

Ա.Բ. Արխանյանի անվան ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Փարեմուզյան Ռաֆայել Գարեգինի

ԺԱՄԱՆԱԿԱՆՄԱՆ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՑՐՈՒՄ

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

ՄԵՂՍԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2010

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.И.Алиханяна

Паремузян Рафаел Гарегинович

ВРЕМЯПОДОВНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

АВТОРЕФЕРАТ

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

ЕРЕВАН 2010

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Ա.Բ. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում:

Գիտական ղեկավար Ֆիզմաթ գիտությունների թեկնածու
Ս.Գ. Ստեփանյան (JLAB)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝
Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր
Բ. Ազևանյան (ԵրՖԻ)
Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր
Ս. Գուլիլյալ (IPN Orsay, F-91406 Orsay, France)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Երևանի Պետական Համալսարան

Պաշտպանությունը կայանալու է 2010թ. հունիսի 8-ին ժամը 14:00 Ա.Բ. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում գործող ԲՈՀ-ի 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում (375036, Երևան, Ալիխանյան եղբայրներ փ. 2):
Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ Ա.Բ. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի գրադարանում:
Սեղմագիրը առաքված է 2010թ. մայիսի 6-ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտ. քարտուղար
Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր *Յ. Մաթևոսյան* Է.Բ. Գազազյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском физическом институте имени А.И. Алиханяна.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
С.Г. Степанян(JLab)

Официальные оппоненты: Доктор физ.-мат. наук
И. Азнаурян
доктор физ.-мат. наук
М. Гуидал

Защита диссертации состоится 8 июня 2010г. в 14.00 на заседании специализированного совета ВАК 024, действующего при Ереванском физическом институте им. А.И. Алиханяна (0036, г. Ереван, ул. Братьев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Автореферат розслан 6 мая 2010г.

Ученый секретарь спец. совета, д.ф.м.н. *Յ. Մաթևոսյան* Э.Д. Газазян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Понимание структуры нуклона одна из наиболее важных задач современной физики высоких энергий. Много о нуклоне стало известно благодаря экспериментам по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) электронов на нуклоне. Эти эксперименты раскрыли кварк-глюонную структуру нуклона, и то что кварки несут половину импульса нуклона, а их вклад в спин нуклона составляет только 25% от полного спина нуклона. Несмотря на это, очень много известно о кварк-кварковых корреляциях, распределения поперечных импульсов кварков, об угловых моментах кварков и о вкладе кварк-антикварковых пар (мезоны) в волновой функции нуклона.

Недавно развитый формализм об Обобщенных Партоновых Распределениях (ОПР), предложенный В. Радиошкиным, Д. Миллером и Х. Джи показал, что такую информацию можно извлечь с помощью глубоконеупругих эксклюзивных процессов лепторождения. ОПР содержат в себе информацию о распределении поперечных составляющих импульсов кварков, о распределении угловых моментов кварков. Они обеспечивают целостную информацию о многих фундаментальных величинах описывающих структуру адронов, таких как поляризованные и неполяризованные распределения кварков, вклад угловых возбуждений в спин нуклона.

До сегодняшнего дня ОПР исследовались на экспериментах по Глубоконеупругому Комптоновскому рассеянию (Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS)) $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ в кинематической области, где γ^* имеет большую пространственноподобную виртуальность, а инвариантный импульс t переданный протону очень мал. Спиновые асимметрии в DVCS позволяют измерять мнимую часть Комптоновского форм-фактора в специфической кинематической точке ($x = \xi$), а доступ к реальной части можно получить либо измерением сечения DVCS, либо в измерениях зарядовой асимметрии лептонного пучка. Сечения DVCS трудно измерить, потому что существует большой фон от излучения Бете и Гайтлера, а измерения зарядовой асимметрии пучка требует лептонные пучки разных зарядов.

Реальную часть комптоновских амплитуд можно измерить и с помощью процесса обратного DVCS: $\gamma p \rightarrow \gamma^*p$, где γ^* имеет большую времяподобную виртуальность и распадается на l^-l^+ пару при малых переданных инвариантных импульсах t . Последний процесс называется времяподобным комптоновским рассеянием (ВКР). Угловые асимметрии в ВКР пропорциональны реальной части амплитуды Комптоновского рассеяния. Реальная часть чувствительна к моделям ОПР, особенно к так называемому «D-члену», который важен для сохранения полиномиальной зависимости Миленовских моментов ОПР.

В данной работе были решены две задачи. Первая задача это отбор событий по фоторождению электрон-позитронных пар из данных электророждения в области ВКР.

Вторая задача посвящена извлечению угловых асимметрий фоторождения лептонных пар в области ВКР.

Цель диссертационной работы

- Из экспериментов электророждения выбрать события квази-реального фоторождения лептонных пар.
- Изучить распределение инвариантной массы электрон-позитронных пар.
- Определить область инвариантных масс для изучения ВКР.
- В процессе фоторождения лептонных пар исследовать угловые асимметрии в области ВКР, как функцию от переданного импульса.

Научная новизна

- Разработана методика извлечения событий квази-реального фоторождения из экспериментальных данных по электророждению.
- Впервые экспериментально было изучено фоторождение e^-e^+ пар в области ВКР.
- Впервые измерена t -зависимость угловой асимметрии фоторождения e^-e^+ пар.

Практическая ценность работы

- Разработанный метод по отбору событий по фоторождению из экспериментальных данных с электронным пучком открывают возможность для изучения эксклюзивных реакций фоторождения.
- Полученные данные по реальной части Комптоновской амплитуды открывают возможность для проверки теоретических моделей ОНР.

Научные положения, выносимые на защиту

- Извлечение событий квази-реального фоторождения из экспериментальных данных по электророждению.
- Определение области ВКР с помощью изучения распределения инвариантной массы e^-e^+ пар в разных кинематических областях.
- Выделение угловых асимметрий фоторождения e^-e^+ пар в области кинематики ВКР.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на международной конференции SIPANP 2009 (Сан-Диего, Калифорния), на собрании отдела ядерной физики Американской ассоциации физиков 2009 (Ваикалоа, Гавай), на коллаборационном митинге CLAS- коллаборации (март 2010), и на семинарах ЕрФИ.

