

К ВОПРОСУ О МНОГОКВАРКОВЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ В ЯДРАХ

В.Р.Гарсеванишвили, З.Р.Ментешашвили

В работе показано, что учет рассеяния на бесцветных многокварковых образованиях в ядрах можно объяснить наблюдаемое отклонение от единицы отношения структурных функций различных ядер. Характерной особенностью рассматриваемой модели является возможность существования в ядре сверхбыстрого кварка, несущего в экстремальной ситуации весь импульс ядра.

Исследования последних лет привели к выводу о неполноте представлений о ядрах, как о системах квазинезависимых нерелятивистских нуклонов и потребовали как релятивистского описания движения самих нуклонов, так и рассмотрения кварковых степеней свободы в ядрах. Сюда следует отнести в первую очередь предсказание ¹ и обнаружение ² кумулятивного рождения частиц в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях и степенное падение упругих формфакторов легких ядер при больших передачах импульса ³ в соответствии с предсказаниями правил кваркового счета ⁴. Значительные отличия в поведении кварковых функций распределения ядер с различными атомными номерами и нетривиальная *A*-зависимость сечений кумулятивных процессов свидетельствуют о различном характере проявления кварковых степеней свободы в этих ядрах ⁵. На это же указы-

вают результаты недавних экспериментов по глубоконеупругому лептон-ядерному рассеянию (так называемый EMC-эффект ⁶, см., также некоторые теоретические попытки объяснения этого явления ⁷). Указанные закономерности имеют, по-видимому, общую природу ⁸ и обусловлены возможностью образования в ядрах многокварковых конфигураций (многокварковых мешков).

Рассмотрим глубоконеупругое рассеяние заряженных лептонов на ядре A . Будем предполагать, что в ядре наряду с нуклонами с определенной вероятностью образуются кварковые мешки с шестью, девятью и т. д. кварками ^{9, 10} и лептоны взаимодействуют с кварками из какого-нибудь из таких мешков. Тогда структурная функция ядра может быть представлена в виде

$$F_2(x) = \sum_{k=1}^A N(A, K) F_2^K(x), \quad (1)$$

где F_2^K — структурная функция ядра A , содержащего $3K$ -кварковый мешок и $A-K$ -нуклонов. Коэффициенты $N(A, K)$ имеют смысл эффективных чисел $3K$ -кварковых мешков в ядре A и могут быть параметризованы в виде распределения Бернулли

$$N(A, K) = \frac{A!}{K!(A-K)!} p(A)^K (1-p(A))^{A-K}. \quad (2)$$

Будем считать, что параметр $p(A)$ определяется отношением объема кваркового мешка к объему ядра ¹¹: $p(A) = r_K^3 / (R_0 A^{1/3})^3 \approx 0,187 A^{-1}$. Здесь мы положили радиус мешка r_K близким к радиусу нуклона $r_K \approx 0,8 \text{ Ф}$ и $R_0 \approx 1,4 \text{ Ф}$.

Расчет структурных функций F_2^K в глубоконеупругом пределе приводит для функций распределения кварков $f^K(x)$, определенных согласно

$$F_2^K(x) = \langle e_q^2 \rangle x f^K(x) \quad (3)$$

($\langle e_q^2 \rangle$ — среднее значение квадрата заряда кварков), к следующему выражению ¹²:

$$f^K(x) = \frac{3K}{A} I_K(x_A) / \int_0^1 dx_A I_K(x_A); \quad K = 1, 2, \dots, A-1, \quad (4)$$

$$f^A(x) = 3(3A-1)(1-x_A)^{3A-2},$$

где

$$I_K(x_A) = \int_{x_A}^1 dZ_K \frac{(1-Z_K)^{A-K-1}}{1 + \frac{\beta_K}{\alpha_A} (1-Z_K)} \left(1 - \frac{x_A}{Z_K}\right)^{3K-2}.$$

Переменная $x_A = Q^2 / 2M_A \nu$ меняется в интервале $0 < x_A < 1$ и связана с бьеркеновской переменной x соотношением $x_A = x/A$. Очевидно, что $0 < x < A$.

Характерной особенностью функций распределения $f^K(x)$ является возможность существования в ядре сверхбыстрого кварка, несущего в экстремальной ситуации весь импульс ядра A . В более подробной публикации будут приведены результаты расчетов, где структурные функции многокварковых образований рассчитаны с учетом квантовохромодинамических поправок к правилам кваркового счета.

Параметры α_A и β_K , определяют импульсные распределения нуклонов в ядре и кварков в мешке, соответственно, при следующей параметризации релятивистских волновых функций ¹³ ядра ϕ_A и кваркового мешка ϕ_{3K}

$$\phi_A([x_i; p_{i,\perp}]) \sim \exp \left\{ -\alpha_A \sum_{i=1}^A [(p_{i,\perp}^2 + M_i^2) / x_i] \right\},$$

$$\phi_{3K}([z_j; k_{j,\perp}]) \sim \exp \left\{ -\beta_K \sum_{j=1}^{3K} [(k_{j,\perp}^2 + m_j^2)/z_j] \right\}$$

и могут быть связаны с радиусами ядра и 3K-кваркового мешка. Как видно из (4) структурные функции зависят от отношения параметров

$$\beta_K / \alpha_A = (A/3K)(r_K^2 / R_A^2) = (r_K^2 / 3R_0^2)(A^{1/3}/K).$$

На рис. 1 приведены экспериментальные данные ¹⁴ по отношению сечений σ_A / σ_D глубоконеупругого рассеяния для нескольких различных ядер и теоретические кривые для отношения $R = F_2(A) / F_2(D)$, соответствующие расчету по формулам (1) – (4) (каждая из функций $F_2(A)$ делится на свой атомный вес). Более корректное сравнение этих величин требует, вообще говоря, учета вклада в сечения структурной функции F_1 . На рис. 2 представлены A-зависимости этих же отношений при различных значениях x .

