

УДК 539.17

В. БРУКС, А. Л. АКОПЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВАРКА И ФОРМИРОВАНИЯ АДРОНА В ЯДРЕ НА УСТАНОВКЕ CLAS

В статье представлены перспективы исследования на детекторе CLAS физики прохождения кварка в холодной квантово-хромодинамической материи и последующего процесса адронизации. Дано определение понятий «время образования» и «время формирования», а также их трактовка посредством энергетических потерь кварка, приводящих к уширению поперечного импульса образованного адрона и к адронному затуханию в ядерной среде. Для этих измерений на детекторе CLAS была использована нестандартная мишенная система, в которой две мишени были одновременно помещены в пучок, а также методика идентификации π^+ -мезонов, недавно разработанная на данных эксперимента EG2 [1].

1. Прохождение кварка и формирование адрона в ядрах. Современные исследования в физике элементарных частиц пытаются пролить свет на строение вещества посредством поиска и изучения наиболее фундаментальных составных частей материи и их взаимодействий.

Очень малой шкале расстояний соответствует адронное вещество, состоящее из партонов (более конкретно – из кварков и глюонов). Группы кварков и глюонов формируют протоны и нейтроны – составляющие атомных ядер. Каждый протон и нейтрон состоит из трех валентных кварков и большого числа низкоэнергичных кварк–антикварковых пар (так называемых «морских» кварков), которые удерживаются вместе благодаря обмену глюонами между кварками.

При изучении структуры протонов с помощью высокоэнергичных частиц зондируются очень малые масштабы, в которых динамика кварков соответствует динамике почти свободных частиц. Это явление известно под названием асимптотической свободы. Так как взаимодействия сравнительно слабые, квантовая хромодинамика (КХД) может быть рассмотрена в пертурбативной форме. На больших дистанциях взаимодействия становятся значительно сильнее и пертурбативная техника перестает действовать. В этой непертурбативной области КХД появляются корреляции между кварками и глюонами, приводящие к образованию связанных состояний.

Для получения информации о таких партонных корреляциях необходимо выполнить точные эксперименты по высокоэнергичному рассеянию на больших масштабах, которые соответствуют значениям квадрата переданного четырехмерного импульса (Q^2) от малых до промежуточных. Чем больше Q^2 , тем меньше зондируемый масштаб.

Экспериментальным орудием для изучения партонов и их корреляций является глубоко неупругое рассеяние, т.е. процесс зондирования внутренней адронов (в частности протонов и нейтронов) посредством электронов, мюонов и нейтрино.

Цель данной работы – показать возможность наблюдения на детекторе CLAS [1, 2] основных процессов, возникающих при прохождении кварков через ядерную среду. При этом первичными процессами являются энергетические потери посредством глюонной радиации [3], упругое рассеяние внутри нуклона, а также процесс адронизации [4].

Адронизация – это процесс формирования адронов из кварков и глюонов. Она происходит при глубоко неупругом рассеянии лептонов на ядрах или после высокоэнергичных столкновений в коллайдере, в которых кратковременно образуются свободные кварки или глюоны. Из-за цветового конфайнмента они не могут долго оставаться свободными и с помощью разных механизмов образуют монохроматичные системы, например, объединяясь с кварками и антикварками, спонтанно рождаемыми из вакуума, формируют адроны. Детали таких процессов еще хорошо не поняты.

Результаты предварительного анализа, показанные в этой статье, основаны на эксперименте EG2 [1], проведенном на установке CLAS в лаборатории Джефферсона (JNAF). В эксперименте электроны ($5,015 \text{ ГэВ}$) рассеивались на жидкой (дейтериевой) и твердой мишенях, одновременно помещенных в пучок. В течение эксперимента было использовано пять разных твердых мишеней: из алюминия, углерода, железа, олова, свинца. Такой подбор охватил широкий интервал значений атомного номера ядра – от 12 для углерода до 207 для свинца. В данной статье приведены результаты, полученные для углеродной мишени.