Публикации

По теме диссертации опубликованы 3 научные работы, список которых приводится в конце автореферата.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, и списка литературы из 83 наименований. Общий объем работы составляет 116 страниц печатного текста и включает 67 рисунков и 10 таблиц.

Содержание работы

В первой главе описан формализм обобщенных партонных распределений. Глубоконеупругое рассеяние играет большую роль в понимании кварк-глюонной структуры нуклона. Важная особенность глубоконеупругого рассеяния заключается в возможности разделения пертурбативной части (взаимодействия на малых расстояниях) и непертурбативной части (большие расстояния). Это свойство факторизации с успехом использовалось в глубоконеупругих процессах по изучению структуры нуклона. До недавнего времени очень немногие эксклюзивные процессы были описаны с помощью пертурбативной КХД (напр. упругие форм-факторы пиона и нуклона). Недавно развитый

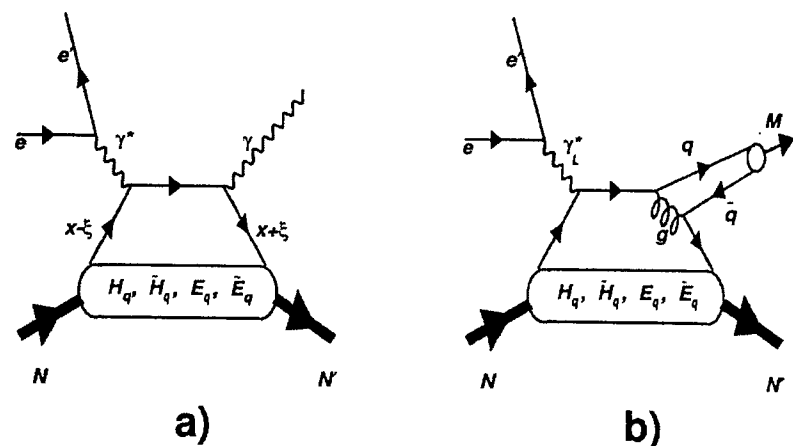


Рис 1: "Handbag" диаграмма: а) для DVCS, б) для рождения пиона.

формализм для описания глубоконеупругого Комптоновского рассеяния (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS), и глубоконеупругого эксклюзивного рождения мезонов, обеспечивает рабочую базу, в которой амплитуды этих процессов могут быть разделены на

две части: часть жесткого рассеяния (точно определяемая с помощью КХД) и непертурбативную часть структуры нуклона, которая может быть параметризована в формализме обобщенных партонных распределений (ОПР), смотри Рис 1. ОПР содержат в себе информацию о распределении поперечных составляющих импульсов кварков и о распределении угловых моментов кварков. Они обеспечивают целостную информацию о многих фундаментальных характеристиках адронов, таких как поляризованные и неполяризованные распределения кварков, и вклад угловых возбужденных состояний в спин нуклона.

Каждый кварк характеризуется следующими ОПР - H^q , \vec{H}^q , E^q и \vec{E}^q , которые зависят от кинематических переменных x , ξ и t . Они определяют амплитуды удаления кварка с долей импульса $x - \xi$, и восстановлению кварка с долей импульса $x + \xi$ (Рис 1а). Доля импульса кварка x на световом конусе определена как $k^+ = x\bar{P}^+$, где k импульс кварка в петле, а \bar{P} средний импульс нуклона ($\bar{P} = \frac{p + p'}{2}$, p и p' начальный и конечный импульс нуклона). ξ Представляет собой обобщенную переменную Беркена : $\xi = \frac{Q^2}{4q \cdot \bar{P}} \rightarrow \frac{x_B}{2 - x_B}$ в пределе $\frac{t}{Q^2} \rightarrow 0$. Одна из широко употребляемых параметризаций ОПР использует факторизованный подход относительно t зависимости, и определяет часть независимую от t как сумму двух членов.

$$H^q(x, \xi) = H_{DD}^q(x, \xi) + \theta(\xi - |x|) \frac{1}{N_f} D\left(\frac{x}{\xi}\right) \quad (1)$$

где H_{DD}^q часть ОПР, представляющая собой одномерную часть двумерного распределения. Второй член в (1) введен, для выполнения условия полиномиальности

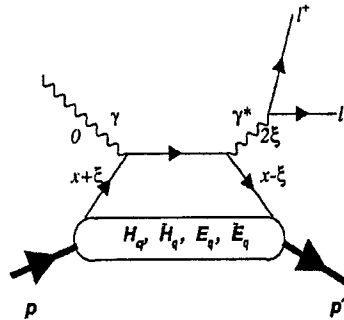


рис 2: "Handbag" диаграмма для ВКР

Миленовских моментов.

ОПР входят в Комптоновские форм-факторы (КФФ) как интегралы по x , и поэтому экспериментально позволяют иметь доступ только к ξ -зависимости ОПР.

Самая простая реакция, с помощью которой экспериментально можно получить доступ к ОПР - это глубоконеупругое Комптоновское рассеяние (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$ в кинематической области, где γ^* имеет большую пространственподобную виртуальность, а инвариантный импульс t переданный протону очень мал. Спиновые асимметрии в DVCS дают возможность определить мнимую часть КФФ, которая линейно зависит от ОПР в особой кинематической точке $x = \xi$. Реальная часть КФФ может быть извлечена либо посредством измерения сечения DVCS, или путем измерения зарядовой асимметрии пучка. Измерение сечения затруднено наличием большого фона от излучения Бете Гайтлера (БГ), с другой стороны, измерения зарядовой асимметрии требуют использование различных по заряду пучков. Реальную часть Комптоновской амплитуды можно извлечь из процесса обратного DVCS: $\gamma p \rightarrow \gamma^* p$ (рис 2), где γ^* имеет большую времяподобную виртуальность, и распадается на $l^- l^+$ пару, при этом инвариантный переданный импульс t мал. Такой процесс называется Времяподобное Комптоновское рассеяние (ВКР). Как и в случае DVCS, в фоторождении лептонных пар, БГ интерферирует с ВКР, более того во всей кинематической области сечения БГ больше чем сечения ВКР. Интерференционная часть в сечении нечетна относительно перестановки зарядов электрона и позитрона. Любая наблюдаемая, которая меняет знак при перестановке зарядов лептонных пар, будет выявлять интерференционный член. Выражение интерференционной части для сечения фоторождения лептонных пар имеет следующую форму:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dt d(\cos\phi)} = -\frac{\alpha_{em}^3 M}{4\pi s^2 Q'} \frac{1}{\tau\sqrt{1-\tau}} \frac{L}{L_0} \left[\cos\phi \frac{1 + \cos^2\theta}{\sin\theta} \text{Re}\tilde{M}^{--} + O\left(\frac{1}{Q'}\right) \right] \quad (2)$$

$$\tilde{M}^{--} = \frac{2\sqrt{t_0 - t} (1 - \eta)}{M (1 + \eta)} \left[F_1 \mathcal{H}_1 - \eta (F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}}_1 - \frac{t}{4M^2} F_2 \mathcal{E}_1 \right] \quad (3)$$

