

Ա. Ի. ԱԼԻՔԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ ԱԶԳԱՅԻՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐԻԱ
(Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ)

Ավագյան Հարություն Ռոբերտի

ՍՊՐԱՅԻՆ ԵՎ ԱԶԻՄՈՒՏԱԿԱՆ ԱՍԻՄԵՏՐԻԱԼԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ
ԷԼԵԿՏՐՈՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Ա.04.16 - «Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկա»
մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտորի գիտական
աստիճանի հայցման ատենախոսության
ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ - 2013

НАЦИОНАЛЬНАЯ НАУЧНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ИМ. А.И. АЛИХАНИЯ
(ЕрФИ)

Авагян Арутюн Робертович

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ И АЗИМУТАЛЬНЫХ АССИМЕТРИЙ
ПРИ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИИ

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени доктора физико-
математических наук по специальности 01.04.16 «Физика ядра,
элементарных частиц и космических лучей»

ЕРЕВАН - 2013

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ԱԱԳԼ-ում (ԵրՖԻ):

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝
ֆիզմաթ գիտ.դոկտոր Ի.Գ.Ազնաուրյան (ԱԱԳԼ)
ֆիզմաթ գիտ.դոկտոր Հ.Գ.Մկրտչյան (ԱԱԳԼ)
ֆիզմաթ գիտ.դոկտոր Բ.Պասկուինի (Պավիայի
համալսարանի պրոֆեսոր, Իտալիա)

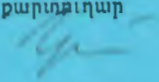
Առաջատար կազմակերպություն՝ Վ.Վեկալերի և Ա.Բալդինի անվ. ԲեՖԼ, ՄՖՄԻ, Դուբնա:
Պաշտպանությունը կայանալու է 2013թ. հոկտեմբերի 8-ին, ժամը 14⁰⁰-ին
ԱԱԳԼ-ի «Միջուկի և տարրական մասնիկների ֆիզիկա» 024 մասնագիտական խորհրդում
(Երևան - 0036, Արխանյան եղբայրների փ. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԱԱԳԼ-ի գրադարանում:

Սեղմագիրն ամսաթիվ է 2013թ. օգոստոսի 29-ին

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար

Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր

 Վ. Ն. Չիրախանյան

Тема диссертации утверждена ученым советом Национальной Научной Лаборатории
(ЕрФИ) имени А. И. Алиханяна

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук И.Г. Азнаурян (ННЛА)
доктор физико-математических наук Г.Г. Мкртчян (ННЛА)
доктор физико-математических наук В. Паскуини (университет
г. Павия, Италия)

Ведущая организация: ЛФВ) им. В.Векслера и А.Валдина, ОИЯИ, Дубна.

Защита состоится 8-го октября, 2013г. в 14 часов на заседании специализированного совета
ВАК 024 "Физика ядра и элементарных частиц" Национальной Научной Лаборатории
(Ереван-0036, ул. Братьев Алиханян 2)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ННЛА

Автореферат разослан 29-го августа 2013 г.

Ученый секретарь спец. Совета

доктор физико-математических наук



Д. Р. Карпетян

Общая характеристика работы.

В диссертационной работе представлены результаты измерений спиновых и азимутальных асимметрий в глубоко неупругих процессах при рассеянии электронов и позитронов высоких энергий на ядрах, включая впервые проведенные наблюдения односпиновых асимметрий в электророждении заряженных и нейтральных пионов в полуинклюзивном глубоко неупругом рассеянии в случае поляризованной мишени и поляризованного пучка. Все экспериментальные измерения были выполнены на установке HERMES в DESY и в Холле Б ускорителя CEBAF (США) с 1995 по 2011. Представленные данные представляют собой впервые проведенные измерения всех рассмотренных наблюдаемых. Измерение односпиновых асимметрий положило начало серии измерений, целью которых было детальное исследование, так называемой, трехмерной структуры адронов, позволяющей изучение распределений партонов, не только по продольному импульсу, но и по поперечному, по отношению к направлению импульса быстро движущегося адрона, а также по поперечной координате относительно центра адрона.

Актуальность работы.

Понимание кварк-глюонной структуры адронов в рамках теоретической базы квантовой хромодинамики (КХД) является одной из основных задач ядерной физики. Спин нуклона всегда был важным компонентом в исследовании и понимании КХД. Исследование орбитального момента партонов стало ключевым вопросом КХД после того, как измерения, выполненные коллаборациями SLAC и EMC показали что суммарный вклад спинов кварков составляет лишь малую часть спина нуклона. Азимутальные распределения частиц в конечном состоянии в полуинклюзивном глубоко неупругом рассеянии (SIDIS) играют важную роль в изучении поперечного распределения импульсов кварков в нуклоне и обеспечивают доступ к орбитальному движению кварков. В последние годы измерения азимутальных моментов поляризованных адронных сечений в жестких процессах, в частности, односпиновые асимметрии (SSA), рассматриваются в качестве мощного инструмента для исследования структуры нуклонов посредством измерения обобщенных распределений партонов (GPDs) и партонных функций распределения, зависящих от поперечного импульса (TMDs) в эксклюзивном и полуинклюзивном рождении частиц,

соответственно адронов и фотонов. Первые однозначные измерения односпиновых асимметрий в SIDIS, которые положили начало важным теоретическим разработкам, стали измерения значительных SSA коллаборацией HERMES в случае продольно поляризованной мишени [1, 2, 3, 4]. Обнаружение ненулевой SSA повлекло огромное количество теоретических и экспериментальных работ. В настоящее время во всем мире ставится множество экспериментов с целью измерения различных эффектов, связанных с поперечной структурой нуклонов. Они используют полунклюзивное глубоконеупругое рассеяние (HERMES в DESY, COMPASS в ЦЕРН, Jefferson Lab), поляризованные протон-протонные столкновения (PHENIX, STAR и Брамса на RHIC), и электрон-позитронную аннигиляцию (Belle на KEK, и BABAR на SLAC).

Исследования SSA в настоящее время требуют модернизации нескольких существующих установок (JLab, RHIC, COMPASS) и строительства новых центров по всему миру (EIC, FAIR, JPARC).

Целью настоящей работы является исследование трехмерной структуры нуклонов в рамках кварк-глюонного описания, основанного на извлечении обобщенных партонных распределений из измерений спиновых и азимутальных асимметрий в электророждении адронов, в полунклюзивном глубоко неупругом рассеянии и глубоко неупругом эксклюзивном рождении адронов и фотонов. Протоны являются сложными системами, с богатой внутренней структурой и сложной динамикой. В настоящее время мы не очень хорошо понимаем, например, динамику того как спин кварков коррелирует с их положением внутри адрона и их импульсом. Измерение односпиновых асимметрий впервые дало возможность исследовать динамику кварк-глюонных корреляций спина, положения в пространстве, и импульса. Таким образом, одномерная картина партонных распределений может быть обобщена, и это позволит получить трехмерное изображение, дающее представление о распределении кварков в поперечном пространстве по импульсам и координатам. Понимание кварковых взаимодействий в конечном состоянии, и их влияния на формирование конечного поперечного импульса кварков, которое можно изучать посредством измерения односпиновых асимметрий, является на сегодняшний день одним из ключевых вопросов физики сильных взаимодействий.

Научная новизна работы.

В настоящей работе впервые проведены наблюдения односпиновых асимметрий в электророждении пионов в полунклюзивном глубоко неупругом рассеянии в случае поляризованной мишени, а также односпиновых асимметрий в электророждении заряженных мезонов, и впервые были измерены значительные односпиновые асимметрии для отрицательных и нейтральных пионов в полунклюзивном глубоко неупругом рассеянии в случае поляризованного пучка. Впервые была измерена асимметрия Коциняна-Мулдерса и зависимость двойной асимметрии спина в полунклюзивном глубоко неупругом рассеянии от поперечного импульса рожденных адронов. В исследованиях эксклюзивных процессов впервые наблюдались односпиновые асимметрии в жестком эксклюзивном рождении фотонов (DVCS) в случае поляризованной мишени, а также односпиновые асимметрии в рождении жестких эксклюзивных пионов в случае поляризованного пучка.

Практическая ценность.

Полученные результаты указывают на наличие сильных спин-орбитальных корреляций в результате которых положение кварков и их поперечные импульсы зависят от их спина. Фактически, спин кварков влияет на вероятность нахождения кварка в определенной точке пространства с определенным импульсом. Цикл измерений односпиновых асимметрий представленный в настоящей работе открыл новые возможности для исследований кварк-глюонных корреляций и исследования трехмерной структуры адронов.

Распределения партонов в поперечном пространстве, закодированные в обобщенных распределениях партонов (GPDs) и распределения партонов по поперечным импульсам, закодированные в TMDs, признаны в качестве основных целей модернизации JLab на 12 ГэВ и главным мотивом строительства коллайдера (Electron Ion Collider). Несколько проектов уже были утверждены научным советом JLab PAC для изучения GPDs и TMDs на JLab12 с присвоением высших рейтингов по физике. Использование модернизированного электронного пучка в JLab и обновленного CLAS12 детектора с сочетанием широкого кинематического охвата, высокой интенсивности пучка (светимости), высокой энергии, высокой поляризации, а также расширенными возможностями идентификации частиц, даст уникальную возможность для изучения корреляций спина с поперечным импульсом, при

жестком рассеянии в эксклюзивных и полуинклюзивных глубоко неупругих процессах с беспрецедентной точностью.

Автор выносит на защиту следующие основные положения и результаты:

- Впервые были проведены наблюдения односпиновых асимметрий в электророждении пионов на продольно поляризованной мишени [1,2,3,4].
- Впервые наблюдались односпиновые асимметрии в электророждении пионов в случае поляризованного пучка [5, 6,14].
- Впервые были проведены значительные измерения односпиновых асимметрий для отрицательных пионов [7] и нейтральных пионов [8,21] в SIDIS.
- Впервые были измерены зависимости двойной асимметрии спина в SIDIS от поперечного импульса конечного пиона [9,12,14,17,19].
- Впервые проведены измерения асимметрии Коциняна-Мулдерса в SIDIS [1,9,13,16,17,18].
- Впервые наблюдались односпиновые асимметрии в жестком эксклюзивном рождении фотонов (DVCS) в случае поляризованной мишени [10,20].
- Впервые наблюдались односпиновые асимметрии в жестком эксклюзивном рождении пионов продольно поляризованными электронами [11,20].

