

## КХД И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА

*М.И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт*

Указаны и вычислены диаграммы КХД, дающие параметрически бóльший вклад в высокоимпульсную компоненту волновой функции дейтрона ядра, чем диаграммы кваркового счета. Результаты расчета находятся в разумном согласии с зависимостью выходов кумулятивных частиц от их импульса.

В этой работе указаны и вычислены существенные диаграммы КХД, которые определяют волновую функцию  $NN$ -системы в области импульсов нуклонов  $1 \text{ ГэВ}/c > k > 0,5 \text{ ГэВ}/c$ . Вклад этих диаграмм в указанной области параметрически больше, чем вклад от шестикварковой конфигурации в дейтроне, описываемой кварковым счетом [1, 2] так называемыми диаграммами демократической цепочки (ДЦ) [1]. В результате устраняется видимое противоречие КХД с данными по глубоко неупругому рассеянию, где на опыте  $F_{2D}(x) \sim (2-x)^7$  при  $1 < x < 1,5$  [3] вместо  $(2-x)^{10}$  ожидаемого в ДЦ [4] и данными по фрагментации

дейтрона в протон [5]:  $xd^3\sigma/dxd^2p_{\perp} \Big|_{p_{\perp}=0} \sim (2-x)^3$  вместо  $(2-x)^6$  в ДЦ [6]<sup>1)</sup>.

Для того, чтобы вычислить волновую функцию дейтрона в области импульсов  $k > 0,5$  ГэВ/с на языке КХД, необходимо найти процесс, который является жестким при конечных  $\alpha$  и который одновременно может быть описан в терминах волновой функции дейтрона как системы двух нуклонов ( $\alpha/2$  — доля импульса дейтрона, уносимая нуклоном в системе, где дейтрон быстрый).

Таким процессом является реакция типа:  $e + D \rightarrow e' + p + x$  при фиксированном Бьеркеновском  $x = -q^2/2m_N q_0$  и  $\alpha \rightarrow 2-x$  в области средних  $x \sim 0,2 + 0,3$  ( $\alpha = 2-x$  является краем фазового объема для этой реакции). При последующем рассмотрении мы примем, что нуклон с большим  $\alpha$  формируется до взаимодействия  $\gamma^*$  с  $D$  (эта гипотеза обычно используется при анализе предконфайнментного состояния в КХД). В этом случае из-за ограниченности фазового объема доминирует рассеяние на дейтронной конфигурации с конечным числом партонов —  $6q$  конфигурации.

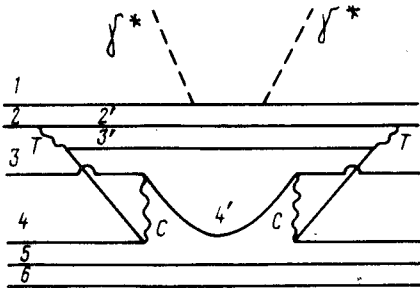


Рис.1.

В рамках этих предположений пространственно-временное развитие процесса описывается диаграммами старой теории возмущений в системе бесконечного импульса (рис. 1). В начальном состоянии кварки (1, 2, 3) и (4, 5, 6) образуют два нуклона в средней конфигурации ( $x_i \sim 0,2 + 0,3$ ). На диаграмме 1 обозначены только жесткие глюонные обмены. Индексы C, T отвечают обмену кулоновскими и поперечными глюонами. Эти обмены должны чередоваться, что обусловлено правилами отбора в КХД [4]. Вычисление диаграммы 1 в пределе  $\alpha \rightarrow 2-x$ ,  $k_{\perp} = 0$  приводит к

$$F_2^{D/N}(x; \alpha) \sim (2-x-\alpha)^3 = \left(1 - \frac{x}{2-\alpha}\right)^3 (2-\alpha)^3. \quad (1)$$

Здесь  $F_2^{D/N}(x, \alpha)$  описывает распределение по  $\alpha$  при фиксированном  $x$  системы кварков (4', 5, 6). Фактор  $(2-x-\alpha)^6$  возник от шести энергетических знаменателей, фактор  $(2-x-\alpha)^{-2}$  от четырех вершин для взаимодействия поперечного глюона, а фактор  $(2-x-\alpha)^{-1}$  от фазового объема. Приведенное вычисление  $F_2^{D/N}(x, \alpha)$  разумно в интервале  $1,5 < \alpha < 1,7 + 1,8$ . Неравенство  $\alpha < 1,7 + 1,8$  следует из требования, чтобы кварк 1 находился в средней конфигурации — иначе необходимо

<sup>1)</sup> Мы приводим здесь предсказания кваркового счета с учетом правил отбора КХД, обусловленных векторной связью глюонов с кварками [4].

учитывать дополнительный фактор подавления. При  $\alpha < 1,5$  глюонные обмены не являются жесткими.

