

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

Մարուքյան Հրաչյա Հովհաննեսի

ԽՈՐԸ – ՎԻՐՏՈՒԱԼ ԿՈՄՊՅՈՒՏԱՆ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ
ՋՐԱԾՆԱՅԻՆ, ԴԵՅՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ԸՆՏՐՎԱԾ ԾԱՆՐ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԹԻՐԱԽՆԵՐԻ
ՎՐԱ HERMES ԳԻՏԱՓՈՐՁԻ ՇՐՋԱՆԱԿՆԵՐՈՒՄ

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

ՄԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2015

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

Марукян Грачья Оганесович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЛУБОКО – ВИРТУАЛЬНОГО КОМПТОНОВСКОГО
РАССЕЯНИЯ НА ВОДОРОДЕ, ДЕЙТРОНЕ И НА ВЫБРАННЫХ БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ
ЯДРАХ В РАМКАХ ЭКСПЕРИМЕНТА HERMES
АВТОРЕФЕРАТ

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико – математических наук по
специальности 01.04.16 “Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей”

ЕРЕВАН – 2015

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ԱԱԳԼ-ում (ԵրՖԻ):

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ Ի. Գ. Ազնաուրյան (ԱԱԳԼ, ք. ԵՐԵՎԱՆ, ՀՀ),

Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր

Հ. Գ. Մկրտչյան (ԱԱԳԼ, ք. ԵՐԵՎԱՆ, ՀՀ),

Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր

Ս. Լիուտի (Վիրջինիայի Համալսարան,

ք. Շառլոտսվիլլ, ԱՄՆ),

Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր

Առաջատար կազմակերպություն՝ Վ. Վեկալերի և Ա. Բալդինի անվ. ԲԷՖԼ, ՄՖՄԻ, Դուբնա:

Պաշտպանությունը կայանալու է 2015թ. նոյեմբերի 24 – ին ժամը 14:00 – ին

ԱԱԳԼ-ի «Միջուկի և տարրական մասնիկների ֆիզիկա» 024 մասնագիտական խորհրդում (Երևան – 0036, Ալիխանյան եղբայրների փ. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԱԱԳԼ-ի գրադարանում:

Սեղմագիրը առաքված է 2015թ. հոկտեմբերի 22 – ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար

Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր

Դ. Ռ. Կարախանյան

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

Официальные оппоненты:

И. Г. Азнаурян (ННЛА, г. Ереван, РА),

Доктор физико – математических наук

Г. Г. Мкртчян (ННЛА, г. Ереван, РА),

Доктор физико – математических наук

С. Лиути (Университет Вирджинии,

г. Шарлотсвилл, США)

Доктор физико – математических наук, профессор

Ведущая организация: ЛФВЭ им. В. Векслера и А. Балдина, ОИЯИ, Дубна.

Защита состоится 24–ого ноября 2015г. в 14:00 часов, на заседании специализированного совета ВАК 024 ”Физика ядра и элементарных частиц” Национальной Научной Лаборатории (Ереван-0036, ул. Братъев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ННЛА

Автореферат разослан 22–ого октября 2015г.

Ученый секретарь спец. совета

Доктор физико – математических наук

Д. Р. Караханян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В данной работе представлены экспериментальные результаты по измерению азимутальных угловых асиметрий в процессах Глубоко-виртуального Комптоновского рассеяния (ГВКР) (Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS)) электронов/позитронов на протоне, дейтроне и на более тяжелых ядрах, где виртуальный фотон, испускаемый налетающим лептоном, поглощается одним из кварков нуклона (ядра) мишени, который в свою очередь излучает реальный фотон, оставляя мишень целостной $eN \rightarrow eN'\gamma$ ($eA \rightarrow eA'\gamma$). Работы выполнены на экспериментальной установке HERMES на лептонном пучке ускорителя HERA в 1996-2007 г. в рамках ЕрФИ-DESY сотрудничества.

Актуальность работы: Теоретические и экспериментальные исследования структуры нуклонов (протонов и нейтронов), особенно их спиновая структура, являются одной из центральных и актуальных задач физики высоких энергий и элементарных частиц. На протяжении последнего пятидесятилетия эксперименты по лептон-нуклонным рассеяниям служили важным источником информации о структуре нуклонов. До недавнего времени для описания структуры нуклонов пользовались соответственно двумя категориями квантово-хромодинамических объектов – упругими форм-факторами и партонными функциями распределения. Нуклонные упругие форм-факторы измерялись в упругих лептон-нуклонных рассеяниях. Они описывают различие электромагнитной структуры нуклона от точечной частицы и представляют поперечные специальные распределения заряда и намагниченности в нуклоне. В свою очередь, партонные функции распределения, измеряемые в инклюзивных и полу-инклюзивных глубоконеупругих рассеяниях, представляют собой распределения доли продольного импульса нуклона несущим партоном. Форм-факторы и партонные функции распределения, интегрированные по поперечным импульсам, представляют собой одномерные специальные (пространственные) и импульсные распределения партонов соответственно.

Однако, форм-факторы и партонные функции распределения отдельно не могут преставить полную картину структуры нуклона. Они были обобщены в контексте нововведенного формализма Обобщенных Партонных Распределений (ОПР), позволяющих более охватывающее описание структуры нуклона. Таким образом, ОПР включают в себя упругие форм-факторы и партонные распределения, которые являются соответственно моментами и предельными случаями ОПР, тем самым предоставляя скоррелированную информацию об одномерном распределении продольной составляющей импульса кварка с двумерным пространственным распределением в поперечной плоскости. Такое “трехмерное” преставление нуклона часто называют “томографией нуклона”.

ОПР были впервые рассмотрены в работах группы теоретиков в конце восьмидесятих. Интерес к ОПР значительно возрос после открытия правила сумм Х. Джи,

связывающий полный угловой момент кварков и глюонов с неполяризованный ОНР. Согласно последним экспериментальным измерениям, вклад собственных угловых моментов кварков $\Delta\Sigma$ в разложении z-компоненты спина нуклона на составляющие от собственных угловых моментов кварков и глюонов Δg и соответственно их орбитальных угловых моментов L_z^q и L_z^g

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

составляет порядка 30% (так называемый “spin-crisis”). Исходя из этого, экспериментальное измерение отдельных составляющих спина нуклона является одной из важнейших и актуальных задач спиновой физики.

ОНР могут быть экспериментально доступны в измерениях глубоконеупругих эксклюзивных процессов, в которых мишень остается нетронутой (целостной). В последнее время ГВКР является теоретически, а также экспериментально наиболее часто исследуемым эксклюзивным процессом. Наряду с ГВКР широко используются также процессы эксклюзивного глубоконеупругого лепторождения мезонов. В современных экспериментах на фиксированных мишенях, таких как HERMES, JLAB, прямое измерения сечения ГВКР затруднены ввиду существования сопровождающего процесса Бете – Гайтлера (БГ), конечное состояние которого экспериментально не различимо от ГВКР и сечение которого в основном намного превышает сечение ГВКР. Несмотря на малый вклад процесса ГВКР в полное сечение, прямой доступ к амплитудам ГВКР обеспечивается через интерференцию вышеуказанными двумя процессами, измеряя азимутальные асимметрии по отношению к заряду и/или поляризации лептонного пучка, а также поляризации мишени. Эти асимметрии проявляются в распределении выхода фотонов относительно азимутального угла ϕ вокруг направления виртуального фотона, относительно плоскости рассеяния лептона, и угла ϕ_S , составляющего между плоскостью рассеяния лептона и компонентой поляризации мишени ортогональной к импульсу виртуального фотона.

Измерения азимутальных асимметрий для процесса ГВКР на ядрах признаны в качестве полезного источника информации относительно партонного поведения в ядрах и сил связывающих ядра. В случае ГВКР на ядре можно рассмотреть два типа рассеяния – когерентное и некогерентное. Процесс когерентного рассеяния (когда ядро после рассеяния остается целостным) дает вклад в основном при малых импульсах передач мишени. Они интересны поскольку предоставляют доступ к амплитуде ОНР ядра. В случае некогерентного рассеяния, когда ядро распадается, возможно исследования ОНР на нейтроне, хотя асимметрия от некогерентных процессов включает в основном жесткое эксклюзивное лепторождение фотона на протоне. Вклад от нейтрона в асимметрию типично мал из-за малой амплитуды процесса БГ. В частности, девять ОНР необходимы

для описания ГВКР наблюдаемых для дейтрона, в то время как для нуклона требуется всего четыре.

В последнее время, теоретики стараются фитировать в пределах единой модели все большее количество наблюдаемых ГВКР, например сечения, измеренные на H1 и ZEUS в DESY и в лаборатории Томаса Джефферсона JLAB, разные одиночные или двойные асимметрии, измеренные в HERMES и JLAB. Это позволяет вытащить ОПР (в настоящее время пока ОПР Н) из имеющихся данных. Таким образом, имеющиеся на HERMES уникальные результаты по ГВКР на протоне, дейтроне и на тяжелых ядрах совместно с результатами, полученными а также предложенными для будущей 12 GeV-ой программы в JLAB и программы на COMPASS могут служить для решения проблемы “spin-crisis” а также предоставить значительную информацию о модификации ОПР свободного нуклона в ядерной среде.

Целью диссертационной работы является:

- Эксплуатация, контроль и калибровка продольно- или поперечно- поляризованных водородных мишеней, продольно-поляризованной дейтериевой мишени, анализ и оценка степени поляризации газовой мишени, а также обеспечение неполяризованных газовых мишеней (в том числе мишеней тяжелее дейтерия) с помощью специальной газовой системы подачи;
- определение из экспериментальных данных выборки событий по лепторождению реальных фотонов на разных мишенях;
- изучение распределения недостающей массы реальных фотонов и определение эксклюзивной области для ГВКР;
- определение необходимых кинематических ограничений, способствующих снижению фоновых сигналов в эксклюзивной области для ГВКР;
- исследование азимутальных асимметрий относительно поляризации лептонного пучка, его заряда или их комбинаций на всех неполяризованных мишенях, продольной или поперечной поляризации на водородной мишени, продольной поляризации на дейтериевой мишени, а также относительно всевозможным смешанным комбинациям с зарядом/поляризацией пучка в случае поляризованной мишени;
- исследование возможных систематических эффектов и оценка суммарной систематической ошибки измерений;

- выявление области когерентного рассеяния и оценка наблюдаемых асимметрий для когерентного ГВКР на дейтроне и на тяжелых ядрах.
- **Научная новизна:**
- разработана методика извлечения событий лепторождения реального фотона из экспериментальных данных и установления области для ГВКР на разных мишенях;
- впервые был проведен “полный” анализ процесса лепторождения реального фотона в ГВКР на поперечно поляризованном протоне;
- впервые экспериментально был изучен процесс лепторождения реального фотона в ГВКР на неполяризованном и продольно поляризованном дейтроне;
- впервые экспериментально был изучен процесс лепторождения реального фотона в ГВКР на тяжелых ядрах;
- впервые измерены $-t$, x_B и Q^2 зависимости азимутальных угловых асимметрий относительно поляризации пучка, его заряда или их комбинаций на неполяризованном протоне, дейтроне и на тяжелых ядрах, относительно поперечной поляризации водородной мишени, относительно продольной поляризации дейтериевой мишени, а также относительно смешанным комбинациям с зарядом/поляризацией пучка в случае поляризованной мишени.

Практическая ценность: Результаты, полученные в диссертационной работе непосредственно использованы для проверки различных теоретических моделей ОНР. Полученные результаты амплитуд асимметрий могут быть использованы в качестве исходных данных для осуществления глобального фитирования мировых экспериментальных данных с целью извлечения ОНР (в основном ОНР Н), а также для развития теоретических моделей.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Разработка методов калибровки мишенного устройства. Создание методов для анализа данных, предназначенные для контроля поперечно-поляризованной водородной мишени, а также продольно-поляризованной водородной или дейтериевой мишеней с высокой степенью поляризации. Разработка методов и инструментов для анализа с целью извлечения амплитуд асимметрий и для оценки систематических ошибок измерений.