Апробация работы и публикации.

Основные положения диссертационной работы неоднократно докладывались на научных семинарах, и международных конференциях (DIS 1999, 2000, 2005, SPIN 2003, 2006, 2012, CIPANP 2003, PANIC 2008, EINN 2009, Transversity 2005, 2012, ECT* 2004, 2006, 2010, ..) .

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения. Работа изложена на 209 страницах машинописного текста и включает 109 рисунков, 11 таблиц и список литературы из 328 наименований.

Краткое содержание диссертации:

Введение содержит краткое научное обоснование актуальности исследования трехмерной структуры адронов. Измерения поперечных импульсов (P_T) в конечном состоянии адронов в $ep \rightarrow e'hX$, для которых адрон детектируется в совпадении с рассеянным лептоном, позволяет получить поперечные распределения импульса партонов (TMDs), которые не доступны в инклюзивном рассеянии. КХД-факторизация для SIDIS, доказанная для низких поперечных импульсов в токовой фрагментации [22, 23, 24], обеспечивает строгий формализм для изучения партонных TMD из SIDIS данных, используя различные спин-зависимые и спин-независимые наблюдаемые эффекты [25].

В первой главе обсуждаются элементы теории электророждения при больших передачах для полуинклюзивных и эксклюзивных процессов с акцентом на корреляции поперечных и продольных степеней свободы. Мы также обсуждаем в деталях различные модельные расчеты TMDs, которые затем используются для сравнения измеряемых асимметрий с теоретическими предсказаниями.

Все партонные TMD распределения получены при измерениях спиновых и азимутальных асимметрий в полуинклюзивном DIS (SIDIS) с поляризованным пучком или мишенью, где TMD появляются в виде сверток с соответствующими функциями фрагментации. В предположении однофотонного обмена, лептон-адронное сечение может быть выражено модельно-независимым образом с помощью набора структурных функций [25,26].

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dx_B dy d\psi dz d\phi_h dP_T^2} = & \frac{\alpha^2}{x_B y Q^2} \frac{y^2}{2(1-\varepsilon)} \left(1 + \frac{y^2}{2x_B} \right) \left\{ F_{UU,T} + \varepsilon F_{UU,L} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cos\phi_h F_{UU}^{\cos\phi_h} \right. \\
& + \varepsilon \cos(2\phi_h) F_{UU}^{\cos 2\phi_h} + \lambda_\pi \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \sin\phi_h F_{LU}^{\sin\phi_h} \\
& + S_{\parallel} \left[\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi_h F_{UL}^{\sin\phi_h} + \varepsilon \sin(2\phi_h) F_{UL}^{\sin 2\phi_h} \right] \\
& + S_{\parallel} \lambda_\pi \left[\sqrt{1-\varepsilon^2} F_{LL} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi_h F_{LL}^{\cos\phi_h} \right] \\
& + |S_{\perp}| \left[\sin(\phi_h - \phi_S) \left(F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} + \varepsilon F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} \right) \right. \\
& + \varepsilon \sin(\phi_h + \phi_S) F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} + \varepsilon \sin(3\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S)} \\
& + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin\phi_S F_{UT}^{\sin\phi_S} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin(2\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(2\phi_h - \phi_S)} \\
& + |S_{\perp}| \lambda_\pi \left[\sqrt{1-\varepsilon^2} \cos(\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos\phi_S F_{LT}^{\cos\phi_S} \right. \\
& \left. \left. + \sqrt{2\varepsilon(1-\varepsilon)} \cos(2\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} \right] \right\},
\end{aligned}$$

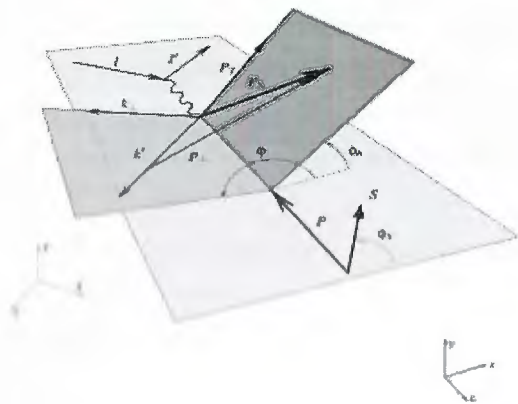


Рис. 1 Кинематика полунклюзивного рождения адронов.

До настоящего времени КХД-факторизация для полунклюзивных процессов при низких поперечных импульсах в области фрагментации тока была установлена в работах [23, 24] только для лидирующих твистов. Структурные функции факторизируются в TMD распределения, функции фрагментации партона и части описывающей неупругое рассеяние (HUU, ...) [23].

$$\begin{aligned}
\sigma_{UU} & \propto F_{UU} \propto f_1(x, k_T) D_1(z_h, p_T) H_{UU}(Q^2) \\
\sigma_{LL} & \propto F_{LL} \propto g_1(x, k_T) D_1(z_h, p_T) H_{LL}(Q^2)
\end{aligned}$$

где k_T и p_T являются поперечными импульсами кварков до и после рассеяния, определяющие поперечный импульс конечного адрона $P_T = z k_T + p_T$ (см. Рис.1). Неполаризованная D_1 и поляризованная $H_{1\perp}$ функции фрагментации в целом зависят от поперечного импульса фрагментирующегося кварка. Расчеты зависимости TMDs от поперечного импульса в различных моделях [27, 28, 29, 30, 31] и на решетке [32, 33, 34] показывают, что зависимость поперечного распределения кварков от их поляризации и аромата может быть очень значительной. Орбитальный момент кварков существенно меняет распределение кварков в области валентных кварков, в частности, распределения кварков анти-выровненные со спином протона [12]. Простые модельные расчеты также показывают, что кварки ориентированные по спину протона, q^+ , и анти-ориентированные по спину протона, q^- , могут иметь очень разные распределения по поперечным импульсам [12]. Это может привести к наблюдаемым эффектам в зависимости двойной продольной асимметрии от поперечного импульса, P_T , конечного адрона [28]. Последние результаты по расчетам TMDs с КХД на решетке [32, 33], показывают, что спин-орбитальные корреляции могут изменить распределение партонов по поперечным импульсам. Измерения зависимости распределений по поперечному импульсу от спиральности также важны для интерпретации текущих исследований на различных установках во всем мире по поляризации глюонов с использованием адронов с высокими P_T [36, 37, 38].

Измерения множественностей (multiplicity) и двойной спиновой асимметрии в зависимости от конечного поперечного импульса пионов в SIDIS в JLab [39, 9] показывают, что поперечные распределения импульса могут зависеть от поляризации кварков и, возможно, их аромата.

В пертурбативном пределе больших P_T , асимметрия, как и ожидается, будет P_T -независимой. В случае, если ширины $f_1(\mu_0)$ и $g_1(\mu_2)$ различны [28], что может быть обусловлено спин-орбитальными корреляциями [26], двойная асимметрия будет проявлять нетривиальную зависимость от поперечного импульса конечного адронного состояния P_T :

$$\frac{g_1}{F_1} \propto \frac{\sum_q e_q^2 g_1^q(x) D_1^{q \rightarrow \pi}(z) e^{-z^2 P_T^2 \frac{(y_0^2 - y_1^2)}{(y_0^2 + 2y_0 y_1 + y_1^2) + z^2 P_T^2}}}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_1^{q \rightarrow \pi}(z)}$$

Измерение P_T -зависимости g_1/f_1 , позволит получить ширины распределений по поперечным импульсам партонов, в частности, распределения спиральности $g_1(\mu_2)$. x и z -зависимости двойной асимметрии будут определяться полностью x -зависимостью функций распределения f_1 и g_1 , и z -зависимостью неполяризованной функции фрагментации D_1 .

Для поляризованных мишеней, несколько азимутальных асимметрий возникает уже в главном порядке. Для продольно-поляризованных мишеней единственный вклад в ведущем порядке включает свертку RSMT TMD и функции фрагментации Коллинза [26]:

$$F_{UL}^{\sin 2\phi} \propto \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x h_{1L}^{\perp q}(x) H_1^{\perp q}(z)$$

Значительная асимметрия была предсказана [40, 41, 42, 43] только при больших x ($x > 0,2$), в области хорошо исследованной в JLab. $(\sin 2\phi)$ -асимметрия, которая впервые обсуждалась Коциняном и Мулдерсом [70], в ведущем порядке вклада типа Сиверса не имеет и может быть использована для измерений функции фрагментации Коллинза. $(\sin 2\phi)$ -момент продольной SSA позволяет получить RSMT TMD функции твиста 2 ($h^{\perp 1}$). Первые расчеты RSMT TMD были выполнены в дикварковой модели [35]. Недавно RSMT TMD была рассчитана в модели составляющих кварков [29] с использованием различных волновых функций. Альтернативный подход использует так называемые "Лоренц-инвариантные соотношения", которые соединяют $h^{\perp 1}$ с h_1 распределением, описывающим поперечно поляризованные кварки в поперечно поляризованном протоне [44]. RSMT TMD порождает дипольную деформацию в x -интегрированных, k_T -зависимой плотности поперечно-

поляризованных кварков внутри продольно-поляризованных нуклонов, как показано на Рис. 2.

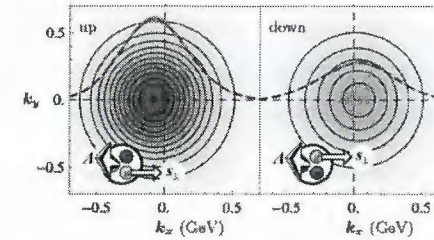


Рис. 2 x -интегрированная плотность кварков, поляризованных в поперечном направлении x внутри продольно-поляризованных нуклонов. Эти результаты были получены на решетке (lattice QCD) для массы пиона $m_\pi \approx 500$ МэВ [32]. Вставки отображают спиновые поляризации кварков и нуклонов.

В связи с дипольной деформацией, эта плотность не осесимметрична. Пик явно смещен от центра вдоль оси, определяемой вектором поперечного спина. Этот сдвиг связан с ненулевым средним поперечным импульсом кварка. Эти вклады имеют одинаковый знак и величины, похожие на те, что были получены в кварковой модели [29, 45], несмотря на нефизически большие массы кварков в решеточных расчетах.

Извлечение RSMT TMD из SIDIS данных требует знания неизвестного отношения функции Коллинза к неполяризованной функции фрагментации. Измерения $(\sin 2\phi)$ -момента проведенные коллаборацией HERMES [2] оказались сопоставимы с нулем, в то время как измерения $(\sin \phi)$ -момента в том же эксперименте оказались существенно ненулевыми. Измерения проведенные коллаборациями HERMES [46] и Belle [47] показывают, что лидирующая и подавленная функции Коллинза примерно равны и имеют противоположные знаки.

Известно что основной вклад в $(\sin\phi)$ -спин-зависимом сечении в случае продольно поляризованной мишени идет от высших твистов [25], которые подавлены по $1/Q$ при больших переданных импульсах. Наблюдаемые, зависящие от высоких твистов, например SSA в случае продольно-поляризованного пучка или мишени, имеют важное значение для понимания кварк-глюонной динамики на далеких расстояниях. Недавно эффекты от высшего твиста в SIDIS были проинтерпретированы в терминах средней поперечной силы, действующей на активный кварк в момент после поглощения виртуального фотона [48].

Как $(\sin\phi)$ - так и $(\sin 2\phi)$ -моменты сечения SIDIS для продольно-поляризованных мишеней являются важным источником независимой информации о механизме фрагментации Коллинза [40], дополняющие недавние измерения Belle [47]. $(\sin 2\phi)$ -асимметрия, однако, обеспечивает чистое измерения фрагментации Коллинза, потому что оно не имеет вклада типа Сиверса в лидирующем порядке [49].

Наблюдаемые имеющие высшие твисты, например, F_{UL} , F_{LU} , ..., важны для понимания кварк-глюонной динамики и они также могут быть получены как ведущие вклады при измерениях определенных асимметрий [44, 50, 51, 56] и, в частности $\sin\phi$ SSA с продольно-поляризованными пучками или мишенью.

Измерения высших твистов представляют интерес по нескольким причинам. В партонных моделях описание этих структурных функций было начато в [44] и завершено совсем недавно [42, 43, 52]. Твист-3 вклады в сечении в целом выглядят как свертки твист-3 функций распределения и твист-2 функции фрагментации и наоборот.

Различные вклады в $\sin\phi$, которые обсуждались до сих пор [49, 53, 25], обеспечивают доступ к различным лидирующим и сублидирующим распределениям, и функциям фрагментации партонов, связанных как с Коллинз-механизмом, так и с механизмом Сиверса. Большие SSA для поляризованного пучка были предсказаны [44] на базе динамики основанной на механизме Сиверса. В рамках этого подхода асимметрия генерируется на уровне распределения и задается либо сверткой T-нечетных партонных распределений h_{1T}^{\perp} с твист-3 функцией фрагментации $H(x)$ [44], либо сверткой твист-3 T-нечетной функцией распределения \tilde{h}_1^{\perp} с неполяризованной функцией фрагментации D_1 [54].

Во второй главе приводится описание эксперимента HERMES, в том числе некоторые детекторные характеристики важные для представленных измерений.

Экспериментальная установка HERMES (HERA MEasurement of Spin) расположена в Восточном павильоне накопительного комплекса HERA в DESY. HERMES -- эксперимент второго поколения по изучению поляризационных эффектов в DIS. Средняя поляризация мишени составила 0.86 с неопределенностью $\sim 5\%$. Средняя поляризация пучка для анализируемых данных составляла 0.55 с неопределенностью $\sim 3.4\%$. Рассеянный позитрон и фотоны от распада π^0 детектировались в спектрометре HERMES [55]. Позитроны отделялись от адронов со средней эффективностью 99% с адронной примесью менее 1%, используя информацию от электромагнитного калориметра, детектора переходного излучения, детектора preshower, и порогового черенковского детектора. Кинематические требования, предъявляемые к рассеянным позитронам составляли: $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, $0.023 < x < 0.4$, $0.2 < y < 0.85$ и к квадрату инвариантной массы начальной фотон-нуклонной системы $W^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$.

В третьей главе приводятся первые измерения односпиновых асимметрий впервые проведенные коллаборацией HERMES, их возможная интерпретация и влияние на будущее SSA измерений во всем мире.

Данные, используемые в третьей главе, были набраны в 1996 и 1997 годах с использованием продольно поляризованной водородной мишени и позитронного пучка с энергией 27.57 ГэВ. Односпиновые асимметрии в полуинклюзивном рождении пионов в глубокого неупругом рассеянии были измерены впервые коллаборацией HERMES. Значительная асимметрия в распределении по азимутальному углу пиона ϕ , относительно плоскости рассеяния лептонов была измерена в π^+ электророждении на продольно-поляризованной водородной мишени. Измеренная амплитуда $(\sin\phi)$ -модуляции сечения составила $0.022 \pm 0.005 \pm 0.003$. Этот результат был интерпретирован как вклад в поперечном сечении от кирально-нечетной функции связанной с поперечной поляризацией кварков в сочетании с функцией фрагментации, которая чувствительна к поперечной поляризации фрагментирующего кварка (функцией Коллинза).

В случае образования полуинклюзивных пионов в рассеянии лептонов на продольно-поляризованных нуклонах, угол Коллинза становится равным азимутальному углу рождения мезона ϕ по отношению к направлению виртуального фотона в плоскости рассеяния лептонов. В электророждении с поляризованным пучком и мишенью кирально-нечетные функции распределения в сочетании с функцией фрагментации Коллинза порождают в сечении [51, 56] спин-зависимые моменты в распределениях пионов по азимутальному углу ϕ .

Различные вклады в ϕ -зависимость асимметрии были выделены путем извлечения моментов сечения, взвешенных по соответствующим зависящим от ϕ функциям. Анализирующая способность для пучка (мишени) с продольной поляризацией были оценены как:

$$A_{LU(UL)}^W = \frac{\frac{L_{\uparrow}^{\dagger}}{L_{\uparrow}} \sum_{i=1}^{N_{\uparrow}^{\dagger}} W(\phi_i^{\dagger}) - \frac{L_{\downarrow}^{\dagger}}{L_{\downarrow}} \sum_{i=1}^{N_{\downarrow}^{\dagger}} W(\phi_i^{\dagger})}{\frac{1}{2}[N_{\uparrow}^{\dagger} + N_{\downarrow}^{\dagger}]},$$

где \uparrow / \downarrow обозначает положительную / отрицательную спиральности пучка (мишени). $N_{\uparrow} / \downarrow$ - число выбранных событий для каждого спинового состояния пучка (мишени) соответствующих светимостям поправленным на мертвые времена $L_{\uparrow} / L_{\downarrow}$. Все эти величины были фактически усреднены по спиральным состояниям мишени (пучка), чтобы прийти к односпиновой асимметрии. Весовые функции $W(\phi) = \sin\phi$ и $W(\phi) = \sin 2\phi$ при этом обеспечивают чувствительность к соответствующим азимутальным моментам. Анализирующие способности были извлечены путём интегрирования по аксептансу спектрометра и по кинематическим переменным y и z . Применялась также поправка учитывающая аксептанс спектрометра на основе моделирования методом Монте-Карло.

Значения $A_{UL}^{\sin\phi}$, $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ и $A_{LU}^{\sin\phi}$ усредненные по x и P_{\perp} были извлечены из данных. В пределах ошибок, $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ оказалось сравнимо с нулём для π^+ и для π^- . Другая односпиновая асимметрия, $A_{UL}^{\sin\phi}$, оказалась нулевой для π^- , но асимметрия для π^+ оказалась значительно отличной от нуля. Появление такой асимметрии предполагает наличие значительной T-нечетной функции фрагментации Коллинза, в сочетании с одним или более кирально-нечетным спиновым распределением. Большая разница между асимметриями в случае $\pi^+ \pi^-$

может быть понята в партонных моделях, только если предположить большую разницу между лидирующей и подавленной кирально-нечетными функциями фрагментации.

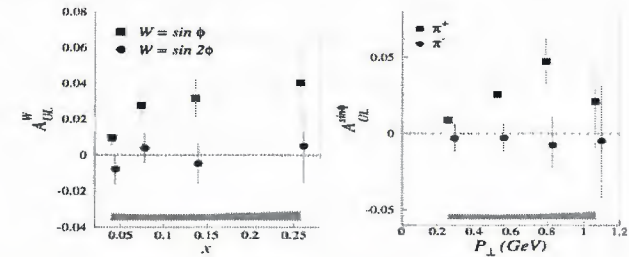


Рис. 3. Односпиновые асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ (кружки) и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ (квадраты) для π^+ как функция от x (слева) и в зависимости от поперечного импульса (справа), для π^+ (квадраты) и π^- (кружки).

Измеренные асимметрии $A_{UL}^{\sin\phi}$ и $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ и $A_{LU}^{\sin\phi}$ для π^+ приводятся на Рис.3 как функция от x с усреднением по P_{\perp} .

При более высоких энергиях, анализирующая способность $\sin\phi$ момента, который имеет порядок $1/Q$, как ожидается, будет подавлен фактором P_{\perp} / Q [44] по отношению к лидирующему члену $\sin 2\phi$. В HERMES кинематике, покрывающей сравнительно низкие Q^2 , отношение моментов $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ и $A_{UL}^{\sin\phi}$ ожидается малым.