где ϕ угол между плоскостями лептонных пар и начальных и конечных протонов в систем ц.м. γp (рис 3), а θ угол между отрицательным лептоном и конечным протоном в системе

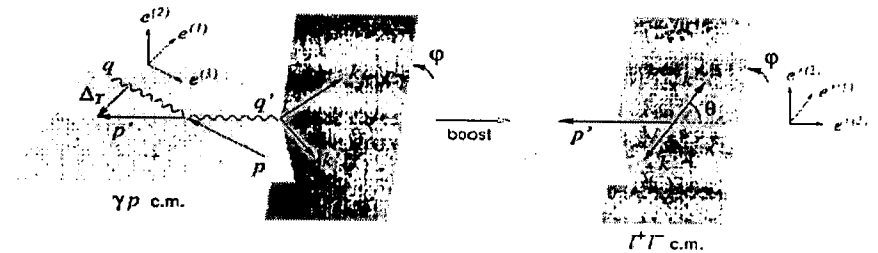


рис 3: Схема кинематических переменных в системах ц.м. γp и ц.м. $l^- l^+$.

ц.м. l^-l^+ . БГ тоже имеет сильную зависимость от угла ϕ . Левый график рис 4 показывает зависимость сечения от угла ϕ для БГ (сплошная линия) и для интерференционной части (пунктир). Чтобы освободиться от БГ-ой зависимости и извлечь угловую зависимость только для интерференционного члена, надо взвешивать сечения по множителю $\frac{L}{L_0}$.

Взвешенные сечения показаны на правом графике рис 4.

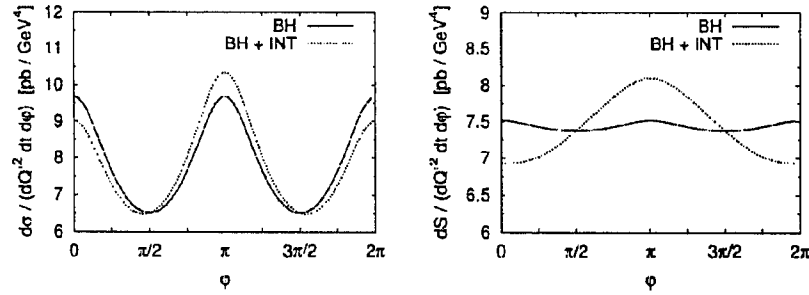


рис 4: Зависимости сечений для БГ (сплошные линии), и для БГ+ интерференция (пунктир). Правый график тот же что и левый, но сечения были взвешены по $\frac{L}{L_0}$.

Удобный способ для получения угловой асимметрии, это определение косинус моментов взвешенных сечений.

$$R(s, Q^2, t) = \frac{2 \int_0^{2\pi} \cos\phi d\phi \int_{\pi/4}^{3\pi/4} d\theta \frac{L(\theta, \phi)}{L_0(\theta)} \frac{d\sigma}{dQ^2 dt d\theta d\phi}}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_{\pi/4}^{3\pi/4} d\theta \frac{L(\theta, \phi)}{L_0(\theta)} \frac{d\sigma}{dQ^2 dt d\theta d\phi}} \quad (4)$$

Теоретические предсказания для величины R изображены на рис 5. Серая линия соответствует Дуальной параметризации ОПР, а остальные модели двойных распределений: когда D -член включен с отрицательным знаком ($-D$), без D -члена ($NO D$), и когда D -член включен с положительным знаком ($+D$).

В этой работе рассчитана величина R пре четырех значениях t , в кинематической области $s = 7.7 GeV^2$ и $Q^2 = 2.25 GeV^2$.

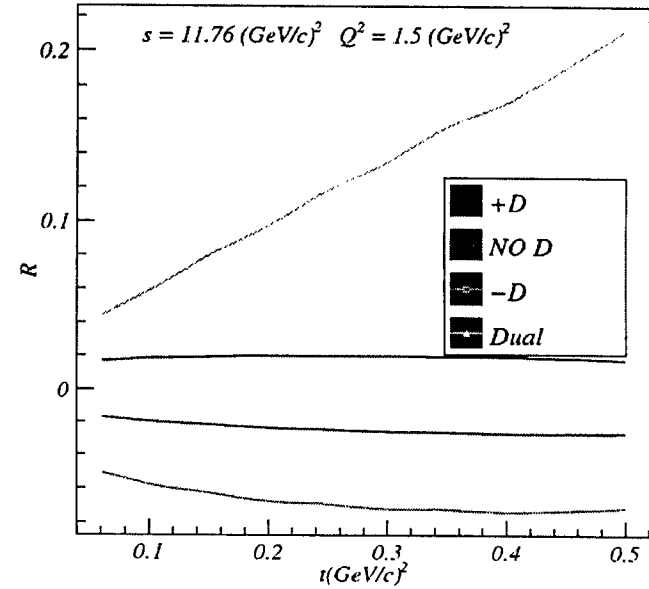


рис 5: Теоретические расчеты для R . Серая линия соответствует дуальной параметризации ОПР, а остальные по модели двойного распределения когда D -член включен с отрицательным знаком ($-D$), без D -члена ($NO D$), и когда D -член включен с положительным знаком ($+D$).

