в зависимости от $P_{h\perp}$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
2,533	0,109	0,460	0,341	0,110	$0,0140 \pm 0,0071 \pm 0,0050$
2,530	0,106	0,490	0,350	0,211	$0,0185 \pm 0,0080 \pm 0,0042$
2,486	0,100	0,519	0,355	0,290	$0,0132 \pm 0,0080 \pm 0,0036$
2,415	0,093	0,549	0,355	0,370	$0,0100 \pm 0,0075 \pm 0,0030$
2,342	0,086	0,580	0,360	0,488	$0,0107 \pm 0,0055 \pm 0,0022$
2,303	0,080	0,616	0,388	0,669	$0,0142 \pm 0,0069 \pm 0,0012$
2,262	0,073	0,658	0,453	0,954	$0,0214 \pm 0,0110 \pm 0,0019$

Таблица Б.16. Асимметрия Коллинза для π^0 мезонов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной от которой изучается зависимость асимметрии, приведены средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия в зависимости от переменной z					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^0}$
2,361	0,072	0,671	0,236	0,390	$-0,0360 \pm 0,0207 \pm 0,0139$
2,414	0,081	0,623	0,304	0,420	$0,0185 \pm 0,0174 \pm 0,0170$
2,447	0,087	0,587	0,374	0,446	$-0,0008 \pm 0,0180 \pm 0,0202$
2,486	0,093	0,558	0,448	0,464	$-0,0282 \pm 0,0179 \pm 0,0236$
2,531	0,098	0,531	0,523	0,472	$-0,0111 \pm 0,0218 \pm 0,0270$
2,552	0,102	0,511	0,593	0,488	$-0,0166 \pm 0,0247 \pm 0,0303$
2,583	0,106	0,495	0,663	0,495	$-0,0541 \pm 0,0287 \pm 0,0334$
Асимметрия в зависимости от переменной x					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^0}$
1,293	0,035	0,717	0,351	0,540	$-0,0130 \pm 0,0211 \pm 0,0030$
1,712	0,055	0,599	0,386	0,451	$-0,0030 \pm 0,0197 \pm 0,0065$
2,184	0,076	0,557	0,406	0,416	$-0,0219 \pm 0,0237 \pm 0,0100$
2,705	0,098	0,531	0,414	0,392	$0,0031 \pm 0,0223 \pm 0,0141$
3,549	0,133	0,514	0,421	0,372	$-0,0183 \pm 0,0208 \pm 0,0202$
4,716	0,185	0,491	0,428	0,364	$0,0136 \pm 0,0270 \pm 0,0293$
6,631	0,273	0,470	0,432	0,378	$-0,0639 \pm 0,0364 \pm 0,0448$
Асимметрия в зависимости от переменной $P_{h\perp}$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^0}$
2,731	0,111	0,475	0,391	0,113	$0,0012 \pm 0,0276 \pm 0,0355$
2,649	0,103	0,517	0,384	0,212	$-0,0427 \pm 0,0311 \pm 0,0305$
2,553	0,095	0,553	0,381	0,290	$-0,0646 \pm 0,0312 \pm 0,0265$
2,456	0,087	0,587	0,381	0,369	$-0,0430 \pm 0,0284 \pm 0,0226$
2,367	0,080	0,623	0,382	0,490	$-0,0128 \pm 0,0160 \pm 0,0166$
2,280	0,073	0,655	0,404	0,673	$-0,0044 \pm 0,0161 \pm 0,0075$
2,263	0,070	0,677	0,463	0,959	$-0,0248 \pm 0,0211 \pm 0,0062$

Таблица Б.17. Асимметрия Коллинза для π^- мезонов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной от которой изучается зависимость асимметрии, приведены средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия в зависимости от переменной z					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
2,373	0,084	0,596	0,233	0,352	$-0,0155 \pm 0,0055 \pm 0,0012$
2,356	0,091	0,553	0,303	0,385	$-0,0252 \pm 0,0065 \pm 0,0046$
2,338	0,094	0,530	0,373	0,411	$-0,0307 \pm 0,0079 \pm 0,0081$