- Одновременные измерения амплитуд одиночных- и двойных-спиновых асимметрий в процессе эксклюзивного лепторождения реальных фотонов на поперечно-поляризованной водородной мишени в условиях кинематики HERMES. Сравнение полученных результатов с предсказаниями имеющихся теоретических моделей.
- Измерение амплитуд асимметрий относительно заряда или поляризации пучка в процессе эксклюзивного лепторождения реальных фотонов на неполяризованной дейтериевой мишени в условиях кинематики HERMES. Сравнение полученных амплитуд асимметрий на дейтроне с аналогичными результатами, полученными в HERMES на протоне. Определение амплитуд асимметрий относительно заряда или поляризации пучка для когерентного рассеяния на дейтроне исходя из измеренных в HERMES данных на протоне и дейтроне.
- Измерение амплитуд асимметрий отдельно относительно поляризации мишени, а также относительно поляризации мишени в комбинации с поляризацией и/или с зарядом пучка на дейтроне в условиях кинематики HERMES. Сравнение полученных амплитуд асимметрий на дейтроне с аналогичными результатами, полученными в HERMES на протоне. Измерение амплитуд тензорной асимметрии.
- Измерение амплитуд асимметрий относительно заряда или поляризации пучка в процессе эксклюзивного лепторождения реальных фотонов на неполяризованной ядерных мишенях в условиях кинематики HERMES. Изучение зависимости этих асимметрий от атомного номера ядра.

Структура и объем работы: Диссертационная работа (на английском) состоит из введения, пяти глав, заключения, списка цитированной литературы и приложения. Содержание изложено на 322 страницах печатного текста, включая 98 рисунка, 34 таблицы и 263 библиографические ссылки.

Апробация полученных результатов: Работы положенные в основу диссертации, многократно докладывались на научных семинарах Ереванского Физического Института, обсуждались на митингах коллаборации HERMES, а также в ведущих зарубежных центрах, таких как DESY (Hamburg), в университете UCLA (Loss-Angeles, California) в CEA (Saclay, France) и др. Они также представлены и опубликованы в трудах многочисленных конференций, как, например:

- X Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (NATO ARW DUBNA – SPIN-03), Dubna, Russia, Sep. 16-20, 2003.
- 16th International Spin Physics Symposium and Workshop on Polarized Electron Sources and Polarimeters, Trieste, Italy, 10-16 October 2004.
- STORI'05, 6th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, 23-26 May 2005, Julich-Bonn.
- 13th International QCD Conference (QCD 06), Montpellier, France, Jul. 3-7 2006.
- Caucasian-German School and Workshop on Hadron Physics (CGSWHP06), Tbilisi, Georgia, Sep. 4-8 2006.
- 18th International Spin Physics Symposium (SPIN 2008), Charlottesville, VA, USA, Oct. 6-11, 2008.
- European Nuclear Physics Conference (ENPC09). Bochum, Germany. March 16-20, 2009.
- XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2010), Florence, Italy, April 19-23, 2010.
- New trends in high-energy physics (Crimean), Alushta, Crimea, Ukraine, Sep 3 - 10, 2011.

Публикации: По теме диссертации опубликованы 29 статьи в ведущих мировых журналах - Phys. Rev. Lett., JHEP, Nucl. Phys., Phys. Rev., Eur. Phys. J., Nucl. Instr. and Meth., JMPA, JMP, Armenian J. Phys. и в трудах материалов международных конференций. Список опубликованных статей приводится в конце автореферата.

Содержание работы

Введение содержит краткое описание эволюции экспериментов по рассеянию и их роль в понимании фундаментальных свойств материи на языке элементарных частиц и их взаимодействий, указана научная актуальность изучения спиновой структуры нуклонов, приведено состояние теоретических и экспериментальных исследований вклада в общий спин нуклона от отдельных составляющих спина кварков и глюонов и их орбитальных угловых моментов, а также представлена научная основа физической мотивации исследования ОПР в эксклюзивных реакциях, особенно в процессах ГВКР на протоне и на ядрах.

В первой главе рассматривается формализм ОПР в общих чертах. Для начала приведены определения основных кинематических переменных, используемых для описания глубоконеупругого лептон (электрон/позитрон) – нуклонного рассеяния (ГНР) и перечислены основные результаты экспериментальных измерений по ГНР, проведенных на протяжении последних десятилетий. ГНР описывается с помощью оптической теоремы, которая связывает адронную часть сечения инклюзивного ГНР $e p \rightarrow e X$ с мнимой частью диагональной Комптоновской амплитуды или процесса $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$. Благодаря

факторизационной теоремы процесс $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$ может быть разделен на пертурбативную и непертурбативную части. Пертурбативная часть (взаимодействия на малых расстояниях) может быть вычислена в рамках пертурбативной КХД, в то время как непертурбативная часть (взаимодействия на больших расстояниях) может быть параметризована с помощью партонных функций распределения (ПФР).

В середине 90-ых было доказано, что свойством факторизации обладают также недиагональные Комптоновские амплитуды $\gamma^{(*)} p_1 \rightarrow \gamma^{(*)} p_2$, где реальность или виртуальность начального или конечного фотона не требуется. В этом случае непертурбативная часть параметризуется с помощью функций обобщенных партонных распределений (ОПР).

ОПР зависят от кинематических переменных x и ξ , которые представляют соответственно среднюю и разность доли продольного импульса, несущим взаимодействующим партоном в начальном и конечном состояниях. ОПР зависят также от квадрата четырехмерного импульса, переданного мишени $t=(p_1-p_2)^2$, и квадрата четырехмерного импульса, переданного виртуальному фотону Q^2 . Недиagonalная Комптоновская амплитуда для частицы со спином 1/2 описывается четырьмя ОПР H^q, E^q, \tilde{H}^q и \tilde{E}^q (в секторе лидирующего твиста, т.е. твист=2), сохраняющими спиральность кварков для каждого кваркового аромата. В случае частицы со спином 1 необходимы соответственно девять ОПР $H_1^q, \dots, H_5^q, \tilde{H}_1^q, \dots, \tilde{H}_4^q$. Из важнейших свойств ОПР следует отметить их взаимосвязь с обычными партонными распределениями и упругими форм-факторами. Партонные распределения получаются от ОПР при предельном переходе $t \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow 0$, а форм-факторы связаны с первыми x моментами ОПР. Важной особенностью ОПР является также полиномиальное свойство их Мелиновских моментов. Интерес к ОПР и их экспериментальному выявлению значительно возрос после обнаружения их взаимосвязи с полным угловым моментом партонов в нуклоне. Как было показано Х. Джи, имеет место следующее соотношение, связывающее ОПР H^q и E^q с полным угловым моментом кварка J^q

$$\lim_{t \rightarrow 0} \int_0^1 dx x (H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)) = J^q. \quad (2)$$

С экспериментальной точки зрения самая простая реакция, в которой можно получить доступ к ОПР, является ГВКР. Кроме ГВКР существует другой процесс – Бете–Гайтлера, в котором начальные и конечные состояния одинаковы с начальными и конечными состояниями ГВКР. Эти два процесса экспериментально неразличимы и, ввиду вышесказанного, интерферируют. Тем самым суммарное сечение лепторождения реального фотона на мишени с атомным номером A представляется как

$$\frac{d^5\sigma}{dx_A dQ^2 d|t| d\phi d\phi_S} = \frac{\alpha^2 x_{Ay}}{16\pi^2 Q^2 \sqrt{1+\varepsilon^2}} \cdot \frac{2\pi y}{Q^2} \cdot \frac{[|\tau_{BH}|^2 + |\tau_{DVCS}|^2 + I]}{e^6}. \quad (3)$$

Здесь ϕ угол между плоскостью рассеяния лептона и плоскостью рождения реального фотона, в то время как ϕ_S представляет собой угол между плоскостью рассеяния лептона и поперечной проекцией вектора поляризации мишени. В соотношении (3) квадратная амплитуда Бете–Гайтлера зависит от упругих электромагнитных форм–факторов и может быть рассчитана теоретически в пределах лидирующего порядка в КЕД. Интерференционный член линейно зависит от Комптоновских форм–факторов (КФФ), которые являются свертками ОПР с пертурбативными жесткими амплитудами рассеяния. Квадратная амплитуда ГВКР ($|\tau_{DVCS}|^2$) также представляется через КФФ, но в этом случае зависимость от КФФ квадратичная. В большинстве экспериментов на фиксированных мишенях вклад от процесса Бете–Гайтлера в сечение доминирует над ГВКР, но благодаря существованию интерференционного члена становится возможным измерить амплитуду ГВКР. Это можно сделать посредством измерений асимметрий, которые появляются в азимутальных распределениях реальных фотонов. Рассмотренные в диссертационной работе асимметрии можно разделить на четыре группы. Первая группа асимметрий была извлечена из данных, собранных на неполяризованных мишенях. В этом случае соотношение (3) интегрируется по азимутальному углу ϕ_S . Асимметрии по отношению к заряду пучка, а также ее поляризации определены в уравнениях (4) – (6). Наличие всех четырех возможных комбинации измеренных выходов относительно заряда и поляризации пучка позволяет разделить последнего на две отдельные асимметрии: одна суммированная по заряду пучка а вторая определяемая по их разности. В этих уравнениях $+$ и $-$ обозначают знак заряда лептонного пучка, а одиночные стрелки – направление поляризации лептонного пучка по отношению к их импульсу:

$$A_C = \frac{(\sigma^{\rightarrow+} + \sigma^{\leftarrow+}) - (\sigma^{\rightarrow-} + \sigma^{\leftarrow-})}{(\sigma^{\rightarrow+} + \sigma^{\leftarrow+}) + (\sigma^{\rightarrow-} + \sigma^{\leftarrow-})}, \quad (4)$$

$$A_{LU}^{DVCS} = \frac{(\sigma^{\rightarrow+} - \sigma^{\leftarrow+}) + (\sigma^{\rightarrow-} - \sigma^{\leftarrow-})}{(\sigma^{\rightarrow+} + \sigma^{\leftarrow+}) + (\sigma^{\rightarrow-} + \sigma^{\leftarrow-})}, \quad (5)$$

$$A_{LU}^I = \frac{(\sigma^{\rightarrow+} - \sigma^{\leftarrow+}) - (\sigma^{\rightarrow-} - \sigma^{\leftarrow-})}{(\sigma^{\rightarrow+} + \sigma^{\leftarrow+}) + (\sigma^{\rightarrow-} + \sigma^{\leftarrow-})}. \quad (6)$$

В обозначениях асимметрий C указывает на заряд, L – на продольную поляризацию пучка (мишени), U – на неполяризованный пучок (мишень). Можно определить также асимметрию относительно поляризации пучка при наличии данных только с одним знаком заряда пучка (в нашем случае в основном данные с позитронным пучком) как

$$A_{LU} = \frac{\sigma^{\rightarrow+} - \sigma^{\leftarrow+}}{\sigma^{\rightarrow+} + \sigma^{\leftarrow+}} \quad . \quad (7)$$

Вторая группа асимметрий определена относительно поляризации пучка и продольной поляризации дейтериевой мишени (и их комбинации) для позитронного пучка. Определение этих асимметрий дано в уравнениях (8) – (10):

$$A_{L\Xi} = \frac{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) - (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})}{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) + (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})} \quad , \quad (8)$$

$$A_{UL} = \frac{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) - (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})}{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) + (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})} \quad , \quad (9)$$

$$A_{LL} = \frac{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) - (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})}{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) + (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})} \quad . \quad (10)$$

В этих уравнениях двойные стрелки обозначают продольную поляризацию дейтериевой мишени относительно импульса лептонного пучка. Важно отметить, что “неполная” спиновая асимметрия, определенная в уравнении (8) отличается от аналогичных асимметрий на неполяризованной мишени тем, что в ее знаменателе сечения усредняются только по продольным проекциям поляризации дейтериевой мишени ($\Lambda=\pm 1$), без вклада тензорной компоненты сечения ($\Lambda=0$). Асимметрии третьей группы определены относительно заряда пучка и продольной поляризации мишени. Но ввиду того, что данные на поляризованном дейтроне и с электронным пучком были собраны только с отрицательной поляризацией пучка (при позитронном пучке обе поляризации были доступны), асимметрии этой группы будут определены для отрицательной поляризации пучка. Их определение дано в уравнениях (11) – (13):

$$A_{\leftarrow\Xi} = \frac{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) - (\sigma^{\Xi-} + \sigma^{\Xi-})}{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) + (\sigma^{\Xi-} + \sigma^{\Xi-})} \quad , \quad (11)$$

$$A_{\leftarrow L} = \frac{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) - (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})}{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) + (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})} \quad , \quad (12)$$

$$A_{\leftarrow L} = \frac{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) - (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})}{(\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-}) + (\sigma^{\Xi+} + \sigma^{\Xi-})} \quad . \quad (13)$$

И наконец, четвертая группа асимметрий определяется в случае рассмотрения процесса ГВКР на поперечно-поляризованной протонной мишени. Как отмечалось выше,

в этом случае сечение зависит от двух азимутальных углов, следовательно Фурье разложение по синусоидальным и косинусоидальным моментам этих углов представляется посредством более сложных соотношений.