Во второй главе описаны основные узлы и приведены характеристики ускорителя и установки зала «В» (CLAS). Ускоритель CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) может одновременно обеспечить экспериментальные залы (A, B и C) пучками трех разных энергий, поляризаций и токов. Максимальная энергия ускоренных электронов составляет 6 ГэВ.

Установка в экспериментальном зале «В» называется CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer). CLAS имеет шаровую форму с мишенью в центре.

CLAS представляет из себя комплекс разных детекторов. Основные детекторы, смонтированные на CLAS-е:

- Дрейфовые камеры: измеряют траектории заряженных частиц.
- Черенковские счетчики: используются в основном для разделения электронов от пионов, и для триггера в экспериментах по электророждению.
- Времяпролетные счетчики: используются для измерения скоростей частиц.
- Электромагнитные калориметры: используются для электрон-адрон разделения,

для детектирования нейтральных частиц (нейтрон, γ) и служат в качестве триггера в большинстве экспериментов по электророждению.

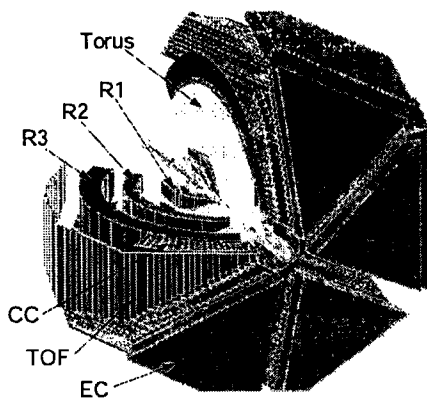


рис 6: Трехмерный схематический вид CLAS-а. "Torus"-тороидальный магнит, "R1,R2,R3"-регионы дрейфовых камер, "CC"-Черенковские счетчики, "TOF"-времяпролетные детекторы, "EC"-электромагнитный калориметр.

Главные характеристики CLAS-а кратко изложены в Таблице 1.

Таблица 1: Главные характеристики установки CLAS

	Величина	Значения
Область детектирования	Угловой захват для заряженных частиц	$8^\circ < \theta < 140^\circ$
	Импульс заряженных частиц	$P > 0.3 GeV$
	Угол фотона	$8^\circ < \theta < 45^\circ$
	Энергия фотона	$E_\gamma > 0.1 GeV$
Разрешение	Импульс ($\theta < 30^\circ$)	$\sigma_p/p \approx 0.5\%$
	Импульс ($\theta > 30^\circ$)	$\sigma_p/p \approx (1 - 2)\%$
	Полярный угол	1 мрад
	Азимутальный угол	4 мрад
	Время заряженных частиц	(100-200)псек
	Энергия фотона	$\sigma_E/E \approx 10/\sqrt{E}$

В Третьей главе изложено процедура анализа данных экспериментов e1-6 и e1f. Оба эти эксперимента были по электророждению. Энергия электронного пучка составляла 5.76 GeV (для e1-6) и 5.479 GeV (для e1f). Характеристики обоих экспериментов представлены в Таблице 2.

Таблица 2: Характеристики экспериментов e1-6 и e1f

	E1-6	E1f
Время	Окт. 2001 - Янв. 2002	Апр. - Июль 2003
Энергия пучка	5.76	5.479
Поляризация	72% продольная	75% продольная
Триггер	EC \otimes CC в каждом секторе	EC \otimes CC в каждом секторе
Ток в магните	3375A/6000A	2250A/6000A
Мишень	5см LH ₂ , в центре CLAS-а.	5см LH ₂ , 25см против напр. пучка CLAS-а.
Набранная светимость	$37 fb^{-1}$	$21 fb^{-1}$

Сырые данные обрабатывались с помощью программы RECSIS, которая содержит в себе пакеты для всех детекторов. Каждый пакет восстанавливает энергию, время и координаты из сигналов ВЦП и АЦП соответствующего детектора. Потом эта информация анализируется с помощью специального программного пакета SEB (Simple Event Builder). Программа SEB предназначена для соединения информации от разных детекторов и восстановления событий.

Во время восстановления событий SEB всем частицам в событии присписывает предварительные ID, которые нуждаются в уточнении во время дальнейшего анализа.

Фоторождение лептонных пар на протоне имеет три частицы в конечном состоянии: электрон, позитрон и протон. Адроны, особенно π^- потенциально могут неверно идентифицироваться как электрон. Адроны в отличие от электронов в основном не генерируют электромагнитный ливень в калориметре и оставляют примерно 30МэВ энергии во внутренней части калориметра CLAS. Одно из обрезаний для идентификации электрона является обрезание по энергвыделению во внутренней части калориметра. Из-за того, что электроны генерируют электромагнитный ливень, энергия, регистрируемая в калориметре пропорциональна начальной энергии электрона. Существует вероятность, что адроны также могут генерировать ливень и идентифицироваться как электрон. Эта вероятность растет с толщиной материала. Во избежание подобных случаев, обрезание на величину E/P (отношение регистрируемой энергии в калориметре на импульс частицы)

было рассмотрено отдельно для внутренней части калориметра и для всего объема калориметра. Из-за того, что электроны, прежде чем достичь до калориметра взаимодействуют с веществом CLAS-а, отношение E/P имеет слабую зависимость от импульса. Для идентификации электронов эта зависимость была рассчитана, и обрезание по величине E/P имело зависимость от импульса. Было показано что учет зависимости величины E/P от импульса улучшает качество идентификации электронов и позитронов в порядке 10%. Последнее обрезание для идентификации электрона ставилось на число фотоэлектронов в Черенковском счетчике. Идентификация позитронов проводилась аналогичным образом. Значения обрезаний приведены в Таблице 3.