Чтобы оценить выход протонов с большим  $\alpha$ , необходимо оценить теперь интеграл перекрытия доминирующей кварковой конфигурации с адронным состоянием. Верхние три кварка  $1', 2', 3'$  находятся практически в той же конфигурации как в нуклоне, в котором один кварк несет  $\tilde{x} = x/(2 - \alpha)$ . Вероятность этой конфигурации пропорциональна  $F_{2N}(x/(2 - \alpha))$ . (Отметим, что для барионного резонанса типа  $N^*(1400)$  эта вероятность того же порядка. Поэтому, чтобы получить однозначную интерпретацию адронного состояния, надо вычислить интеграл перекрытия с барионными резонансами. Эта задача выходит за рамки этой статьи). Аналогично интеграл перекрытия для кварков  $(4', 5, 6)$  и барионных резонансов пропорционален  $\alpha F_{2N}\left(\frac{\alpha - 2/3}{\alpha}\right)$ . Он слабо зависит от  $\alpha$  при  $1,5 < \alpha <$

$< 1,8$  и мы пренебрегаем этой зависимостью от  $\alpha$ . (Отметим, что эта оценка несколько завышает зависимость интеграла перекрытия от  $\alpha$ , так как в  $F_{2N}$  дают вклад более сложные конфигурации, чем  $3q$ , вклад которых быстрее убывает с  $x$ ).

Разлагая  $6q$  конфигурацию по промежуточным адронным состояниям и, принимая, в соответствии с малой величиной неупругостей в  $S$ -,  $D$ -фазах, что доминирует двухнуклонное промежуточное состояние, можно оценить зависимость от  $\alpha$   $\rho_D^N(\alpha)$ -матрицы плотности распределения нуклонов в дейтроне. В двухнуклонном приближении: [7]

$$F_2^{D/N}(x, \alpha) = F_{2N}\left(\frac{x}{2 - \alpha}\right) \rho_D^N(\alpha, k_{\perp} = 0). \quad (2)$$

Сравнение уравнений (1), (2) дает

$$\rho_D^N(\alpha, 0) \sim (2 - \alpha)^3 \text{ при } 1,5 \leq \alpha \leq 1,7 + 1,8. \quad (3)$$

Эту оценку полезно сравнить с ожиданиями, основанными на размерностном счете  $-(2 - \alpha)^6$  [4, 6] (учет интеграла перекрытия приводит к дополнительному падению этого вклада с  $\alpha$ ), который также подавлен по сравнению с обсуждаемым вкладом на фактор  $\alpha_s^2$ .

Вычисление структурной функции  $F_{2D}(x)$  с помощью уравнения (3) для  $\rho_D^N$  ведет к  $F_{2D}(x) \sim (2 - x)^7$  при  $1 < x < 1,5$ , что разумно согласуется с опытом [3].

Используя уравнение (3), можно также оценить сечение рождения нуклонов назад в  $pD$ -рассеянии

$$\alpha \frac{d\sigma(p + D \rightarrow p + X)}{dad^2p_{\perp}} \Big|_{p_{\perp} = 0} \sim \rho(\alpha, 0) \sim (2 - \alpha)^3 \text{ при } 1,5 < \alpha < 1,8. \quad (4)$$

Экспериментально [5] в этой области сечение ведет себя как  $(2 - \alpha)^{3 \pm 0,2}$  (см. рис. 2).

Как было показано в [8], использование реалистических волновых функций  $D$ -типа волновой функции Хамада — Джонстона позволяет описать реакцию  $p + D \rightarrow p + X$  до  $\alpha \sim 1,7$ . Таким образом режим (3) мягко сшивается со стандартными волновыми функциями дейтрона в широкой области импульсов  $0,5 < k < 0,8$  ГэВ/с.

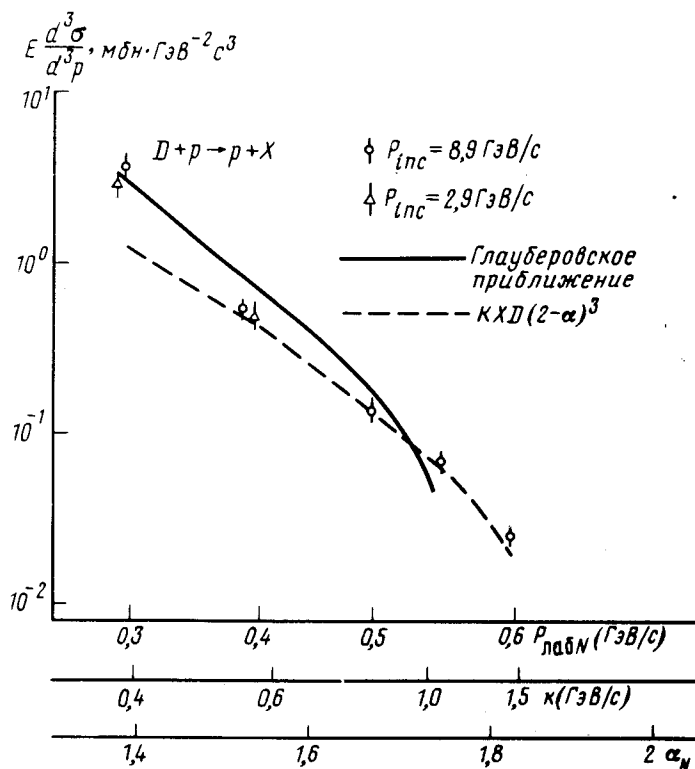


Рис.2.

