

УДК 539.12

Р. Г. Паремузян

Извлечение событий квазиреального фоторождения из экспериментов электророждения на детекторе CLAS

(Представлено академиком Р.О. Авакяном 29/VII 2009)

Ключевые слова: *квазиреальный фотон, фоторождение, электророждение*

Введение. Изучение структуры нуклонов — одна из наиболее актуальных задач современной ядерной физики и физики высоких энергий. Последние 30 лет внутренняя структура нуклонов исследовалась с помощью инклюзивных, глубоко-неупругих рассеяний лептонов. Результаты этих исследований хорошо описываются партонной моделью и теорией квантовой хронодинамики. Однако многие аспекты, такие как кварк-кварковые корреляции, распределения поперечных импульсов кварков, вклад коррелированных кварк-антикварковых пар в волновую функцию нуклонов, остаются на сегодняшний день малоизученными.

Информацию о кварках можно извлечь из теории обобщенного партонного распределения (Generalised Parton Distribution (GPD)) [1,2]. Одним из процессов, с помощью которого можно изучать GPD, является "временеподобное комптоновское рассеяние" (Timelike Compton Scattering (TCS)) [3], по сути, представляющее собой эксклюзивное фоторождение лептонных пар.

В экспериментах фоторождения при высоких энергиях на установке CLAS[4] электроны в триггере не регистрировались, поэтому событий с электрон-позитронной парой в конечном состоянии фактически зарегистрировано не было. В данной работе описан механизм выделения событий квазиреального фоторождения из данных, полученных в экспериментах электророждения.

Результаты и их обсуждение. Используются экспериментальные данные, полученные на детекторе CLAS по рассеянию высокоэнергичных

электронов на водороде. Главной целью экспериментов было исследование электрон-протонного рассеяния в глубоко-неупругом режиме. При наборе данных использован триггер "одиночный электрон". Триггером первого порядка было совпадение сигналов от электромагнитного калориметра (ЕС) [5] и черенковского счетчика [6] в каждом из секторов установки CLAS.

В процессах рождения e^-e^+ пар на электронных пучках в конечном состоянии присутствуют два электрона: рассеянный электрон пучка и продукт распада виртуального фотона или векторных мезонов. Наличие в конечном состоянии электронов дает возможность использовать полученные данные для извлечения событий квазиреального фоторождения, для чего необходимо отобрать события, в которых один из электронов, а именно провзаимодействовавший электрон пучка, рассеялся под очень маленьким углом $\sim 0^\circ$.