Таблица 3: Величины и обрезания по ним для идентификации электронов и позитронов

	Электроны		Позитроны	
	Ниж. пред.	Врх. пред.	Ниж. пред.	Врх. пред.
Данные эксперимента E1-6				
E_{iner}	60 МэВ		60 МэВ	
$N_{ph.el}$	25		25	
E_{iner}/P	0.096	0.341	0.1256	0.344
Данные эксперимента e1f				
E_{iner}	60 МэВ		60 МэВ	
$N_{ph.el}$	25		25	
E_{iner}/P	0.08	0.348	0.095	0.349

Количественная оценка пионов, неправильно идентифицируемых как электроны или позитроны, проводилась с помощью вспомогательных реакций $ep \rightarrow e\pi^+(n)$ и $ep \rightarrow e\pi^-\pi^+(p)$. В первой реакции в распределении недостающей массы была определена область недостающего нейтрона, и таким образом были выделены пионные события. К выделенным пионам были применены обрезания для идентификации позитронов. Из 2.17×10^5 пионных событий только 121 прошли через позитронные обрезания. Из этого следует, что вероятность идентификации положительных пионов как позитронов равна $\frac{121}{2.17 \times 10^5} = 5.5 \times 10^{-4}$. Во второй реакции с помощью недостающей

массы $e^-\pi^-\pi^+$ системы определялась область недостающего протона, и в этой области ставились обрезания для идентификации электрона на отрицательно заряженные пионы. Из 10747 событий только 4 прошли через эти обрезания. Таким образом, вероятность идентификации отрицательных пионов как электронов равна 3.72×10^{-4} . Комбинированный коэффициент вероятности неверно идентифицируемых $\pi^-\pi^+$ пар как e^-e^+ пары получается перемножением двух вышеупомянутых коэффициентов, и равен 2.07×10^{-7} .

Для идентификации протонов использовалось ID частиц, которое определялось программой SEB во время восстановления событий. Из всех положительных частиц, только те идентифицировались как протон, ID которых равно 2212. Показано что такой метод идентификации протона наряду с кинематическими обрезаниями довольно хорошо отбирает протоны.

Эффективность детектирования частиц в CLAS-е зависит от кинематических параметров частиц (импульс, азимутальный и полярный углы). В большинстве анализов данных ограничиваются областью, где эффективность детектирования частицы почти постоянна. Такая трехмерная кинематическая область (P, θ, φ) называется областью равномерной эффективности. После идентификации частиц была определена область равномерной эффективности и выбирались только те события, в которых все частицы (e^-e^+p) попадали в эту область.

Существуют два факта, которые влияют на правильное восстановление импульсов частиц в CLAS-е. Первый факт - это неточное знание распределения магнитного поля и расположения дрейфовых камер в CLAS-е. Второй факт возникает из-за того, что частицы могут взаимодействовать с мишенью и с остальными компонентами детектора CLAS и, следовательно, терять часть своей энергии, что и приводит к неправильному восстановлению импульса частиц. В анализе проводилась коррекция импульса электрона и протона. Коррекции импульса электронов и протонов проводились с помощью радиационно-упругого рассеяния электронов на протоне ($ep \rightarrow ep\gamma$). Две кинематические переменные достаточны для полного определения кинематики этой реакции. В качестве таких переменных использовались полярные углы электрона и протона. Импульсы электрона и протона были рассчитаны с помощью полярных углов. Далее в качестве коррекции рассматривалось отношение измеренного импульса на рассчитанный импульс. Коррекции импульсов рассматривались как функции азимутального угла в разных импульсных интервалах для каждого сектора CLAS-а отдельно. Полученные коррекции были в пределах одного процента.

В четвертой главе приведена процедура выделения реакции $\gamma p \rightarrow e^-e^+p$, расчета акцептанса и конечные результаты.

Времяподобное комптоновское рассеяние (ВКР) является фоторождением лептонных

пар. Мы используем данные по электророждению для этого анализа. Во время электророждения, если электрон рассеивается под очень маленьким углом $\theta \sim 0$, то виртуальность испущенного фотона ($Q^2 = -(k - k')^2$) будет очень мала. Такие события соответствуют квази-реальному фоторождению. Мы используем квази-реальное фоторождение для анализа ВКР.

Отношение R было определено по формуле (4):

$$R = \frac{\sum_{\Phi} \cos\Phi Y_{\Phi}}{\sum_{\Phi} Y_{\Phi}} \quad (5)$$

где Y_{Φ} :

$$Y_{\Phi} = \sum_{\Theta} \frac{L(\Theta, \Phi)}{L_0(\Theta)} N_{\Phi}^{\Theta} \frac{1}{Acc_{\Phi}^{\Theta}} \quad (6)$$

Acc_{Φ}^{Θ} и N_{Φ}^{Θ} являются соответственно акцептансом детектора, и числом событий в соответствующем интервале углов (Θ_{cm}, Φ_{cm}) . Отношение R изучалось в четырех областях инвариантного переданного импульса протона t . Полученные результаты были сравнены с теоретическими предсказаниями.

Чтобы выделить события квази-реального фоторождения e^-e^+ пар, сначала выбирались те события, которые содержат только один электрон, один протон и один позитрон. Потом ставились обрезания по недостающей массе и по поперечной компоненте недостающего импульса. На рис 7 показано распределение событий в плоскости X, Y составляющих недостающего импульса, нормированных на полных недостающий импульс (левый рисунок).

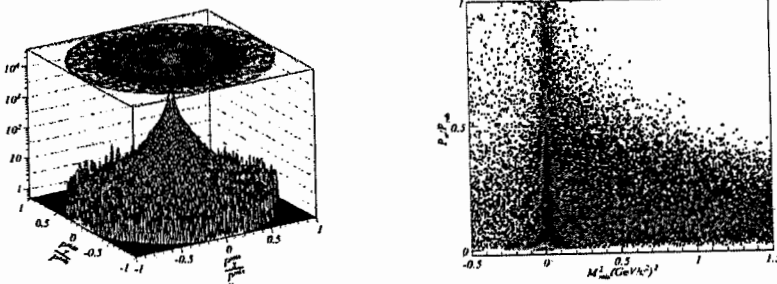


рис 7: Распределение событий в плоскости X, Y составляющих недостающего импульса, нормированных на полных недостающий импульс (левый рисунок). Зависимость поперечной составляющей недостающего импульса от квадрата недостающей массы (правый рисунок).

рисунок) и зависимость поперечной составляющей недостающего импульса от квадрата недостающей массы. События около $P_X/P_{mis} \approx P_Y/P_{mis} \approx 0$ и $MM^2 \approx 0$ соответствуют пределу, когда начальный электрон рассеялся на очень маленький угол и избежал детектирования. На Рис 8 показано распределение инвариантной массы e^-e^+ пар для событий, которые прошли через все вышеупомянутые обрезания. На рисунке видны пики соответствующие векторным мезонам $\rho(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$. Для того, чтобы отделить мезонные резонансы, дальнейшие исследования ВКР проводились в области $M(e^-e^+) > 1.1 GeV$.

