*Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 5, стр. 200 – 203* *10 сентября 1984 г.*

# ФЛУКТОННАЯ МОДЕЛЬ С НАРУШЕНИЕМ СКЕЙЛИНГА : ЕМС-ЭФФЕКТ И РОЖДЕНИЕ ЛЕПТОННЫХ ПАР НА ЯДРАХ

*Н.П.Зотов*[1]*, В.А.Салеев, В.А.Царев*

ЕМС-эффект объясняется в модели флуктонов как следствие нарушения масштабной инвариантности. Предсказывается нетривиальное поведение отношения структурных функций и сечений рождения лептонных пар для различных ядер при $x > 1$.

Проведенные в последние годы исследования кумулятивного эффекта [1] и процессов глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах [2] выявили существенное различие структурных функций ядер и свободных нуклонов. Оказалось, что ядра обогащены мягкими партонами с $x \ll 1$ (ЕМС-эффект) [3] и, вместе с тем, содержат жесткие партоны с $x > 1$, которые не могут присутствовать в свободных нуклонах. Для объяснения этих особенностей было предложено большое число моделей (см., например, [4]), которые, как правило, описывают экспериментальные данные либо в области $x \ll 1$, либо при $x \simeq 1$[2]. В нас-

---

[1] НИИЯФ МГУ.

[2] За исключением работ [5,6]. Однако в [5] для описания ЕМС-эффекта в структурную функцию флуктона явно вводится дополнительное "коллективное" море $q\bar{q}$-пар, а в [6] – примесь $12q$-кластера, что требует дополнительной параметризации структурных функций.

тоящей работе мы покажем, что единое описание структурных функций ядер в широкой области $x$ может быть получено на основе флуктонной модели [7, 8] при учете КХД-эволюции кварковых распределений.

Изложение основных идей и формализма флуктонной модели можно найти, например, в обзорах [1, 8]. В этой модели структурная функция ядра может быть представлена следующим образом:

$$\frac{1}{A} F_2^A(x) = \sum_{k=1}^{A} \frac{k}{A} P(k, A) x \left[ \frac{A+3Z}{9A} \tilde{u}_k\left(\frac{x}{k}\right) + \frac{4A-3Z}{9A} \tilde{d}_k\left(\frac{x}{k}\right) + \frac{4}{3} \tilde{s}_k\left(\frac{x}{k}\right) \right]. \tag{1}$$

Здесь $x = Q^2/2m_N \nu$ – Бьеркеновская переменная; $A$, $k$ – числа нуклонов в ядре и во флуктоне; $Z$ – заряд ядра; $\tilde{u}_k$, $\tilde{d}_k$ и $\tilde{s}_k$ – распределения $u$-, $d$- и $s$-кварков во флуктоне; $P(k, A)$ – вероятность образования в ядре флуктона, состоящего из $k$ нуклонов. В модели разряженного нуклонного газа

$$P(k, A) \simeq \frac{A!}{k!\,(A-k)!} \left(\frac{\rho_0}{A}\right)^{k-1}, \tag{2}$$

где $\rho_0 = (R_c'/r_0)^3 \simeq 0{,}1$; $r_0 = R_A/A^{1/3}$, $R_c'$ – радиус когерентности.

При вычислении структурных функций будем учитывать нарушение скейлинга. Соответствующую зависимость от $Q$ кварковых распределений параметризуем в следующей форме [9]:

$$q(x, Q^2) = q(x, Q_0^2)(Q^2/Q_0^2)^{f(x)}, \quad f(x) = 0{,}25 - x. \tag{3}$$

Входящий в (3) масштабный фактор $Q_0^2$, определяющий эволюцию партонных распределений, зависит от характерных размеров $R_c$ области распространения цветовых степеней свободы и ожидается, что он различен для различных ядер [10]. Это означает, что сравнение кварковых распределений $q_N^A$ для нуклонов, входящих в состав разных ядер, необходимо производить при различных значениях $Q^2$, т. е.

$$q_N^{A_i}(x, Q_i^2) = q_N^{A_j}(x, Q_j^2) = q_N(x, Q^2), \tag{4}$$

или, учитывая (3),

$$q_N^{A_i}(x, Q^2) = q_N(x, Q^2)(Q^2/Q_i^2)^{f(x)}, \tag{5}$$

где $q_N$ – структурные функции свободного нуклона. В численных расчетах мы использовали следующую параметризацию для $q_N$:

$$u(x) = \frac{2{,}25}{\sqrt{x}}(1-x)^3, \quad d(x) = \frac{1{,}23}{\sqrt{x}}(1-x)^4, \quad s(x) = \frac{0{,}25}{x}(1-x)^7. \tag{6}$$

