

КВАРК-ПАРТОННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ЯДРАХ И ЭФФЕКТ EMC

Л.А.Кондратюк, М.Ж.Шматиков¹⁾

В рамках гипотезы о существовании в ядрах $12q$ -кластеров обсуждается описание формфактора ${}^4\text{He}$ при больших q^2 и структурных функций глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах.

Недавно Европейским мюонным сотрудничеством (EMC) наблюдается ¹ заметное отличие отношения структурных функций железа и дейтрона $R(x)$ от 1 (EMC-эффект) – см. рис.1.

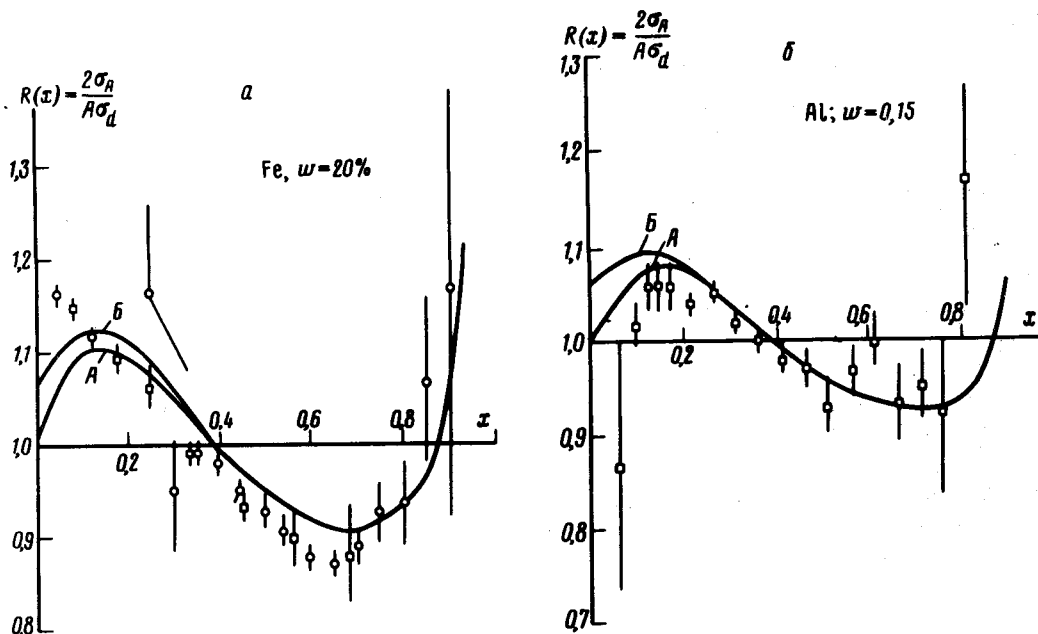


Рис. 1. Отношение структурных функций железа (а) и алюминия (б) к структурной функции дейтрона. Данные работ: \circ – EMC¹, \square – SLAC² (а) и ¹³ (б).

Этот результат был затем подтвержден группой SLAC². Полученные результаты означают, что кварк-партоновые распределения в ядрах заметно отличаются от аналогичных распределений в нуклонах. Поэтому наблюдение EMC-эффекта вызвало большой поток теоретических работ (см. обзор³ и цитируемые там работы). Оказалось, что для объяснения EMC-эффекта требуется предположить либо слишком большое ($\sim 15 \div 20\%$) увеличение ради-

¹⁾ Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова.

уса связанного нуклона $r_N^{2)}$, либо значительное увеличение ($\sim 60\%$) кваркового моря в тяжелом ядре по сравнению с дейтроном ⁶. Последнее предположение, которое часто формулируется в терминах усиления π -мезонной компоненты в ядре ^{7,8}, по-видимому, противоречит данным нейтринных экспериментов (см. ⁴). Рассматриваемая нами модель свободна от указанного недостатка.

Мы предполагаем существование в ядрах заметной примеси ($\sim 15 - 20\%$) $12q$ -кластеров и показываем, что в рамках этого предположения удастся единым образом описать поведение формфактора ⁴He при больших q^2 и ЭМС-эффект. Уже давно существует ряд теоретических соображений и экспериментальных указаний ⁹ в пользу того, что в ядрах имеется большая примесь α -кластеров. Будем считать, что кварки туннелируют по всему объему α -кластера и их распределение в этом кластере по импульсам имеет две характерные области: жесткую с распределением вида

$$\psi_u^2(k) = \psi_d^2(k) \sim e^{-k/k_0} \quad (1)$$

при $k \gg k_0$ (как будет видно ниже $k_0 \approx 50 - 60$ МэВ) и мягкую при $k \lesssim k_0$, где вид распределения, вообще говоря, более плавный. В дальнейшем мы используем модель независимых частиц с квантованием на нулевой плоскости $t + x_3 = 0$ (см. , например, ¹⁰). В этом случае векторы состояний инвариантны относительно лоренцевских преобразований вдоль оси x_3 . Импульс k удобно связать с переменными светового конуса k_{\perp} и z (долей импульса кластера, уносимой кварком в системе с бесконечным импульсом)

$$|k_{\perp}| = \frac{Mz}{2} \left[1 + \frac{1}{M^2} \left(p_{\perp} - \frac{k_{\perp}}{z} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где $M = m_N B$ и p_{\perp} — масса и поперечный импульс кластера.

В области $k_0 \ll q_{\perp} \ll 2M$ формфактор кластера, соответствующий волновым функциям (1) имеет вид ¹¹

$$F_B(q_{\perp}) = a q_{\perp} \exp(-q_{\perp}/2k_0). \quad (3)$$

Формула (3) хорошо описывает данные по формфактору ⁴He в области $0,8 < q_{\perp}^2 < 1,8 \text{ ГэВ}^2$ при $a = 4,61$ и $k_0 = 60$ МэВ (см. рис. 2). Именно эту область мы связываем с вкладом $12q$ -компоненты в ⁴He, в то время как область меньших q_{\perp} определяется вкладом нуклонной компоненты.

Для оценки ЭМС-эффекта нам понадобится также распределение кварков по импульсам в мягкой области. Если до сих пор мы имели дело с валентными кварками (V), то в этой области дают вклад также и морские кварки (S). Для единого описания структурной функции кластера $F_{2B}(x) = F_{2B}^V(x) + F_{2B}^S(x)$ во всей области изменения бьеркеновской переменной $x = Bz$ ($0 \leq x \leq B$) воспользуемся следующей параметризацией вклада валентных кварков

$$F_{2B}^V = \frac{1}{B} \sum e_i^2 C a x [1 + e^{a(x - x_0)}]^{-1}, \quad (4)$$

где $a = m_N / 2k_0$, а константа C , определяемая из условия нормировки волновой функции, зависит от параметра x_0 и равна 0,75 при $a x_0 = 1$. При $a(x - x_0) \gg 1$ формула (4) приводит к экспоненциальной зависимости $F_{2B}(x) \sim x e^{-ax}$, причем параметр a , определенный по предварительным данным группы BCDMS ¹², равен $9 \div 10$ и хорошо согласуется с величиной a , соответствующей описанию формфактора ⁴He.

²⁾ Модель ⁴, в которой ЭМС-эффект объясняется 3%-ным увеличением r_N и эффектом экранировки с нашей точки зрения непоследовательна. По нашим оценкам при этом $R(x)$ может уменьшиться всего на 3% в интервале $x = 0,35 \div 0,65$. С другой стороны антиэкранировка ⁵ при $x = 0,05 - 0,25$, связанная с неучитываемым здесь эффектом экранировки при $x < 0,05$ не может превысить 1 - 2%.

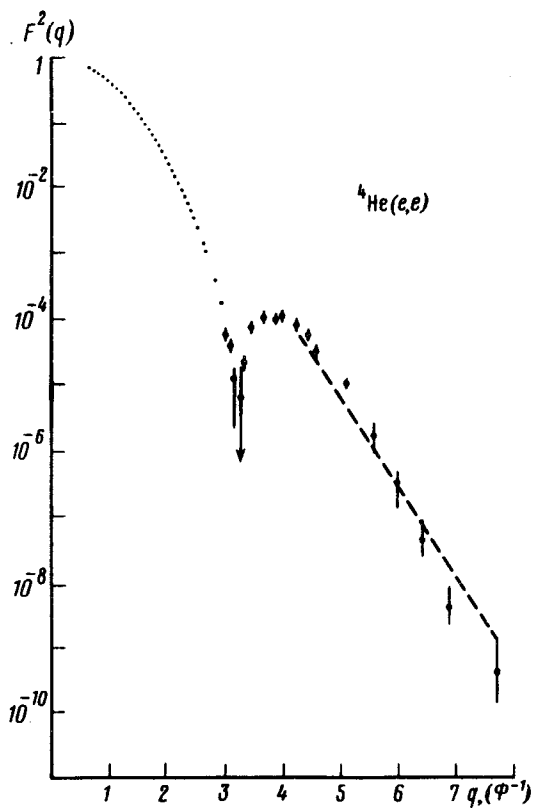


Рис. 2. Квадрат формфактора ${}^4\text{He}$ ($q_{\perp}^2 = q^2$)

Отношение структурных функций ядра и дейтрона запишем в виде

$$R(x) = \frac{(1-w)F_{2N}(x) + wF_{2B}(x)}{\frac{1}{2}F_{2D}(x)}; \quad F_{2N} = \frac{Z}{A}F_{2p} + \frac{N}{A}F_{2n}. \quad (5)$$

где w — примесь $12q$ -кластера в ядре. Параметры, определяющие распределение морских кварков F_{2B}^S в кластере и в нуклоне, будем считать одинаковыми. Отметим, что хотя структурные функции ядра и дейтрона зависят от q^2 , их отношение в пределах экспериментальных ошибок от q^2 не зависит, поэтому $R(x)$ мы вычисляем при фиксированном $q^2 \approx 10 \text{ ГэВ}^2$.

В области $x < 0,9$ структурные функции дейтрона и нуклона можно считать одинаковыми и использовать параметризацию

$$F_{2N} = 0,294(1 + 3,9x)(1-x)^3 \quad \text{и} \quad F_{2N}^S = 0,294(1-x)^7.$$

На рис. 1 величина R , вычисленная по формуле (5) при $a = 9$, сравнивается с данными ^{1,2,13}. Хорошее описание данных при $x > 0,1$ получается при $w = 0,2$ для Fe (рис. 1, а) и 0,15 для Al (рис. 1, б) без какого-либо усиления и с 6%-ным усилением морских кварков в ядре (кривые А и В соответственно). Таким образом, эффект EMC удастся описать как проявление более мягкого распределения кварков в многокварковом кластере по сравнению с нуклоном в разумном соответствии с правилами сумм, определяющими сохранение импульса и барионного заряда. Существенным здесь оказывается то, что средний импульс кварка в $12q$ -кластере в два раза меньше чем в нуклоне (такое соотношение не получается для $6q$ -мешков MIT ⁶). Для нас также важно использование в $12q$ -кластере кварк-партоновых распределений (4), сильно отличающихся от степенных, которые обычно связываются с правилами кваркового счета.

Модель, в которой EMC-эффект также связывался с примесью α -кластеров в ядре, обсуждалась в работе ¹⁴, однако авторы непоследовательно вводят переменные светового ко-

нуса, комбинируя их с нерелятивистскими переменными (см. ¹⁵). Кроме того, используемое в ¹⁴ кварковое распределение вводится *ad hoc* вне связи с другими экспериментами.

Авторы благодарят А.Б.Кайдалова, Н.Н.Николаева, Л.Б.Окуня, Ю.А.Симонова, М.И.Стрикмана, К.А.Тер-Мартиросяна и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Литература

1. *Aubert J.J. et al.* Phys. Lett., 1983, **123B**, 275.
2. *Bodek A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 1431.
3. *Rith K.* Int. Europ. Conf. on High Energy Physics, Brighton, July 1983.
4. *Frankfurt L.L., Strikman M.I.* Leningrad, Preprint LNPI-886, 1983.
5. *Nikolaev N.N., Zakharov V.I.* Phys. Lett., 1975, **55B**, 397.
6. *Jaffe R.L.* Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 228.
7. *Erikson M., Thomas A.W.* Phys. Lett., 1983, **128B**, 112.
8. *Titov A.I.* Dubna, Preprint JINR E2-83-460, 1983.
9. *Robson D.* Progr. in part. and nucl. phys., 1982, **8**, 257.
10. *Карманов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1976, **23**, 62; *Терентьев М.В.* ЯФ, 1976, **24**, 207.
11. *Kondratyuk L.A., Shmatikov M.Zh.* Moscow, Preprint ITEP-114, 1983.
12. *Savin I.A.* Dubna, Preprint JINR D1, 2-81-728, 1981.
13. *Bodek A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 534.
14. *Faissner H., Kim B.R.* Phys. Lett., 1983, **130B**, 321.
15. *Chemtob M., Peschanski R.* Preprint Saclay SPh. T/83/116, 1983.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
1 февраля 1984 г.