Как отмечено в первой главе, для ВКР важными величинами являются Θ_{cm} , Φ_{cm} , инвариантный переданный импульс t , суммарная энергия в центре масс s , и виртуальность времяподобного фотона $Q^2 \equiv M^2(e^-e^+)$. Область по Θ_{cm} должна ограничиваться интервалом $(\pi/4 \div 3\pi/4)$, где вклад БГ сравнительно меньше. В этом анализе из за нехватки статистики рассматривались только t зависимость величины R , а зависимости от s и Q^2 были усреднены. Интервал по t от 0.1 до $1(GeV/c)^2$ был разделен на четыре не равных области таким образом, что число событий в каждой области были примерно равны.

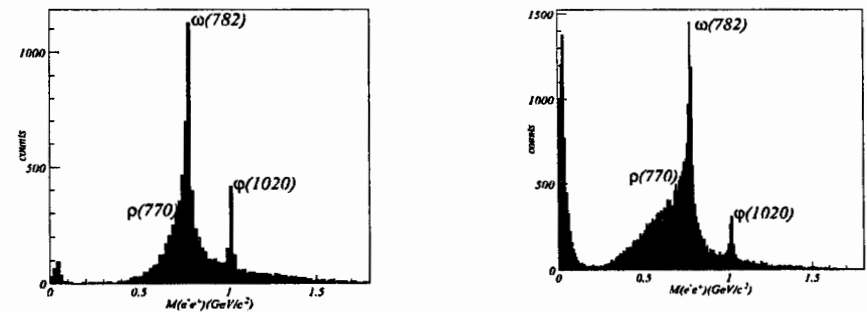


Рис 8: Распределение инвариантной массы e^-e^+ пар для $e1-6$ (левый) и elf (правый) данных.

Чтобы получить выход Y в ур. (6), нужно посчитать акцептансы. Для расчета акцептансов CLAS-а, с помощью программы fsgen были сгенерированы события соответствующие процессу $\gamma p \rightarrow e^-e^+p$. В генерированных событиях инвариантная масса e^-e^+ пар, была $> 1.1 GeV$, а наклон зависимости от t был взят равным 4.6 (как и в экспериментальных данных). Для получения отклика детектора CLAS сгенерированные события обрабатывались с помощью специальных программ: GSIM, GPP, RECSIS. В GSIM-е вложена идеальная модель CLAS-а. Ее отклик очень близок к реальному отклику CLAS-а.

Выходные данные GSIM-а корректируются программой GPP, которая использует информацию по «мертвым» зонам дрейфовых камер и сцинтилляционных счетчиков для приведения отклика идеального детектора в соответствие с реальным откликом. Выходные данные GPP поступают программе RECSIS, которая собирает сигналы от разных компонентов детектора CLAS и восстанавливает события. Для расчета акцептансов экспериментальные значения обрезаний по области равномерной эффективности были применены к симулированным данным. Акцептанс в данном кинематическом интервале был рассчитан как отношение числа событий, которые прошли через все обрезания, к числу всех сгенерированных событий в данном интервале. Акцептансы были исследованы двумя разными способами. В первом случае (Акцептанс равномерной эффективности) срезы по областям равномерной эффективности были применены к сгенерированным событиям сразу после fsgen-а. Во втором случае (GSIM акцептанс) срезы по областям равномерной эффективности применялись к сгенерированным событиям, которые уже прошли через GSIM, GPP и RECSIS. Первый метод считает только акцептанс равномерной эффективности и не содержит в себе информации об эффективности детектирования и разрешении детектора CLAS. Второй метод учитывает также характеристики детектора.

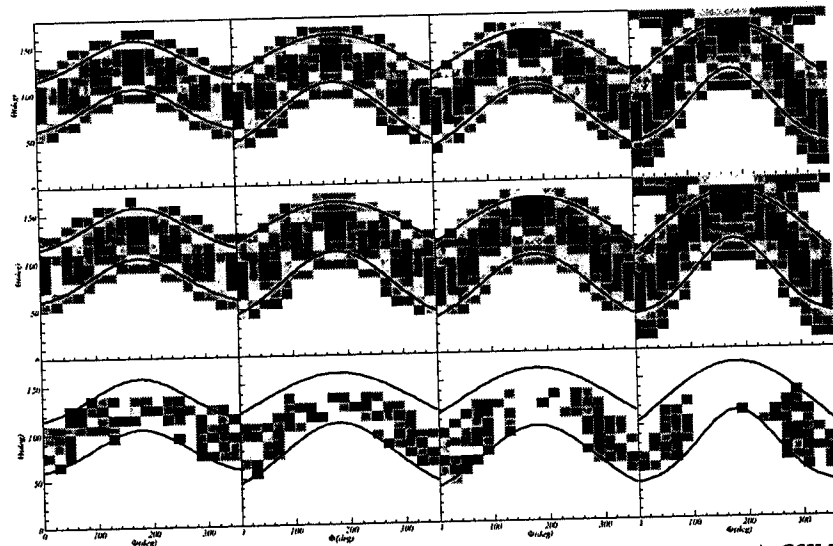


рис 9: Двумерный акцептанс равномерной эффективности (верхний ряд), GSIM акцептанс (средний ряд), и экспериментальные данные (нижний ряд). Разные колонки соответствуют разным бинам по t .

На рис 9 показано двумерное распределение акцептанса равномерной эффективности по величинам Θ_{cm} и Φ_{cm} (верхний ряд), GSIM акцептанс (средний ряд) и экспериментальные данные (нижний ряд). Разные колонки соответствуют разным областям по t . Акцептансы, посчитанные двумя вышописанными способами, показывают

схожую зависимость от величин Θ_{cm} и Φ_{cm} . Так как целью этой работы является измерение угловой асимметрии e^-e^+ пар по формуле (5), а эффективность детектирования CLAS-а в выбранной области не изменяется ощутимо, то мы использовали акцептанс равномерной эффективности, который считается гораздо быстрее.

