УДК 539.17

МЕТОД ОЦЕНКИ АДРОННОГО ЗАТУХАНИЯ В ПРОЦЕССЕ ЛЕПТОРОЖДЕНИЯ НА ЯДРАХ

А.Л. АКОПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 ноября 2007 г.)

Представлены результаты оценки адронного затухания в процессе лепторождения на ядрах, полученные на основе усовершенствования численного метода, предложенного в [1], с учетом предсказаний струнной модели. Дано определение понятий времени рождения и времени формирования. Описана разработанная методология расчетов. Представлены полученные на основе новой методики графические зависимости адронных затуханий от энергии виртуального фотона и доли энергии, переданной конечному адрону.

1. Введение

Конфайнмент кварков внутри адрона – возможно, самое характерное свойство КХД (квантовая хромодинамика). Понимание конфайнмента (количественно и качественно) - одна из основных целей современной ядерной физики. Экспериментальное изучение конфайнмента проводится, в основном, с помощью адронной спектроскопии. С другой стороны, рассматриваемый процесс часто представляется посредством разделения струн в процессе адронизации, что согласуется с расчетами решеток со статическими кварками, подтвердившими сконцентрированность глюонного поля в потоковых трубках (или струнах). Численные расчеты, позволяющие представить качественную картину процесса, имеют большое значение, так как представление, использующее в полной мере КХД, намного сложнее, расчеты на решетках с динамическими кварками пока еще невозможны, а существующие модели очень плохо согласуются с экспериментальными данными.

В настоящей статье представлены оценки отношения адронных множественностей, основанные на методе, предложенном в [1], а также на принципах струнной модели.

2. Время рождения и время формирования

Элементарное представление о механизме конфайнмента в процессе глубоконеупругого рассеяния (см. рис.1) предлагает струнная модель (или модель потока цветовых трубок) [2,3]. Это одна из фундаментальных основ, на базе которых построена модель адронизации Лунда. Согласно этому представлению, кварк, удаляясь из адрона, образует струну, или "хромо-потоковую трубку", которая распространяется в пространственно-временной области. У струны есть "напряжение" k, со значением примерно 1 ГэВ/фм в свободном пространстве. Получив соответственное количество энергии, $q\bar{q}$ пары могут туннелировать из вакуума и "разбить" струну на две. Вероятность образования кварковых пар в единицу времени и на единицу расстояния дается формулой Швингера [3]

$$W = \frac{\kappa}{2\pi^3} \exp\left(-\frac{\pi m_q^2}{2\kappa}\right),\tag{1}$$

(или его современным представлением, в котором $m_q^2 \rightarrow m_q^2 + p_T^2$). Уравнение (1) показывает, что вероятность образования кварковой пары зависит от отношения квадрата массы кварка к напряжению струны. Так как масса легких кварков значительно меньше, чем 1 ГэВ, то в этом представлении длина струны меньше, чем 1 фм.



Рис.1. Диаграмма Фейнмана для процесса глубоконеупругого рассеяния на ядре *А* в первом приближении. *рт* – импульс адрона, перпендикулярный направлению импульса виртуального фотона у*.

Несмотря на то, что струнная модель является полезной основой для deноменологического анализа процесса адронизации, она не применима при микроскопическом описании конфайнмента кварков образующих В системах. Фундаментальные степени свободы в КХД – глюоны и токовые кварки, должны присутствовать при любом детальном описании.

Среди переменых, описывающих конфайнмент, можно выделить характерные времена для определенных стадий в процессе формирования адрона. На начальной стадии происходит абсорбция виртуального фотона кварком. Это происходит, предположительно, за очень короткий период времени (<<1 фм/с), регулируемый длиной волны виртуального фотона. Затем, в большинстве случаев, следует стадия, в которой цветной кварк по существу распространяется как квазисвободная частица и излучает глюоны с дифференциальным спектром, задаваемым в пКХД (пертурбативной КХД) формулой

$$d\omega^{q \to qg} = \frac{\alpha_s(k_{\perp}^2)}{4\pi} 2\frac{4}{3} \left[1 + \left(1 - \frac{k}{E}\right)^2 \right] \frac{dk}{k} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2},$$
 (2)

где E - энергия кварка, k_{μ} - 4-импульс глюона и k_{\perp} - поперечный импульс глюона. Иногда в статьях характерное время, соответствующее данной стадии, называется "временем рождения" (production time) [3].