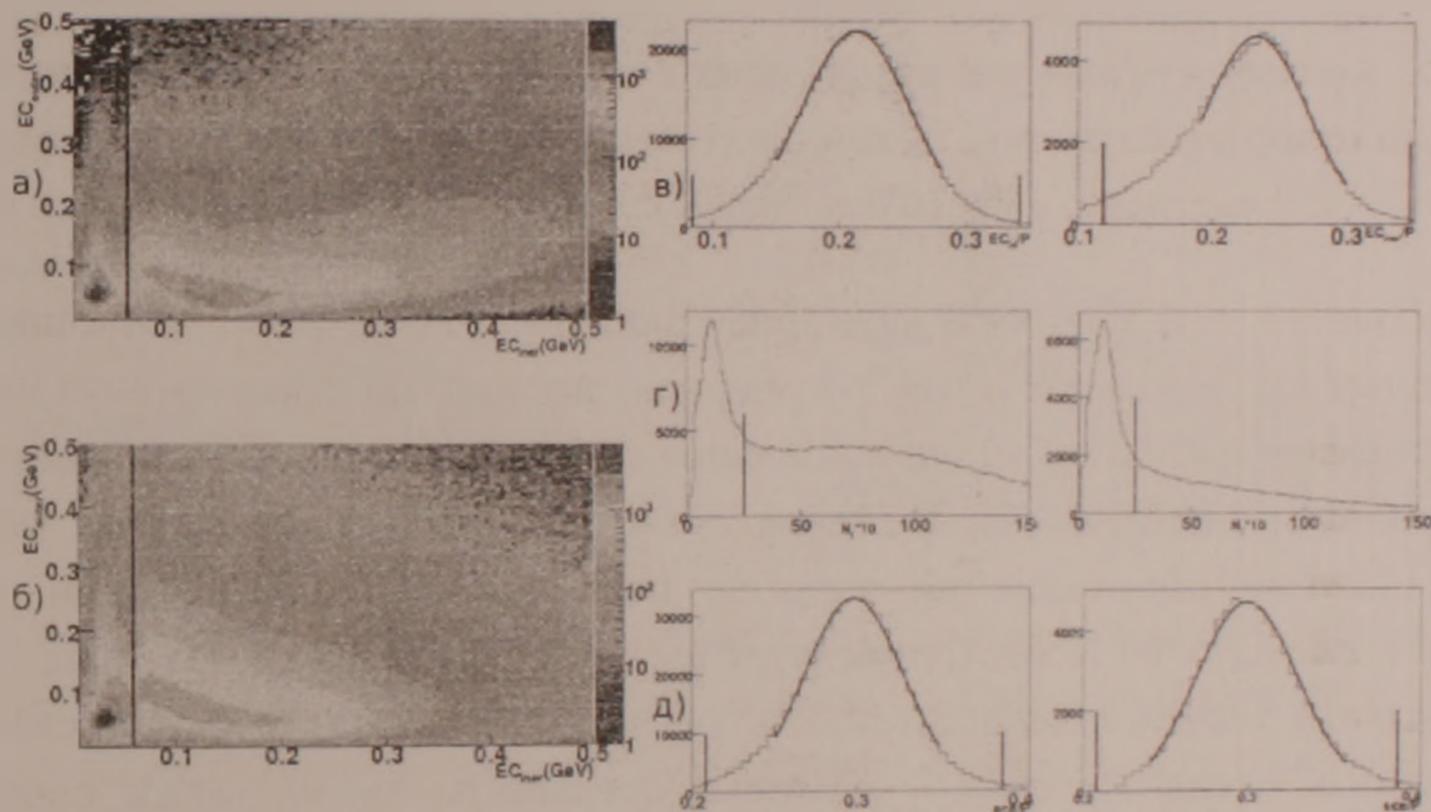


Рис. 1. Ограничения для идентификации частиц. а) и б) Двумерная зависимость энергии поглощенной во внешней части калориметра от энергии поглощенной во внутренней части калориметра соответственно для отрицательных и положительных частиц. в) распределение энергии отложенной во внутренних слоях ЕС нормализованной на импульс электрона, г) распределение числа черенковских фотонов, д) распределение полной энергии поглощенной в калориметре нормализованной на импульс электрона. Вертикальные линии показывают обрезания, наложенные на измеренные в эксперименте величины, с целью идентификации e^- (левая сторона рисунков в), г) и д)) и e^+ (правая сторона рисунков в), г) и д)).

В основе процедуры идентификации электронов и позитронов лежат два факта: 1) электроны и позитроны в отличие от минимально ионизирующих частиц образуют в ЕС электромагнитный ливень, энергия которого прямо

пропорциональна начальной энергии электрона или позитрона, и величина $\frac{E_{dep}}{E_0}$ (E_{dep} – поглощенная энергия в ЕС, E_0 – начальная энергия) не зависит от начальной энергии; 2) до импульса 2.7 ГэВ/с в черенковском счетчике установки CLAS только электроны и позитроны излучают свет. Адроны в основном ливня не образуют, и потери энергии составляют 2 МэВ в каждом сцинтилляторном слое калориметра CLAS. Это значит, что в среднем адроны оставляют 30 МэВ во внутренней части калориметра и 48 МэВ во внешней [5].