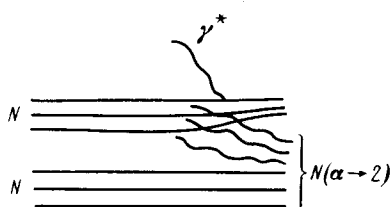


Рис.3.

Как было показано в [9] выход кумулятивных нуклонов, пионов, дейтронов из тяжелых ядер определяется выбиванием нуклонов из короткодействующих малонуклонных корреляций и что зависимость волновых функций этих корреляций от  $\alpha$  может быть оценена в согласии с опытом через поведение  $\rho_D^N(\alpha)$  в области  $1,5 < \alpha < 1,8$ . Таким образом вышеприведенный анализ означает, что рождение кумулятивных нуклонов из ядер по сути дела является КХД эффектом.

Для редких компонент типа примеси  $\bar{q}$  предсказания двухнуклонного приближения с  $\rho_D^N$  из (3) и теории возмущений по КХД приводят к

разным результатам:

$$\frac{F^{D/N}}{\bar{q}} \sim (2 - a - x)^7 \quad \text{в КХД}$$

$$\frac{F^{D/N}}{\bar{q}} \sim \left(1 - \frac{x}{2 - a}\right)^7 (2 - a)^3 \quad \text{в двухнуклонном приближении,}$$

т. е. согласно КХД при сближении нуклонов число антикварков оказывается меньше чем в двух свободных нуклонах. В то же время  $F \frac{D}{\bar{q}}(x)$  согласуется с двухнуклонным приближением. Таким образом мягкий переход между двухнуклонным приближением и кварковым подходом может иметь место только для главных кварковых конфигураций в дейтроне.

Отметим, что расчет диаграммы 1 показывает, что кумулятивный нуклон формируется в специальной, сжатой конфигурации — практически без глюонного поля. В результате взаимодействие такого нуклона с ядром подавлено пока не нарастет глюонное поле. Таким образом для кумулятивных частиц ядро является более прозрачным чем для свободных адронов.

При  $a \gtrsim 1,8$  и  $x/(2 - a)$  фиксированном, вклад диаграмм типа рис. 1 с учетом жесткого обмена между кварками 5, 6 приводит к параметрически малому вкладу  $F_2^{D/N}(x, a) \sim (2 - x - a)^6 a_s^{10}$ , т. е.  $\rho_D^N(a, 0) \sim (2 - a)^6$ . Поскольку  $a \rightarrow 2$  отвечает  $x \rightarrow 0$ , то в процессе формирования лидирующих частиц в этом пределе становятся существенными большие продольные расстояния. Примером может служить образование нуклонов за счет диаграмм типа рис. 3, где система из быстрых  $3q + 3g$  превращается в нуклон за счет взаимодействия после удара  $\gamma^*$ . Тогда

$$F_2^{D/N}(x, a) \sim (2 - a - x)^2 \quad (4)$$

т. е. для адронной реакции

$$a \frac{d\sigma(p + D \rightarrow p + X)}{dad^2k_{\perp}} (2 - a)^2. \quad (5)$$

Качественное отличие уравнения (5) от ожиданий кваркового счета (ДЦ) связано с тем, что вклад больших продольных расстояний не содержит малости связанной с наличием медленных партонов. Режим уравнения (5) мягко сшивается с трехрежеонным пределом при  $a \rightarrow 2$ , который ожидается при достаточно высокой энергии

$$a \frac{d\sigma}{dad^2k_{\perp}} \sim (2 - a)^{1 - 2a_N(\bullet)} \approx (2 - a)^{1,8}. \quad (6)$$

Мы благодарны В.Н.Грибову за плодотворные обсуждения.

## Литература

- [1] S.Brodsky, G.Farrar. *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 1153, 1973.
  - [2] V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkelidze. *Nuovo Cim. Lett.*, **7**, 719, 1973.
  - [3] W.P.Schütz et al. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 259, 1977.
  - [4] G.R.Farrar, D.R.Jackson. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1416, 1975; A.I.Vains-  
tain, V.I.Zakarov. Preprint ИТЕР, **21**, 1977; С.Г.Григорян, С.Б.Еса-  
бегян, Н.Л.Тер-Исаакян. *ЯФ*, **27**, 1312, 1978.
  - [5] А.М.Балдин и др. ОИЯИ-Р1-11168, 1977.
  - [6] I.Schmidt, R.Blankenbeckler. *Phys. Rev. D*, **15**, 3321, 1977.
  - [7] М.И. Стрикман, Л.Л.Франкфурт. *ЯФ*, **25**, 1177, 1977.
  - [8] L.L.Frankfurt, M.I.Strikman. *Phys. Lett.*, **83B**, 407, 1979.
  - [9] М. И.Стрикман, Л.Л.Франкфурт. Письма в ЖЭТФ, **30**, 373, 1979.
-