

ФИЗИКА

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  $\sim 0^\circ$ .

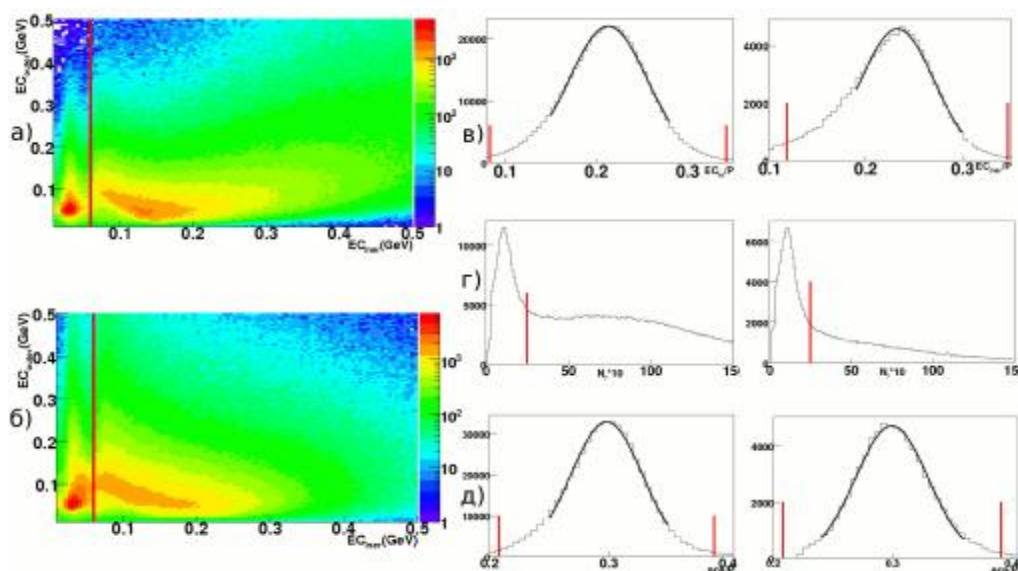


Рис. 1. Ограничения для идентификации частиц. а) и б) Двумерная зависимость энергии поглощенной во внешней части калориметра от энергии поглощенной во внутренней части калориметра соответственно для отрицательных и положительных частиц. в) распределение энергии отложенной во внутренних слоях ЕС нормализованной 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  $e^+$  (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 сцинтилляционном слое калориметра CLAS. Это значит, что в среднем адроны оставляют 30 МэВ во внутренней части калориметра и 48 МэВ во внешней [5].

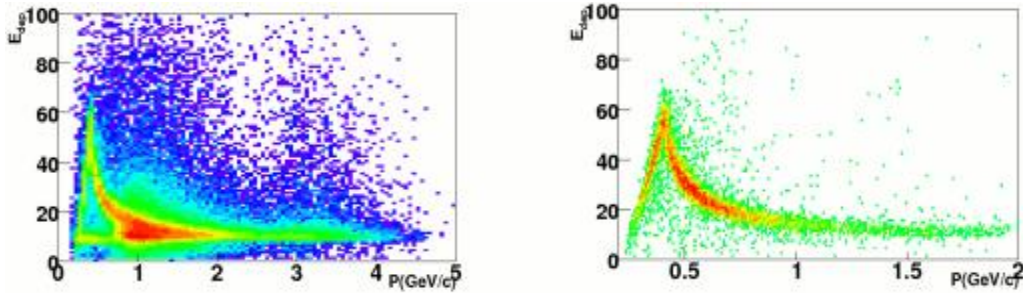


Рис. 2. Зависимость энергий, отложенных в сцинтилляторах время пролетного детектора от импульса частиц. Левый рисунок соответствует всем положительным частицам, а правый частицам с SEB индексом 2212.

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( $\sigma$ ) 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:  $mean - 3\sigma < \frac{E_{in}}{P} < mean + 3\sigma$ ;  $mean - 3\sigma < \frac{E_{tot}}{P} < mean + 3\sigma$ ;  $N_{photons} > N_{cut}$ .

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 времяпролетного 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.

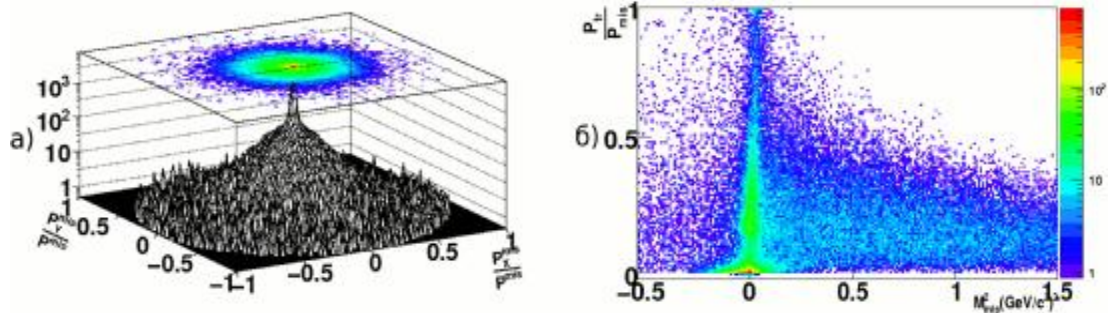


Рис. 3. Кинематика недостающей частицы: а -  $X$  доля недостающего импульса  $\frac{P_x}{P_{mis}}$  против  $Y$  доли  $\frac{P_y}{P_{mis}}$ ; б) двумерная зависимость поперечной компоненты недостающего импульса от квадрата недостающей массы для конечного  $e^-e^+p'$  состояния.

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  $7.16 \times 10^{-5}$  и  $2.97 \times 10^{-4}$ , соответственно [8]. Широкое распределение под  $\omega(782)$  соответствует  $\rho(770) \rightarrow e^-e^+$  распаду, с относительной вероятностью  $4.71 \times 10^{-5}$ . 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  $37 \text{ fb}^{-1}$ , а число событий с  $M_{e^-e^+} > 1.2 \text{ ГэВ}/c^2$  около 650.

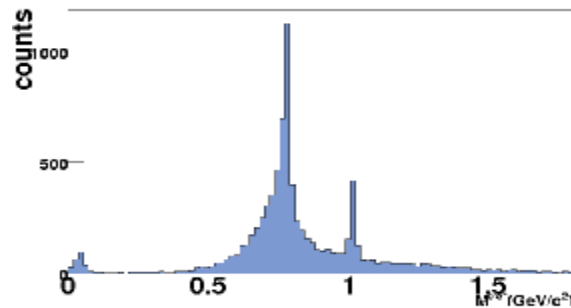


Рис. 4. Распределение инвариантной массы  $e^-e^+$  системы.

**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 ֆոտոդնման դեպքերի ընտրումը էլեկտրադնման փորձի փվյալներից**

Ուսումնասիրվել է  $e^-e^+$  գույզի ֆոտոդնումը  $ep \rightarrow e^-e^+p'X$  ռեակցիայում, որտեղ  $e^-e^+$  կազմավորվում են վիրտուալ ֆոտոնի, կամ վեկտր մեզոնների փրոտումից, 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 սրացված 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://www.jlab.org/~stepanya/seb_man.html),  
[http://clasweb.jlab.org/offline/offline\\_libs.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.