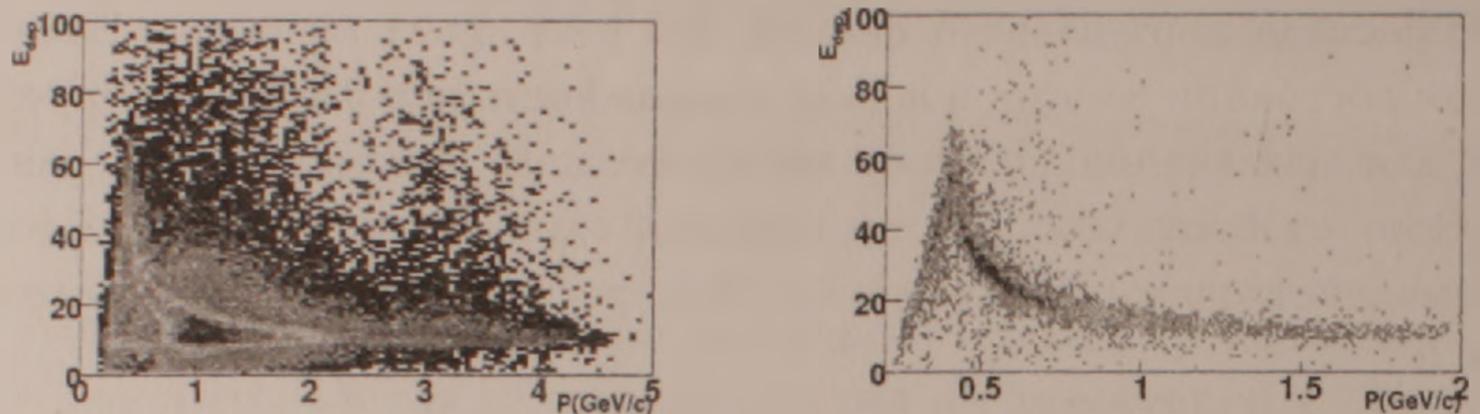


Рис. 2. Зависимость энергий, отложенных в сцинтилляторах время пролетного детектора от импульса частиц. Левый рисунок соответствует всем положительным частицам, а правый частицам с SEB индексом 2212.

На рис. 1, а, б показана двумерная зависимость энергии, поглощенной во внешней части калориметра, от энергии, поглощенной в его внутренней части. В точке (0.03:0.05)ГэВ видно сильное скопление, которое соответствует минимально ионизирующим частицам. Чтобы освободиться от таких частиц, было наложено обрезание на энергию поглощения во внутренней части калориметра $E_{in} > 60$ МэВ. Существует вероятность, что адроны тоже будут образовывать ливень в калориметре, и эта вероятность растет в зависимости от толщины активной среды. Чтобы уменьшить число таких событий, распределения полной энергии E_{tot} , поглощенной во всем калориметре, и энергии E_{in} , поглощенной только в его внутренней части, рассматривались отдельно. Рассматривалось также и число фотоэлектронов $N_{photons}$ в черенковском счетчике. Чтобы получить распределение вышеупомянутых величин для электронов и позитронов и определить области обрезания, $\frac{E_{in}}{P}$, $\frac{E_{tot}}{P}$, $N_{photons}$ были построены отдельно, когда на E_{in} ($E_{in} > 60$ МэВ) и на две остальные величины ставились "сильные" обрезания (это гарантирует, что частицы будут электронами (позитронами), с большой точностью). Эти распределения показаны на рис.1,в,г,д, где левая часть соответствует электронам, а правая позитронам. На рис. 1, в,д представлены распределения $\frac{E_{in}}{P}$ и $\frac{E_{tot}}{P}$, соответственно, которые фитировались гауссовскими функциями, в результате чего получены средние ($mean$) значения и дисперсия (σ) этих функций. На рис. 1, г показано распределение фотоэлектронов в черенковском счетчике. События под резкими пиками в передней части в основном происходят от

случайных совпадений ложных сигналов в черенковском счетчике. Чтобы избавиться от этих сигналов, были наложены обрезания в точке N_{cut} , где резкость пиков быстро уменьшается. Таким образом, частица считалась электроном (позитроном), если она прошла через все обрезания: $m_{e\mu} - 3\sigma < \frac{E_{\mu}}{P} < m_{e\mu} + 3\sigma$; $m_{e\mu} - 3\sigma < \frac{E_{tot}}{P} < m_{e\mu} + 3\sigma$; $N_{photons} > N_{cut}$.

Для идентификации протонов проводился отбор положительно заряженных частиц согласно приписываемому им индексу пакета SEB [7]. Индекс протона 2212 приписывается с использованием измерения времени пролета частиц от мишени до сцинтилляционного счетчика. На рис. 2 приведены двумерные зависимости энергий, отложенных в сцинтилляторах время-пролетного детектора от импульса для положительно заряженных частиц (левое распределение) и кандидатов в протоны (правое распределение). Правое распределение строилось после отбора e^-e^+p' событий. И как видно, оно хорошо выделяется с помощью отбора по индексации SEB. Нужно отметить, что импульс протонов в TCS меньше 1 ГэВ/с.

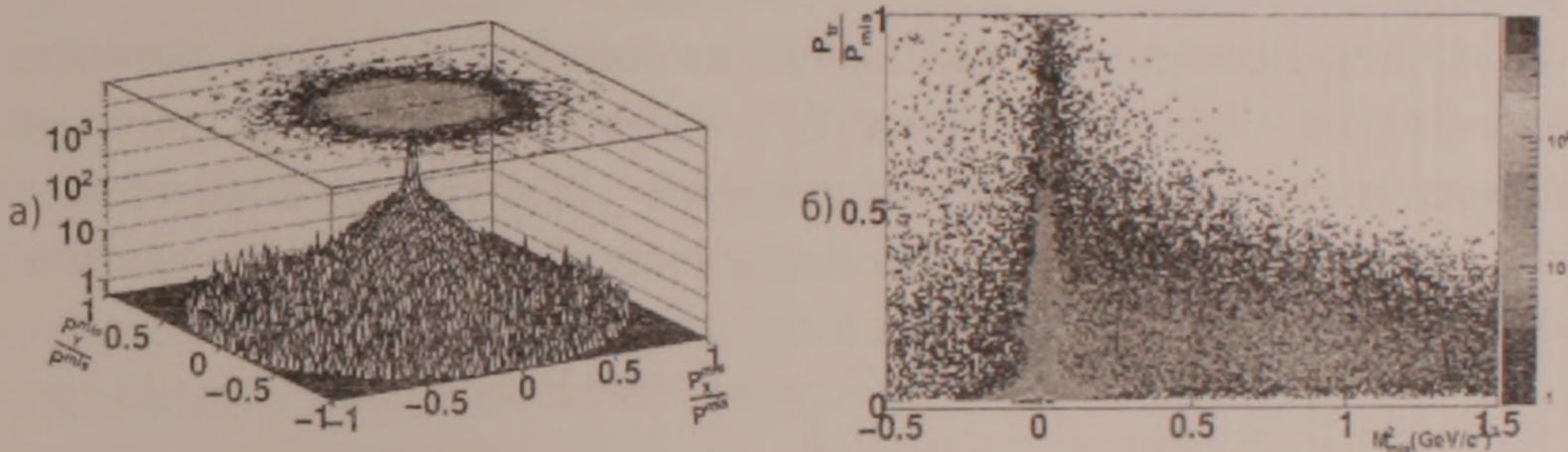


Рис. 3. Кинематика недостающей частицы: а - X доля недостающего импульса $\frac{P_x}{P_{mis}}$ против Y доли $\frac{P_y}{P_{mis}}$; б) двумерная зависимость поперечной компоненты недостающего импульса от квадрата недостающей массы для конечного e^-e^+p' состояния.

Следующим шагом для отбора частиц после применения всех вышеописанных обрезаний явилась идентификация конечного состояния посредством анализа недостающего импульса отобранных e^-e^+p' событий. На рис. 3,а приведены зависимости X и Y компонент недостающего импульса, нормализованные на полный недостающий импульс. Большой пик в нуле соответствует событиям, когда незарегистрированная частица летит по направлению пучка. На рис. 3,б приведена зависимость поперечной составляющей недостающего импульса $\frac{P_{tr}}{P_{mis}} = \sqrt{\left(\frac{P_x^{mis}}{P_{mis}}\right)^2 + \left(\frac{P_y^{mis}}{P_{mis}}\right)^2}$ от квадрата недостающей массы M_{mis}^2 . Накопления около нулевых значений, $\frac{P_{tr}}{P_{mis}} = 0$ и $M_{mis}^2 = 0$, соответствуют событиям, когда налетающий электрон рассеивается под очень маленьким углом. Эти события соответствуют квазиреальному фоторождению e^-e^+ пар в реакции $ep \rightarrow e^-e^+p'(e')$, так как виртуальность

промежуточного фотона очень мала: $Q^2 < 5 \times 10^{-2}$. Для отбора $ep \rightarrow e^-e^+p'(e')$ событий были применены следующие ограничения: $\frac{P_{tr}}{P_{mis}} < 0.05$, $|M_{mis}^2| < 0.05(\frac{\text{ГэВ}}{c^2})^2$.

Отбор событий времяподобного комптоновского рассеяния (TCS). В TCS электрон-позитронная пара образуется от распада виртуального фотона, однако e^-e^+ пары могут быть также образованы от распада векторных мезонов. Чтобы отсеять события, образованные в результате распада мезонных резонансов, для отобранных e^-e^+p событий было построено распределение инвариантной массы e^-e^+ системы. На рис. 4 четко видны пики, соответствующие $\omega(782)$ и $\varphi(1020)$ мезонам, распадающимся по e^-e^+ каналу. Относительные вероятности этих распадов равны 7.16×10^{-5} и 2.97×10^{-4} , соответственно [8]. Широкое распределение под $\omega(782)$ соответствует $\rho(770) \rightarrow e^-e^+$ распаду, с относительной вероятностью 4.71×10^{-5} . Эти распределения очень похожи на те, что были получены при фоторождении e^-e^+ пар [9]. Пик вблизи нуля соответствует $\pi^0 \rightarrow e^-e^+\gamma$ распаду.

Итак, кинематическая область, где не имеется мезонных резонансов, а следовательно, можно проводить TCS анализ, определяется обрезанием по инвариантной массе $M_{e^-e^+} > 1.2 \text{ ГэВ}/c^2$. Для грубой количественной оценки отметим что для анализируемых данных общая собранная светимость составляла 37 fb^{-1} , а число событий с $M_{e^-e^+} > 1.2 \text{ ГэВ}/c^2$ около 650.

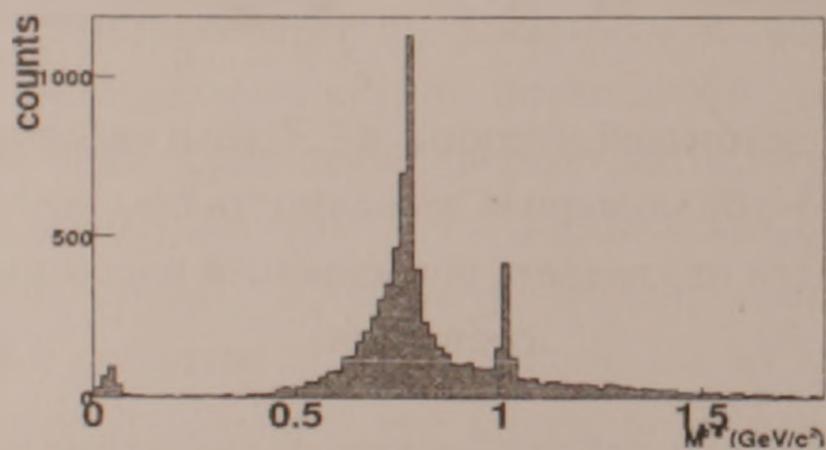


Рис. 4. Распределение инвариантной массы e^-e^+ системы.