Вычисление величины R

Для расчета выходов Y были изучены двумерные распределения акцептансов равномерной эффективности по величинам Θ_{cm} и Φ_{cm} в каждом интервале t . Одним из источников систематических ошибок является процедура бинировки.

На рис 10 показана величина R рассчитанная для двух различных бинировок по данным экспериментов e1-6 (левый) и e1f (правый). Звездочки соответствуют бинировке $\Delta\Theta(10^\circ)$, $\Delta\Phi(20^\circ)$, а треугольники - $\Delta\Theta(10^\circ)$, $\Delta\Phi(40^\circ)$. Значение систематической ошибки, связанной с бинировкой, было получено равным 27%. Другим источником систематических ошибок является метод взвешивания лептонных пропаторов L и L_0 .

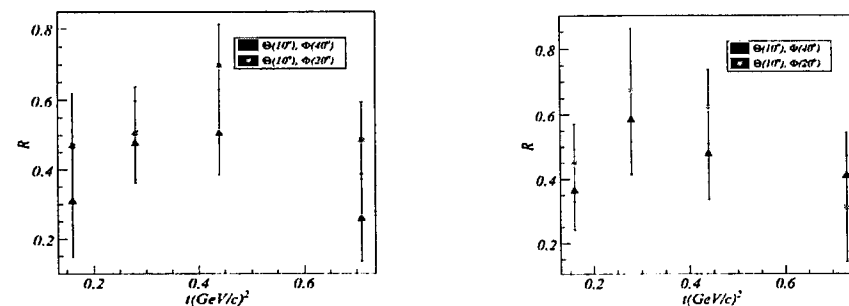


рис 10: Отношения R , рассчитанные с использованием двух различных бинировок: $\Delta\Theta(10^\circ)$, $\Delta\Phi(40^\circ)$ (треугольники) и $\Delta\Theta(10^\circ)$, $\Delta\Phi(20^\circ)$ (звездочки) при разных значениях t . Левый рисунок соответствует данным e1-6, а правый - e1f.

Отношение R было посчитано двумя методами. В первом случае в каждом бине были использованы средние значения $L(\Theta, \Phi)$, и $L_0(\Theta)$. Во втором случае каждое событие взвешивалось по отношению L/L_0 , которое рассчитывалось с использованием точной кинематик данного события.

На рис 11 приведены зависимости R от t рассчитанные по двум методам. Треугольники

соответствуют усредненному L и L_0 , а квадраты соответствуют методу, в котором события взвешивались по отношению L/L_0 . Левый рисунок представляет данные из e1-6, а правый - e1f. Систематические ошибки, связанные с методом взвешивания L и L_0 составляли порядка двух процентов.

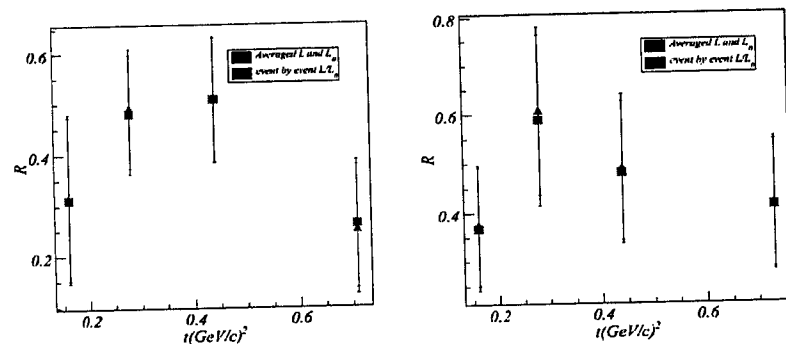


рис 11: Отношение R рассчитанное по двум методам взвешивания. Треугольники соответствуют усредненному L и L_0 , а квадраты - методу, в котором события взвешивались по отношению L/L_0 , посчитанному исходя из точной кинематики события. Левый рисунок представляет данные e1-6, а правый - e1f.

Систематические отклонения могут возникнуть также из-за определения области интегрирования по Θ_{cm} в ур.(6). Как видно из рис 9 пределы интегрирования по Θ_{cm} зависят от Φ_{cm} . Распределения кинематических величин (s, t, Q'^2) в экспериментах e1-6 и

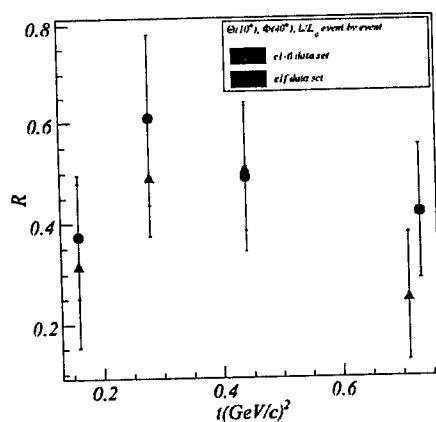


Рис 12: Величина R для данных e1-6 (треугольники) и e1f (полные окружности).

e1f почти одинаковы. Однако магнитные поля имеют разные значения, что прямо влияет на область Θ_{cm} . Таким образом систематические ошибки связанные с определением области Θ_{cm} были определены как средняя разница величин R по двум наборам данных: e1-6 и e1f. На Рис 12 показана зависимость величины R от значения t для двух экспериментов: e1-6 (треугольники) и e1f (полные окружности). Средняя систематическая ошибка величины R , возникающая как следствие разных значений магнитных полей, составила порядка 21%.

Конечные результаты и сравнение с теорией

Конечным результатом является величина R , определенная в четырех интервалах величины t , по объединенным данным экспериментов e1-6 и e1f. Данные из e1-6 и e1f были объединены на уровне выходов в формуле для определения величины R следующим образом:

$$R = \frac{\sum_{\Phi} \cos\Phi \cdot (Y_{\Phi}^{e1-6} + Y_{\Phi}^{e1f})}{Y_{\Phi}^{e1-6} + Y_{\Phi}^{e1f}}, \quad (7)$$

где Y_{Φ}^{e1-6} и Y_{Φ}^{e1f} представляют собой взвешенные в данном бине Φ_{cm} выходы.