Регистрация адронов (в данном случае положительных пионов π^+) в конечном состоянии глубоко неупругого рассеяния (полуинклюзивное глубоко неупругое рассеяние) предоставляет возможность для экспериментального изучения процесса фрагментации. Это, в свою очередь, с помощью измерений затухания адронов (т.е. уменьшения адронной множественности) и уширения поперечного импульса (относительно направления виртуального фотона) на разных мишенях позволяет получить новую информацию о времени формирования адрона и механизмах энергетических потерь партона.

2. Исследование глубоко неупругого рассеяния на дуальной мишени установки CLAS. Эксперимент был проведен на электронном ускорителе CEBAF (JNAF). Исследования электромагнитной структуры мезонов, нуклонов и ядер проводились с помощью высокоэнергичных электронных и фотонных пучков с энергией до 6 ГэВ , импульсным разрешением $<0,01\%$ и 100%-ым рабочим циклом. Электронный пучок ускорителя продольно сжимается в сгустки ($\leq 2 \text{ пс}$), разделяемые интервалами в 2 нс . Ускоритель дает

пучок, достаточный для достижения светимости $2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в зале В, где расположен детектор CLAS.

Детектор CLAS [2] имеет апертуру почти 4π . Мишень расположена внутри детектора на оси пучка. CLAS разбит на шесть одинаковых секторов с шестью сверхпроводящими кольцами тороидального магнита, которые расположены в промежутках между секторами и образуют симметричное тороидальное поле вокруг оси пучка. Это дает возможность измерить импульс заряженной частицы с хорошим разрешением в большом угловом интервале, оставляя неподверженным действию магнитного поля пространство вокруг мишени.

Система регистрации частиц состоит из дрейфовых камер [5] для регистрации траекторий заряженных частиц, газовых черенковских счетчиков [6] для идентификации легких заряженных частиц, времяпролетных счетчиков [7] и электромагнитных калориметров [8] для идентификации ливневых частиц (электронов и фотонов) и нейтронов. Все шесть секторов установки CLAS оборудованы как совершенно независимые магнитные спектрометры с общими мишенями, триггером и системой набора данных.

Мишенная система EG2 [9] состоит из жидкой и твердой мишеней. Сперва пучок проходит через жидкую (дейтериевую) мишень, а затем через твердую. Представленные здесь результаты относятся к углеродной (^{12}C) твердой мишени, которая имеет форму маленького круглого диска с радиусом $0,15 \text{ см}$ и толщиной $0,17 \text{ см}$. Разделительная дистанция между твердой и жидкой мишенями приблизительно 4 см .

Для идентификации положительных пионов, образованных в результате глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах, во-первых, надо было от полного набора данных отделить события глубоко неупругого рассеяния электронов и, во-вторых, среди этих событий идентифицировать π^+ -мезоны. Далее все положительно заряженные треки были разделены на две группы: треки с импульсом, меньшим чем $2,7 \text{ ГэВ}/\text{с}$ (c – скорость света), и треки с большим импульсом. Для треков с меньшей энергией была использована стандартная для CLAS времяпролетная техника идентификации, в то время как для второй группы треков был использован недавно разработанный механизм – техника идентификации π^+ -мезонов черенковским счетчиком.

Времяпролетная система установки CLAS [7] охватывает полярный угол от 8° до 142° и всю активную часть азимутального угла (360°). Сцинтилляторы расположены радиально относительно внешней трекинговой системы и черенковских счетчиков, прямо перед калориметрами. Каждый сектор времяпролетной системы состоит из 57 сцинтилляторов (Bicron BC-408), уложенных перпендикулярно к направлению пучка. Каждый сцинтиллятор покрывает приблизительно $1,5^\circ$ угла рассеяния. Первые 23 и последние 4 счетчика имеют ширину 15 см , остальные – 22 см . Подбор ширины соответствует оптимальному соотношению между временным разрешением и гранулированием, достаточным для триггера. Толщина сцинтилляторов ($5,08 \text{ см}$) одинакова по всей длине и подобрана так, чтобы обеспечить достаточно большой сигнал при прохождении частиц с минимальной ионизацией. Длина сцинтилляторов варьирует от 32 до 450 см . На каждом конце всех время-

пролетных счетчиков установлен ФЭУ. Последние 18 счетчиков в каждом секторе, охватывающие большие углы, спарены в 9 логических счетчиков, подсоединенных к отдельным время-цифровым (ТДС) или амплитудно-цифровым (АДС) преобразователям, так что в каждом секторе имеется 48 логических счетчиков. Временное разрешение отдельного счетчика варьирует от 130 *нс* для передних счетчиков до 300 *нс* для счетчиков, охватывающих углы больше 90° [1]. Эти временные параметры позволяют надежно отделять пионы от каонов с импульсами до 2 ГэВ/с и пионы от протонов с импульсами 2,5 ГэВ/с.

Установка CLAS оборудована пороговыми черенковскими счетчиками, установленными в передней части каждого сектора и охватывающими полярный угол до 45°. Детектор заполнен газом C₁F₁₀, который был выбран из-за его большого коэффициента преломления ($n=1,00153$) и хорошей светопроводимости. Это обеспечивает высокий выход фотонов и порог на импульс пионов $p_{\pi}=2,7$ ГэВ/с. Эффективность черенковских счетчиков, определенная из измеренного фотоэлектронного выхода, больше 98% в фидуциальной области детектирования [1].

Структура мишеней была подобрана с целью уменьшения воздействия на экспериментальный акцептанс и качество данных. Тем не менее, возможность некоторого воздействия была неизбежна, поэтому была произведена детальная симуляция мишенной системы в GSIM (пакет GEANT для детектора CLAS [10]). В качестве генератора событий был использован пакет PYTHIA [11], модифицированный и параметризованный для энергий, необходимых для установки CLAS.

3. Уширение поперечного импульса и наблюдение за поглощением положительных пионов. Согласно [12], весь процесс адронизации может быть разбит на два характерных периода: время образования и время формирования. Время образования – это интервал, в течение которого кварк «высвобождается» из какого-либо адрона и таким образом приобретает свойства распространяющегося кварка. В конце этого периода развивается бесцветное преадронное состояние, что указывает на начало периода формирования адрона. Время формирования – это время, требуемое для формирования цветового поля адрона. В принципе, время образования не должно зависеть от того, какой адрон образуется в конечном состоянии, в то время как для времени формирования такая зависимость возможна.

Экспериментально наблюдаемой величиной для оценки времени образования является уширение поперечного импульса адрона, которое непосредственно связано с энергетическими потерями кварка в среде. Уширение поперечного импульса – это эффект среды, приводящий к отклонению распространяющегося кварка от первоначального направления. В частности, согласно ряду расчетов в пертурбативной КХД энергетических потерь кварка как в холодной, так и в горячей ядерной материи [3], зависимость обусловленного средой уширения поперечного импульса от энергетических потерь кварка есть

$$\frac{dE}{dx} = \frac{3}{4} \alpha_s \Delta p_T^2. \quad (1)$$

В случае экспериментальных измерений уширение поперечного импульса определяется по формуле

$$\Delta p_T^2 = \langle p_T^2(A) \rangle - \langle p_T^2(^2\text{H}) \rangle, \quad (2)$$

где $\langle p_T^2(A) \rangle$ и $\langle p_T^2(^2\text{H}) \rangle$ – средние значения квадрата поперечного импульса адрона в направлении виртуального фотона в глубоко неупругом рассеянии соответственно для тяжелых и легких ядер (в данной статье даны предварительные результаты для ядер углерода и дейтерия). На рис. 1 можно видеть распределения $p_T^2(A)$ и $p_T^2(^2\text{H})$ в отдельном кинематическом интервале

$$1 < Q^2 < 2, \quad 2 < \nu < 3, \quad (3)$$

$$0,5 < z_{\pi^+} < 0,6,$$

где Q^2 ($\text{ГэВ}^2/c^2$) и ν (ГэВ) – четырехмерный импульс и энергия в глубоко не-

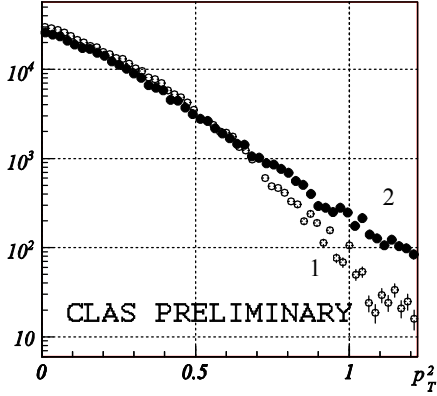


Рис. 1. Логарифмическое распределение p_T^2 для положительных пионов, зарегистрированных при дейтериевой (1) и углеродной (2) мишенях.

упругом рассеянии соответственно, а z_{π^+} – доля энергии, несомая соударяемым кварком ($z_{\pi^+} = E_{\pi^+} / \nu$). Ошибки на рисунке демонстрируют только статистическую неопределенность, систематические ошибки не показаны. Ясно видно, что среднее значение $\langle p_T^2 \rangle$ для углеродного распределения больше, чем для дейтериевого, что приводит к уширению поперечного импульса. Простые расчеты показывают, что $\Delta p_T^2 = 0,0151 \text{ ГэВ}^2/c^2$ со статистической ошибкой, равной $\pm 0,0018 \text{ ГэВ}^2/c^2$. В настоящее время это наиболее точные

измерения в мире данной величины.

Для исследования времени формирования основной экспериментально измеряемой величиной является отношение адронных множественностей, которое пропорционально адронному поглощению в среде:

$$R_M^h(z, Q^2, \nu) = \frac{N_h^A(z, Q^2, \nu)}{N_e^A(Q^2, \nu)} \bigg/ \frac{N_h^D(z, Q^2, \nu)}{N_e^D(Q^2, \nu)}. \quad (4)$$

Здесь $N_h^A(z, Q^2, \nu)$ ($N_h^D(z, Q^2, \nu)$) – число полуинклюзивных адронов типа h (π^+ -мезонов) и $N_e^A(Q^2, \nu)$ ($N_e^D(Q^2, \nu)$) – число инклюзивных глубоко неупругих рассеяний электронов, индексы А и D указывают соответственно на углеродные (в нашем случае) и дейтериевые ядерные мишени.

Данные для R_M^h только слабо зависят от p_T^2 и ϕ (азимутальный угол адрона относительно направления виртуального фотона).

На рис. 2 показана зависимость отношения адронной множественности

для положительного пиона от z в кинематическом интервале (3), где ясно

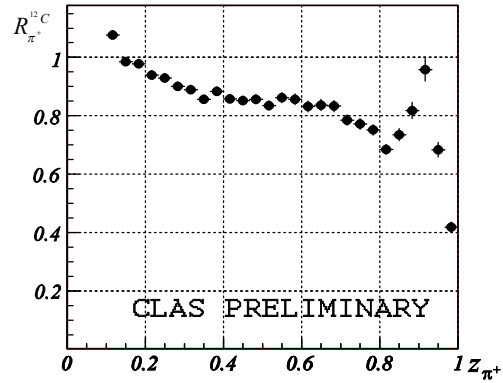


Рис. 2. Зависимость отношения адронной множественности для положительного пиона от z_{π^+} .

заметно адронное поглощение в ядерной среде, поскольку $R_{\pi^+}^{12C} < 1$.

Раньше эксперименты по полуинклюзивному лептонообразованию были проведены в HERMES (DESY), где было измерено отношение адронной множественности. Сравнение результатов для углерода, полученных на установке CLAS, с результатами для азота [13], который имеет близкий к углероду атомный номер ($A=14$), дает хорошее согласие.

Выводы. Исходя из результатов, представленных выше, мы можем заключить, что эти измерения дают возможность получить совершенно новую информацию по КХД-конфайнменту в формируемых системах. Измерение уширения поперечного импульса адрона впервые дает экспериментальный обзор характеристик «освобожденного» кварка, до того как он будет заточен в моноцветный адрон. Измерение отношения адронных множественностей для широкого разнообразия адронов впервые позволяет понять фундаментальные принципы, управляющие формированием адронов. Эти вопросы имеют большой научный интерес, а также большое значение для других областей ядерной физики и физики частиц. Предусмотрена обширная программа исследований подобного рода на спектрометре CLAS12 с электронным пучком 11 ГэВ [14].