На Рис. 3 также показаны $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ для π^+ и π^- как функция от P_{\perp} после усреднения по x . Средний Q порядка 1.55 ГэВ для всех точек. Данные указывают на то, что $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ увеличивается с ростом P_{\perp} до ~ 0.8 ГэВ. Это поведение может быть связано с доминирующей ролью внутреннего поперечного момента кварков, до тех пор, пока P_{\perp} остаётся ниже типичной адронной массы (~ 1 ГэВ). В этом случае, в приближении Гауссовского распределения по поперечным импульсам в начальных распределениях и в фрагментационных функциях, $A_{UL}^{\sin 2\phi}$ будет расти пропорционально P_{\perp} , по крайней мере,

для малых значений P_T [25]. Основной вклад в систематические неопределенности возникали от поляризаций мишени и пучка, от размытия в связи с разрешением детектора и от ложной асимметрии индуцированной акцептансом детектора. Неопределенность в поправках на акцептанс проведенных на основе расчетов Монте-Карло, преобладают систематические неопределенности при малых x , которые уменьшаются с увеличением x . Для среднего значения u около 0.5, радиационные эффекты, как ожидается, будут незначительными и в первом приближении независимыми от заряда пиона. Эти эффекты были оценены на неполяризованном сечении и действительно были найдены незначительными [58].

Наблюдаемые односпиновые асимметрии требуют существования корреляций между направлением спина частицы и ориентацией плоскости рождения частицы и тем самым должны быть связаны с орбитальным моментом партонов в нуклоне [59, 60, 61].

В четвертой главе приводится описание нескольких экспериментов CLAS, которые предоставили данные для исследований, включённых в диссертацию, в том числе описание нескольких компонент и соответствующих характеристик детектора, важных для исследования полуинклюзивных и эксклюзивных процессов с неполяризованными и поляризованными мишенями.

Измерения, представленные в диссертации проводились на электронном пучке CEBAF с использованием спектрометра CLAS. CLAS использует тороидальное магнитное поле для определения импульса [62], что позволяет детектирование рассеянных электронов и других частиц, образующихся в реакции в широком диапазоне углов и энергий. Рассеянные электроны и вторичные адроны детектируются в CLAS. Триггер для электронов основывается на совпадении между газовыми счетчиками Черенкова и свинцово-сцинтилляторным электромагнитным калориметром. Пионы в интервале импульсов от 1.2 до 2.6 ГэВ идентифицировались с путём реконструкции времени пролёта от мишени до сцинтилляционных счетчиков TOF.

Данные CLAS, вошедшие в диссертацию включают в себя измерения с неполяризованными жидкими водородными мишенями (CLAS E1C, e16, E1F, e1dvcs эксперименты) и измерения с поляризованной $^{15}\text{NH}_3$ мишенью (CLAS EG1 эксперимент). Поляризация пучка регулярно

измерялась с помощью поляриметра Мёллера и в среднем равнялась 0.70 ± 0.03 . Спин начальных электронов переворачивался каждые 30 мс, чтобы свести к минимуму систематические ошибки.

В пятой главе приводятся впервые измеренные односпиновые асимметрии в случае поляризованного пучка, осуществлённые с помощью детектора CLAS обсуждается их возможная интерпретация и влияние на будущие измерения SSA в JLab и JLab12.

Впервые ненулевая односпиновая асимметрия в электророждении с поляризованным пучком была измерена в полуинклюзивном рождении π^+ в DIS кинематической области (Рис. 4). Амплитуда модуляции ϕ составила $0.038 \pm 0.005 \pm 0.003$ в случае недостающей массы $e\pi X$ системы $M_x > 1.1$ ГэВ и $0.037 \pm 0.007 \pm 0.004$ для $M_x > 1.4$ ГэВ [5, 6]. Асимметрия показывает сильный рост, при больших значениях z , в то время как, никакой существенной x -зависимости в измеряемом диапазоне не отмечается.

Вклады в систематические неопределенности возникают вследствие сцепления азимутальных моментов в сечении и в акцептансе. Это производит поправки к измеренным азимутальным моментам типа $\sin\phi$ [2]. Вклад в неопределенность в связи с CLAS акцептансом во всех соответствующих кинематических переменных (x , y , z , P_T , ϕ) оценивается в среднем, в менее, чем 0.004 и в менее, чем 0.007 для всех бинов. Систематические неопределенности в измерении поляризации пучка дают вклад на уровне 0.002. Возможные вклады от неправильно идентифицированных частиц в доступном кинематическом диапазоне, где измерялись SSA, оцениваются менее, чем 0.001. Чтобы свести к минимуму радиационные поправки, использовалось ограничение на отношение энергии виртуального фотона к энергии налетающего электрона ($y < 0.85$). Расчетные радиационные поправки не превышают нескольких процентов от значения SSA [58], и дают незначительный вклад в систематическую неопределенность. Другие систематические неопределенности являются незначительными.

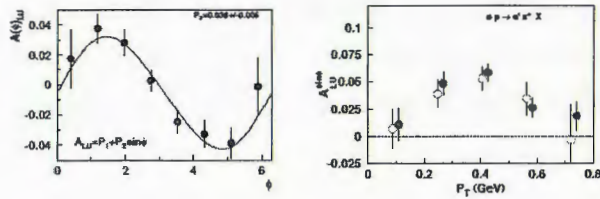


Рис. 4: Односпиновая азимутальная асимметрия в диапазоне $z = 0.5-0.8$ как функция азимутального угла ϕ в $\gamma^* p \rightarrow \pi + X$ ($M_x > 1.1$ ГэВ). Справа показана P_T -зависимость A_{LL} для $M_x > 1.1$ ГэВ (залитые кружки) и $M_x > 1.4$ ГэВ (открытые кружки).

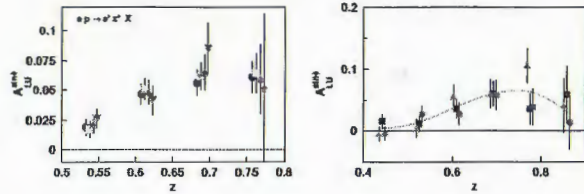


Рис. 5: SSA A_{LL} (левая панель) как функция от z извлеченная для различных разрезов на недостающую массу M_x (в ГэВ), $M_x > 1.1$ (кружки), $M_x > 1.2$ (квадраты), $M_x > 1.3$ (треугольники вверх) и $M_x > 1.4$ (треугольник вниз) и как функция от z для различных диапазонов x для $M_x > 1.1$ ГэВ (правая панель). Кривая представляет фит ко всем данным, чтобы показать общее поведение асимметрии.

На Рис. 5, z -зависимость SSA A_{LL} представлена для разных значений минимального значения недостающей массы. В связи с большой корреляцией между переменными z и M_x , с увеличением M_x существенно снижается число событий с большими z , при этом, SSA остается практически неизменным. Это указывает на то, что в пределах статистической неопределенности измерения, определяющей переменной в процессе рассеяния является фракция энергии виртуального фотона z , уносимая пионом, а не недостающая масса M_x .

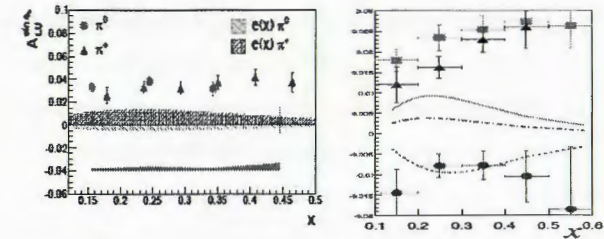


Рис. 6. SSA A_{LL} как функция от x для положительных (CLAS эксперимент e16) и нейтральных (CLAS эксперимент e1-dvcs) пионов (левая панель) и для положительных (квадраты) нейтральных (треугольники) и отрицательных (кружки) пионов (CLAS эксперимент e1f). Все теоретические кривые учитывают только вклад от функции Коллинза ($e \otimes H_1^+$).

Сравнение A_{LL} SSA для заряженных и нейтрального пионов друг с другом и вычислениями, учитывающими только вклад от эффекта Коллинза (Рис. 6), показывают, что вклад типа Сиверса ($g_1 \otimes D_1$) может быть значительными для π^+ и π^0 и малым для π^- . Такое поведение хорошо согласуется с последними наблюдениями HERMES и COMPASS, где большой вклад от эффекта Коллинза был измерен для заряженных пионов, а эффект Сиверса оказался значительным только для π^+ .

В шестой главе приводятся впервые проведенные измерения зависимости двойной асимметрии спина от поперечного импульса P_T конечных адронов, Измерение кинематических зависимостей, в частности, P_T , различных одно-и двух-спиновых асимметрий в рождении полуинклюзивных пионов с продольно-поляризованных протонов [11, 17, 9], позволяет исследовать распределения по поперечным импульсам (k_T) различных TMD, обеспечивая количественную информацию о том, как кварки заключены в адронах.

CLAS спектрометр [62] в зале Б в Jefferson Lab был использован для измерений спиновых асимметрий при рассеянии продольно-поляризованных электронов на продольно поляризованных протонах. Данные были набраны в 2001 г. с использованием налетающего пучка светимостью 5-нА с энергией $E = 5.7$ ГэВ и со средней поляризацией $P_B = 70\%$.

Источником поляризованных протонов, необходимых для экспериментов по изучению различных одно- и двух-спиновых асимметрий, служила непрерывно поляризуемая твердая аммиачная мишень, содержащаяся в криостате, вставленном в центральную часть детектора. Поляризация мишени контролировалась в режиме онлайн системой ЯМР, и колебалась от 60% до 80%. Неполяризованные ^4He и ^{12}C мишени были также использованы для измерения фракции неполяризованного материала, присутствующего в поляризованной мишени. Продукт $P_b P_t$ поляризации пучка и мишени определялся для каждой конфигурации из известной ер упругой асимметрии для протона. Протоны и электроны измерялись в совпадении, подавляя фон от азота до небольшого уровня. Прозведение $P_b P_t$ извлекалось для всех Q^2 бинов с адекватной статистикой, затем усреднялось для получения окончательного значения. Для получения поляризации мишени необходимой для односпиновых асимметрий, $P_b P_t$ делилось на $0,7 \pm 0,03$, что соответствовало средней поляризации пучка. Двойная асимметрия A_1 определяется как

$$A_1 = \frac{1}{f D'} \frac{N^+ - N^-}{P_b P_t N^+ + N^-}$$

где $f \approx 0.14$ (зависит от кинематики) является коэффициентом разбавления и определяется как доля событий, происходящих из поляризованных нуклонов и $N \pm$ являются числами событий взвешенных светимостью для анти-параллельных и параллельных конфигураций спиральностей электрона и протона. Количество событий, наблюдаемых с углеродной мишенью, использовалось для оценки относительного вклада от азота в поляризованных мишенях аммиака. Основными источниками систематической неопределенности в измерениях двойных спиновых асимметрий были: неопределенность в измерении поляризации пучка и мишени (4%), коэффициент разбавления (5%), а также фактора D' деполяризации (5%). Вклады от фрагментации мишени, загрязнения каонами и радиационные поправки [64] были оценены ниже 3% каждый.

Зависимость двойной асимметрии от x -Бёркена для разных пионов, полученная из данных CLAS представлена на рис. 7. Результаты A_1 согласуются с полуинклюзивными данными HERMES, а при больших x имеют значительно меньшую статистическую неопределенность. Данные по двойной асимметрии спина, полученные в HERMES и в CLAS при разных

энергиях пучка (с коэффициентом ≈ 5) и различных значений средней Q^2 (с коэффициентом ≈ 3), при фиксированном x -Бёркена, находятся в хорошем согласии, что указывает на отсутствие значительной Q^2 -зависимости для двойной поляризационной асимметрии A_1 .

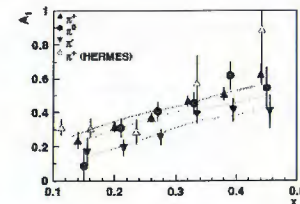


Рис. 8. Двойная асимметрия как функция x от поляризованной протонной мишени для различных пионов. Открытые треугольники соответствуют измерениям HERMES A_1 для π^+ [57]. Только статистической неопределенности показаны на рисунке. Сплошная, штриховая и пунктирная кривые рассчитаны с использованием LO GRSV PDF [65] и $D_1^{d \rightarrow \pi^+} / D_1^{\pi^+ \rightarrow \pi^+} = 1 / (1+z)^2$ [29] для π^+ , π^- , and π^0 , соответственно.

Измеренная асимметрия также согласуется с расчетами, осуществленными в ведущем порядке GRSV PDF [65] и с использованием простой параметризации отношения подавленной и лидирующей функций фрагментации [39]. Поскольку относительный вклад от подавленной $D_1^{d \rightarrow \pi^+}$ и лидирующей $D_1^{\pi^+ \rightarrow \pi^+}$ фрагментации меняется с изменением x , это вносит дополнительную x -зависимость.

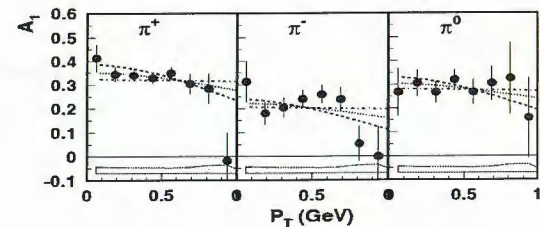


Рис. 8. Двойная асимметрия A_1 в зависимости от поперечного импульса P_t , проинтегрированная по всем остальным кинематическим переменным. Открытая полоса соответствует систематической неопределенности. Штриховая,

пунктирная и штрих-пунктирная кривые рассчитаны для различных значений отношения ширины по поперечному импульсу для g_1 и f_1 (0,40, 0,68, 1,0) при фиксированной ширине для f_1 (0,25 ГэВ²) [28].

Измеренная двойная асимметрия A_1 показана на рис. 8 в зависимости от P_T , проинтегрированная по всем x (0.12-0.48) для $Q^2 > 1$ ГэВ², $W^2 > 4$ ГэВ², и $y < 0.85$.

Возможные интерпретации P_T -зависимости двойной асимметрии может быть связана с разными ширинами в поперечных распределениях по импульсам кварков различных типов и поляризации [28], в результате различия в орбитальном движения кварков с разными поляризациями [12]. На рис. 8 также показаны расчеты Туринской группы [28], с использованием различных значений соотношения ширины в k_T для партонных распределений спиральности g_1 и импульса f_1 , в предположении, что гауссовские распределения по k_T не зависят от аромата. Данные по $A_1(P_T)$ для π^+ , используя тот же подход дает соотношение ширины g_1 и f_1 0.7 ± 0.1 с $\chi^2 = 1.5$. Фит с прямой (без разницы в g_1 и f_1 ширины) дает $\chi^2 = 1.9$.

Асимметрия в зависимости от азимутального угла ϕ позволяет измерять различные комбинации TMD партонных распределений и функций фрагментации [25]. Стандартная процедура для извлечения различных моментов, включает в себя сортировку A_{UL} в бинах по ϕ и фиты этих ϕ -распределений с теоретически обоснованными функциями. Следуя структуре сечения для функции использовалась форма $p_1 \sin\phi + p_2 \sin 2\phi$ и, аналогично $(p_1 \sin\phi + p_2 \sin 2\phi) / (1 + p_3 \cos \phi)$. Основные источники систематических неопределенностей в измерениях односпиновых асимметрий включают неопределенность в поляризации мишени (6%), эффектов акцептанса (8%), а также неопределенность в коэффициент разбавления (5%). Вклад от различия истинных светимостей для двух различных спиновых состояний, ниже 2%. Радиационные поправки на синусоидальные моменты для умеренных значений y являются незначительными [58]. Зависимость интегрированной по всем другим кинематическими переменным односпиновой асимметрии от ϕ , приведена на рис. 9.

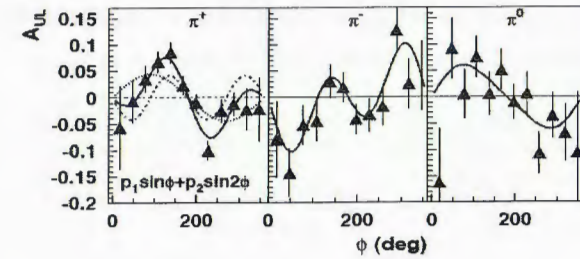


Рис. 9. SSA A_{UL} с поляризованной мишенью, как функция от азимутального угла ϕ . Только статистические неопределенности показаны на рисунке. Соответствующие амплитуды для π^+ , π^- и π^0 , P_1/P_2 0.047 ± 0.010 / -0.042 ± 0.010 , -0.046 ± 0.016 / -0.060 ± 0.016 , 0.059 ± 0.019 / 0.018 ± 0.010 соответственно. Пунктирные и штрих-пунктирные линии для π^+ показывают отдельные вклады $\sin\phi$ и $\sin 2\phi$ моментов, в то время как сплошная линия показывает сумму.

Наблюдается значительная $\sin 2\phi$ модуляция для π^+ (0.042 ± 0.010). Относительно небольшая амплитуда $\sin 2\phi$ в азимутальной зависимости для π^0 находится в согласии с данными наблюдений HERMES [46]. Поскольку единственным известным вкладом в момент $\sin 2\phi$ происходит от эффекта Коллинза, можно сделать вывод, что для π^0 функция Коллинза подавлена. Действительно, как указывают измерения HERMES [46] и Belle [47], лидирующие и подавленные функции Коллинза примерно равны и имеют противоположные знаки, что означает, что они в значительной степени сокращаются для π^0 . С другой стороны, амплитуды $\sin \phi$ -модуляции для π^+ и π^0 сравнимы по величине. Это означает, что вклад от эффекта Коллинза в $\sin \phi$ SSA, в общем случае, относительно невелик.

$A_{UL} \sin 2\phi$ как функция x , приведена на рис. 10. $\sin 2\phi$ момент впервые предсказанный Коциняном и Мулдерсом позволяет получить твист-2 TMD функции h^{\perp}_{1L} . Основной вклад в эту асимметрию в кинематике доступной CLAS для π^+ идет от u -кварков, поэтому в совокупности с дополнительными данными по функции фрагментации Коллинза от измерений Belle [47] может обеспечить первое представление о твист-2 TMD функции. Зависимость SSA от x для π^+ из CLAS данных (Рис. 10) примерно согласуется с предсказаниями основанными на эффекте Коллинза для продольно-поляризованной

мишени. Интерпретация данных для π^+ , которые имеют знак противоположный ожиданиям, может потребовать учета дополнительных вкладов.

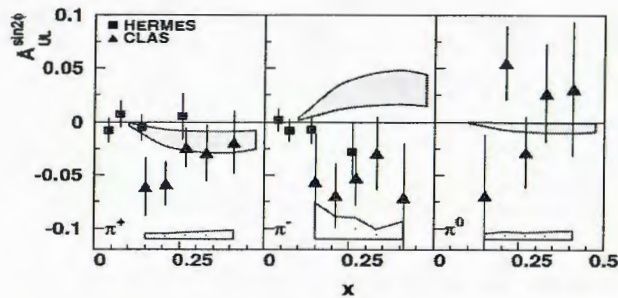


Рис. 10. SSA $A_{\perp} \sin 2\phi$ как функция от x существующих измерений A_{\perp} от HERMES. Нижняя полоса показывает систематические неопределенности. Верхняя полоса показывает существующее предсказание теории с неопределенностью, соответствующей функции Коллинза [40,66].

Кинематические зависимости односпиновых и двухспиновых асимметрий были измерены в широком диапазоне кинематических переменных x , P_T и z с продольно-поляризованной протонной мишенью. Поведение P_T -зависимости двойной асимметрии, представленной впервые, указывает на возможность различия в распределениях по поперечным импульсам для кварков с разными ориентациями спинов. Ненулевая $\sin 2\phi$ -односпиновая асимметрия, измеренная впервые, указывает на то, что спин-орбитальные корреляции поперечно-поляризованных кварков в продольно-поляризованных нуклонах могут быть значительными.

В седьмой главе приводятся первые измерения SSA в эксклюзивном электро рождении фотонов и пионов на поляризованных и неполяризованных мишенях и некоторые возможные интерпретации данных.