Окончательные результаты для величины R в четырех разных бинах представлены на рис 13. На рисунке представлены только статистические ошибки. Суммарная систематическая ошибка была получена порядка 34%.

Экспериментально полученная t -зависимость величины R была сравнена с теоретическими предсказаниями, в которых использовались различные модели ОПП. Из рис 9 четко видно, что CLAS может детектировать события в ограниченной области Θ_{cm} . Более того границы этой области зависят и от t и от Φ_{cm} . Чтобы можно было сравнить теоретические расчеты с экспериментальными данными, нужно в ур. (4) пределы интегрирования по Θ_{cm} ставить зависящими от t и Φ_{cm} , такими же, как при анализе эксперимента. На рис 13 линия «штрих-точка-точка» соответствует двойному распределению модели (DD) с D членом включенным с отрицательным знаком; короткий штрих соответствует модели без D члена; штрих-точка-точка-точка соответствует модели DD с положительным D-членом. Линия с длинными штрихами соответствует дуальной параметризации ОПП. Как видно из рисунка экспериментальные данные находятся в большем соответствии с дуальной параметризацией ОПП. Полученные экспериментальные данные по ВКР исследованы в кинематической области значения полной энергии центра масс $s = 7.8 GeV$, и виртуальности времяподобного фотона $Q'^2 = 1.34 GeV^2$, которые были сравнены с теорией. Для извлечения информации об обобщенных партонных

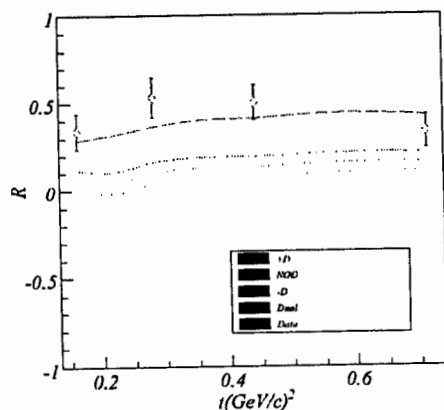


рис 13: Величина R . "Dual" соответствует теоретическим предсказаниям, рассчитанным с использованием дуальной параметризации ОПП. Линии "+D", "NO D" и "-D" представляют расчеты для величины R , с использованием DD модели ОПП, с положительным "D" членом, без "D" члена и с отрицательным "D" членом соответственно. "Data" представляет собой экспериментальные точки после объединения данных экспериментов $e1-6$ и $e1f$. На графике представлены только статистические ошибки.

распределениях (ОПП), были измерены нормализованные $\cos(\Phi)$ моменты сечения. Нужно отметить, что это первые экспериментальные данные по угловой асимметрии ВКР, и первые сравнения с теорией. Было показано, что экспериментальные данные более всего близки к модели дуальной параметризации ОПП.

Выводы

1. Разработан метод по идентификации электронов и позитронов который улучшает качество идентификации в порядке 10% [2].
2. Изучено фоторождение электрон-позитронных пар из экспериментальных данных по электророждению, полученных с помощью детектора CLAS в лаборатории им. Джефферсона (США). Этот процесс, называемый времяподобное комптоновское рассеяние (ВКР), впервые был изучен с использованием метода селекции событий квази-реального фоторождения из экспериментальных данных по электророждению [1].
3. Анализ распределения недостающего 4-мерного импульса и инвариантной массы лептонных пар в реакции $ep \rightarrow e^-e^+pX$ показал присутствие процесса фоторождения [3].

Публикации вошедшие в диссертацию.

1. Р.Г. Паремузян, Извлечение событий квази-реального фоторождения из экспериментов электророждения на детекторе CLAS, доклады НАН Армении, 109, стр. 328 (2009).
2. Н. Геворгян, Н. Дашян, Р. Паремузян и С. Степанян, Усовершенствование методики идентификации электронов и позитронов с помощью электромагнитного калориметра установки CLAS, Известия НАН Армении, 45, стр. 255, (2010).
3. P. Nadel-Turonski, T. Horn, Y. Ilieva, F. J. Klein, R. Paremuzyan, and S. Stepanyan, Timelike Compton Scattering - A First Look, AIP Conf. Proc. 1182, p. 843 (2009)

Ամփոփում

Աշխատանքում ուսումնասիրված է էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգերի ֆոտոռոմումը պրոտոնի վրա: Այս պրոցեսը, որը կոչվում է ժամանակակից Կոմպտոնյան ցրում (ԺԿՑ) ուսումնասիրվել է առաջին անգամ, օգտագործելով էլեկտրոնների զիտապոմոմների տվյալներից քվադրի-իրական ֆոտոռոմուման դեպքերի առանձնացման մեթոդը $ep \rightarrow e^-e^+pX$ ռեակցիայում: Պակասող քառաչափ իմպուլսի, և էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգերի էֆեկտիվ զանգվածների բաշխումները պարզորոշ կերպով ցույց տվեցին ֆոտոռոմուման փաստը: ԺԿՑ-ը թույլ է տալիս նոր մեթոդով ինֆորմացիա ստանալ ընդհանրացված պարտոնային բաշխումների (ԸՊԲ) վերաբերյալ: Մասնավորապես Կոմպտոնյան ֆորմ-ֆակտորների իրական մասը, որը հանդիսանում է ԸՊԲ-ների գծային կոմբինացիա, կարելի է չափել լեպտոնային զույգերի անկյունային ասիմետրիայի միջոցով: Այս աշխատանքում առաջին անգամ ԺԿՑ պրոցեսը ուսումնասիրվել է կինեմատիկ տիրույթում, որտեղ լրիվ զանգվածի կետրոնի էներգիան $s = 7.8 \text{ GeV}$ և ժամանակակից ֆոտոնի վիրտուալությունը $Q^2 = 1.34 \text{ GeV}^2$: ԸՊԲ-ների վերաբերյալ ինֆորմացիա ստանալու նպատակով չափվել է ԺԿՑ-ի կորվածքի նորմավորված $\cos(\Phi)$ մոմենտը:

Պետք է նշել, որ այս արդյունքները առաջին փորձարարական արդյունքներն են ԺԿՑ-ի անկյունային անհամաչափության վերաբերյալ, և առաջին անգամ են համեմատվել տեսական կանխատեսումների հետ: