

Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան ԱԶԳԱՅԻՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐԻԱ
(ԵՐՓԻ)

Մովսիսյան Արամ Գագիկի

ԽՈՐԸ – ՎԻՐՏՈՒԱԼ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՑՐՈՒՄԸ ԴԵՑՏՐՈՆԱՅԻՆ ԹԻՐԱԽԻ ՎՐԱ
HERMES ԳԻՏԱՓՈՐՁԻ ՇՐՋԱՆԱԿՆԵՐՈՒՄ

Ա.04.16 – «Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների
ֆիզիկա» մասնագիտության ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների
թեկնածուի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2010

НАЦИОНАЛЬНАЯ НАУЧНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ им. А.И. Алиханяна
(ЕрФИ)

Мовсисян Арам Гагикович

ГЛУБОКО– ВИРТУАЛЬНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДЕЙТРОНЕ В
РАМКАХ ЭКСПЕРИМЕНТА HERMES

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико – математических наук
по специальности 01.04.16 "Физика ядер, элементарных частиц и космических
лучей"


ЕРЕВАН - 2010

Ատենիստության թեման հաստատվել է Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Ազգային գիտական լաբորատորիայում (ԵրՖՖ):

Գիտական ղեկավար՝ Ֆիզմաթ գիտությունների թեկնածու
Հ. Հ. Մարտիրոսյան
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր
Հ. Գ. Մկրտչյան
Ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր
Ի. Գ. Ազնաուրյան
Առաջատար կազմակերպություն՝ Թոմաս Ջեֆֆերսոնի անվան ազգային
լաբորատորիա (JLAB, USA)

Պաշտպանությունը կայանալու է 2010թ. սեպտեմբերի 14-ին ժամը 14:00-ին Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Ազգային գիտական լաբորատորիայում (ԵրՖՖ) գործող ԲՈՁ - Ի 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում (375036, Երևան, Ալիխանյան եղբայների փ. 2):

Ատենիստությանը կարելի է ծանոթանալ Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Ազգային գիտական լաբորատորիայի (ԵրՖՖ) գրադարանում:
Սեղմագիրն առաքված է 2010թ. օգոստոսի 14 - ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար
Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր  Ե. Գ. Գալստյան

Тема диссертации утверждена в Национальной научной лаборатории (ЕРФИ) имени А.И. Алиханяна.

Научный руководитель: кандидат физико – математических наук,
Г.О. Марукян

Официальные оппоненты: доктор физико – математических наук,
Г.Г. Мкртчян


доктор физико – математических наук,
И.Г. Азнаурян

Ведущая организация: Национальная лаборатория
им. Томаса Джефферсона (JLAB, USA)

Защита диссертации состоится 14 сентября 2010г. в 14:00 часов, на заседании специализированного совета ВАК 024, действующего при Национальной научной лаборатории (ЕРФИ) имени А.И. Алиханяна (0036, г. Ереван, ул. Братьев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Национальной научной лаборатории (ЕРФИ).

Автореферат разослан 14 августа 2010г.

Ученый секретарь специализированного совета
доктор физико – математических наук  Э.Г. Гагазян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

На протяжении многих десятилетий эксперименты по лептон–нуклонным рассеяниям служили хорошим источником информации о структуре нуклонов. До недавнего времени для описания структуры нуклонов пользовались двумя категориями квантово–хромодинамических объектов – упругими форм–факторами и партонными функциями распределения. Нуклонные форм–факторы, измеряемые в упругих лептон–нуклонных рассеяниях, описывают различие электромагнитной структуры нуклона от точечной частицы и представляют поперечные пространственные распределения заряда и намагниченности в нуклоне. Партонные функции распределения представляют собой распределения доли продольного импульса нуклона несущим партоном и измеряются в инклюзивных и полу–инклюзивных глубоконеупругих рассеяниях. Форм–факторы и партонные функции распределения представляют собой одномерные пространственные и импульсные распределения соответственно.

В контексте нововведенного формализма Обобщенных Партонных Распределений (ОПР) стало возможным более охватывающее описание структуры нуклона. ОПР были впервые рассмотрены в работах группы теоретиков в конце восьмидесятых. Согласно последним экспериментальным измерениям, в разложении z-компоненты спина нуклона на составляющие от собственных угловых моментов кварков $\Delta\Sigma$ и глюонов Δg и соответственно их орбитальных угловых моментов L_z^q и L_z^g

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

вклад собственных угловых моментов кварков составляет порядка 20–25%. Следовательно, экспериментальное измерение отдельных составляющих спина нуклона является одной из важнейших задач спиновой физики.

Интерес к ОПР значительно возрос после открытия Х. Джи, который показал, что полный угловой момент кварков и глюонов может быть выявлен посредством ОПР. С другой стороны, 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.

ОПР могут быть экспериментально выявлены в измерениях глубоконеупругих эксклюзивных процессов, в которых мишень остается нетронутой (целостной). В последнее время экспериментально наиболее часто исследуемым эксклюзивным процессом является Глубоко–виртуальное Комптоновское рассеяние (ГВКР) (Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS)), где виртуальный фотон, испускаемый налетающим лептоном, поглощается одним из кварков ядра мишени, который в свою очередь излучает реальный фотон, оставляя мишень целостной $re \rightarrow re\gamma$. Наряду с ГВКР широко используются также процессы эксклюзивного глубоконеупругого лепторождения мезонов. В современных экспериментах на фиксированных мишенях, таких как HERMES, JLAB, измерения сечения ГВКР

затруднено ввиду существования процесса Бете – Гайтлера, конечное состояние которого экспериментально не различимо от ГВКР и сечение которого намного превышает сечение ГВКР. Тем самым, наиболее удобными наблюдаемыми являются азимутальные асимметрии по отношению к поляризации лептонного пучка или заряду а также поляризации мишени.