2,332	0,096	0,515	0,447	0,430	$-0,0204 \pm 0,0093 \pm 0,0118$
2,315	0,097	0,504	0,523	0,444	$-0,0246 \pm 0,0122 \pm 0,0156$
2,263	0,096	0,494	0,593	0,447	$-0,0278 \pm 0,0148 \pm 0,0191$
2,247	0,098	0,475	0,663	0,435	$-0,0393 \pm 0,0174 \pm 0,0226$
Асимметрия в зависимости от переменной x					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
1,278	0,035	0,708	0,330	0,484	$0,0007 \pm 0,0077 \pm 0,0053$
1,629	0,055	0,570	0,350	0,403	$-0,0234 \pm 0,0074 \pm 0,0050$
2,011	0,076	0,512	0,360	0,367	$-0,0034 \pm 0,0089 \pm 0,0048$
2,451	0,098	0,481	0,367	0,352	$-0,0232 \pm 0,0085 \pm 0,0046$
3,192	0,133	0,462	0,369	0,344	$-0,0127 \pm 0,0084 \pm 0,0042$
4,291	0,186	0,447	0,367	0,340	$-0,0531 \pm 0,0115 \pm 0,0037$
6,125	0,275	0,430	0,363	0,354	$-0,0752 \pm 0,0160 \pm 0,0027$
Асимметрия в зависимости от переменной $P_{h\perp}$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
2,454	0,106	0,462	0,337	0,110	$-0,0134 \pm 0,0084 \pm 0,0138$
2,445	0,102	0,493	0,346	0,211	$-0,0192 \pm 0,0096 \pm 0,0121$
2,393	0,096	0,525	0,350	0,290	$-0,0246 \pm 0,0095 \pm 0,0107$
2,314	0,089	0,556	0,348	0,369	$-0,0083 \pm 0,0088 \pm 0,0093$
2,269	0,083	0,586	0,349	0,488	$-0,0236 \pm 0,0063 \pm 0,0072$
2,265	0,079	0,619	0,371	0,670	$-0,0354 \pm 0,0081 \pm 0,0039$
2,224	0,072	0,658	0,433	0,951	$-0,0364 \pm 0,0132 \pm 0,0008$

Таблица Б.18. Асимметрия Коллинза для K^+ мезонов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной от которой изучается зависимость асимметрии, приведены средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия в зависимости от переменной z					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), K^+}$
2,429	0,083	0,606	0,236	0,354	$0,0207 \pm 0,0155 \pm 0,0081$
2,474	0,092	0,568	0,305	0,385	$0,0315 \pm 0,0158 \pm 0,0051$
2,528	0,097	0,545	0,374	0,415	$0,0162 \pm 0,0171 \pm 0,0021$
2,521	0,099	0,531	0,448	0,443	$0,0527 \pm 0,0187 \pm 0,0015$
2,511	0,102	0,515	0,524	0,470	$0,0193 \pm 0,0225 \pm 0,0046$
2,552	0,103	0,515	0,593	0,497	$0,0852 \pm 0,0266 \pm 0,0077$
2,562	0,106	0,495	0,663	0,512	$0,0570 \pm 0,0304 \pm 0,0107$
Асимметрия в зависимости от переменной x					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), K^+}$
1,285	0,036	0,709	0,364	0,530	$0,0235 \pm 0,0196 \pm 0,0102$
1,646	0,056	0,574	0,386	0,439	$0,0225 \pm 0,0181 \pm 0,0088$
2,061	0,076	0,524	0,398	0,399	$0,0029 \pm 0,0214 \pm 0,0074$
2,523	0,099	0,495	0,406	0,375	$0,0070 \pm 0,0198 \pm 0,0059$
3,300	0,134	0,477	0,412	0,363	$0,0607 \pm 0,0183 \pm 0,0038$
4,461	0,186	0,464	0,413	0,355	$0,0552 \pm 0,0227 \pm 0,0024$
6,374	0,274	0,450	0,416	0,355	$0,0494 \pm 0,0289 \pm 0,0070$
Асимметрия в зависимости от переменной $P_{h\perp}$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), K^+}$
2,655	0,111	0,470	0,367	0,111	$0,0178 \pm 0,0186 \pm 0,0271$