В заключении первой главы представлен обзор теоретических попыток извлечения ОПР (в основном ОПР Н) при помощи одновременного фитирования имеющихся данных по измерениям сечений процесса ГВКР и их асимметрий.

В главе 2 даны основные характеристики установки HERMES. В эксперименте HERMES использовался только электронный или позитронный пучок лептонного накопителя ускорителя HERA с энергией 27.6 ГэВ. Типичный ток лептонного пучка менялся от 10 до 40 мА. Ускоритель работал в основном на позитронном пучке. Электронный пучок был доступен только в 1998, 2005 и 2006 годах. В качестве фиксированных мишеней были использованы газообразный неполяризованный, продольно- или поперечно-поляризованный водород, а также неполяризованный или продольно-поляризованный дейтрон. Типичная плотность поляризованной мишени составляла 10^{14} нуклонов/см², а неполяризованной мишени – 10^{16} нуклонов/см². В конце каждого “fill”-а длившегося в среднем 12-14 часов, когда ток пучка составлял около 12 мА, мишень наполнялась неполяризованным газом, в том числе газами содержащими атомы тяжелых ядер вплоть до ядер ксенона. Подробно представлен принцип работы всех частей и компонентов сложной системы установки мишени, их калибровка, а также необходимые Монте-Карло расчеты, которые обеспечивали измерение поляризации протонов и дейтронов (70-85%) с высокой точностью. В качестве показателя устойчивости и стабильности работы этой сложной установки, а также контроля всех процессов происходящих внутри ячейки мишени, приведены результаты измерения сечения спин-обменного процесса на протоне при низких температурах 40-80 К, проведенных с помощью этой мишени.

Установка HERMES являлась типичным для экспериментов на фиксированной мишени передним спектрометром. Она состояла из двух симметричных половин, расположенных выше и ниже пучкопровода ускорителя, как показано на рис. 1.

Спектрометр включал в себя детекторы реконструирования треков, дипольный магнит и детекторы идентификации частиц. Идентификация частиц осуществлялась с помощью анализа сигналов от детекторов переходного излучения, ливневого конвертера, электромагнитного калориметра и RICH детектора, что дала возможность достичь эффективности разделения лептонов от адронов не ниже 98%. Реконструкция треков заряженных частиц осуществлялась с помощью нескольких систем дрейфовых камер, расположенных спереди и сзади магнита, а также с помощью многопроволочных пропорциональных камер, расположенных в полости магнита. Угловой захват спектрометра составлял +/- 170 мрад по горизонтали и 40–140 мрад по вертикали. Лептонный триггер формировался совпадением сигналов от двух сцинтилляционных

годоскопов H1 и H2 (см. рис. 1), ливневого конвертера и энерговыведением лептона в калориметре более 3.5 ГэВ или 1.4 ГэВ в зависимости от заполненности мишени неполяризованным или поляризованным газом.

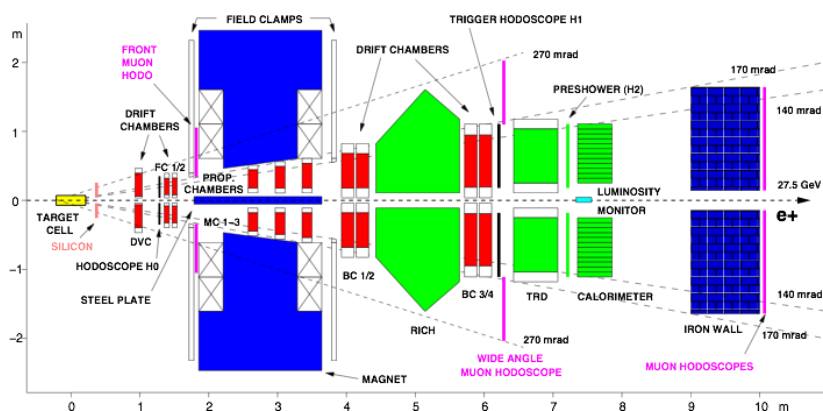


Рис. 1: Спектрометр HERMES.

В главе 3 приводится детальное описание процедуры обработки экспериментальных данных и формализма извлечения асимметрий. Измерение эксклюзивных процессов требует точного определения конечного состояния реакции, что в случае ГВКР состоит из трех частиц. Основные данные используемые в диссертации были накоплены в эксперименте HERMES, до того как в 2006 г. вокруг мишени был установлен детектор отдачи. Из-за малой величины квадрата четырехмерного импульса переданного мишени ($-t < 1$ Гэв), частица отдачи не регистрировалась передним спектрометром. Тем не менее, путем детектирования только двух частиц, а именно рассеянного лептона и излученного фотона можно достичь эксклюзивности. Это осуществляется подбором соответствующих кинематических ограничений и выделением соответствующей области в распределении недостающей массы.

Подбор событий был осуществлен в три этапа. В первую очередь были выделены события удовлетворяющие условиям глубоконеупругого рассеяния. Среди всех событий были выделены те, в которых существовала точно одна частица, идентифицированная как рассеянный лептон и удовлетворяющая следующим кинематическим ограничениям:

- $1 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 10 \text{ ГэВ}^2$
- $W^2 > 9 \text{ ГэВ}^2$
- $\nu < 22 \text{ ГэВ}$
- $0.03 < x_N < 0.35$.

Несмотря на то, что анализируемые данные были собраны как на протоне так и на дейтроне или на тяжелых ядрах, в рассчитанных кинематических переменных была использована масса протона.

Далее из всех событий глубоконеупругого рассеяния выделялись те, в которых кроме

лептона существовал точно один фотон, т.е. незаряженная частица, оставляющая сигнал в калориметре и не ассоциируемый с заряженными треками с энерговыделением $E_\gamma > 5$ ГэВ. Нижний предел для угла между реальным и виртуальным фотоном был выбран $\theta_{\gamma\gamma^*} > 5$ мрад из-за ограниченного углового разрешения установки, а верхний предел был выбран $\theta_{\gamma\gamma^*} < 45$ мрад для существенного уменьшения фона.

Далее для выбора эксклюзивных событий рассматривалось распределение квадрата недостающей массы $M_X^2 = (q + P_N - q')^2$ с $P_N = (M_N, 0, 0, 0)$, где M_N масса протона, а q (q') четырехмерный импульс виртуального (реального) фотона. Распределение квадрата недостающей массы и их сравнение с Монте-Карло расчетами приведены на рис. 3. Эксклюзивная область для ГВКР определялась как $-2.25 \text{ ГэВ}^2 < M_X^2 < 2.89 \text{ ГэВ}^2$. Из-за ограниченности энергетического разрешения калориметра, M_X^2 может иметь также отрицательные значения. По той же причине, в эксклюзивной области имеется большой фон от ассоциативных процессов резонансного производства, который невозможно разделить без использования информации с детектора отдачи, поэтому остается частью сигнала в конечных результатах. Другой фон от полу-инклюзивного производства нейтральных мезонов (в основном π^0) или от эксклюзивного π^0 -мезонов (в случае данных на протоне) могут быть рассчитаны введением соответствующей коррекции на результаты. На рис. 2 показано также распределение экспериментальных данных в зависимости от $-t$ в сравнении с Монте-Карло расчетами для различных процессов, вносящих вклад в эксклюзивную область.

После применения вышеуказанных ограничений, эксклюзивные события используются для фитирования азимутальных асимметрий. Фитирование проведено методом расширенного максимального правдоподобия. Применением соответствующей нормировки были учтены всевозможные статистические дисбалансы в распределениях по заряду лептонного пучка, по их поляризациям или поляризации мишени. Асимметрии были фитированы тригонометрическими функциями, в основном согласно тем, которые

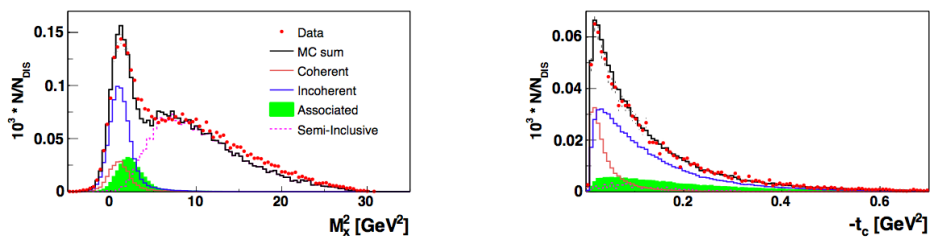


Рис. 2: Распределения недостающей массы и четырехмерного переданного импульса.

проявляются по теории в Фурье разложении сечения, в результате чего были извлечены тригонометрические моменты (амплитуды) соответствующих асимметрий.

Полученные амплитуды асимметрий были подвергнуты некоторым коррекциям. В первую очередь было обнаружено несоответствие между распределениями недостающей массы (сдвиг позиции эксклюзивного пика) для данных, собранных в разные годы. Это было учтено применением соответствующего сдвига для эксклюзивной области M^2_X или применением соответствующей коррекции на энергию фотонов, измеряемую калориметром, основанной на анализе отношения энергии к импульсу E/P для лептонов. Кроме того, был учтен вклад полу-инклюзивного рождения π^0 -мезона в эксклюзивную область ГВКР. Для этого специально был рассмотрен процесс полу-инклюзивного рождения π^0 -мезона, и были изъяты соответствующие амплитуды асимметрии для лидирующего фотона, т.е. фотона от распада π^0 -мезона с наибольшей энергией, на основе анализа двух-фотонных экспериментальных данных. Эти результаты в дальнейшем были использованы для коррекций амплитуд асимметрий ГВКР.

В диссертационной работе особое значение придавалось оценке всевозможных систематических эффектов. Доминирующий вклад в общую систематическую ошибку вносят эффекты, связанные с ограниченным аксептансом спектрометра и эффект конечной ширины кинематического интервала (бина). Последний возникает из-за разницы амплитуд, проинтегрированных в одном бине по сравнению с амплитудами, рассчитанными в средней кинематической точке данного бина. Совместный вклад в систематическую неопределенность от эффектов ограниченного аксептанса спектрометра, конечной ширины бина и малых смещений и поворотов элементов спектрометра по отношению к пучку был определен с помощью Монте-Карло расчета. Статистическая выборка Монте-Карло данных была анализирована тем же методом, что и экспериментальные данные. Монте-Карло данные были фитированы расширенным методом максимального правдоподобия и было проведено сравнение извлекаемых амплитуд асимметрий, так называемые реконструированные амплитуды с соответствующими амплитудами, генерированными в центральных кинематических точках каждого бина. Разность между реконструированных и генерированных амплитуд была приписана как систематическая ошибка. Другие источники систематических ошибок, учтенные в окончательных результатах связаны с коррекцией амплитуд на сдвиг эксклюзивного пика и с коррекцией на фон от полу-инклюзивного рождения π^0 -мезона.