Довольно очевидно, что в модели флуктонов $R_c$ определяется величиной среднего числа нуклонов $\langle k \rangle$ на флуктон в ядре:

$$\langle k \rangle_A = \sum_{k=1}^{A} kP(k, A) \Big/ \sum_{k=1}^{A} P(k, A). \tag{7}$$

Поэтому

$$\frac{Q_i^2}{Q_j^2} \simeq \left( \frac{\langle k \rangle_{A_j}}{\langle k \rangle_{A_i}} \right)^{2\lambda/3}, \tag{8}$$

где показатель

$$\lambda \simeq \alpha_s(R_j^{-2})/\alpha_s(Q_j^2) \tag{9}$$

мы будем рассматривать как единственный свободный параметр модели.

Для сравнения с экспериментальными данными [2,3] вычислим, пользуясь (1) – (9), отношение

$$R(A_2, A_1) = \frac{A_2^{-1} F_2^{A_2}(x)}{A_1^{-1} F_1^{A_1}(x)} \tag{10}$$

для $A_2$ = Fe и $A_1$ = D. Предполагаем, как обычно, что

$$q_N^D(x, Q^2_{\mathrm{D}}) \simeq q_N(x, Q^2_{\mathrm{D}}) = q_N(x).$$

Как видно из рис. 1, *а* модель с $\lambda$ = 35,36 и $Q^2_{\mathrm{D}}/Q^2_{\mathrm{Fe}}$ = 1,8 хорошо описывает данные при $x < 1$ и предсказывает нетривиальное поведение $R(x)$ при $x > 1$, которое аналогично ЕМС-эффекту, но соответствует "области кумулятивности" $1 < x < 2$. Очевидно, что в данной модели аналогичные "ступени" предсказываются и при бо́льших значениях $x(>2)$ для отношения $R(A_2, A_1)$ с $A_2, A_1 > 2$. Примесь многонуклонных состояний $\epsilon_k^A = f_k^A / f_1^A$ $(f_k^A = (k/A)P(k, A))$ при этом составляет : $\epsilon_2^{\mathrm{Fe}} \simeq 10\%$, $\epsilon_3^{\mathrm{Fe}} \simeq 0{,}5\%$, $\epsilon_4^{\mathrm{Fe}} \simeq 0{,}015\%$, а $\epsilon_2^{\mathrm{D}} \simeq 5\%$. Используя значение параметра $\lambda$, полученное из подгонки к экспериментальным данным для $R$(Fe, D) соотношения (8), (9) и зависимость структурных функций от $Q^2$ (5), можно предсказать поведение $R$(Al, D), которое показано на рис. 1, *б* и также хорошо совпадает с экспериментом [2] (за исключением области $x \simeq 0$, где возможно влияние эффектов экранирования, которые мы не учитываем). Таким образом, рассматриваемая модель правильно воспроизводит смягчение распределения партонов в ядрах по сравнению со свободными нуклонами и наличие партонов в области $x > 1$.