2,619	0,107	0,496	0,376	0,211	$0,0360 \pm 0,0216 \pm 0,0251$
2,597	0,103	0,525	0,380	0,290	$0,0706 \pm 0,0227 \pm 0,0236$
2,520	0,096	0,550	0,387	0,369	$0,0694 \pm 0,0215 \pm 0,0220$
2,440	0,089	0,576	0,393	0,489	$0,0193 \pm 0,0154 \pm 0,0196$
2,339	0,081	0,611	0,418	0,673	$0,0197 \pm 0,0173 \pm 0,0160$
2,253	0,072	0,661	0,471	0,972	$0,0598 \pm 0,0240 \pm 0,0106$

Таблица Б.19. Асимметрия Коллинза для K^- мезонов в зависимости от переменных z , x и $P_{h\perp}$. Для каждой ячейки переменной от которой изучается зависимость асимметрии, приведены средние значения переменных Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия в зависимости от переменной z					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), K^-}$
2,393	0,081	0,617	0,234	0,366	$-0,0131 \pm 0,0193 \pm 0,0079$
2,380	0,086	0,580	0,303	0,401	$0,0078 \pm 0,0216 \pm 0,0102$
2,385	0,091	0,553	0,373	0,429	$0,0183 \pm 0,0258 \pm 0,0126$
2,320	0,091	0,536	0,448	0,450	$0,0092 \pm 0,0301 \pm 0,0150$
2,294	0,091	0,534	0,523	0,463	$-0,0674 \pm 0,0398 \pm 0,0174$
2,325	0,092	0,530	0,591	0,479	$0,1033 \pm 0,0484 \pm 0,0199$
2,329	0,094	0,513	0,662	0,493	$0,0729 \pm 0,0706 \pm 0,0222$
Асимметрия в зависимости от переменной x					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), K^-}$
1,289	0,035	0,715	0,339	0,507	$0,0069 \pm 0,0244 \pm 0,0033$
1,666	0,055	0,582	0,358	0,421	$-0,0083 \pm 0,0243 \pm 0,0010$
2,088	0,076	0,532	0,363	0,381	$-0,0016 \pm 0,0303 \pm 0,0017$
2,585	0,098	0,508	0,370	0,366	$0,0114 \pm 0,0296 \pm 0,0043$
3,375	0,133	0,489	0,370	0,363	$0,0225 \pm 0,0293 \pm 0,0085$
4,551	0,186	0,474	0,369	0,351	$0,0458 \pm 0,0385 \pm 0,0146$
6,301	0,275	0,444	0,370	0,364	$-0,0499 \pm 0,0575 \pm 0,0249$
Асимметрия в зависимости от переменной $P_{h\perp}$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), K^-}$
2,467	0,102	0,478	0,342	0,111	$0,0108 \pm 0,0300 \pm 0,0083$
2,452	0,098	0,516	0,348	0,210	$-0,0513 \pm 0,0347 \pm 0,0051$
2,457	0,094	0,545	0,351	0,290	$0,0221 \pm 0,0360 \pm 0,0026$
2,361	0,086	0,576	0,354	0,370	$-0,0115 \pm 0,0322 \pm 0,0006$
2,293	0,081	0,604	0,352	0,489	$0,0190 \pm 0,0217 \pm 0,0039$
2,275	0,076	0,636	0,372	0,673	$0,0027 \pm 0,0249 \pm 0,0097$
2,240	0,070	0,678	0,429	0,955	$0,0344 \pm 0,0367 \pm 0,0182$

Таблица Б.20. Асимметрия Коллинза для заряженных пионов как функция переменной x . Полная область изменения переменной Q^2 , для данной ячейки i по переменной x , была разделена на две подобласти, ниже и выше среднего значения Q^2 в этой бине ($\langle Q^2(x_i) \rangle$). Для каждой ячейки приведены средние значения Q^2 , x , y , z и $P_{h\perp}$. Приведены статистические и систематические неопределённости измерения асимметрии. Существует дополнительная общая нормировочная неопределённость 7,3%, вызванная неопределённостью в величине поляризации мишени.

Асимметрия для π^+ мезона в области $Q^2 < \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
1,127	0,034	0,667	0,341	0,471	$-0,0066 \pm 0,0095 \pm 0,0020$
1,315	0,055	0,471	0,370	0,362	$-0,0024 \pm 0,0097 \pm 0,0016$
1,557	0,075	0,400	0,385	0,320	$0,0151 \pm 0,0116 \pm 0,0013$
1,857	0,098	0,369	0,396	0,308	$-0,0089 \pm 0,0113 \pm 0,0013$
2,398	0,131	0,355	0,398	0,309	$0,0326 \pm 0,0116 \pm 0,0018$
3,290	0,183	0,349	0,395	0,320	$0,0133 \pm 0,0174 \pm 0,0029$
4,817	0,259	0,362	0,384	0,345	$0,0304 \pm 0,0243 \pm 0,0004$
Асимметрия для π^+ мезона в области $Q^2 > \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^+}$
1,499	0,038	0,763	0,329	0,515	$0,0158 \pm 0,0107 \pm 0,0016$
2,019	0,057	0,690	0,340	0,468	$0,0054 \pm 0,0092 \pm 0,0010$
2,562	0,077	0,646	0,346	0,434	$-0,0070 \pm 0,0112 \pm 0,0008$
3,168	0,100	0,616	0,353	0,410	$0,0096 \pm 0,0108 \pm 0,0014$
4,120	0,136	0,587	0,357	0,384	$0,0226 \pm 0,0104 \pm 0,0028$
5,443	0,189	0,558	0,361	0,359	$0,0263 \pm 0,0127 \pm 0,0048$
7,685	0,293	0,514	0,364	0,344	$0,0098 \pm 0,0155 \pm 0,0084$
Асимметрия для π^- мезона в области $Q^2 < \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
1,125	0,033	0,669	0,336	0,465	$-0,0115 \pm 0,0103 \pm 0,0016$
1,314	0,054	0,472	0,363	0,356	$-0,0393 \pm 0,0108 \pm 0,0017$
1,552	0,075	0,399	0,379	0,315	$-0,0052 \pm 0,0133 \pm 0,0018$
1,841	0,097	0,366	0,388	0,306	$-0,0045 \pm 0,0135 \pm 0,0020$
2,383	0,131	0,353	0,390	0,312	$0,0100 \pm 0,0143 \pm 0,0021$
3,266	0,183	0,347	0,387	0,327	$-0,0550 \pm 0,0220 \pm 0,0024$
4,765	0,259	0,358	0,375	0,358	$-0,0593 \pm 0,0328 \pm 0,0027$
Асимметрия для π^- мезона в области $Q^2 > \langle Q^2(x) \rangle$					
$\langle Q^2 \rangle$, ГэВ ²	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	$\langle P_{h\perp} \rangle$, ГэВ	$A_{UT}^{\sin(\phi+\phi_S), \pi^-}$
1,494	0,038	0,764	0,321	0,510	$0,0122 \pm 0,0117 \pm 0,0049$
2,016	0,057	0,690	0,334	0,461	$-0,0116 \pm 0,0104 \pm 0,0055$
2,558	0,077	0,646	0,339	0,427	$0,0006 \pm 0,0128 \pm 0,0062$
3,156	0,100	0,614	0,343	0,405	$-0,0318 \pm 0,0123 \pm 0,0070$
4,116	0,136	0,587	0,346	0,381	$-0,0262 \pm 0,0121 \pm 0,0082$
5,431	0,189	0,557	0,346	0,355	$-0,0437 \pm 0,0156 \pm 0,0100$
7,635	0,293	0,510	0,349	0,349	$-0,0813 \pm 0,0197 \pm 0,0134$