В случае ГВКР на дейтроне можно рассмотреть два типа рассеяния – когерентное и некогерентное. Когерентное рассеяние (когда дейтрон после рассеяния остается целостным) дает возможность рассматривать структуру дейтрона на уровне кварковых степеней свободы. А случай некогерентного рассеяния, когда дейтрон распадается, предоставляет возможность исследования ОПР на нейтроне.

Целью диссертационной работы является:

- выбор событий по лепторождению реального фотона на дейтроне из экспериментальных данных.
- 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 по отношению к поляризации лептонного пучка, ее заряду, продольной поляризации мишени, а также по отношению к их смешанным комбинациям.
- исследование возможных систематических эффектов и оценка суммарной систематической ошибки измерений.
- выявление области когерентного рассеяния и оценка наблюдаемых асимметрий для когерентного ГВКР на дейтроне.

Научная новизна:

- Разработана методика извлечения событий лепторождения реального фотона из экспериментальных данных и установления области для ГВКР на дейтериевой мишени.
- Впервые экспериментально был изучен процесс лепторождения реального фотона на неполяризованном и продольно поляризованном дейтроне.
- Впервые измерены $-t$, x_N и Q^2 зависимости азимутальных угловых асимметрий по отношению к поляризации пучка, ее заряду и по отношению к продольной поляризации дейтериевой мишени а также их смешанным комбинациям.

Практическая ценность: Результаты, полученные в диссертационной работе непосредственно использованы для проверки различных теоретических моделей ОПР. Полученные результаты амплитуд асимметрий могут быть использованы в качестве исходных данных для глобального фитирования всемирных данных по ОПР.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Извлечение событий по лепторождению реального фотона на дейтроне из экспериментальных данных.
- Определение эксклюзивной области для ГВКР с помощью изучения распределения недостающей массы.
- Выделение азимутальных угловых асимметрий лепторождения реального фотона на неполяризованном дейтроне по отношению к поляризации пучка, ее заряду а также по отношению к их смешанным комбинациям.
- Сравнение полученных амплитуд асимметрий на дейтроне с аналогичными результатами, полученными на протоне.
- Оценка асимметрий для когерентного ГВКР на дейтроне.

Апробация работы: Основные результаты диссертационной работы широко известны в среде специалистов, многократно докладывались на международных конференциях (DIS-2009, SPIN-2008, и т. д.), а также на семинарах в ДЕЗИ, в ЕРФИ и на коллаборационных митингах HERMES коллаборации.

Публикации: По теме диссертации опубликовано 4 статьи в журналах и трудах конференций: 3 статьи опубликованы в ведущих мировых журналах, одна работа напечатана в сборнике материалов международной конференции. Список опубликованных статей приводится в конце автореферата.

Структура и объем работы: Диссертационная работа (на английском) состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитированной литературы и приложения. Содержание изложено на 141 страницах печатного текста, включая 46 рисунков и 125 библиографических ссылок.

Содержание работы

В *главе 1* рассматривается формализм ОНР в общих чертах. Для начала приведены определения основных кинематических переменных, используемых для описания глубоконеупругого лептон – нуклонного рассеяния (ГНР) и перечислены основные выводы из экспериментальных данных по ГНР, собранных на протяжении нескольких десятилетий. ГНР описывается с помощью оптической теоремы, которая связывает сечение инклюзивного ГНР $e p \rightarrow e X$ с мнимой частью диагональной Комптоновской амплитуды или процесса $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$. Ввиду 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 (взаимодействия на больших расстояниях) часть может быть параметризована с помощью партонных функций распределения (ПФР) (смотри рис 1).

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 обобщенных партонных функций распределения (ОНР).

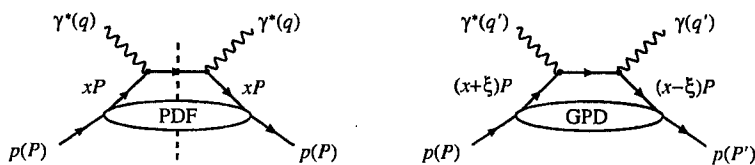


Рисунок 1: “Handbag” диаграммы для диагональной и не диагональной Комптоновской амплитуды.

ОНР зависят от кинематических переменных x и ξ , которые представляют соответственно среднюю и разность доли продольного импульса, несущим взаимодействующим партонном в начальном и конечном состояниях. ОНР зависят также от квадрата четырехмерного импульса, переданного нуклону $t=(p_1-p_2)^2$. Недиagonalная Комптоновская амплитуда для адронов со спином 1/2 описывается четырьмя ОНР (в секторе твист-2), сохраняющими спиральность кварков для каждого кваркового аромата H^q, E^q, \tilde{H}^q и \tilde{E}^q . В случае адронов со спином 1 необходимы соответственно девять ОНР $H_1^q, \dots, H_5^q, \tilde{H}_1^q, \dots, \tilde{H}_4^q$. Из важнейших свойств ОНР следует отметить их взаимосвязь с обычными партонными распределениями и эластичными форм-факторами. Партонные распределения получаются от ОНР при предельном переходе $t \rightarrow 0, \xi \rightarrow 0$, а форм-факторы связаны с первыми x моментами ОНР. Важной особенностью ОНР является также полиномиальное свойство их Мелиновских моментов. Интерес к ОНР и их экспериментальному выявлению значительно возрос после обнаружения их взаимосвязи с полным угловым моментом