Обобщенные партонные распределения (GPD) в последние годы были признаны универсальным средством при исследовании и описании структуры адронов на кварк-глюонном уровне. GPD, в частности, обеспечивают новый взгляд на пространственное распределение кварков и глюонов внутри нуклонов и вклады кварков в орбитальный

угловой момент и в спин нуклона [67, 68, 69]. GPD содержат информацию, необходимую для построения многомерных изображений внутренней структуры нуклона. Один из самых подходящих процессов для описания GPD - это глубоко виртуальное комптоновское рассеяние (DVCS), в котором один кварк нуклона поглощает виртуальный фотон и испускает реальный фотон. DVCS является наиболее подходящим для изучения GPD при умеренных энергиях и в режиме валентных кварков. При низких энергиях пучка, сечение DVCS мало и маскируется более обильным образованием фотонов от процесса Бете-Гайтлера (BH). Тем не менее, вклад DVCS может быть измерен непосредственно через интерференцию DVCS и амплитуды BH, в результате в результате которой в сечении появляются односпиновые асимметрии, как в случае поляризации пучка, так и в случае поляризации мишени. Эти асимметрии чувствительны к различным комбинациям GPD и таким образом, позволяют обеспечить дополнительную информацию, необходимую для отделения разных GPD [70].

Измерения поперечного сечения эксклюзивных фотонов и DVCS асимметрии для поляризованного пучка проведенные в JLab с энергией пучка 6 ГэВ [71, 72] согласуются с теоретическим ожиданием доминирования однокваркового рассеяния (приближение доминантности ведущего твиста) для DVCS для виртуальности фотона Q^2 нескольких ГэВ², необходимое для интерпретации процесса $e p \rightarrow e N \gamma$ в терминах данных GPD. Эти эксперименты также продемонстрировали возможность точного измерения дифференциальной t -зависимости сечений, необходимой для реконструкции пространственных образов нуклона на основе GPD формализма.

Измерения DVCS асимметрий с продольно-поляризованной мишенью также находятся в соответствии с предсказаниями, основанными на GPD формализме, и смогут в будущем играть критическую роль в измерениях GPD.

Тот же набор данных, который использовался для исследования пионных асимметрий в SIDIS, применялся также для извлечения асимметрии в процессе DVCS Односпиновая асимметрия A_{\perp} с неполяризованным пучком и продольно поляризованной мишенью была извлечена впервые в $e p \rightarrow e p \gamma$. Эти данные были накоплены в JLab со спектрометром CLAS с использованием 5.7 ГэВ электронов и продольно-поляризованной NH₃ мишени. Существенная азимутальная асимметрия связанная с интерференцией виртуального

комптоновского рассеяния и процесса Бете-Гайтлера была наблюдаема с амплитудой $\sin\phi$ модуляции составляющей $0.252 \pm 0.042_{\text{stat}} \pm 0.020_{\text{sys}}$ [10]. Эксклюзивность $e\gamma$ процесса была определена путем детектирования всех частиц в конечном состоянии. События были выбраны из требования наличия ровно одной положительной, одной отрицательной и одной нейтральной частицы. Глубокоупругая кинематика была определена путем выбора событий с $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, $W > 2 \text{ ГэВ}$, и $t < 0.6 \text{ ГэВ}^2$, где W представляет инвариантную массу фотон-протонной системы. Для ^{15}N мишени, большая часть событий производится на ^{15}N . Существует также большое количество событий с одним фотоном в конечном состоянии, идущих от $e\gamma \rightarrow e\gamma\pi^0$, событий, где детектируется только один фотон от распада π^0 . Для подавления такого вклада, использовалось ограничение на разброс в пределах 2 градусов между углами наблюдаемого фотона и предсказанного, с использованием наблюдаемых импульсов электрона и протона в реакции $e\gamma \rightarrow e\gamma\pi^0$. Угол обрезания $\theta_{\gamma X}$ был определен на основе симуляции Монте-Карло (MC). Для дальнейшего анализа были выбраны события с недостающей массой $(e, e\gamma) X$ диапазоне $-0.12 \text{ ГэВ}^2 < M_{\gamma\gamma}^2 < 0.12 \text{ ГэВ}^2$. События $e\gamma \rightarrow e\gamma\pi^0$ были проанализированы в той же кинематической области. События были выбраны с требованием наличия одного электрона, одного протона и двух фотонов. Для π^0 использовался тот же метод, который был использован в отборе событий DVCS-BH, с использованием ограничения на разницу измеренных и прогнозируемых углов $\theta_{\pi^0 X} < 2.5^\circ$, где угол π^0 был реконструирован по импульсам измеряемых фотонов, а угол X вычислялся с использованием сохранения 4-импульса для $e\gamma \rightarrow e\gamma X$, предполагая кинематику со свободным протоном. События с π^0 отбирались в пределах $0.05 \text{ ГэВ} < M_{\gamma\gamma} < 0.18 \text{ ГэВ}$ и $-0.1 \text{ ГэВ}^2 < M_X^2 < 0.14 \text{ ГэВ}^2$. Для π^0 событий, коэффициент разбавления при этом был $f = 0.782 \pm 0.036$. Как оказалось, асимметрия π^0 рождения имеет в основном асимметрию $\sin 2\phi$ в то время как для фотонов доминирующей является зависимость $\sin\phi$. Для оценки остаточного π^0 загрязнения в отдельных событиях γ , проводилась MC симуляция DVCS-BH и π^0 событий с последующим прохождением через детектор, моделирования которого проводилось на основе пакета GEANT. MC данные на выходе обрабатывались с использованием тех же процедур, которые были использованы для данных. Спектр MC π^0 был нормирован на число π^0 событий, наблюдаемых в данных. Следуя той же процедуре, которая была использована при выборе DVCS-BH событий, π^0 события только с одним фотоном выбрали для имитации фона π^0 .

Наконец, конечная асимметрия для единичного произведения γ определялась с помощью уравнения:

$$A_{\text{UL}}^{\text{exp}}(\phi) = F_{\gamma}(\phi)A_{\text{UL}}(\phi) + F_{\pi^0}(\phi)A_{\text{UL}}^{\pi^0}(\phi),$$

где $A_{\text{UL}}^{\text{exp}}$ экспериментально измеренная асимметрия, включающая вклад от π^0 , $A_{\text{UL}}^{\pi^0}$ есть односпиновая асимметрия от π^0 , а $F_{\gamma}=1-F_{\pi^0}$ - соответствующая фракция от DVCS-BH событий.

Азимутальная зависимость конечной асимметрии A_{UL} показана на рис. 11 при $\langle Q^2 \rangle = 1.82 \text{ ГэВ}^2$, $\langle -t \rangle = 0.31 \text{ ГэВ}^2$, и $\langle \xi \rangle = 0.16$ (t, ξ полный и продольный переданные импульсы). ϕ - зависимость была фитирована с функцией $\alpha \sin\phi + \beta \sin 2\phi$ (сплошная линия) с параметрами $\alpha = 0.252 \pm 0.042_{\text{stat}} \pm 0.020_{\text{sys}}$, и $\beta = -0.022 \pm 0.045_{\text{stat}} \pm 0.021_{\text{sys}}$. В A_{UL} преобладает терм $\sin\phi$, а амплитуда $\sin 2\phi$ совместима с нулём в пределах ошибок, указывая на то, что высшие твисты не вносят существенного вклада в рассматриваемой кинематической области.

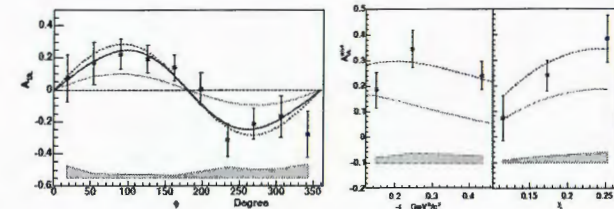


Рис. 11. Односпиновая асимметрия в рождении эксклюзивных фотонов (DVCS) на продольно-поляризованной протонной мишени в зависимости от азимутального угла ϕ фотонов после вычитания фона π^0 . Правая панель показывает зависимость $\sin\phi$ -момента A_{UL} от t и ξ для эксклюзивного электророждения фотонов. Пунктирная кривая является модельным расчетом с использованием ξ зависимости GPD параметризации [73] на основе MRST02 неполяризованных PDF [74] и поляризованных PDF[75] для твист-2 вкладов, учитывающим также вклады от высших твистов. Пунктирная кривая показывает асимметрию при $H = 0$.

Для оценки электророждения псевдоскалярных мезонов при малых значениях ξ , использовалась модель мешка (handbag), основанная на факторизации жестких партонных

подпроцессов и непertурбативных обобщенных партонных распределений (GPD) [76, 77, 78]. Поперечные GPD в этом формализме соединены с твист-3 волновыми функциями мезона. Особенную роль для рождения псевдоскалярных мезонов играет GPD ET которое описывает распределение поперечно-поляризованных кварков в поперечной плоскости и может быть получено в рамках решеточной КХД. Оно приводит к доминирующим вкладам в различные составляющие поперечного сечения эксклюзивных π^0 [78]. Партонный подпроцесс, описывающий рождение π^0 , рассчитывается в рамках модифицированного пертурбативного подхода [77], в котором учитываются поперечные степени свободы кварков, а также Судаковское подавление. Поперечный размер произведённого мезона при этом не игнорируется, как в коллинеарном (ведущего твиста) подходе, в тоже время партоны, входящие в подпроцесс, рассматриваются как излучаемые и поглощаемые нуклоном, коллинеарно к импульсу нуклона.

MC подход для исследования разделения DVCS фотонов от эксклюзивных π^0 событий был также использован для изучения разделения эксклюзивных π^0 от большого количества полуинклюзивных π^0 . Данные, использованные для изучения односпиновых асимметрий в эксклюзивном рождении нейтральных пионов с продольно-поляризованным пучком электронов были получены для электронов с энергией 5.754 ГэВ, падающих на неполяризованную 5-см мишень из жидкого водорода. Полная светимость этого набора данных (CLAS e16) составила 28.5 fb-1. Данные набраны с октября 2001 года по январь 2002 года. Кинематическая область покрытая в этом эксперименте примерно соответствует Q^2 от 1.5 до 5,5 ГэВ². Процедура разработанная для вычитания фона для π^0 анализа, используемого для SIDIS π^0 , была применена также и для эксклюзивных π^0 . Окончательное количество π^0 после всех обрезаний из CLAS e16 данных составила ~70000.