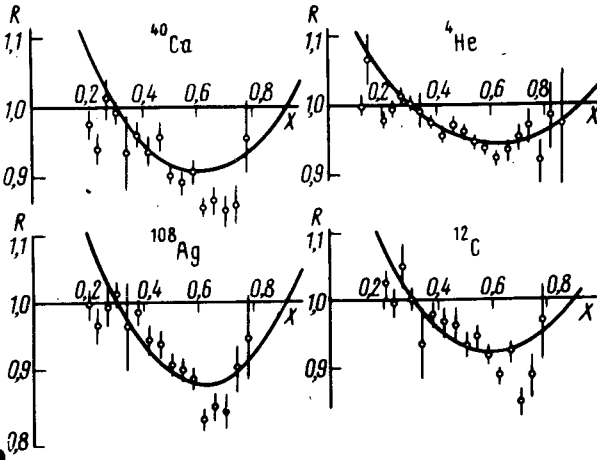


Рис. 1

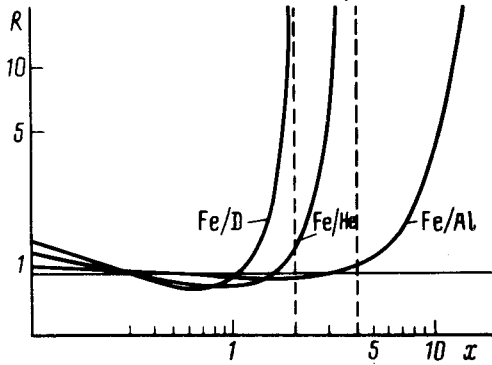


Рис. 3

Рис. 1. Отношения структурных функций ядер ⁴He, ¹²C, ⁴⁰Ca, ¹⁰⁸Ag к структурной функции дейтрона. Экспериментальные данные работы ¹⁴

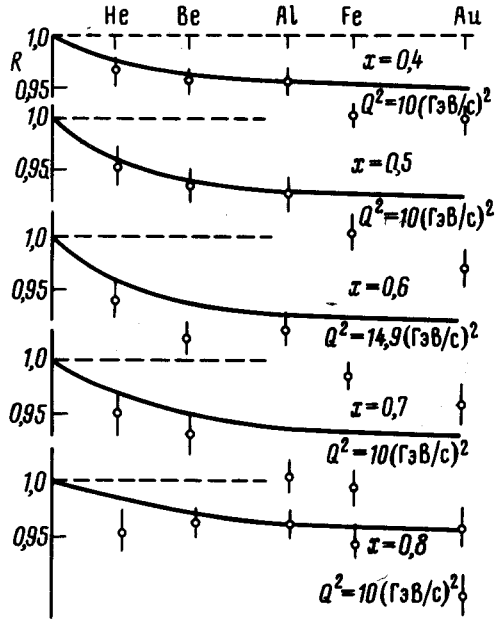


Рис. 2. A-зависимость отношения $R = F_2(A) / F_2(D)$ при различных значениях

Рис. 3. Отношения структурных функций разных ядер во всей области значений переменной $x(0 < x < A)$

Обращает на себя внимание замеченная в ⁸ аналогия в x-поведении отношения сечений рождения кумулятивных пионов на различных ядрах и отношения структурных функций глубоконеупругого рассеяния на этих же ядрах. При этом данные по кумулятивному рождению позволяют исследовать область $x > 1$, не достигнутую пока в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию. Нами были рассчитаны отношения $F_2(Fe) / F_2(D)$, $F_2(Fe) / F_2(He)$, $F_2(Fe) / F_2(Al)$ во всей области изменения кинематической переменной x ($0 < x < A$).

Кривые этих расчетов в дважды логарифмическом масштабе представлены на рис. 3. Отметим, что в области $x > 1$ предсказания различных моделей носят различный характер.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину, А.Н.Тавхелидзе за стимулирующий интерес к затронутым здесь вопросам и плодотворные обсуждения, П.Н.Боголюбову, С.Б.Герасимову, Т.И.Копалейшвили, В.А.Матвееву, Л.А.Слепченко, Ф.Г.Ткебучава за интерес к работе и весьма полезные обсуждения.

Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, 1971, 1, 35.
2. Балдин А.М. и др. Препринт ОИЯИ Р1; Дубна, 1971.
3. Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 776.
4. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, 719; Brodsky S.J., Farrar C. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 1153.
5. Baldin A.M. In: Proc. of the 1981 CERN-JINR School of Physics, Hanko, Finland, 1981, CERN 82-84, Geneva, 1982.
6. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, 275; Bodek A. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1431.
7. Jaffe R.K. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 228, Carlson C.M Havens T. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 261; Titov A.I. et al. Preprint JINR E2-83-460, Дубна, 1983; Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 324; Bondarchenko E.A., Efremov A.V. Preprint JINR E2-84-124, Dubna, 1984.
8. Baldin A.M. Preprint JINR E2-83-415, Dubna, 1983.
9. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, 815.
10. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, 613.
11. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, 429.
12. Gersevanishvili V.R., Menteshashvili Z.R. Preprint JINR E2-84-374, Dubna, 1984.
13. Гарсеванишвили В.Р., Ментешашвили З.Р., Мирианшвили Д.Г., Ниорадзе М.С. ТМФ, 1977, 33, 276; ЭЧАЯ, 1984, 15, 1111.
14. Arnold R. et al. Preprint SLAC-PUB-3257, Stanford, 1983.

Институт физики высоких энергий
Тбилисского
государственного университета

Поступила в редакцию
4 июня 1984 г.
После переработки
13 сентября 1984г.