партоннов в нуклоне. Как было показано Х. Джи, имеет место следующее соотношение, связывающее ОНР 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 ОНР, является глубоко-виртуальное Комптоновское рассеяние (ГВКР) (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) $e p(d) \rightarrow e p(d)\gamma$. Кроме ГВКР существует другой процесс – Бете-Гайтлера, в котором начальные и конечные состояния одинаковы с начальными и конечными состояниями ГВКР, но в котором конечный реальный фотон испускается не кварком, а налетающим или вылетающим лептоном. Эти два процесса экспериментально неразличимы и, ввиду одинакового конечного состояния, интерферируют. Тем самым, кроме ГВКР и Бете-Гайтлера, суммарное сечение лепторождения реального фотона

$$\frac{d\sigma}{dx_A dQ^2 d|t| d\phi} = \frac{x_A y^2}{32(2\pi)^4 Q^4 \sqrt{1+\epsilon^2}} [|\tau_{BH}|^2 + |\tau_{DVCS}|^2 + I] \quad (3)$$

содержит также интерференционный член. Здесь ϕ угол между плоскостью рассеяния лептона и плоскостью рождения реального фотона. В соотношении 3 квадратная амплитуда Бете-Гайтлера зависит от электромагнитных форм-факторов и может быть рассчитана теоретически с большой точностью. Интерференционный член линейно зависит от Комптоновских форм-факторов (КФФ), которые являются свертками ОНР с амплитудой глубоконеупругого рассеяния. Квадратная амплитуда ГВКР ($|\tau_{DVCS}|^2$) также представляется через КФФ, но в этом случае зависимость от КФФ квадратична. 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 три группы. Первая группа асимметрий была изъята из данных, собранных на неполяризованной дейтериевой мишени. Асимметрии по отношению к поляризации пучка, ее заряду, а также их смешанной комбинации определены в уравнениях 4 – 6. В этих уравнениях $+$ и $-$ обозначают заряд лептонного пучка, а одиночные стрелки – направление поляризации лептонного пучка по отношению к импульсу лептонов.

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

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

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

В обозначениях асимметрий S указывает на заряд, L – на продольную поляризацию пучка или мишени, U – на неполяризованный пучок (мишень). Вторая группа асимметрий определена по отношению к поляризации пучка и продольной поляризации дейтериевой мишени (и их комбинации) для позитронного пучка. Определение этих асимметрий дано в уравнениях 7–9.

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

$$A_{UL} = \frac{(\sigma^{\Xi\rightarrow+} + \sigma^{\Xi\leftarrow+}) - (\sigma^{\Xi\rightarrow-} + \sigma^{\Xi\leftarrow-})}{(\sigma^{\Xi\rightarrow+} + \sigma^{\Xi\leftarrow+}) + (\sigma^{\Xi\rightarrow-} + \sigma^{\Xi\leftarrow-})} \quad (8)$$

$$A_{LL} = \frac{(\sigma^{\Xi\rightarrow+} + \sigma^{\Xi\leftarrow+}) - (\sigma^{\Xi\rightarrow-} + \sigma^{\Xi\leftarrow-})}{(\sigma^{\Xi\rightarrow+} + \sigma^{\Xi\leftarrow+}) + (\sigma^{\Xi\rightarrow-} + \sigma^{\Xi\leftarrow-})} \quad (9)$$

В этих уравнениях двойные стрелки обозначают продольную поляризацию дейтериевой мишени по отношению к импульсу лептонного пучка. Важно отметить, что “неполная” спиновая асимметрия, определенная в уравнении 7 отличается от аналогичных асимметрий на неполяризованной мишени тем, что в ее знаменателе сечения усредняются только по продольным поляризациям дейтериевой мишени, оставляя тензорную компоненту нетронутой. Асимметрии третьей группы определены по отношению к заряду 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 10 – 12.

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

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

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

В главе 2 даны основные характеристики ускорителя HERA и установки HERMES. Накопитель HERA состоит из двух колец длиной 6.3 км. Одно из колец ускоряет протоны до энергий 920 Гев, а второе – электроны/позитроны до энергий 27.6 Гев. Типичный ток лептонного пучка меняется от 10 до 40 мА. В накопитель инжектируются 220 лептонных баноч длиной 27 пс, разделенных временным интервалом 96 нс. Каждый банч содержит примерно $3.8 \cdot 10^8$ лептонов. В эксперименте HERMES использовался только лептонный пучок. Ускоритель работал в основном на позитронном пучке. Электронный пучок был доступен только в 1998, 2005 и 2006 годах. Установка HERMES является типичной для экспериментов на фиксированной мишени передним спектрометром. Она состоит из двух симметричных половин, расположенных выше и ниже пучка-провода ускорителя, как показано на рисунке 2.