Эксклюзивные $\pi^0 p$ события были выделены обрезанием по недостающей массе $M_{\pi p} < 1.02$ [63]. Асимметрия A_{1h}^{spin} была измерена в нескольких бинах по x и t путём фитирования синусоидальной зависимостью и извлечения амплитуды модуляции. Значительная асимметрия для эксклюзивных пионов была измерена впервые в DIS кинематике ($W^2 > 4$ ГэВ², $Q^2 > 1$ ГэВ²). Односпиновая асимметрия с $\sin\phi$ -модуляцией в кинематике жесткого рассеяния в случае с поляризованным пучком (см. рис. 12), в отличие от односпиновой $\sin\phi$ -

асимметрии в случае с поляризованной мишенью, положительна и при больших z согласуется с результатами для нейтральных пионов, измеренных с использованием установки CLAS с внутренним калориметром [79], предполагающим более эффективную регистрацию фотонов в CLAS.

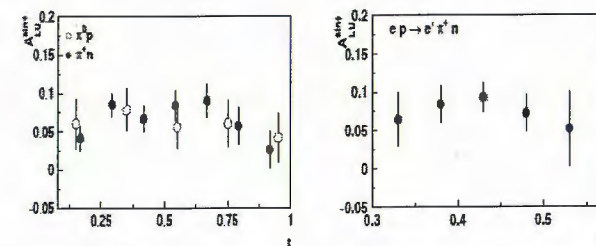


Рис. 12. Односпиновая асимметрия в случае продольно-поляризованного пучка для π^+ и π^0 , и в кинематике рассеяния ($W^2 > 4$ ГэВ², $Q^2 > 1.5$ ГэВ² $\langle Q^2 \rangle \approx 2.5$ ГэВ², $\langle x \rangle \approx 0.34$) как функция t (на левой панели), а также функция x , для эксклюзивных π^+ для $W^2 > 5$ ГэВ², $Q^2 > 2.5$ ГэВ² с $\langle Q^2 \rangle \approx 3$ ГэВ², (правая панель).

Хотя корректировки к абсолютному сечению эксклюзивного электророждения пионов, проанализированному в терминах обобщенных партонных распределений, как ожидается, будут большими, согласно модельным расчетам поправки к односпиновым асимметриям должны быть менее чувствительны к широкому кругу поправок, как для полуинклюзивных [80], так и для жестких эксклюзивных [81] пионов.

Выводы:

В диссертационной работе представлены экспериментальные измерения спин-азимутальных асимметрий в электророждении пионов и фотонов в глубоко неупругих полуинклюзивных и эксклюзивных процессах. Все результаты вошедшие в диссертацию являются впервые проведенными измерениями соответствующих наблюдаемых, включая:

1. наблюдение односпиновых асимметрий в электророждении пионов на продольно поляризованной мишени.

2. наблюдение односпиновых асимметрий в электророждении пионов в случае поляризованного пучка.
3. измерения зависимости двойной асимметрии спина в SIDIS от поперечного импульса конечного пиона.
4. измерения асимметрии Коциняна-Мулдерса в SIDIS.
5. наблюдение односпиновых асимметрий в жестком эксклюзивном рождении фотонов (DVCS), в случае поляризованной мишени и пионов в случае продольно поляризованных электронов.

Измерения спин-азимутальных асимметрий, представленных в настоящей работе в совокупности с последующими подобными измерениями, положили начало новому направлению в ядерной физике ныне известному как исследование трехмерной структуры адронов.

Литература

Публикации вошедшие в диссертацию

- [1] HERMES, H. Avakian, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 79 (1999) 523.
- [2] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4047, hep-ex/9910062.
- [3] H. Avakian, 8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 2000), Proceedings. Edited by J.A. Gracey and T. Greenshaw. Singapore, World Scientific (2000)233.
- [4] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. D64 (2001) 097101, hep-ex/0104005.
- [5] H. Avakian, AIP Conf.Proc. 675 (2003) 434.
- [6] CLAS, H. Avakian et al., Phys. Rev. D69 (2004) 112004, hep-ex/0301005.
- [7] W. Gohn et al., AIP Conf. Proc. 1149 (2009) 461.
- [8] M. Aghasyan et al., Phys. Lett. B704 (2011) 397, 1106.2293.
- [9] CLAS, H. Avakian et al., Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 262002, hep-ex/1003.4549.
- [10] CLAS, S. Chen et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 072002, hep-ex/0605012.
- [11] H. Avakian and L. Elouadrhiri, Physics of Particles and Nuclei v35 (2004) S114.
- [12] H. Avakian et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 082001, hep-ph/0705.1553.
- [13] H. Avakian and K. Hafidi, AIP Conf.Proc. 1149 (2009) 564-567.
- [14] H. Avakian, Strangeness and Spin in Fundamental Physics, Varenna 19-29 June 2007 SIF, IOS Press, Edited by M. Anselmino and T. Bressani (2007) 407.
- [15] H. Avakian, Second Workshop on Transverse Polarization Phenomen in Hard Processes, Ferrara, 28-31 May 2008 World Scientific, Edited by G. Ciullo et al. (2008) 260.
- [16] H. Avakian, Proceedings of the Eighteenth Particles and Nuclei International Conference - PANIC08, Elsevier, Ed. I Tserruya, A. Gal and D. Ashery, Eilat, Israel, p. 327-329 (2008).
- [17] H. Avakian et al., AIP Conf. Proc. 792 (2005) 945.

- [18] H. Avakian, AIP Conf.Proc. 1388 (2011) 464.
- [19] H. Avakian, Nuovo Cim. C035N2 (2012) 49.
- [20] H. Avakian, AIP Conf.Proc. 915 (2007) 88.
- [21] M. Aghasyan and H. Avakian J.Phys.Conf.Ser. 295 (2011) 012063.
- Цитируемая литература:**
- [22] J.C. Collins and D.E. Soper, Nucl. Phys. B193 (1981) 381.
- [23] X. Ji, J. Ma and F. Yuan, Phys. Rev. D71 (2005) 034005, hep-ph/0404183.
- [24] J.C. Collins and A. Metz, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 252001, hep-ph/0408249.
- [25] A. Bacchetta et al., JHEP 02 (2007) 093, hep-ph/0611265.
- [26] A. Kotzinian, Nucl. Phys. B441 (1995) 234, hep-ph/9412283.
- [27] Z. Lu and B.Q. Ma, Nucl. Phys. A741 (2004) 200, hep-ph/0406171.
- [28] M. Anselmino et al., Phys. Rev. D74 (2006) 074015, hep-ph/0608048.
- [29] B. Pasquini, S. Cazzaniga and S. Boffi, Phys. Rev. D78 (2008) 034025, hep-ph/0806.2298.
- [30] C. Bourrely, F. Buccella and J. Soffer, (2010), 1008.5322.
- [31] H. Matevosyan et al., Phys. Rev. D85 (2012) 014021, arXiv/1111.1740.
- [32] P. Hagler et al., Europhys. Lett. 88 (2009) 61001, hep-lat/0908.1283.
- [33] B.U. Musch et al., Phys.Rev. D83 (2011) 094507, 1011.1213.
- [34] B.U. Musch, (2009), 0907.2381.
- [35] R. Jakob, P.J. Mulders and J. Rodrigues, (1997), hep-ph/9707340.
- [36] E. Aschenauer et al., arXiv/1304.0079
- [37] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2584, hep-ex/9907020.

- [38] Spin Muon (SMC), B. Adeva et al., Phys. Rev. D70 (2004) 012002, hep-ex/0402010.
- [39] H. Mkrтчyаn et al., Phys. Lett. B665 (2008) 20, hep-ph/0709.3020.
- [40] H. Avakian et al., Phys. Rev. D77 (2008) 014023, hep-ph/1001.5467.
- [41] L.P. Gamberg, G.R. Goldstein and M. Schlegel, Phys. Rev. D77 (2008) 094016.
- [42] A.V. Efremov et al., Phys. Rev. D80 (2009) 014021, hep-ph/0903.3490.
- [43] S. Boffi et al., Phys. Rev. D79 (2009) 094012, hep-ph/0903.1271.
- [44] P.J. Mulders and R.D. Tangerman, Nucl. Phys. B461 (1996) 197, hep-ph/9510301.
- [45] B. Pasquini et al., (2009), 0912.1761.
- [46] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 012002.
- [47] Belle, K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 232002, hep-ex/0507063.
- [48] M. Burkardt, hep-ph 0807.2599 (2008), hep-ph/0807.2599.
- [49] A.M. Kotzinian and P.J. Mulders, Phys. Rev. D54 (1996) 1229.
- [50] R.L. Jaffe and X.D. Ji, Nucl. Phys. B375 (1992) 527.
- [51] J. Levelt and P.J. Mulders, Phys. Lett. B338 (1994) 357, hep-ph/9408257.
- [52] A. Metz and M. Schlegel, Annalen Phys. 13 (2004) 699
- [53] A.M. Kotsinian et al., Nucl. Phys. A666 (2000) 290, hep-ph/9908466.
- [54] A. Metz and M. Schlegel, Eur. Phys. J. A22 (2004) 489, hep-ph/0403182.
- [55] HERMES Collaboration, K. Ackerstaff et al., Nucl.Instrum.Meth. A417 (1998) 230.
- [56] A. Efremov, K. Goeke and P. Schweitzer, Nucl. Phys. A711 (2002) 84, hep-ph/0206267.
- [57] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. D71 (2005) 012003.
- [58] I. Akushevich, N. Shumeiko and A. Soroko, Eur. Phys. J. C10 (1999) 681.
- [59] D. Boer, S.J. Brodsky and D.S. Hwang, Phys. Rev. D67 (2003) 054003.