Надо установить четкое различие между формированием конечного адрона и образованием бесцветного состояния, которое пока еще не является собственным состоянием

матрицы массы и может быть спроектировано на разные адронные волновые функции [4]. Такие состояния называются пре-адронами, а связанное с ними время – временем рождения, t_P [4]. Свойства таких пре-адронных состояний и их поглощение в нуклонах интенсивно изучались (как теоретически, так и экспериментально) на протяжении последних двадцати лет [5]. Было доказано, что такие пре-адроны действительно образуются и что ядра более прозрачны для таких состояний. Указание на цветовую прозрачность в процессе дифрактивного глубоконеупругого рассеяния наблюдалось в экспериментах на HERMES [6,7].

Для того, чтобы образовать адронную волновую функцию, составляющие волновой функции пре-адрона должны по крайней мере один раз повернуться вокруг своих орбит. Этот временной масштаб, расширенный благодаря преобразованиям Лоренца, называется временем формирования, *ts*, и пропорционален *zb*, где $z_h = E_h / v_h$ – доля начальной энергии кварка, переданной адрону.

3. Методология расчетов

Рассмотрим глубоконеупругое рассеяние лептона на ядре с атомным весом A в точке (b,z), где координата z находится на оси, совпадающей с направлением импульса виртуального фотона. Благодаря этому взаимодействию образуется кварк с энергией $E_q = v$, где v - энергия виртуального фотона. Кварк, распространяясь в ядре, с определенной вероятностью может фрагментировать в лидирующий адрон с энергией E_h . Если характерное время процесса обозначить через τ , то вероятность того, что промежуточное состояние в точке (b,z'), где $z' \ge z$, является кварком, равно

$$P_q(z' - z) = \exp[(z - z') / \tau], \qquad (3)$$

а вероятность того, что мы имеем фрагмент адрона,

$$P_{h}(z'-z) = 1 - P_{q}(z'-z) .$$
(4)

Следовательно, вероятность того, что кварк или его лидируюший фрагмент не абсорбированы одиночным нуклоном в ядре, есть

$$S_{A}(b,z) = 1 - \tau_{q} \int_{z}^{\infty} dz' \rho_{A}(b,z') P_{q}(z'-z) - \sigma_{h} \int_{z}^{\infty} dz' \rho_{A}(b,z') P_{h}(z'-z), \qquad (5)$$

где σ_q и σ_h являются сечениями абсорбции кварка и адрона *h*, соответственно. Следуя примеру [8], для нормированной на единицу ядерной плотности $\rho_A(b,z)$ используется формула Саксона–Вудса

$$p_A(r) = p_0 / \{1 + \exp[(r - r_A) / a]\},$$
(6)

где *г*_{*A*} = (0.978 + 0.0206 *А*^{1/3}) *А*^{1/3} и *a* = 0.54.

Отношение ядерного затухания R_4 , определенное как отношение числа адронов, образовавшихся на ядре A и, соответственно, на элементарной мишени (при равном числе лептонных событий), основано на идее, что в ядре не происходит абсорбции на остальных (A-1) нуклонах. Если не учитывать корреляции между нуклонами в мишени, то формула для R_4 выглядит следующим образом:

$$R_{A} = \frac{dn_{A}}{dn_{1}} = \int db^{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_{A}(b, z) [S_{A}(b, z)]^{A-1}.$$
 (7)

4. Результаты расчетов

Так как $z_h = E_h / v$ является долей начальной энергии кварка, переданной адрону, то энергия, потерянная вследствие излучения глюонов кварком, будет равна $E_h = (1 - z_h)$. Таким образом, согласно струнной модели, оценка дистанции, вдоль которой излучаются глюоны, будет

$$l_p = \frac{E_h(1 - z_h)}{\kappa},\tag{8}$$

что, собственно, является также временем рождения. К примеру, для пиона с энергией 5 ГэВ и $z_h = 0.6 l_p = 2 \text{ фм}$. Надо отметить, что это существенно размерный анализ.

Учитывая вышесказанное, в качестве характерного времени процесса в формуле (3) примем

$$\tau = b(1 - z_h) \vee z_h, \tag{9}$$

где *b* - константа.

Выполняя процедуру, описанную в третьем пункте, можно получить зависимость ядерного затухания R_4 от энергии виртуального фотона v и доли энергии кварка, переданной конечному адрону, z_h . Из формул (5) и (7) видно, что ядерное затухание R_4 , кроме параметра τ , зависит также от параметра σ_q . Зависимость от других парамеров, таких, как v, Q, z_h , может происходить только за счет τ и σ_q . В расчетах предполагается, что $\sigma_q = 0$, так как ядро "прозрачно" для рассеянного кварка [4]. Кроме того, $\sigma_h = 20$ мб и b = 1.4 (значения взяты из [1]). На рис.2,3,4 представлены зависимости ядерного затухания R_4 от v и z_h (рисунки с индексами а), а также отдельно от ((при $z_h = 0.5$) (рисунки с индексами б) и от z_h (при v = 3) (рисунки с индексами в), соответственно для углерода (A = 12), железа (A = 56), свинца (A = 207). Ясно видно, что динамика и поведение кривых совпадают с результатами, полученными в эксперименте на НЕRMES [9]. Видно, что чем тяжелее ядро, тем сильнее действие ядерного затухания, а при увеличении v и z_h , соответственно, ослабляется и усиливает ся действие ядерного затухания. В зависимости ядерного затухания R_4 от v заметно увеличение выпуклости кривой при увеличении атомного номера A ядра, что также подтверждается в эксперименте на HERMES [9].



Рис.2. а) Трехмерная зависимость адронного затухания от энергии виртуального фотона v и доли энергии, переданной конечному адрону *zh*, для ядра углерода; б) зависимость адронного затухания от энергии виртуального фотона v для ядра углерода, в) зависимость адронного затухания от доли энергии, переданной конечному адрону *zh*, для ядра углерода.



Рис.3. а) Трехмерная зависимость адронного затухания от энергии виртуального фотона v и доли энергии, переданной конечному адрону z_h , для ядра железа, б) зависимость адронного затухания от энергии виртуального фотона v для ядра железа; в) зависимость адронного затухания от доли энергии, переданной конечному адрону z_h , для ядра железа.



Рис.4. а) Трехмерная зависимость адронного затухания от энергии виртуального фотона v и доли энергии, переданной конечному адрону *z*_b, для ядра свинца; б) зависимость адронного затухания от энергии виртуального фотона v для ядра свинца; в) зависимость адронного затухания от доли энергии, переданной конечному адрону *z*_b, для ядра свинца.

5. Заключение

В работе представлен расчет ядерного затухания адрона в глубоконеупругом рассеянии на ядрах с учетом излучения глюонов рассеянным кварком. Полученные результаты качественно хорошо согласуются с результатами, полученными в эксперименте на HERMES [9]. Представленная модель будет применена при анализе результатов эксперимента EG2, проводимого в TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility, USA). Модель может быть усовершенствована с учетом новых теоретических идей, добавлением новых параметров в характерное время процесса т.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Bialas, T.Chmaj. Phys. Lett., B133, 241 (1983).

- 2. X.Artru, G.Mennessier. Nucl. Phys., B70, 93 (1974).
- 3. E.V.Shuryak et al. Phys. Lett., B78, 150 (1978).
- 4. B.Z.Kopeliovich et al. Nucl. Phys., A740, 211 (2004).

5. P.Jain, B.Pire, J.P.Ralston. Phys. Rep., 271, 67 (1996).

- 6. HERMES Collaboration, A.Airapetian et al. Phys. Rev. Lett., 90, 052501 (2003).
- 7. B.Z.Kopeliovich et al. Phys. Rev., C65, 035201 (2002).
- 8. W.Busza. Acta Phys. Pol., B8, 333 (1977).

9. HERMES Collaboration, A.Airapetian et al. Eur. Phys. J., C20, 479 (2001).

ՀԱԴՐՈՆԱՅԻՆ ՄԱՐՄԱՆ ԳՆԱՀԱՏՄԱՆ ՄԵԹՈԴ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ ԼԵՊՏՈԾՆՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐՈՒՄ

Հ.Լ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Ներկայացված է միջուկների վրա լեպտոծնման պրոցեսներում հադրոնային մարման մասին քանակական պատկերացում ստանալու համար կատարելագործված հաշվարկների մեթոդիկա, որում որպես հիմք ընդունված են թվային մեթոդը և լարերի մոդելի կանխատեսությունները։ Տրված են «ծնման ժամանակ» և «ձևավորման ժամանակ» հասկացությունների սահմանումները։ Ներկայացված է նոր մեթոդիկայի հիմքի վրա ստացված հադրոնային մարման գրաֆիկական կախվածությունը վիրտուալ ֆոտոնի էներգիայից և ձևավորված հադրոնին փոխանցված էներգիայի չափաբաժնից։

METHOD OF ESTIMATION OF THE HADRON ATTENUATION IN LEPTOPRODUCTION FROM NUCLEI

H.L. HAKOBYAN

The improved model of estimation of hadron attenuation in leptoproduction of hadrons from nuclear targets based on calculations in [1] and basic ideas of the string model is presented. The definitions of concepts of "production time" and "formation time" are given. The methodology of calculations is described. The dependences of hadron attenuations on the energy of a virtual photon and the fraction of the initial energy retained by the hadron are presented.