В главе 4 приведены окончательные экспериментальные результаты измерений разных асимметрий, полученные на неполяризованном и продольно-поляризованном дейтроне, в том числе двойные-спиновые асимметрии в последнем случае, а также одиночные- и двойные-спиновые асимметрии на поперечно-поляризованном протоне. Выявленные амплитуды асимметрий на дейтериевой мишени сравнены с результатами аналогичных измерений на водороде, а также с предсказаниями различных теоретических моделей. Результаты для зарядовой асимметрии на неполяризованном дейтроне приведены на рис. 3, в шести бинах по $-t$, x_N , и Q^2 .

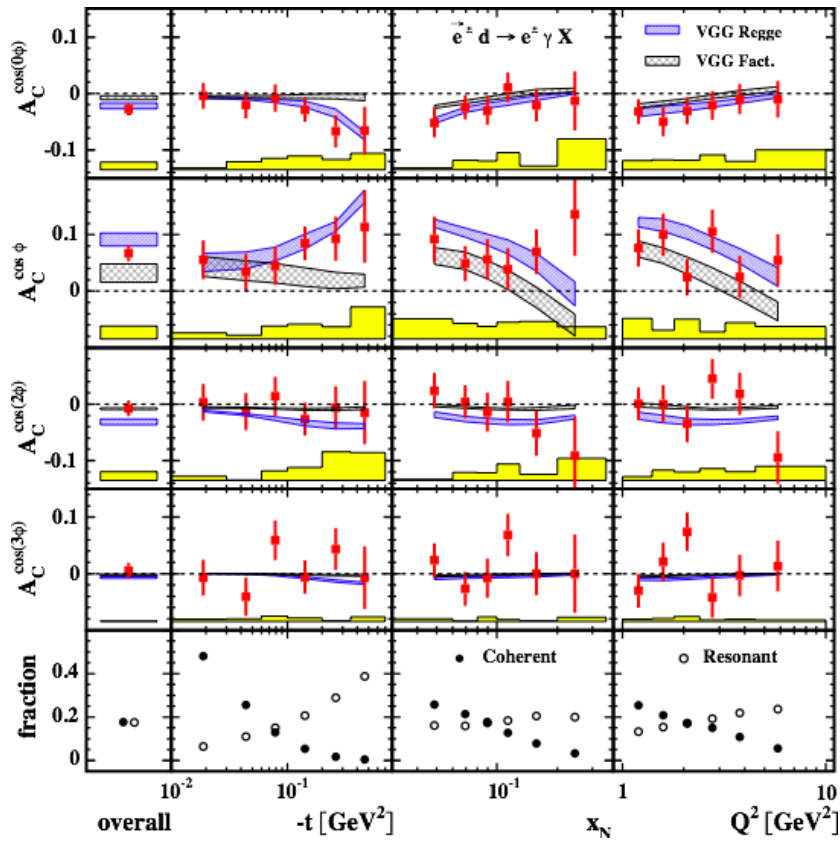


Рис. 3: Амплитуды зарядовой асимметрии на неполяризованном дейтроне.

На рис. 3 результаты данной работы представлены квадратными точками. Сплошные вертикальные (горизонтальные) полосы представляют статистические (систематические) ошибки. Мелко и крупно заштрихованными полосами представлены расчеты теоретической модели “VGG” с Реджевской и факторизованной t зависимостью соответственно. Нижняя панель показывает моделированные фракции от когерентного процесса и БГ процесса с образованием резонансов. В левом вертикальном ряду представлены результаты относящиеся к интегральной кинематики HERMES. Полосы теоретических предсказаний были получены варьированием свободных параметров моделей и представляют комбинированную некогерентную сумму предсказаний на протоне и нейтроне. Особый интерес вызывает амплитуда $A_C^{\cos \phi}$, которая чувствительна к КФФ \mathcal{H}_1 (\mathcal{H}) для когерентного (некогерентного) процесса. Настоящие данные показывают, что эта амплитуда увеличивается с ростом $-t$. Амплитуда $A_C^{\cos(0\phi)}$, которая, как ожидается относится к той же комбинации КФФ как и $A_C^{\cos \phi}$, показывает схожее поведение, но с обратным знаком, как и ожидалось. Оставшиеся амплитуды $A_C^{\cos(2\phi)}$ и $A_C^{\cos(3\phi)}$, которые относятся к ОПР более высших твистов (твист-3), в приведенной кинематической области сравнимы с нулем.

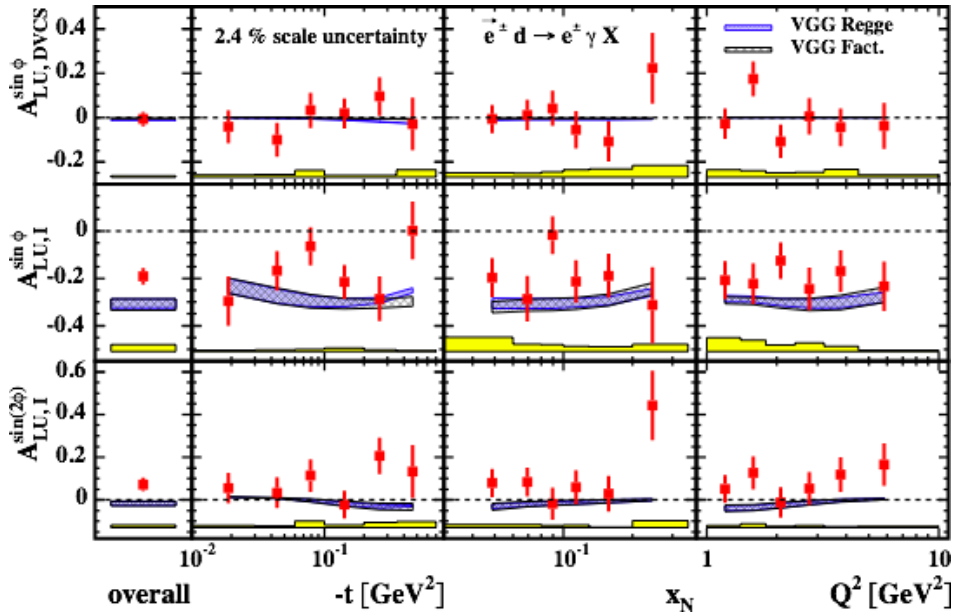


Рис. 4 Амплитуды асимметрий $A_{LU,I}$ и $A_{LU,DVCS}$ на неполяризованном дейтроне.

Амплитуды асимметрий по отношению к поляризации лептонного пучка $A_{LU,DVCS}^{\sin\phi}$ и $A_{LU,I}^{\sin(n\phi)}$, показаны на рис. 4. Амплитуда $A_{LU,DVCS}^{\sin\phi}$, как и $A_{LU,I}^{\sin(2\phi)}$, чувствительна к КФФ из сектора высших твистов, но по сравнению с $A_{LU,DVCS}^{\sin\phi}$ амплитуда $A_{LU,I}^{\sin(2\phi)}$ имеет ненулевое значение и для интегральной кинематики положительна в 1.7 стандартных отклонения в общей экспериментальной ошибке. Амплитуда $A_{LU,I}^{\sin\phi}$, как и $A_C^{\cos\phi}$, чувствительна к КФФ $\mathcal{H}_1(\mathcal{H})$, хотя эти две асимметрии выявляют различные аспекты ОПР, отобранные по различным сверткам с комплексной амплитудой рассеяния.

В то время как амплитуда $A_C^{\cos\phi}$ чувствительна к реальной части КФФ $\mathcal{H}_1(\mathcal{H})$, амплитуда $A_{LU,I}^{\sin\phi}$ чувствительна к ее мнимой части и показывает существенное отрицательное значение. В полосах теоретических предсказаний так называемому D – члену было приписано нулевое значение, так как ранее было установлено, что включение D – члена с любой значительной величиной при любом выборе свободных параметров модели не может описать зарядовую асимметрию, измеренную в HERMES на водородной мишени. Теоретические предсказания, основанные на Реджеовской t зависимости хорошо согласуются с t зависимостью измеренной зарядовой асимметрии, в то время как оба варианта моделирования t зависимости предсказывают сильно преувеличенное значение для амплитуд $A_{LU,I}^{\sin(n\phi)}$.

На рис. 5 и 6 амплитуды $A_C^{\cos(n\phi)}$ и $A_{LU,I}^{\sin(n\phi)}$, измеренные на неполяризованной дейтериевой мишени, сравниваются с аналогичными результатами, полученными от данных HERMES на неполяризованном протоне. Данные на дейтроне включают когерентный и некогерентный процессы. В последнем нуклон также может возбуждаться

в резонансное состояние. Данные на протоне включает только реакцию $e^- \rightarrow e^- \gamma$, а также случай с резонансным возбуждением в конечном состоянии. Любые различия, которые появляются при малых значениях $-t$ могут быть связаны с когерентным процессом, вклад которого доминирует преимущественно в первом и во втором бинах по $-t$ ($< 0.06 \text{ ГэВ}^2$). Это обусловлено тем, что вклад протона в некогерентной области преобладает над вкладом нейтрона при относительно больших значениях $-t$. Вероятные различия амплитуды $A_C^{\cos \phi}$ в последних двух бинах по $-t$ могут быть следствием вклада нейтрона и соответствующих резонансов. Результаты амплитуды $A_{LU,1}^{\sin(2\phi)}$ на дейтроне и протоне расходятся в 2.5 раза в общей экспериментальной ошибке для интегральной кинематики. Это несоответствие более выражено при больших x_N и Q^2 и в настоящее время не имеет очевидного объяснения.

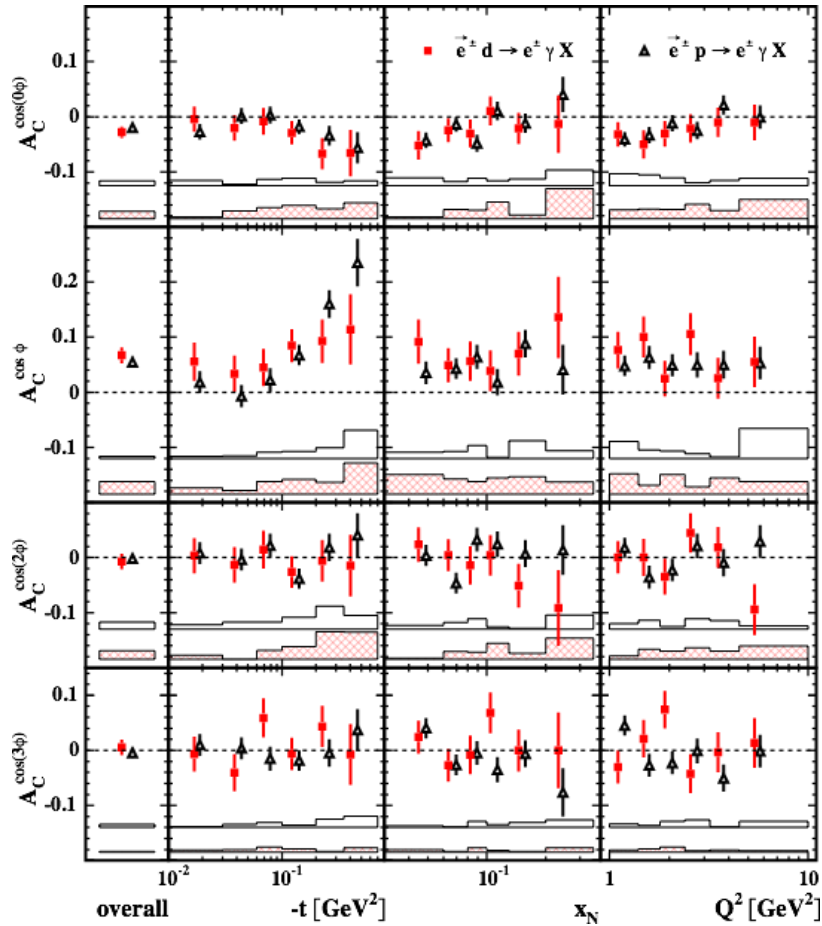


Рис. 5: Амплитуды асимметрии A_C на неполяризованном дейтроне и протоне.