- [60] J.C. Collins, Nucl. Phys. B396 (1993) 161, hep-ph/9208213.
- [61] D.W. Sivers, Phys. Rev. D41 (1990) 83.
- [62] CLAS Collaboration, B. Mecking et al., Nucl.Instrum.Meth. A503 (2003) 513.
- [63] CLAS, K. Park et al., Eur.Phys.J. A49 (2013) 16.
- [64] I. Akushevich et al., Comput. Phys. Commun. 104 (1997) 201
- [65] M. Gluck et al., Phys. Rev. D53 (1996) 4775
- [66] A.V. Efremov, K. Goeke and P. Schweitzer, Phys. Rev. D73 (2006) 094025.
- [67] D. Mueller et al., Fortschr. Phys. 42 (1994) 101, hep-ph/9812448.
- [68] X.D. Ji, Phys. Rev. D55 (1997) 7114, hep-ph/9609381.
- [69] A.V. Radyushkin, Phys. Lett. B380 (1996) 417
- [70] A.V. Belitsky, D. Mueller and A. Kirchner, Nucl. Phys. B629 (2002) 323.
- [71] Jefferson Lab Hall A, C. Munoz Camacho et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 262002.
- [72] CLAS, F.X. Girod et al., Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 162002, hep-ex/0711.4805.
- [73] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon and M. Guidal, Phys. Rev. D60 (1999) 094017.
- [74] A. Martin et al., Phys.Lett. B531 (2002) 216, hep-ph/0201127.
- [75] E. Leader, A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, Phys.Rev. D58 (1998) 114028.
- [76] S. Ahmad, G.R. Goldstein and S. Liuti, Phys. Rev. D79 (2009) 054014, 0805.3568.
- [77] S.V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. C65 (2010) 137, 0906.0460.
- [78] S.V. Goloskokov and P. Kroll, Eur. Phys. J. A47 (2011) 112, 1106.4897.
- [79] CLAS Collaboration, R. De Masi et al., Phys.Rev. C77 (2008) 042201, 0711.4736.
- [80] A. Bacchetta et al., Phys. Rev. D65 (2002) 094021, hep-ph/0201091
- [81] A.V. Belitsky, AIP Conf.Proc. 698 (2004) 607, hep-ph/0307256.

Սպինային և ազիմուտալ ասիմետրիաների ուսումնասիրություններ

Էլեկտրաձեռնման պրոցեսում

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Այս ատենախոսության մեջ ներկայացված են մի շարք չափումներ սպինային և ազիմուտալ անհամաչափությունների համարյա ինկլյուզիվ և էկսկլյուզիվ խորը ոչ-առաձգական էլեկտրաձեռնման երեվոյթներում: Սպին-ազիմուտալ անհամաչափությունների (SSA) չափումներն հնարավորություն են տալիս հետազոտել պարտոնային տարբեր լայնակի իմպուլսների բաշխումները (TMD) և ընդհանրացված պարտոնային բաշխումները (GPDs), որոնք հանդիսանում են առանցքային սուբյեկտներ այս ատենախոսության մեջ: Չափումները հիմնված են HERMES համագործակցության և Ջեֆերսոնի լաբորատորիայի Hall B-ում իրականացված չորս գիտափորձերի տվյալների վրա: Չափված միայնակ սպինային և ազիմուտալ անհամաչափությունները համարյա ինկլյուզիվ խորը ոչ-առաձգական էլեկտրաձեռնման երևույթներում (SIDIS) ցույց են տալիս կորելացիայի գոյությունը քվարկների լայնակի իմպուլսի, երկայնական իմպուլսի և դրանց սպինի միջև:

Ազիմուտալ անհամաչափությունների չափումները [9], մասնավորապես, ապահովում են անմիջական տեղեկություն սպին-օրբիտալ հարաբերակցությունների մասին, հնարավորություն տալով չափելու առաջատար թվիստի TMD-ն, որը նկարագրում է տարբեր օրբիտալ վիճակների ինտերֆերենցիան: Կրկնակի սպինային անհամաչափությունների մասնիկների կախվածությունը լայնական իմպուլսից տրամադրում է լրացուցիչ տեղեկատվություններ քվարկների լայնակի իմպուլսի կախվածության վերաբերյալ իրենց բևեռացումից և տիպից: Նշանակալից փորձնական, փորձարարական և տեսական ջանքեր են պահանջվում հասկանալու համար միայնակ սպինային և ազիմուտալ անհամաչափությունները Քվանտային Քրոմոդինամիկայի (QCD) ֆորմալիզմում: Hermes-ում և CLAS-ում դիտարկված միայնակ սպինային անհամաչափությունների մոդելային վերլուծությունները հանգեցրեցին նոր թվիստ-3 բաշխումների հայտնագործությանը:

SUMMARY

In this dissertation we present a series of measurements of spin and azimuthal asymmetries in electroproduction of final state particles in semi-inclusive hard exclusive processes.

The studies of spin and spin azimuthal asymmetries in electroproduction providing access to different Transverse Momentum Dependent (TMD) partonic distributions and a Generalized Parton Distributions (GPDs) are a core subjects of this dissertation, and they are based on the data from the HERMES collaboration and four experiments carried out in Hall B at Jefferson Laboratory.

Measured single spin asymmetries in electroproduction of pions in SIDIS indicate that the correlations of the transverse spin of quarks with their transverse momentum lead to observable spin and azimuthal asymmetries. The measurement of the $\sin 2\phi$ moments [9] in particular provides direct information on spin-orbit correlations by measuring the leading twist TMDs related to the interference between states with different orbital momenta. The P_T -dependence of the double spin asymmetries provide additional information on the flavor and polarization dependence of transverse momentum dependence of helicity distributions of quarks, providing complementary to SSA measurements access to spin-orbit correlations. The $\sin \phi$ and $\sin 2\phi$ moments have been studied to probe the underlying T-odd distribution and fragmentation functions. Significant experimental, phenomenological and theoretical efforts have been made to understand the SSAs in QCD at twist-2 and beyond. Parton model analysis of sub-leading single-spin asymmetries observed at HERMES and CLAS led to introduction of a complete set of twist-3 distribution functions.

Main results we will defend in this dissertation include: first observation of polarized target SSAs in electroproduction of charged [1, 2] and neutral [3, 4] pions in semi-inclusive DIS, first observation of polarized beam SSAs in electroproduction of positive pions [5, 6] and first significant measurements of SSAs for negative [7], and neutral [8] pions in semi-inclusive DIS, first measurement of Kotzian-Mulders asymmetry [1, 9], first measurements of transverse momentum dependences of double spin asymmetries in SIDIS [9], first observation of polarized target SSAs in hard exclusive production of photons (DVCS)[10], first observation of polarized beam SSAs in hard exclusive production of pions [11].

Transverse space distributions of partons, encoded in Generalized Parton Distributions, and

Հիմնական արդյունքները, որոնք ներկայացված են ներկա առենախոսության մեջ ներառում են բևեռացված թիրախով միայնակ սպինային անհամաչափությունների առաջին դիտարկումը համարյա ինկլյուզիվ խորը ոչ-առաձգական էլեկտրածնված լիցքավորված [1,2] և չեզոք [3,4] պիոնների, առաջին դիտարկումը միայնակ սպինային անհամաչափությունների բևեռացված փնջի համար դրական պիոնների [5, 6] և առաջին էական չափումները բացասական [7], և չեզոք [8] պիոնների համար, առաջին չափումը Կոցինյան-Մուլդերսի ասիմետրիայի [1,9], առաջին չափումը կրկնակի անհամաչափությունների կախվածության՝ ծնված պիոնների լայնակի իմպուլսից [9], առաջին դիտարկումը միայնակ սպինային անհամաչափությունների էկսկլյուզիվ խորը ոչ-առաձգական ֆոտոնի էլեկտրածնման (DVCS) պրոցեսում բևեռացված թիրախի համար [10], առաջին դիտարկումները միայնակ սպինային անհամաչափությունների էկսկլյուզիվ խորը ոչ-առաձգական պիոնների էլեկտրածնման (DVMP) պրոցեսում երկայնակի բևեռացված էլեկտրոնային փնջի դեպքում [11]:

Պարտոնների լայնակի տարածքային բաշխվածությունները, որոնք կողավորված են ընդհանրացված պարտոնային բաշխումներում (GPDs) և պարտոնների լայնակի իմպուլսի բաշխվածությունները, որոնք կողավորված են լայնակի իմպուլսի բաշխումներում (TMDs), արդեն լայնորեն ճանաչված են որպես առանցքային նպատակներ JLab 12 ԳԷՎ բարելավման և որպես շարժիչ ուժ էլեկտրոն Իոն Կոլայդեր-ի կառուցման համար: Մի քանի առաջարկություններ, որոնք նվիրված են GPD ու TMD ուսումնասիրություններին ապագա JLab-ում, արդեն հաստատվել են JLab-ի գիտական խորհրդի (PAC) կողմից, և արժանացել են ամենաբարձր վարկանիշների: Օգտագործելով JLab-ի բարելավված էլեկտրոնային փունջը եւ CLAS12 դետեկտորը հետագա փորձերում, հնարավորություն կունենանք լիարժեք օգտվել ընձեռնված եզակի համադրությունից՝ մեծ ինտենսիվության, բարձր էներգիայի, բարձր բևեռացման, ընդլայնելու ներկայացրած արդյունքները և ուսումնասիրելու քվարկների լայնական բաշխումները բացառիկ և աննախադեպ ճշգրտությամբ:

transverse momentum dependent distributions, encoded in Transverse Momentum Distributions, have been widely recognized as key objectives of the JLab 12 GeV upgrade and a driving force behind construction of the Electron Ion Collider. Several proposals have been already approved by the JLab PAC to study GPDs and TMDs at JLab12 and were awarded the highest physics rating.

Using the upgraded JLab electron beam and CLAS12 detector at its maximum luminosity future experiments will take full advantage of the unique combination of wide kinematic coverage, high beam intensity (luminosity), high energy, high polarization, and advanced detection capabilities to extend presented measurements and study the transverse momentum and spin correlations in hard scattering in exclusive and semi-inclusive DIS with unprecedented precision.



Հ. Աւագյան
A. Avagyan
H. Avakian