Ереванский государственный университет,
Национальная лаборатория им. Джефферсона (США)

Поступила 18.09.2007

ЛИТЕРАТУРА

1. **Brooks W.** – Jefferson Lab. Experiment, E-02-104, 2003.
2. CLAS Collaboration. The CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS). NIM., 2003, A503, p. 513–553.
3. **Baier R., Schiff D. and Zakharov B.F.** – Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 2000, v. 50, p. 37.
4. **Del Duca V., Brodsky S.J. and Hoyer P.** – Phys. Rev., 1992, D46, p. 931–943.
5. **Mestayer M.D.** et al. – Nucl. Instr. and Meth., 2000, A449, p. 81–111.
6. **Adams G., Burket V.** et al. – Nucl. Instr. and Meth., 2001, A465, p. 414–427.
7. **Smith E.S.** et al. – Nucl. Instr. and Meth., 1999, A443, p. 265–298.
8. **Amarian M.** et al. – Nucl. Instr. and Meth., 2001, A460, p. 239–265.
9. **Hakobyan H.** EG2 target CLAS-NOTE. 2008-0,02.
10. **Wolin E.** GSIM User's Guide. Version 1.0. (CLAS-NOTE) USA, 1995.
11. **Sjostrand T.** et al. – Pythia 6.3. Physics and Manual. hep-ph/0308153 LU TP 03-38, 2003.
12. **Kopeliovich B.Z., Nemchik J., Predazzi E. and Hayashigaki** – Nucl. Phys., 2004, A740, p. 211.
13. **Airapetian A.** et al. – Eur. Phys. J., (HERMES Coll.), 2001, C20, p. 479.
14. **Brooks W.** et al. – Jefferson Lab. Experiment, E-12-06-117, 2007.

Վ. ԲՐՈՒԿՍ, Հ. Լ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

ՔՎԱՐԿԻ ՏԱՐԱԾՍԱՆ ԵՎ ՀԱԴՐՈՆԻ ՉԵՎԱՎՈՐՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ CLAS ՍԱՐՔԻ ՄԻՋՈՅՈՎ

Ամփոփում

Հոդվածում ներկայացված են Ջեֆերսոնի լաբորատորիայում (Վիրջինիա, ԱՄՆ) սառը քվանտային քրոմո-դինամիկ միջավայրում քվարկի տարածման և որպես արդյունք՝ հադրոնի ձևավորման մեխանիզմի դիտման և հետազոտման հեռանկարները: Տրված են «ծնման ժամանակ» և «ձևավորման ժամանակ» սկզբունքների սահմանումները, ինչպես նաև նրանց ֆիզիկական մեկնաբանումը քվարկի էներգետիկ կորուստների հետևանքով առաջացած իմպուլսի լայնական բաղադրիչի և միջուկային հադրոնային մարման միջոցով: Բացի այդ, ներկայացված են CLAS-ի չափումներում մինչ այդ չփորձարկված երկֆիրախային համակարգը և EG2 գիտափորձի տվյալների հիման վրա մշակված π^+ -մեզոնների առանձնացման նոր մեթոդիկան:

W. BROOKS, H. L. HAKOBYAN

QUARK PROPAGATION AND HADRON FORMATION OBSERVATION
AT CLAS

Summary

In this paper are presented the perspectives of investigation in CLAS detector at Jefferson Lab (TJNAF) of the physics of the quark propagation in cold QCD matter and the resulting hadronization process. The determination of the “production time” and “formation time” are given as well as their interpretation as quark energy loss resulting in transverse momentum broadening of the produced hadron and hadronic attenuation in the nuclear medium. A novel target setup was used for these measurements in CLAS where two targets were placed in the beam simultaneously and a newly developed π^+ identification technique is presented from the EG2 experiment [1].