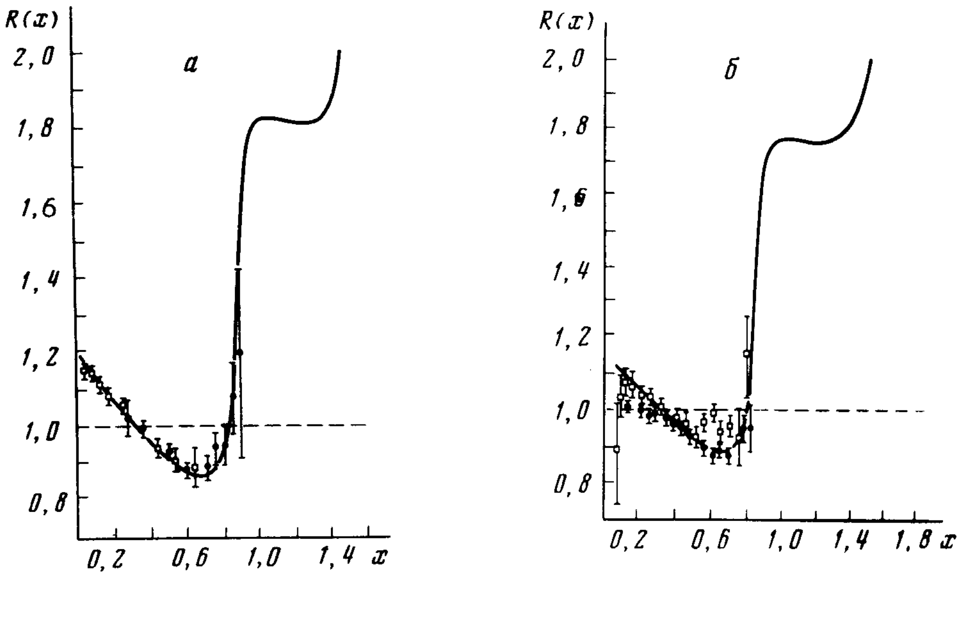


Рис. 1. *а* – Отношение структурных функций ядер Fe и D, вычисленное при $\rho_0$ = 0,1 ($R_c$ = 0,56 Ф, $r_0$ = 1,2 Ф) и $Q^2_{\mathrm{D}}/Q^2_{\mathrm{Fe}}$ = 1,8. Экспериментальные данные из [2,3]; *б* – предсказание для отношения структурных функций ядер Al и D. Экспериментальные данные из [2,3]

Аналогичным образом в рассматриваемой модели можно вычислить сечение рождения массивных лептонных пар на различных ядрах. Результаты расчетов для отношения $R'(\alpha) = \frac{1}{56}\frac{d\sigma}{d\alpha}(p\mathrm{Fe} \to l\bar{l}X) \,/\, \frac{1}{2}\frac{d\sigma}{d\alpha}(p\mathrm{D} \to l\bar{l}X)$ приведенные на рис. 2, показывают, что поведение $R'$ очень похоже на поведение $R(x)$. Измерение $R'$ в широкой области $\alpha$ и для различных наборов ядер дало бы дополнительную информацию, важную как для изучения кварковых распределений в ядрах, так и для дискриминации различных теоретических моделей.

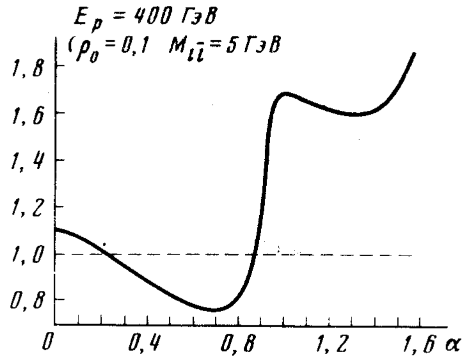


Рис. 2. Предсказание для отношения сечений рождения лептонных пар на ядрах Fe и D при $E_p$ = = 400 ГэВ и $M_{l\bar{l}}$ = 5 ГэВ

Следует отметить, что аналогичный подход, основанных на КХД-эволюции кварковых распределений, для описания ЕМС-эффекта использовался в работе [11]. Однако, использование в ней понятия "среднего" кластера в ядре не позволяет предсказать нетривиальное поведение отношений $R(x)$ и $R'(\alpha)$ в кумулятивной области, точно так же, как и в моделях с дополнительным $q\bar{q}$-морем [5] и $12q$-кластером [6].

### Литература

1. *Балдин А.М.* Краткие сообщения по физике ФИАН, 1971, №1, 35; ЭЧАЯ, 1977, **8**, 429; JINR preprint E2-83-415, 1983.
2. *Bodek A.* University of Rochester preprint UR 858, 1983; *Arnold R.G. et al.* Preprint SLAC-PUB-3320, 1984; *Савин И.А.* Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-81-728, стр. 223, Дубна, 1981.
3. *Aubert J.J. et al.* Phys. Lett., 1983, **123B**, 275.
4. *Llewellyn Smith C.H.* Oxford preprint 37/83, 1983.
5. *Efremov A.V., Bondarchenko E.A.* JINR preprint E2-84-124, 1984.
6. *Кондратюк А.А., Шматиков М.Ж.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 324.
7. *Блохинцев Д.И.* ЖЭТФ, 1957, **33**, 1295.
8. *Ефремов А.В.* ЭЧАЯ, 1982, **13**, 613.
9. *Perkins D.H., Schreiner P., Scott W.* Phys. Lett., 1977, **67B**, 347.
10. *Jaffe R.L.* Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 228; *Close F.E., Roberts R.G., Ross G.G.* Phys. Lett., 1983, **129B**, 346.
11. *Dias de Deus J., Pimenta M., Varela J.* Preprint CFMC E-1/84, 1984.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июля 1984 г.