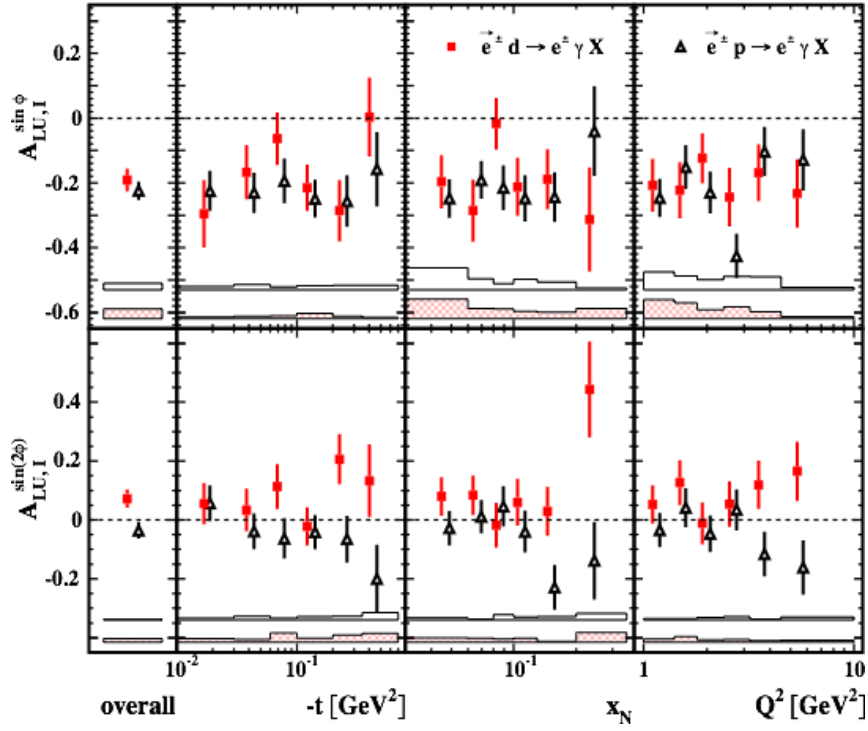


Рис. 6: Амплитуды асимметрии $A_{LU,I}$ на неполяризованном дейтроне и протоне.

На рис. 7 показаны амплитуды асимметрии $A_{L\Rightarrow}^{\Leftarrow}$, выявленные на продольно поляризованном дейтроне в четырех бинах по $-t$, x_N , и Q^2 . Амплитуда $A_{L\Rightarrow}^{\Leftarrow \sin\phi}$ имеет большое отрицательное значение, в то время как амплитуда $A_{L\Rightarrow}^{\Leftarrow \sin^2\phi}$ сравнима с нулем. На рис. 7 также приведены амплитуды асимметрии A_{LU}^I для сравнения между поляризованным и неполяризованным дейтронами. Ожидается, что асимметрии $A_{L\Rightarrow}^{\Leftarrow}$ и $A_{LU,I}$ могут различаться благодаря члену, содержащему КФФ \mathcal{H}_5 , но как видно из рис. 7, лидирующие амплитуды $A_{L\Rightarrow}^{\Leftarrow \sin\phi}$ и $A_{LU,I}^{\sin\phi}$ не различаются даже в области преобладания когерентного процесса (в первом $-t$ бине). Такой незначительный вклад от КФФ \mathcal{H}_5 (или ОПР \mathcal{H}_5) наблюдается также при сравнении результатов для зарядовых асимметрий на неполяризованном дейтроне A_C и продольно поляризованном дейтроне, определенной в уравнении (11), где также наблюдается полное соответствие результатов во всей кинематической области.

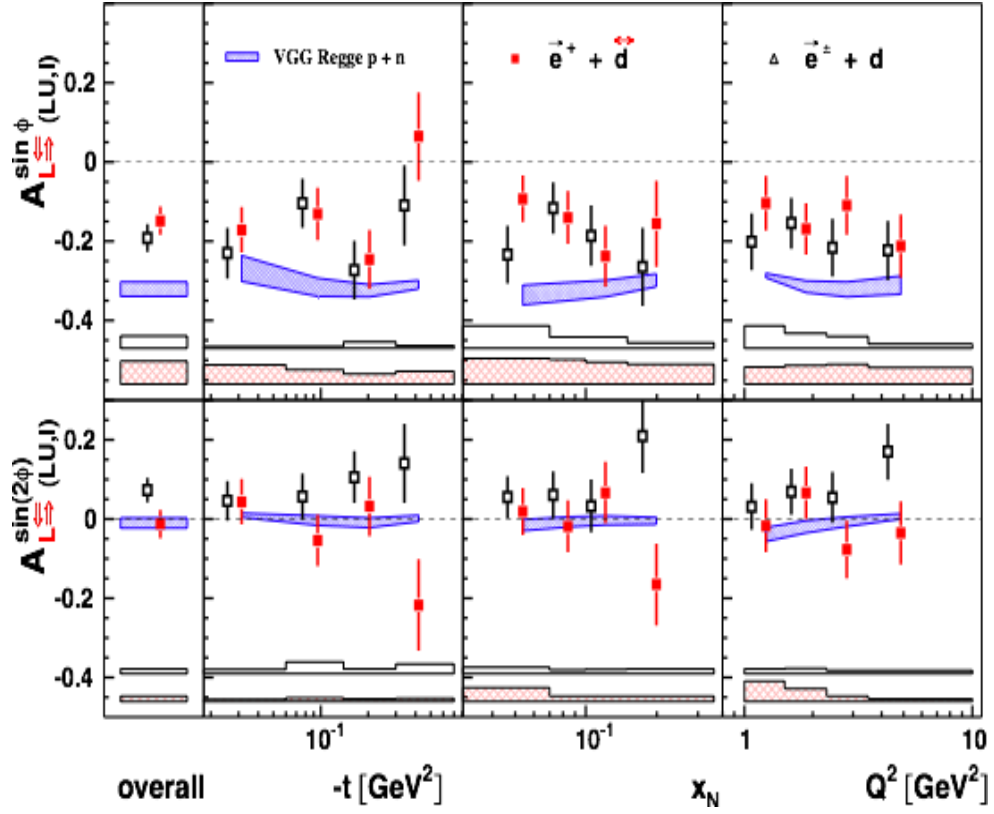


Рис. 7: Сравнение амплитуды асимметрий $A_{L\leftrightarrow}^{\sin\phi}$ и A_{LU}^I .

На рис. 8 представлены амплитуды асимметрии по отношению к поляризации мишени A_{UL} в четырех бинах по $-t$, x_N , и Q^2 и для интегральной кинематики. Результаты на дейтроне сравниваются с аналогичными результатами, полученными из данных HERMES на продольно поляризованной протонной мишени. На рисунке также приведено сравнение результатов экспериментального измерения с предсказаниями теоретической модели. Лидирующая амплитуда $A_{UL}^{\sin\phi}$ на дейтроне, которая чувствительна к КФФ $\tilde{\mathcal{H}}_1$ (или к мнимой части соответствующего ОПП), имеет малое отрицательное значение, в то время как амплитуды $A_{UL}^{\sin^2\phi}$ и $A_{UL}^{\sin^3\phi}$ сравнимы с нулем. Результаты амплитуды $A_{UL}^{\sin\phi}$ на протоне и дейтроне в пределах экспериментальной ошибки хорошо согласуются друг с другом как для интегральной кинематики, так и в ее проекциях по $-t$, x_N , и Q^2 , в то время как амплитуды $A_{UL}^{\sin\phi}$ для интегральной кинематики различаются на 1.5 стандартных отклонения в общей экспериментальной ошибке.

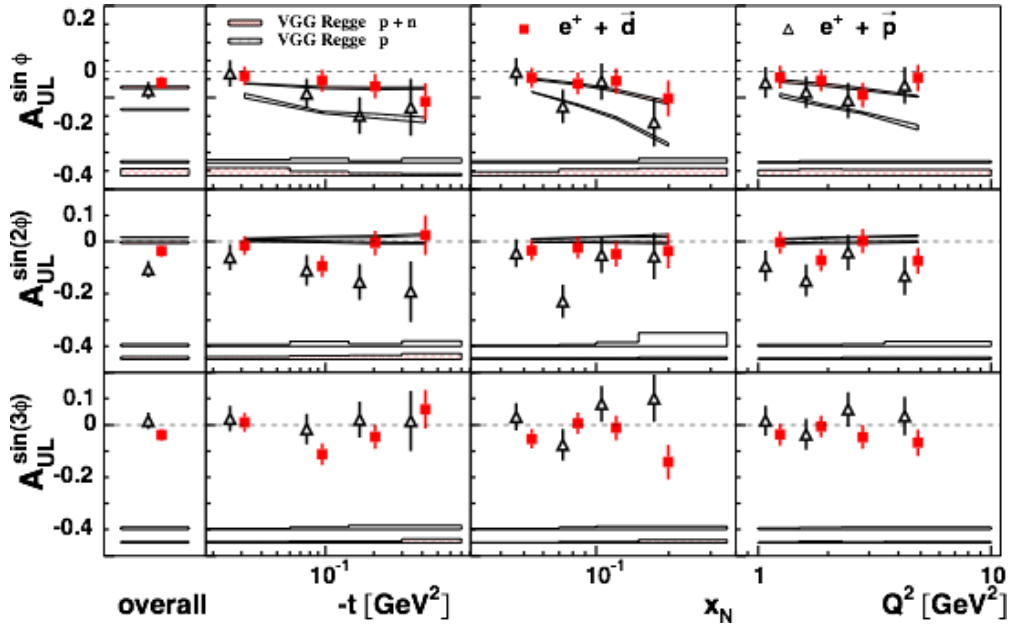


Рис. 8: Амплитуды асимметрии A_{UL} на протоне и дейтроне.

Это различие обусловлено различием в области больших $-t$, но только в одном бине по x_N , что больше похоже на статистическую флуктуацию. Из сравнения предсказаний теоретической модели для протона и дейтрона можно увидеть, что модель предсказывает довольно большой вклад от нейтрона. Этот факт не может быть ни опровергнут, ни утвержден настоящими данными, поскольку в пределах экспериментальных ошибок теоретические предсказания описывают экспериментальные данные как на дейтроне, так и на протоне, но с другой стороны в пределах тех же ошибок результаты амплитуд на протоне и дейтроне согласуются.

На рис. 9 представлены амплитуды асимметрий A_{LL} определяемый по отношению к смешанной комбинации поляризации пучка и продольной поляризации мишени. Приведено сравнение амплитуд извлеченных из данных на дейтроне с аналогичными амплитудами, полученными на протоне и с предсказаниями теоретических моделей. Лидирующие амплитуды $A_{LL}^{\cos(0\phi)}$ и $A_{LL}^{\cos\phi}$ чувствительны к КФФ $\tilde{\mathcal{H}}_1$ (или к реальной части соответствующего ОНР). Амплитуды на протоне и дейтроне согласуются в пределах общей экспериментальной ошибки. Возможные различия в интегральной кинематической точке и в первом бине по $-t$, могут быть обусловлены когерентным рассеянием на дейтроне, так как в данной асимметрии кроме ГВКР имеет вклад также процесс Бете–Гайтлера.

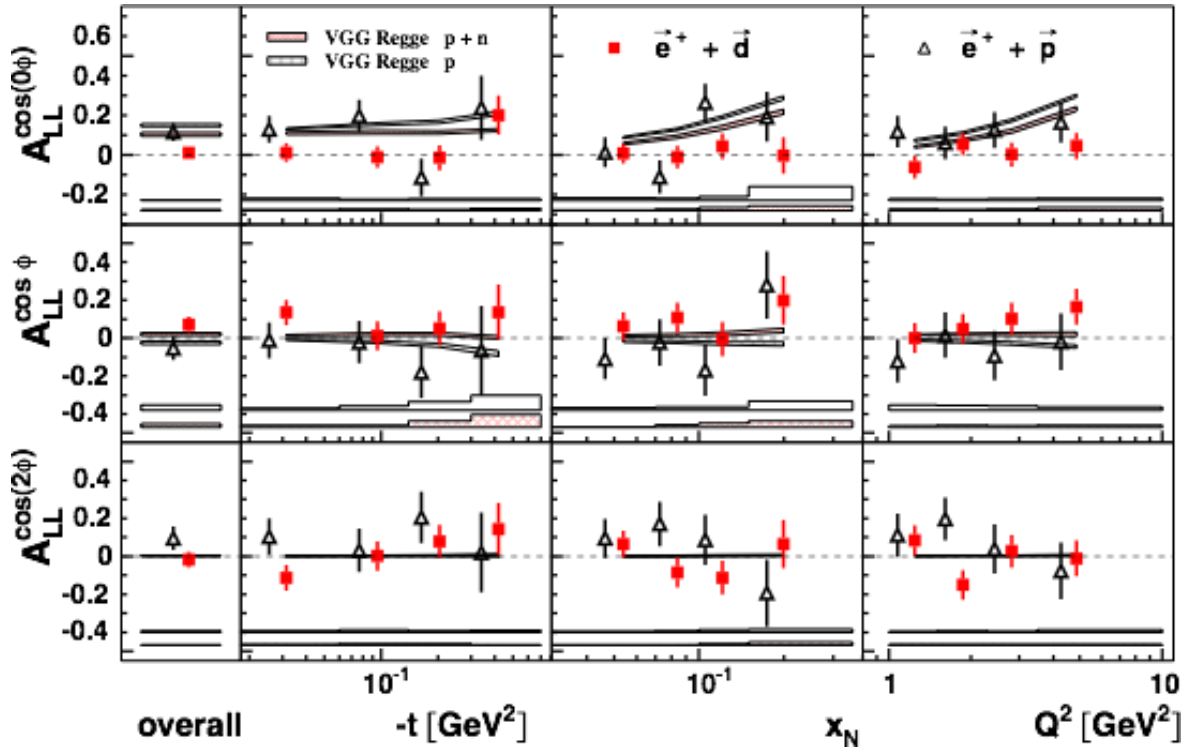


Рис. 9: Амплитуды асимметрии A_{LL} на протоне и дейтроне.

В диссертационной работе также рассмотрены другие асимметрии, определенные в уравнениях (11) – (13), а также тензорная асимметрия на дейтериевой мишени.

Наиболее интересные результаты одиночной- и двойной-спиновой асимметрий на поперечно-поляризованном протоне приведены соответственно на рис. 10 и 11. Особенно интересна $\sin(\phi - \phi_S)\cos(n\phi)$ амплитуда асимметрии $A_{UT,L}$, которая чувствительна к КФФ \mathcal{E} . Последняя в свою очередь связана с полным угловым моментом кварков. Следовательно, измерение данной амплитуды, наряду с изъятием из экспериментальных данных КФФ \mathcal{H} , обеспечит вероятное извлечение орбитального углового момента u -кварка используя правила сумм Джи.

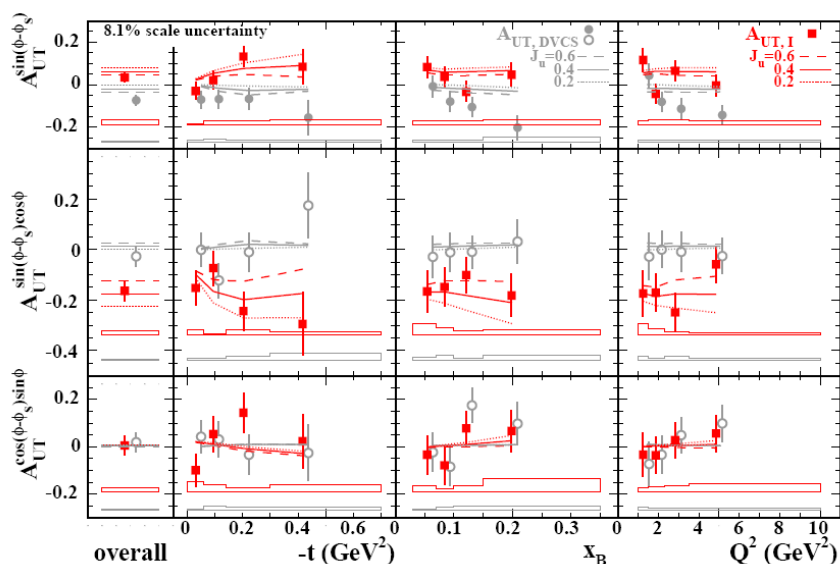


Рис. 10: Амплитуды одиночной-спиновой асимметрии, описывающие зависимость квадратичного DVCS (круглые точки) и интерференционного I (квадратные точки) частей сечения от поперечной поляризации протонов для эксклюзивных событий.

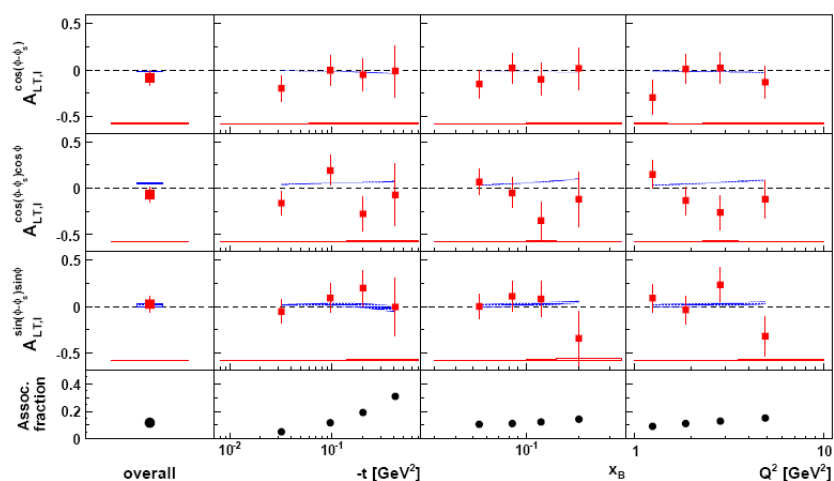


Рис. 11: Амплитуды усредненной по заряду двойной-спиновой асимметрии.

В главе 5 приведены результаты измерений амплитуд асимметрий по отношению заряда и поляризации лептонного пучка на газовых ядерных мишенях.

Как уже было отмечено данные на ядрах включают когерентные и некогерентные процессы. Для сравнения асимметрий извлеченных из данных на разных ядрах, были выделены две области: когерентно-обогащенная и некогерентно-обогащенная области. При этом использовались разные ограничения на $-t$ распределений эксклюзивных событий с целью достижения одинакового значения кинематических переменных. Зависимость лидирующей (твист-2) амплитуды асимметрии относительно поляризации лептонного пучка от атомного номера ядра A приведена на рис. 12 как для когерентно-

обогащенных так и некогерентно-обогащенных событий. Надо отметить, что амплитуды асимметрий на ядрах для которых имелись данные накопленные только с одним знаком лептонного пучка (открытые точки), извлекались согласно соотношению (7). Как видно из рисунка, $\sin\phi$ амплитуда имеет значение порядка -0.2 для обеих областей и не зависит от атомного номера ядра A в пределах ошибок измерений.

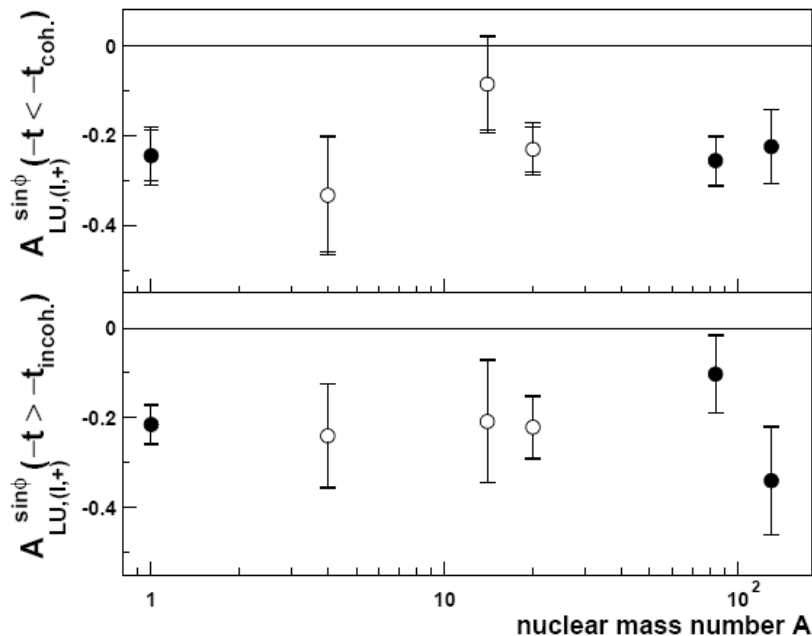


Рис. 12: A -зависимость $\sin\phi$ амплитуды асимметрии $A_{LU,(l,+)}$ для когерентно-обогащенной и некогерентно-обогащенной областей.

Аналогично, зависимость лидирующей (твист-2) амплитуды зарядовой асимметрии от атомного номера ядра A приведена на рис. 13.

Кроме результатов для когерентно-обогащенной и некогерентно-обогащенной областей, в диссертации приводятся также зависимости амплитуд зарядовой асимметрии и асимметрий по отношению поляризации пучка от переменной $-t$ определяемых в четырех бинах. В дополнении, приводится отношение амплитуд асимметрий извлеченных на ядрах к тем которые получены на протоне. Полученные результаты не поддерживают те теоретические модели, которые предсказывают усиления асимметрии в ядерной среде на основе модификации ОПР по сравнению со свободным нуклоном.

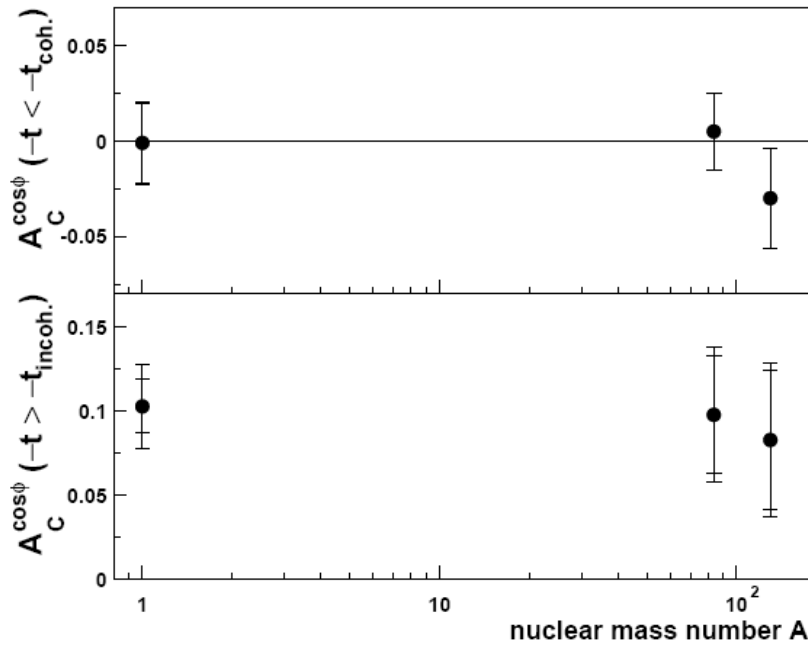


Рис. 13: A-зависимость $\cos\phi$ амплитуды асимметрии A_C для когерентно-обогащенной и некогерентно-обогащенной областей.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертационной работе. Они сводятся к следующему:

1. Разработаны методы калибровки мишенного устройства. Созданы методы анализа данных, предназначенные для контроля за работой поперечно-поляризованной водородной мишени, а также продольно-поляризованной водородной или дейтериевой мишеней, имеющих высокую степень поляризации [4, 16, 23-29].

2. Разработаны методы выделения событий лепторождения реальных фотонов на мишени и определения эксклюзивной области глубоко-виртуального Комптоновского рассеяния посредством анализа распределения квадрата недостающей массы [11-13, 15, 18, 22]. Разработаны методы и инструменты для анализа экспериментальных данных с целью извлечения амплитуд асимметрий и для оценки систематических ошибок измерений [7, 11-13, 15].

3. Одновременно извлечены амплитуды одиночных- и двойных-спиновых асимметрий из экспериментальных данных, полученных посредством использования пучков продольно поляризованных электронов и позитронов при лепторождении реальных фотонов в процессе ГВКР на поперечно-поляризованных протонах [1-3, 7, 15] при кинематических условиях HERMES $\langle -t \rangle = 0.12 \text{ GeV}^2$, $\langle x_B \rangle = 0.09$ $\langle Q^2 \rangle = 2.5 \text{ GeV}^2$.

Полученные результаты не противоречат теоретическим предсказаниям имеющийся модели ОНР. $A_{UT,L} \sin(\phi - \phi_S) \cos \phi$ амплитуда асимметрии сильно чувствительна к Комpton форм фактору \mathcal{E} , следовательно, обеспечивает ограничение полного углового момента валентных кварков. Значения этих амплитуд были использованы для модельно-зависимого ограничения на сумму $j_u + k_d$. Кроме того значения некоторых одиночных-спиновых амплитуд были использованы в качестве части входных наблюдаемых в глобальном фитировании из двадцатитрех независимых моментов от различных асимметрий, измеренных в HERMES. Значения других амплитуд одиночных-спиновых, а также всех двойных-спиновых асимметрий в пределах ошибок измерений порядка нуля, что ожидалось из-за малых кинематических префакторов или из-за того, что они соответствуют членам от высоких твистов. Вследствие уникальности ускорителя HERA работать как с позитронными, так и с электронными пучками стало возможным извлекать отдельно азимутальные гармоники, связанные с квадратом амплитуды процесса ГВКР.

4. Извлечены амплитуды азимутальных угловых асимметрий относительно поляризации лептонного пучка, ее заряда и их комбинации на неполяризованных дейтронах [1, 2, 12, 17, 19-21] в кинематических условиях HERMES. Лидирующая Фурье амплитуда асимметрии относительно поляризации лептонного пучка, которая связана с интерференционным членом сечения процесса ГВКР, значительна по величине, но не зависит от переменной $-t$. Лидирующая амплитуда асимметрии относительно заряда пучка значительна при высоких значениях $-t$, но становится незначительной при малых $-t$. Извлекаемые значения амплитуд асимметрий, связанные с квадратом амплитуды процесса ГВКР, в пределах ошибок измерений близки к нулю. Экспериментальные данные позволяют сделать выбор среди различных моделей ОНР.

Проведено сравнение амплитуд асимметрий, полученных на неполяризованной дейтериевой мишени с аналогичными результатами, полученными на неполяризованной протонной мишени [1, 2, 6, 13, 14, 18, 22]. В основном данные согласуются, кроме лидирующей амплитуды асимметрии относительно заряда пучка в последних двух бинах по $-t$, а также интегрального значения $A_{LU,L} \sin(2\phi)$ амплитуды. Данные не выявляют особенностей ядерной структуры дейтрона [1, 12, 14]. Отметим, что согласие между данными на неполяризованном дейтроне с новыми данными на неполяризованном протоне [5], полученными при обработке полной информации 1996-2007 годов, посредством анализа данных распределения квадрата недостающей массы, хорошее по всем кинематическим параметрам.

Приведена оценка лидирующих амплитуд асимметрий относительно заряда и поляризации пучка для процесса когерентного рассеяния на дейтроне, используя данные HERMES на протоне и дейтроне. Данные исключают модели, в которых предполагается большой вклад от морских кварков, а также поддерживают модели с ненулевым вкладом.

5. Извлечены амплитуды азимутальных угловых асимметрий относительно поляризации лептонного пучка, ее заряда, а также относительно продольной поляризации

дейтериевой мишени и к их смешанным комбинациям [1, 2, 8, 9]. Проведено сравнение амплитуд асимметрий, полученных на поляризованных дейтронах с аналогичными результатами, полученными на неполяризованных дейтронах [12] и на поляризованных протонах [10]. В пределах ошибок измерений синусоидальные (косинусоидальные) амплитуды $A_L^{\Leftarrow\Rightarrow}$ ($A_C^{\Leftarrow\Rightarrow}$) асимметрии, извлеченные при значении тензорной поляризации мишени $P_{zz} = 0.827$ (соответствует малой популяции состояния с $\Lambda = 0$), совпадают со значениями амплитуд, извлеченными из данных HERMES на неполяризованной дейтериевой мишени. Следовательно, при малых значениях $-t$ эффекта от тензорной поляризации мишени не наблюдается, в частности, в первом бине по $-t$, где когерентный процесс дает 40% вклада и где ожидается проявление тензорных эффектов.

Проведенное сравнение амплитуд асимметрий, полученных на продольно-поляризованной дейтериевой мишени, с аналогичными результатами, полученными в HERMES на продольно-поляризованной протонной мишени показало, что в пределах ошибок измерений они совпадают по всей кинематической области, включая первый бин по $-t$. Статистически незначительная разница наблюдается только для амплитуд $A_{LL}^{\sin(2\phi)}$ и $A_{LL}^{\cos(0\phi)}$.

Была извлечена также амплитуда тензорной асимметрии A_{Lzz} на дейтроне, которая в пределах ошибок совпадала с нулем по всей кинематической области по $-t$, а также в области $-t < 0.06 \text{ ГэВ}^2$.

Все эти результаты не выявили доказательств относительно влияния Комpton форм фактор дейтрона \mathcal{H}_5 или особенности \mathcal{H}_1 и $\tilde{\mathcal{H}}_1$, которые отличают их от аналогичных частей \mathcal{H} и $\tilde{\mathcal{H}}$ для протона. Таким образом проявление когерентного рассеяния в этих данных не очевидно. Поведение Комpton форм фактор дейтрона \mathcal{H}_1 схоже с поведением форм-фактор протона \mathcal{H} .

Полученные результаты были сравнены с теоретическими предсказаниями, учитывающими только некогерентные рассеяния на протоне и нейтроне (из-за отсутствия программы расчета сечений процесса ГВКР на продольно-поляризованных дейтронах), основанные на модели ОНР. Результаты выявили такие же недостатки относительно предсказаний этих моделей, какие были обнаружены из HERMES данных на протоне.

6. Извлечены азимутальные угловые асимметрии относительно поляризации лептонного пучка, ее заряда и их комбинации на неполяризованных ядерных мишенях [1, 11]. Отношение амплитуд асимметрий, измеренных на ядрах, к амплитудам, полученным из данных HERMES на протоне, сравнимы с единицей как для когерентно-обогащенной, так и для некогерентно-обогащенной выборки данных и не проявляют зависимости от атомного номера ядра. Полученные результаты не поддерживают модели, основанные на модификации ОНР на ядрах относительно ОНР свободных нуклонов, которые предсказывают усиление асимметрий в ядерной среде в случае когерентного рассеяния на ядрах со спином 0 или 1/2.

В приложении представлены корреляционные матрицы для некоторых амплитуд асимметрий, извлеченные из данных HERMES на неполяризованном и продольной-поляризованном дейтроне. Приведен также формализм извлечения разных амплитуды асимметрий на перпендикулярно-поляризованном дейтроне.

Список основных работ, опубликованных по теме диссертации

1. **Hrachya Marukyan**, “Deeply virtual Compton scattering”, Int. J. Mod. Phys. A 30, 1530057-1530107, 2015.
2. **H. Marukyan**, “Exclusive reactions at HERMES”, IL Nuovo Cimento Vol. C 036, 05, 55-60, 2013.
3. **H. Marukyan**, “Numerical calculation of normalization factor for the analysis of azimuthal asymmetry amplitudes related to deeply virtual Compton scattering”, Journal of Modern Physics, V. 4 N 6, 879-885, 2013.
4. **H. Marukyan**, “Longitudinally and transversely polarized targets in HERMES experiment”, Armenian Journal of Physics, 6 (3), 123-131, 2013.
5. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Beam-helicity and beam-charge asymmetris associated with deeply virtual Compton scattering on the unpolarised proton”, JHEP **07** 032, 1-26, 2012; E-Print Archive: 1203.6287 [hep-ex].
6. **H. Marukyan**, “Overview of recent HERMES results”, Proceedings of XXII-d international conference on new trends in high-energy physics (Crimean), Alushta, Crimea, Ukraine, Sep 3–10, 186 -194, 2011.
7. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Measurement of double-spin asymmetries associated with deeply virtual Compton scattering on a transversely polarized hydrogen target”, Phys. Lett. **B704** 15-23, 2011; Preprint: DESY-11-100, E-Print Archive: 1106.2990 [hep-ex].
8. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Measurement of azimuthal asymmetries associated with deeply virtual Compton scattering on a longitudinally polarized deuterium target”, Nucl. Phys. **B842**, 265-298, 2011; Preprint: DESY-10-136, E- Print Archive: 1008.3996 [hep-ex].
9. **H. Marukyan**, “Review of DVCS results at HERMES”, Proceedings of 18th international workshop on deep-inelastic scattering and related subjects (DIS 2010), Florence, Italy, 23-29 Apr, PoS DIS2010 **241**, 1-5, 2010.
10. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Exclusive leptonproduction of real photons on a longitudinally polarized hydrogen target”, JHEP **06** 019, 1-20, 2010, Preprint: DESY-10-046, E-Print Achive: 1004.0177 [hep-ex].
11. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Nuclear-mass dependence of beam-helicity and beam-charge azimuthal asymmetries in DVCS”, Phys. Rev. **C81** 035202, 1-10, 2010; Preprint: DESY-09-190, E-Print Archive: 0911.0091 [hep-ex].

12. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Measurement of azimuthal asymmetries associated with deeply virtual Compton scattering on an unpolarized deuterium target”, Nucl. Phys. **B829**, 1-27, 2010; Preprint: DESY-09-189, E-Print Archive: 0911.0095 [hep-ex].
13. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Separation of contributions from deeply virtual Compton scattering and its interference with the Bethe-Heitler process in measurement on a hydrogen target”, JHEP **11** 083, 1-22, 2009; Preprint: DESY-09-a43, E-Print Archive: 0909.3587 [hep-ex].
14. **H. Marukyan**, “Azimuthal asymmetries in DVCS on unpolarized hydrogen and deuterium targets”, Proceedings of 18th international spin physics symposium (SPIN 2008), Charlottesville, VA, USA, 6-11 Oct., AIP Conf. Proc. **1149**, 619-622, 2008.
15. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Measurement of azimuthal asymmetries with respect to both beam charge and transverse target polarization in exclusive electroproduction of real photons”, JHEP **06** 066, 1-24, 2008; E-Print Archive: 0802.2499 [hep-ex].
16. C. Baumgarten, B. Braun,..., **H. Marukyan** et al., “First measurement of hydrogen spin-exchange collision cross section in the low temperature region”, Eur. Phys. J. **D48**, 343-350, 2008.
17. **H. Marukyan**, “Recent results on deeply virtual Compton scattering at HERMES”, 13th international QCD conference (QCD 06), Montpellier, France, 3-7 Jul, 2006, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **174**, 19-22, 2007.
18. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “The beam-charge azimuthal asymmetry and deeply virtual Compton scattering”, Phys. Rev. **D75**, 011103(R), 5pp., 2007; Preprint: DESY-06078, E-Print Archive: hep-ex/0605108.
19. **H. Marukyan**, “Results on deeply virtual Compton scattering at HERMES”, 6th international conference on nuclear physics at storage rings (STORI’05), 23-26 May, Jülich-Bonn, Germany, Matter and Materials **30**, 194-197, 2005.
20. **H. Marukyan**, “Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERMES”, Proceedings of the 16th international spin physics symposium and workshop on polarized electron sources and polarimeters, Trieste, Italy, 10-16 Oct., 454-457, 2004.
21. **H. Marukyan**, “Measurement of DVCS at HERMES”, Proceedings of Xth advanced research workshop on high energy spin physics (NATO ARW DUBNA-SPIN-03), Dubna, Russia, 16-20 Sept., 337-346, 2003.
22. A. Airapetian, N. Akopov, ..., **H. Marukyan** et al., “Measurement of the beam-spin azimuthal asymmetry associated with deeply-virtual Compton scattering”, Phys. Rev. Lett., **87**, 182001-1-182001-4, 2001; Preprint: DESY-01-091, E-Print Archive: hep-ex/0106068.
23. W. Sig-uang, Z. Shu-Hua,..., **H. Marukyan** et al., “Research on depolarization of transversely polarized gas target induced by high energy e-beam”, High Energy Phys. and Nucl. Phys., China, **30**, N9, 892-895, 2006.

24. W. Siguang, M. Boumwhuis,..., **H. Marukyan** et al., “A method for stabilizing magnetic field, Nuclear Techniques”, China, **28**, N4, 297-300, 2005.
25. A. Aiapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “Nuclear polarization of molecular hydrogen recombined on a non-metallic surface”, Eur. Phys. J. **D29**, 21-26, 2004.
26. A. Airapetian, N. Akopov,..., **H. Marukyan** et al., “The HERMES polarized hydrogen and deuterium gas target in the HERA electron storage ring”, Nucl. Instr. And Meth. **A540**, 68-101, 2005; Preprint: DESY-04-128, E-Print Archive: hep-ph/0408137.
27. C. Baumgarten, B. Braun,..., **H. Marukyan** et al., “A Gas analyzer for the internal polarized target of the HERMES experiment”, Nucl. Instr. And Meth. **A508**, 268-275, 2003; Preprint: DESY-03-048.
28. C. Baumgarten, B. Braun,..., **H. Marukyan** et al., “The storage cell of the polarized H/D internal gas target of the HERMES experiment at HERA”, Nucl. Instr. And Meth. **A496**, 277-285, 2003; Preprint: DESY-02-041.
29. A. Nass, C. Baumgarten,..., **H. Marukyan** et al., “The HERMES polarized atomic beam source”, Nucl. Instr. And Meth. **A505**, 633-644, 2003; Preprint: DESY-03-049.

Ամփոփագիր

Ատենախոսությունը նվիրված է լայնական բևեռացված պրոտոնային, չբևեռացված և երկայնական բևեռացված դեյտրոնային, ինչպես նաև չբևեռացված միջուկային թիրախներից խորը վիրտուալ կոմպտոնյան ցրման (ԽՎԿՑ) պրոցեսի փորձարարական ուսումնասիրությանը: Մշակվել են թիրախի սարքավորման տրամաչափման մեթոդներ: Զարգացվել են մշակման և տվյալների վերլուծման մեթոդներ լայնական բևեռացված պրոտոնային և երկայնական բևեռացված պրոտոնային կամ դեյտրոնային բարձր բևեռացման աստիճան ունեցող թիրախներ ստանալու և նրանց աշխատանքները վերահսկելու համար: ԽՎԿՑ պրոցեսի նկատմամբ մեծ հետաքրքրությունը պայմանավորված է նրանով, որ այն հանդիսանում է Ընդհանրացված Պարտոնային Բաշխումների (ԸՊԲ) վերաբերյալ տեղեկություններ պարունակող ամենապարզ էքսկյուզիվ պրոցեսներից մեկը տեսության մեջ՝ նաև փորձարարական տեսանկյունից: Վերջին տասնամյակների ներմուծված և լայն տարածում ստացած ԸՊԲ ֆորմալիզմը հնարավորություն է ընձեռում տալ նուկլոնի տարածական և սպինային կառուցվածքի առավել համապարփակ և ավելի հարուստ նկարագիրը:

Աշխատանքը կատարվել է ըստ ԱՍԳԼ և DESY գիտական կենտրոնների միջև կնքված պայմանագրի, HERMES գիտափորձի շրջանակներում, հիմնականում մինչև 2006 թ. կուտակված տվյալների հիման վրա: Մինչ այդ, ցածր էներգիայով անդրադարձված թիրախը գրանցող լրացուցիչ սարքավորումը դեռևս չէր տեղադրված HERMES գիտափորձում, և առաջնային սպեկտրոմետրում գրանցվում էին ԽՎԿՑ պրոցեսի վերջնական մասնիկներից միայն ցրված լեպտոնն ու առաքված իրական ֆոտոնը: Չնայած այդ հանգամանքին՝ այնուամենայնիվ հնարավոր եղավ ապահովել պրոցեսի էկսկյուզիվությունը՝ կիրառելով համապատասխան սահմանափակումներ $eA \rightarrow e\gamma X$ պրոցեսի պակասող զանգվածի, վիրտուալ և իրական ֆոտոնների կազմած անկյան և մի շարք այլ կինեմատիկ պարամետրերի վրա: Աշխատանքում մշակվել է մեթոդ հիմնված փորձնական տվյալների մշակման ու Մոնտե-Կառլո խաղարկումների վրա, որը հնարավորություն է տալիս փորձնական տվյալներից առանձնացնել առաքված իրական ֆոտոնների լեպտոնման դեպքերը, իսկ $eA \rightarrow e\gamma X$ պրոցեսի պակասող զանգվածի սպեկտրում առանձնացնել թիրախի վրա ԽՎԿՑ պրոցեսի էկսկյուզիվ տիրույթը, որտեղ ԽՎԿՑ ազդանշանը զգալիորեն գերակշռում է ֆոնային պրոցեսներով պայմանավորված ազդանշանները: Հարկ է նշել, որ տվյալ մեթոդով պայմանավորված՝ միջուկների վրա ԽՎԿՑ դեպքում անհնար

է դառնում տարանջատել կոհերենտ պրոցեսը (երբ թիրախը փոխազդեցությունից հետո մնում է կայուն՝ $eA \rightarrow eA'\gamma$) ոչ կոհերենտ պրոցեսից (երբ թիրախը փոխազդեցությունից հետո տրոհվում է՝ $eA \rightarrow e(A-1)\gamma$): Բացի այդ, չափված ազդանշանում որոշակի ներդրում են ունենում նաև հարակից ոչ կոհերենտ պրոցեսները (երբ թիրախի նուկլոններից մեկը գրգռվում է ռեզոնանսային վիճակի) ինչպես նաև չեզոք մեզոնների ծնման կիսա-ինկլյուզիվ պրոցեսները:

Առաջին անգամ փորձնականորեն ուսումնասիրվել են իրական ֆոտոնների լեպտոնման պրոցեսները լայնական բևեռացված պրոտոնային թիրախի, չբևեռացված և երկայնական բևեռացված դեյտրոնային, ինչպես նաև չբևեռացված միջուկային թիրախների վրա: Չափվել են ազիմուտալ անկյունային ասիմետրիաների ամպլիտուդաները լեպտոնային փնջի լիցքի, բևեռացման, ինչպես նաև թիրախի բևեռացման նկատմամբ: Պրոտոնային թիրախի վրա ստացված տվյալները օգտագործվել են տեսական աշխատանքներում, որտեղ գլոբալ ֆիթերի միջոցով փորձ է արվում ստանալ ԸՊԲ (սովորաբար H ԸՊԲ): Դեյտրոնային թիրախի վրա ստացված արդյունքները համեմատվել են համանման արդյունքների հետ՝ ստացված HERMES գիտափորձում պրոտոնային թիրախի վրա, ինչպես նաև տեսական կանխատեսումների հետ: Միջուկային թիրախներից ստացված ասիմետրիաների ամպլիտուդաները համեմատվել են տեսական տարբեր հաշվարկների հետ, որոնց մեծ մասը կանխատեսում է ասիմետրիաների ուժեղացում՝ համաձայն տարբեր սպին ունեցող միջուկների համար մշակված տարբեր ԸՊԲ-երի, որոնք հանդիսանում են ազատ նուկլոնների ԸՊԲ-երի միջուկային միջավայրի ազդեցությամբ ձևափոխված տարբերակը:

Ասիմետրիաների ամպլիտուդաների արդյունքների ստացման հետ մեկտեղ կատարվել է սիստեմատիկ անճշտությունների գնահատում, որոնք պայմանավորված են գրանցող սարքերի տեխնիկական բնութագրերով, ինչպես նաև չափվող ազդանշանում ֆոնային պրոցեսների ներդրմամբ: Մասնավորապես կատարվել է ասիմետրիաների արդյունքների ուղղում պայմանավորված չեզոք մեզոնների ծնման կիսա-ինկլյուզիվ պրոցեսներով, իսկ պրոտոնների տվյալների համար՝ նաև էքսկլյուզիվ պրոցեսներով: Կատարվել է չափման համապատասխան սիստեմատիկ սխալների գնահատում, իսկ հարակից ոչ կոհերենտ պրոցեսների համար բերվել են ազդանշանում նրանց չափաբաժնի գնահատականներ՝ հիմնված Մոնտե-Կառլո խաղարկումների վրա:

Summary

This dissertation is devoted to the experimental study of Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS) process on a transversely polarized hydrogen target, unpolarized and longitudinally polarized deuterium targets and unpolarized nuclear targets. The methods to calibrate the experimental apparatus of the target are developed. Analysis tools are developed to obtain and control highly polarized transverse hydrogen target or longitudinally polarized hydrogen/deuterium targets. A strong interest for the DVCS process is due to the fact that DVCS is one of the simplest exclusive processes, both from the theory side and from experimental point of view, which contains information about the Generalized Parton Distributions (GPDs). The framework of GPDs, invented and widely extended in the last decade, allows presenting a more comprehensive and rich picture of the space and spin structure of a nucleon. This work is performed in the framework of AANL (YerPhI)-HERMES collaboration based mainly on data collected at HERMES experiment until the year 2006. Before that, an additional detector for registration of recoiled target particles was not installed at HERMES experiment, and only the scattered lepton and emitted real photon among the final state particles of the DVCS process were registered in the forward spectrometer. Nevertheless, despite this fact, it was possible to provide the exclusivity of the process by means of using corresponding restrictions on missing mass, angle between the virtual and real photons and on some other kinematic parameters of the $eA \rightarrow e\gamma X$ process. A method was developed based on the analysis of experimental data and Monte Carlo simulations, which allowed to separate the events of real photons emitted in a leptonproduction process, and separate the exclusive region of DVCS on a target in a spectrum of missing mass for the $eA \rightarrow e\gamma X$ process, where the signal from DVCS significantly dominates over the signals related to the background processes. Note, that using this method in case of DVCS off nuclear targets, it becomes impossible to distinguish the coherent process $eA \rightarrow eA'\gamma$, when the target stays intact after the interaction, from that of the incoherent process $eA \rightarrow e(A-1)\gamma$, when the target decays. In addition, the accompanying incoherent processes, when one of the nucleons of the target is excited into the resonance state as well as the neutral mesons produced in semi-inclusive processes are also contributed to the measured signal.

The processes of leptonproduction of real photons off transversely polarized hydrogen, unpolarized and longitudinally polarized deuterium and unpolarized nuclear targets have been studied for the first time. Various single- and double-spin azimuthal asymmetry

amplitudes are measured with respect to the charge and helicity of the beam and the target polarization. The results obtained on a hydrogen target have been used in theoretical calculations, where by means of a global fits to existing world data it was attempted to access the GPDs (mainly GPD H). The results obtained on a deuterium target are compared with those obtained from a hydrogen target at HERMES experiment as well as with the theoretical predictions. The asymmetry amplitudes extracted from data on nuclear targets are compared with various theoretical calculations, which predict an increase of the asymmetries according to various GPDs developed for the nucleus (particles) with different spins presented by modified versions of the nucleon GPDs in virtue of the interactions in nuclear matter.

In addition to the results of extracted asymmetry amplitudes, estimates of systematic uncertainties are performed, which are due to the technical characteristics of detecting apparatus, as well as the contribution of background processes to the measured signal. Particularly, the results of the asymmetry amplitudes are corrected for the contribution of neutral mesons from semi-inclusive processes, and in the case of hydrogen target also for the contribution of exclusive processes. The systematic errors of corresponding measurement are estimated, and the fractions of accompanying incoherent processes in a signal are presented based on the Monte-Carlo simulations.



Հ. Մարուքյան

Г. Марукян

H. Marukyan