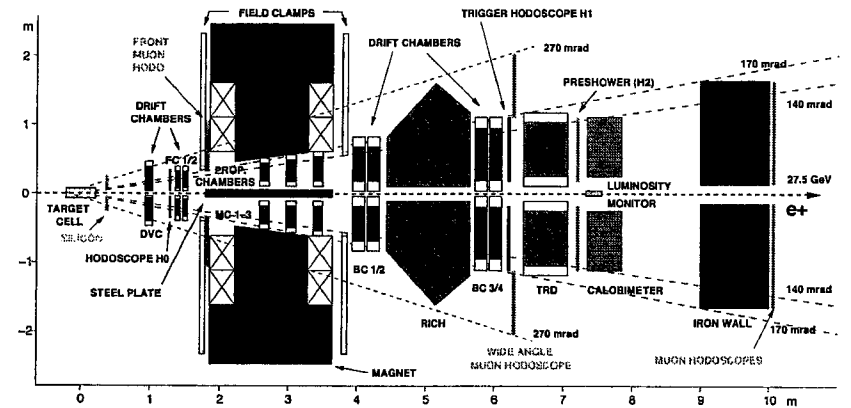


Рисунок 2: Спектрометр HERMES

Спектрометр включает в себя детекторы реконструирования треков, дипольный магнит и детекторы идентификации частиц. Идентификация частиц осуществляется сопоставлением сигналов от детекторов переходного излучения, ливневого конвертера, электромагнитного калориметра и RICH детектора, предоставляя возможность достичь эффективности разделения лептонов от адронов не ниже 98%. Реконструкция треков заряженных частиц осуществляется с помощью нескольких дрейфовых камер, расположенных спереди и сзади магнита, а также с помощью пропорциональных камер, расположенных в полости магнита. Угловой захват спектрометра составляет ± 170 мрад по горизонтали и 40–140 мрад по вертикали. Лептонный триггер формировался совпадением сигналов от двух сцинтилляционных годоскопов H1 и H2 (смотри рис. 2), ливневого конвертера и энерговыделением лептона в калориметре более 3.5 Гев. В качестве фиксированных мишеней были использованы газообразный неполяризованный и продольно поляризованный дейтрон. Типичная плотность поляризованной мишени составляла 10^{14} нуклонов/см², а неполяризованной мишени – 10^{16} нуклонов/см².

В *главе 3* приводится детальное описание процедуры обработки экспериментальных данных. Измерение эксклюзивных процессов требует точного определения конечного состояния реакции, что в случае ГВКР состоит из трех частиц. Но из-за малой величины квадрата четырехмерного импульса, переданного мишени ($-t < 1$ Гев), она не регистрируется передним спектрометром. Тем не менее, путем детектирования рассеянного лептона и излученного фотона можно достичь эксклюзивности. Это осуществляется подбором соответствующих кинематических ограничений и выделением соответствующей области в распределении недостающей массы. Несмотря на то, что анализируемые данные были собраны на дейтроне, в рассчитанных кинематических переменных была использована масса протона. Это обусловлено тем, что в большинстве кинематических областей некогерентный процесс доминирует над когерентным, а их экспериментальное разделение невозможно без регистрации мишени отдачи.

Подбор событий был осуществлен в три этапа. Сперва были выделены события глубоконеупругого рассеяния. Среди всех событий были выделены те, в которых существовала точно одна частица, идентифицированная как лептон и удовлетворяющая ниже приведенным кинематическим ограничениям:

- $1 \text{ Гев}^2 < Q^2 < 10 \text{ Гев}^2$
- $W^2 > 9 \text{ Гев}^2$
- $v < 22 \text{ Гев}$
- $0.03 < x_N < 0.35$

Далее из всех событий глубоконеупругого рассеяния выделялись те, в которых кроме лептона существовал точно один фотон (незаряженная частица, оставляющая сигнал в калориметре), не ассоциируемый с заряженными треками и с энергвыделением $E_\gamma > 5$ Гев. Нижний предел для угла между реальным и виртуальным фотоном был выбран $\theta_{\gamma^*} > 5$ мрад из-за ограниченного углового разрешения установки, а верхний предел был выбран $\theta_{\gamma^*} < 45$ для уменьшения фона. Далее для выбора эксклюзивных событий рассматривается 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 приведено на рисунке 3. Эксклюзивная область для ГВКР была

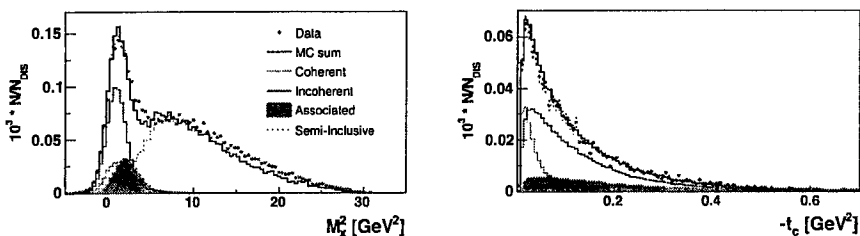


Рисунок 3: Распределения недостающей массы и четырехмерного переданного импульса.

определена выбором $-2.25 \text{ Гев}^2 < M_x^2 < 2.89 \text{ Гев}^2$. Из-за ограниченности разрешения калориметра M_x^2 может иметь отрицательные значения. По той же причине в эксклюзивной области имеется большой фон от ассоциативных процессов резонансного производства, который остается частью сигнала в конечных результатах. Другой фон от полу-инклюзивного производства нейтральных мезонов (в основном π^0) может быть рассчитан введением соответствующей коррекции на результаты. На рисунке 3 также показано распределение $-t$, где приведено сравнение экспериментальных данных с монте-карло симулированными данными для различных процессов, несущих вклад в эксклюзивную область.

После применения вышеуказанных ограничений, эксклюзивные события используются для фитирования азимутальных асимметрий. Фитирование проведено методом максимального правдоподобия. Применением соответствующей нормировки были учтены возможные статистические дисбалансы в распределениях поляризации. Асимметрии были фитированы тригонометрическими функциями, в результате чего были изъяты тригонометрические моменты (амплитуды) соответствующих асимметрий.