Заключение. Результаты проведенного анализа показали, что разработанная методика позволяет использовать данные, полученные в экспериментах электророждения на ядерных мишенях, для проведения анализа реакции по фоторождению. В статье рассматривалось рождение лептонных пар. Но эта методика может быть использована для любой реакции по фоторождению, где зарегистрировано полное адронное конечное состояние.

Ереванский физический институт имени А.И.Алиханяна

Р. Г. Паремузян

Извлечение событий квазиреального фоторождения из экспериментов
электророждения на детекторе CLAS

Изучено фоторождение e^-e^+ пар в реакции $ep \rightarrow e^-e^+p'X$, где e^-e^+ – пары, образующиеся от распада векторных мезонов или виртуального фотона, а p' – протон отдачи. Приведен механизм селекции $e^-e^+p'(e')$ конечного состояния, где кинематика рассеянного электрона e' выводилась из анализа недостающего импульса (e^-e^+p') системы. В работе использованы экспериментальные данные, полученные на установке CLAS в Лаборатории Джефферсона (США).

Ռ. Գ. Փարեմուզյան

Քվազի իրական ֆոտոռոճնման դեպքերի ընտրումը էլեկտրառոճնման փորձի փվյալներից

Ուսումնասիրվել է e^-e^+ զույգի ֆոտոռոճնումը $ep \rightarrow e^-e^+p'X$ ռեակցիայում, որտեղ e^-e^+ կազմավորվում են վիրտուալ ֆոտոնի, կամ վեկտր մեզոնների փրոհումից, իսկ p' ցրված պրոտոնն է: Բերված է $e^-e^+p'(e')$ վերջնական վիճակը ընտրելու մեխանիզմը, որտեղ e' ցրված էլեկտրոնի կինեմատիկական դուրս է բերվել (e^-e^+p') համակարգի չհերիքող (missing) իմպուլսի միջոցով: Աշխատանքը կատարվել է Ջեֆերսոնի անվան լաբորատորիայի (ԱՄՆ) CLAS գրանցիչով ստացված փվյալների հիման վրա:

R.G. Paremuzyan

Extraction of Quasi Real Photoproduction Events from the Experiments of
Electroproduction

It was studied the photo production of e^-e^+ pair in the $ep \rightarrow e^-e^+p'X$ reaction, where e^-e^+ are the decay products of the virtual photon, or vector mesons, and p' is the recoil proton. Mechanism of selection of the $e^-e^+p'(e')$ final state, where kinematics of the scattered electron, e' , deduced from the missing momentum analysis of the e^-e^+p' system, is discussed. This work was performed using the experimental data obtained on the CLAS detector at Jefferson Lab (USA).

Литература

1. Ji X. - Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 610-613. Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 7114-7125.

2. *Radyushkin A.V.* - Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 5524-5557.
3. *Berger E.R., Diehl M., Pire B.* - Phys. Lett. B. 2001. V. 523. P. 265-272.
4. *Mecking B.A., Adams G., Ahmad S. et al.* - NIM A. 2003. V. 503. P. 513-553.
5. *Amarian M., Asryan G., Beard K. et al.* - NIM A. 2001. V. 460. P. 239-265.
6. *Adams G., Burkert V., Carstensen T. et al.* - NIM A. 2001. V. 465. P. 414-427.
7. *Stepanyan S.* CLAS Particle Identification and Event Reconstruction Algorithm. 1998. http://www.jlab.org/~stepanya/seb_man.html,
http://clasweb.jlab.org/offline/offline_libs.html
8. Particle Data Group. Physics Letter. 2008. V. B667.
9. *Wood M. H., Nasseripour R., Weygand D. P. et al.* (The CLAS Collaboration). - Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 5201-5216.