Изъятые 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 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 в эксклюзивную область ГВКР. Для этого отдельно был рассмотрен процесс полу-инклюзивного рождения π^0 , и были изъяты соответствующие асимметрии для лидирующего фотона (фотон от распада π^0 с наибольшей энергией). Эти асимметрии в дальнейшем были использованы для коррекций асимметрий ГВКР.

В диссертационной работе особое значение придавалось оценке всевозможных систематических эффектов. Доминирующий вклад в общую систематическую ошибку вносят эффекты, связанные с ограниченным акцептансом спектрометра и эффект конечной ширины бина. Последний возникает из-за разницы амплитуд, проинтегрированных в одном бине по сравнению с амплитудами, рассчитанными в средней кинематической точке данного бина. Совокупный вклад в систематическую неопределенность от эффектов ограниченного акцептанса спектрометра, конечной ширины бина и малых смещений элементов спектрометра по отношению к пучку был определен с помощью монте-карло симуляций. Для этого статистическая выборка монте-карло данных была анализируема тем же методом, что и реальные данные. Далее, монте-карло данные были фитированы методом максимального правдоподобия и было проведено сравнение изъятых амплитуд асимметрий (реконструированные амплитуды) с соответствующими амплитудами, генерированными в центральных кинематических точках каждого бина (генерированные амплитуды). Разность 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 .

В главе 4 приведены окончательные экспериментальные результаты, полученные при выполнении диссертационной работы. Выявленные амплитуды асимметрий на дейтериевой мишени сравнены с результатами аналогичных измерений на водороде, а также с предсказаниями разных теоретических моделей. Результаты для зарядовой асимметрии на неполяризованном дейтроне приведены

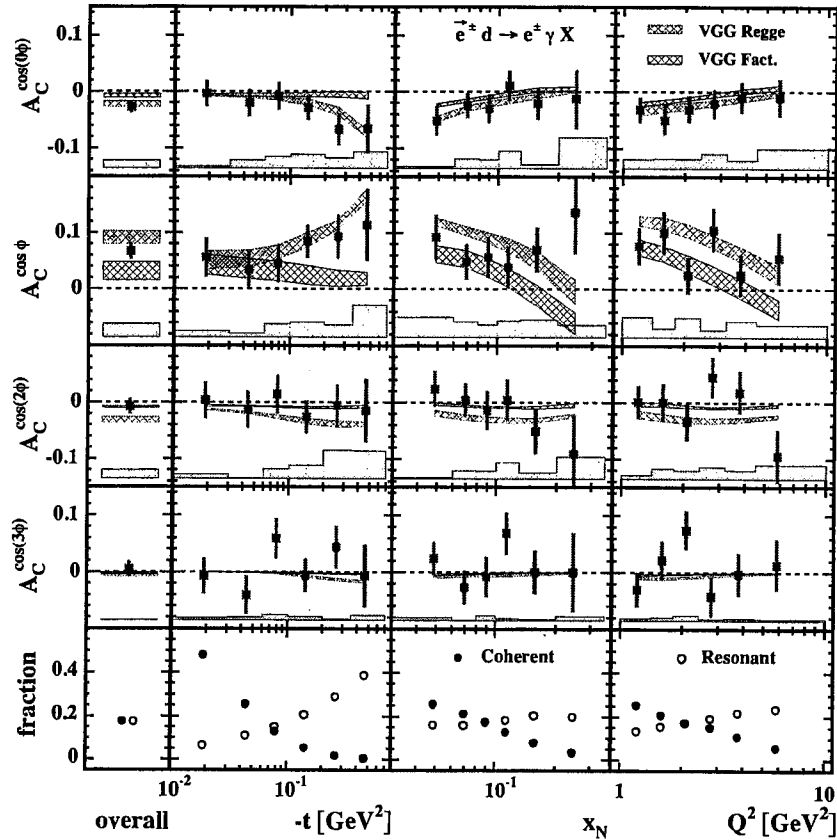


Рисунок 4: Амплитуды зарядовой асимметрии на неполяризованном дейтроне.

на рисунке 4, в шести интервалах (бинах) по $-t$, x_N и Q^2 . Результаты данной работы представлены квадратными точками. Сплошные вертикальные (горизонтальные) полосы представляют статистические (систематические) ошибки. Мелко и крупно заштрихованными полосами представлены расчеты теоретической модели с Реджевской и факторизованной t зависимостью соответственно. Нижняя панель показывает моделированные фракции от когерентного процесса и резонансного

производства. 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 ОПР H_1 (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 ОПР 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.

Амплитуды асимметрий по отношению к спину лептонного пучка $A_{LU,DVCS}^{\sin\phi}$, а также по отношению к комбинации спина с зарядом $A_{LU,I}^{\sin(n\phi)}$, показаны на рисунке 5. Амплитуда $A_{LU,DVCS}^{\sin\phi}$, как и $A_{LU,I}^{\sin(n\phi)}$, чувствительна к ОПР 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 ОПР H_1 (H), хотя эти две асимметрии выявляют различные аспекты ОПР, отобранные по различным сверткам с комплексной амплитудой рассеяния. В то время как

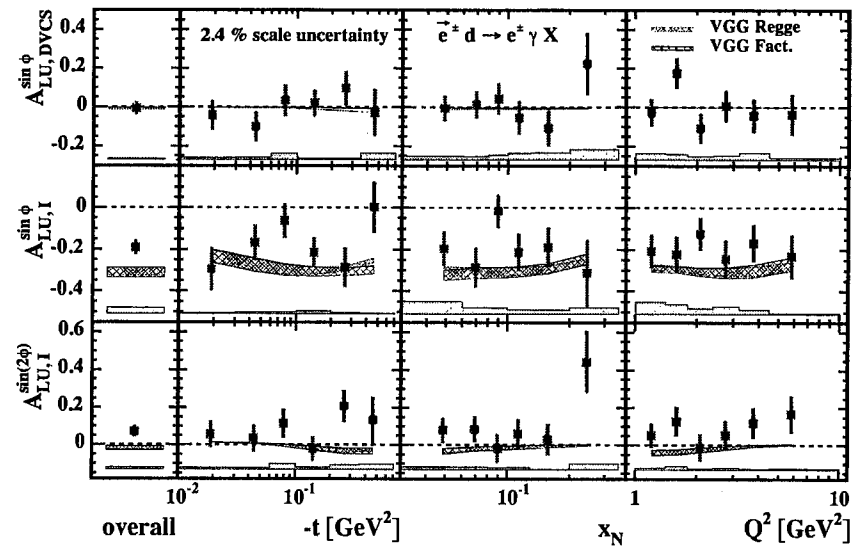


Рисунок 5: Амплитуды асимметрий A_{LU}^I и A_{LU}^{DVCS} на неполяризованном дейтроне.

амплитуда $A_C^{\cos\phi}$ чувствительна к реальной части КФФ $\mathcal{H}_1(\mathcal{H})$, амплитуда $A_{LU,1}^{\sin\phi}$ 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 Реджевской t

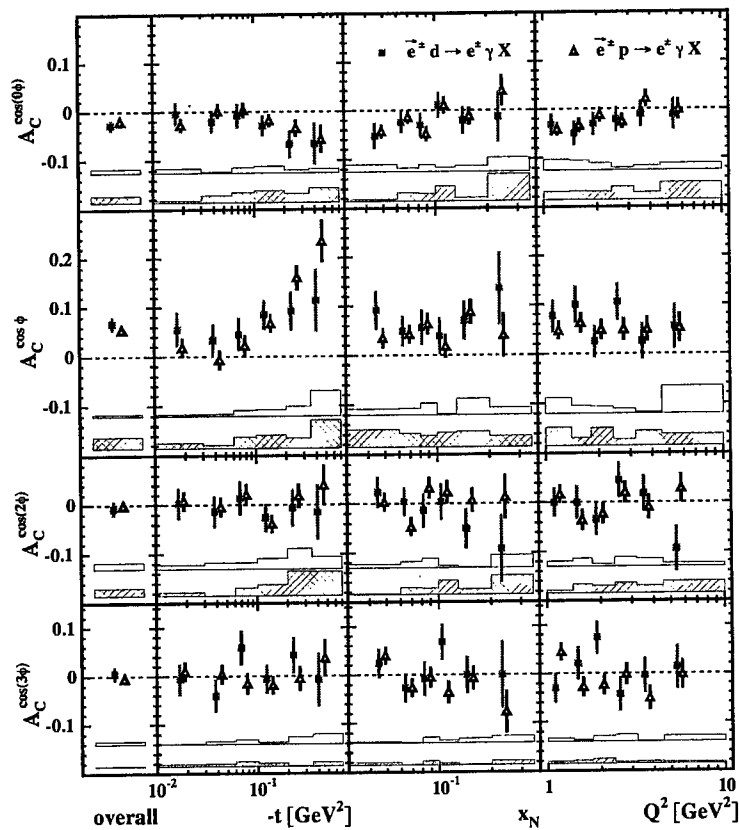


Рисунок 6: Амплитуды асимметрий A_C на неполяризованном дейтроне и протоне.

зависимости хорошо согласуются с t зависимостью измеренной зарядовой асимметрии, в то время как оба варианта моделирования t зависимости предсказывают сильно преувеличенное значение для амплитуд $A_{LU,1}^{\sin(\phi)}$. На рисунке 6

и 7 амплитуды $A_C^{\cos(n\phi)}$ и $A_{LU,1}^{\sin(n\phi)}$, 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 включают только $e p \rightarrow e p \gamma$, а также случай с резонансным возбуждением. 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 ($-t < 0.06 \text{ GeV}^2$). В остальной же области -t доминирует некогерентный процесс, где результаты на дейтроне и протоне в основном совпадают. Это обусловлено тем, что

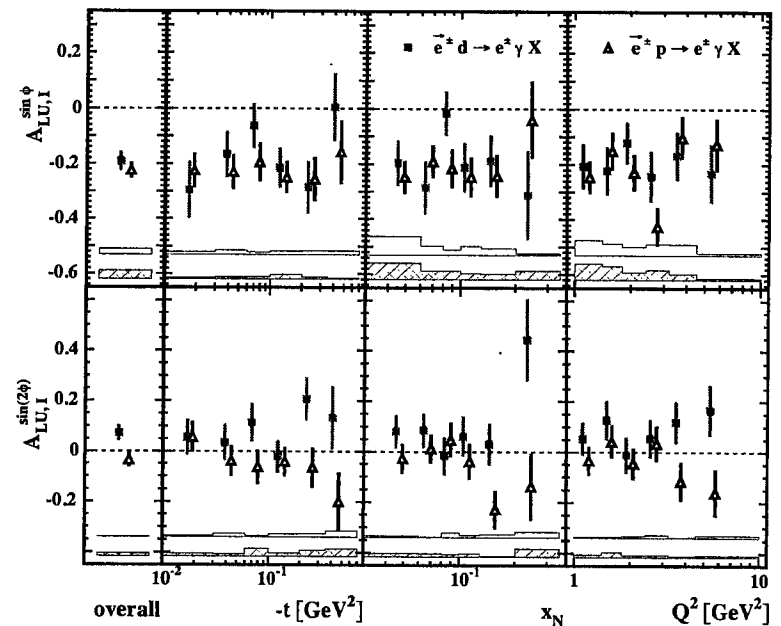


Рисунок 7: Амплитуды асимметрий A_{LU}^I на неполяризованном дейтроне и протоне.

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 ее 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 данный момент не имеет очевидного объяснения.

На рисунке 8 показаны амплитуды асимметрии $A_{L\pm}$, выявленные на продольно поляризованном дейтроне в четырех бинах по $-t$, x_N , и Q^2 . Амплитуда $A_{L\pm}^{\sin\phi}$ имеет большое отрицательное значение, в то время как амплитуда $A_{L\pm}^{\sin 2\phi}$ сравнима с нулем. На рисунке 8 также приведены амплитуды асимметрии A_{LU}^I для сравнения между поляризованным и неполяризованным дейтроном. Ожидается, что асимметрии $A_{L\pm}$ и A_{LU}^I могут различаться благодаря члену, содержащему КФФ \mathcal{H}_5 , но как видно из рисунка 8, лидирующие амплитуды $A_{L\pm}^{\sin\phi}$ и $A_{LU}^{\sin\phi}$ не различаются даже в области преобладания когерентного процесса (в первом $-t$ бине). Такой незначительный вклад от КФФ \mathcal{H}_5 (или ОНР \mathcal{H}_5) наблюдается также при сравнении

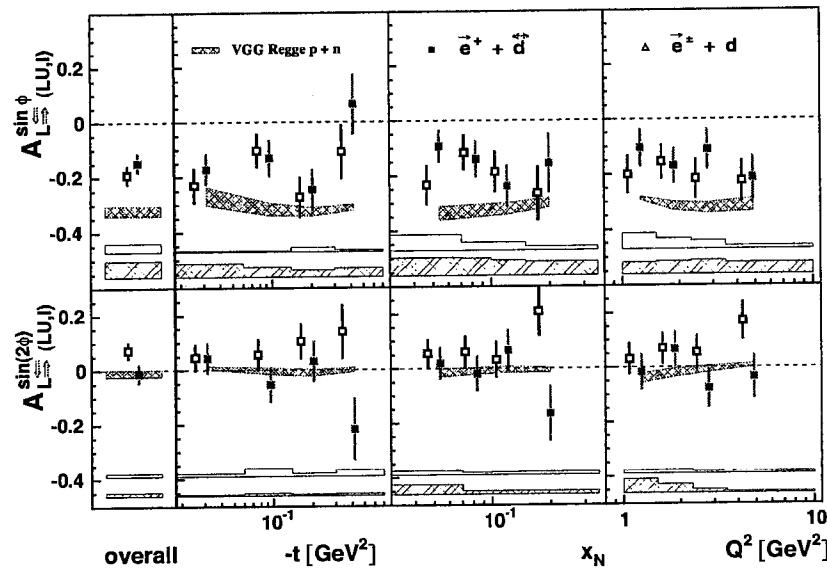


Рисунок 8: Сравнение амплитуды асимметрий $A_{L\pm}$ и A_{LU}^I .

результатов для зарядовых асимметрий на неполяризованном дейтроне A_C и продольно поляризованном дейтроне, определенной в уравнении 10, где также наблюдается полное соответствие результатов во всей кинематической области.

На рисунке 9 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, изъятными 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 ОНР \mathcal{H}_1 (или к мнимой части соответствующего КФФ), имеет слегка 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

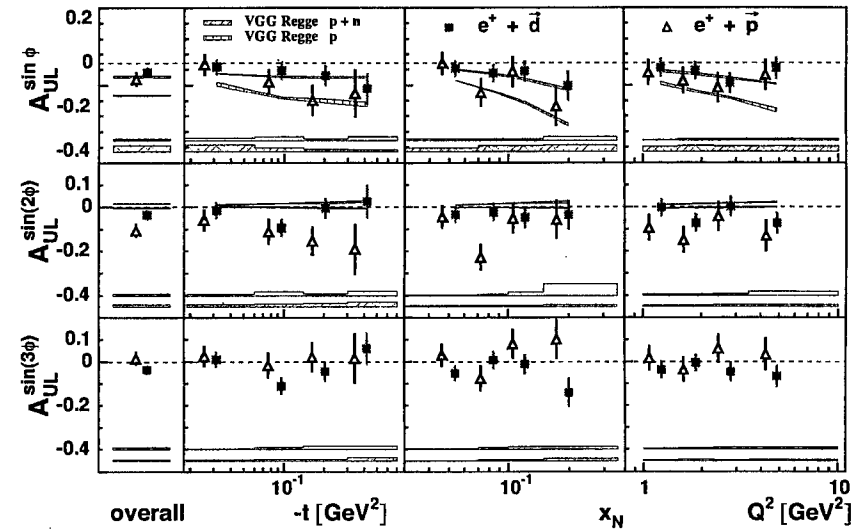


Рисунок 9: Амплитуды асимметрии A_{UL} на дейтроне и протоне.

интегральной кинематики различаются на 1.5 стандартных отклонения в общей экспериментальной ошибке. 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 утверждён 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 рисунке 10 представлены амплитуды асимметрий по отношению к смешанной комбинации поляризации пучка и продольной поляризации мишени A_{LL} . Приведено сравнение амплитуд изъятых 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 ОНР N_1 (или к реальной части соответствующего КФФ). Амплитуды на протоне и дейтроне согласуются в пределах общей экспериментальной ошибки. Возможные различия в интегральной

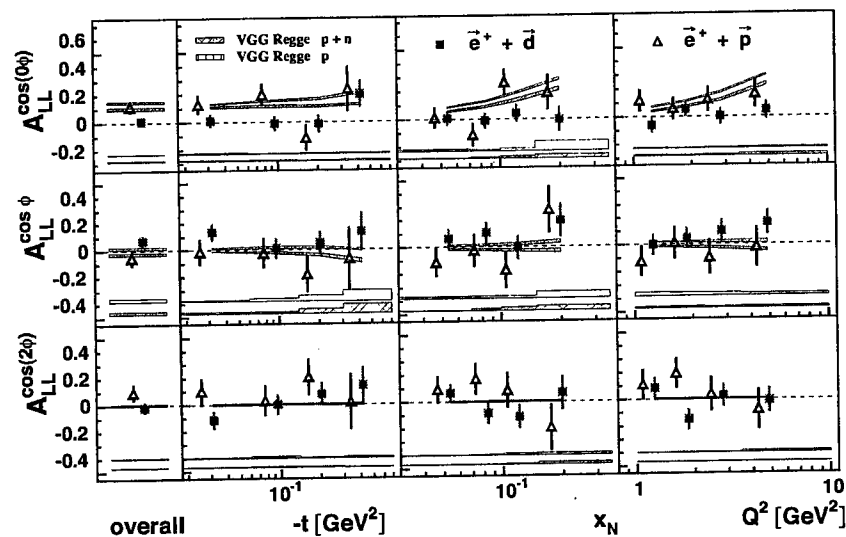


Рисунок 10: Амплитуды асимметрий A_{LL} на протоне и дейтроне.

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.

В диссертационной работе также рассмотрены другие асимметрии, определенные в уравнениях 10–12.

Выводы

1. Разработан метод по выявлению событий лепторождения реального фотона на дейтроне и определения эксклюзивной области глубоко-виртуального Комптоновского рассеяния посредством анализа недостающей массы [1].
2. Изъяты азимутальные угловые асимметрии по отношению к поляризации лептонного пучка, ее заряду и их комбинации на неполяризованном дейтроне [2].
3. Сравнение амплитуд асимметрий полученных на неполяризованном дейтроне с аналогичными результатами полученными на неполяризованном протоне [3] не выявляют особенностей ядерной структуры дейтрона [2].
4. Изъяты азимутальные угловые асимметрии по отношению к поляризации лептонного пучка, ее заряду, а также по отношению к продольной поляризации

дейтрона и их смешанным комбинациям.

5. Сравнение амплитуд асимметрий полученных, на поляризованном дейтроне с аналогичными результатами полученными на неполяризованном дейтроне и на поляризованном протоне [4], не выявляют особенностей тензорных эффектов.

Список опубликованных работ

1. A. Movsisyan, HERMES Results on DVCS off Deuterium - Proceedings of 17th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (2009)
2. A. Airapetian, N. Akopov, A. Movsisyan et. al., Measurement of azimuthal asymmetries associated with deeply virtual Compton scattering on an unpolarized deuterium target, Nuclear Physics B 829 (2010), pp 1-27.
3. A. Airapetian, N. Akopov, A. Movsisyan et. al., Separation of contributions from deeply virtual Compton scattering and its interference with the Bethe-Heitler process in measurements on a hydrogen target, JHEP 11.083 (2009),
4. A. Airapetian, N. Akopov, A. Movsisyan et. al., Exclusive leptonproduction of real photons on a longitudinally polarised hydrogen target, JHEP 06.019 (2010), pp 1-19

Ամփոփագիր

Ատենախոսությունը նվիրված է խորը - վիրտուալ կոմպոտայն ցրման (ԽՎԿՑ) պրոցեսի փորձարարական ուսումնասիրությանը դեյտրոնային թիրախի վրա: Այս պրոցեսի նկատմամբ հետաքրքրությունը պայմանավորված է նրանով, որ այն հանդիսանում է ընդհանրացված պարտոնային բաշխումների (ԸՊԲ) վերաբերյալ տեղեկություններ պարունակող ամենապարզ պրոցեսներից մեկը:

Աշխատանքում մշակվել է մեթոդ, որը հնարավորություն է տալիս առանձնացնել իրական ֆոտոնների լեպտոնման դեպքերը փորձական տվյալներից և e^+e^- պրոցեսի պակասող զանգվածի սպեկտրում առանձնացնել դեյտրոնային թիրախի վրա ԽՎԿՑ պրոցեսի էքսկլուզիվ տիրույթը: Առաջին անգամ փորձնականորեն ուսումնասիրվել է իրական ֆոտոնների լեպտոնման պրոցեսը շքեռացված և երկայնական բևեռացված դեյտրոնային թիրախի վրա: Չափվել են ազիմուտալ անկյունային ասիմետրիաներ լեպտոնային փնջի լիցքի, բևեռացման ինչպես նաև դեյտրոնային թիրախի երկայնական բևեռացման նկատմամբ: Դեյտրոնային թիրախի վրա ստացված արդյունքները համեմատվել են համանման արդյունքների հետ ստացված պրոտոնային թիրախի վրա, ինչպես նաև տեսական կանխատեսումների հետ:

Աշխատանքը կատարվել է HERMES գիտափորձի շրջանակներում կուտակված տվյալների հիման վրա:

