

## СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ЯДЕР И РОЖДЕНИЕ $\pi$ -МЕЗОНОВ В КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Н.П. Зотов\*, В.А. Салеев, В.А. Царев

*Показано, что согласие теоретических расчетов для отношений структурных функций ядер, полученных из анализа процессов глубокоэластичного рассеяния лептонов на ядрах в рамках флуктонной модели с рескейлингом, с экспериментальными данными для рождения  $\pi$ -мезонов на ядрах в кумулятивной области подтверждает гипотезу предельной фрагментации.*

Исследования процессов образования частиц на ядрах в кумулятивной области, положившие начало релятивистской ядерной физики, заставили изменить традиционные представления о структуре ядра. Прежде всего это касается впервые полученных указаний на наличие в ядрах состояний адронной материи, сильно отличающихся по своей структуре от свободных нуклонов — многонуклонных или многокварковых конфигураций /1/. Другое принципиальное утверждение, которое было сделано на основании изучения процессов кумулятивного рождения мезонов, состоит в том, что сечение предельной фрагментации ядра в мезон, так же как и сечение глубокоэластичного рассеяния (ГНР) лептонов на ядрах, определяется кварк-партоной структурной функцией ядра /2,3/.

Целью настоящей работы является сравнение структурных функций ядер, полученных в рамках флуктонной модели с рескейлингом /4/, с новыми экспериментальными данными группы ИТЭФ /5/ для выхода кумулятивных  $\pi$ -мезонов в широкой области переменной  $X$  ( $1 < X < 3$ ) на разных ядрах и проверка гипотезы предельной фрагментации /1–3/.

Во флуктонной модели /6/ структурная функция ядра выражается через структурные функции  $k$ -нуклонных флуктонов:

$$F_2^A(x', Q^2) = \sum_{k=1}^A P(k, A) F_{2,k}^A(x', Q^2),$$

где  $x' = x/k$ ;  $P(k, A)$  — среднее число  $k$ -нуклонных флуктонов в ядре  $A$ , зависящее от плотности нуклонов в ядре и параметра  $r_c$  — радиуса когерентности. Явное выражение для  $P(k, A)$  и  $F_{2,k}^A(x', Q^2)$  можно найти в /4/. Отметим, что в отличие от обычной модели флуктонов /6/ здесь учитывается "деформация" партоновых распределений в связанных нуклонах согласно гипотезе рескейлинга /7/:

$$q_N^A(x, Q^2) = q_N(x, \xi_A(Q^2)).$$

Параметры флуктонной модели с рескейлингом ( $r_c$  и  $\xi_A$ ) были фиксированы при анализе экспериментальных данных ГНР лептонов на ядрах (см. таблицу в /4/). Единственное, что делается здесь при обращении к анализу экспериментальных данных /5/ для спектров  $\pi$ -мезонов, рожденных в  $pA$ -взаимодействиях при энергии налетающих протонов  $E_p = 10,1$  ГэВ и угле  $\theta_\pi = 119^\circ$  в л.с. — это учитывается вклад большего числа флуктонов ( $k = 10$ ) в структурные функции ядер.

Возможность сравнения теоретических расчетов для структурных функций ядер с экспериментальными данными для сечений рождения кумулятивных адронов существенно опирается на гипотезу предельной фрагментации /1–3/, согласно которой эти сечения в области фрагментации ядра пропорциональны его кварк-партоной структурной функции, зависящей от масштабной переменной  $X$  /1/, аналогичной бьеркевской переменной  $x$  в ГНР лептонов.

\* НИИЯФ МГУ.

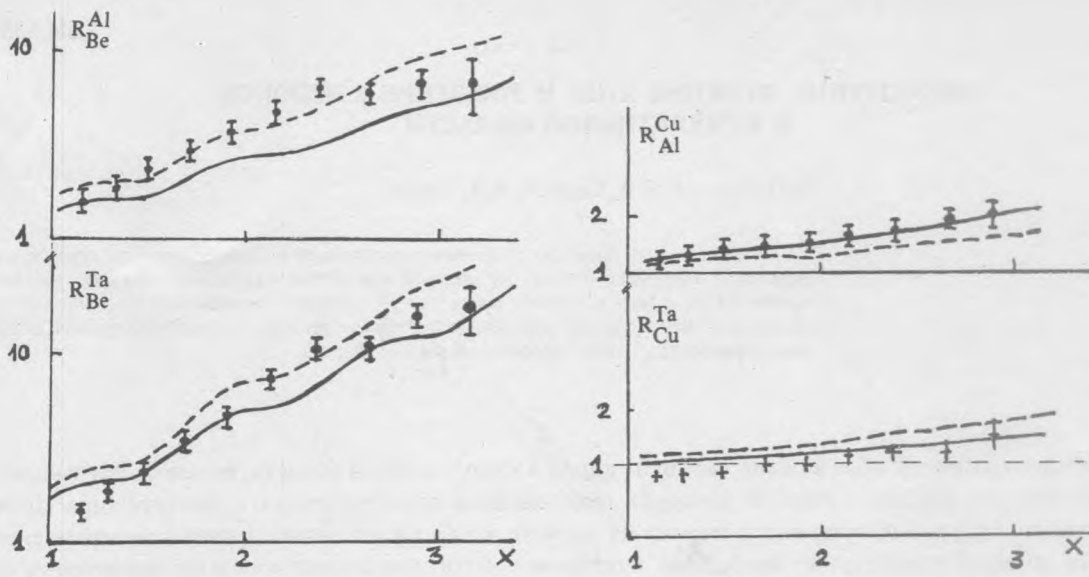


Рис. 1. Зависимость отношения  $R_{A_2}^{A_1} = A_2 F_2^{A_1} / A_1 F_2^{A_2}$  от  $x$  для различных ядер. Экспериментальные данные из работы /5/. Масштаб по оси ординат логарифмический.

Исходя из этого, на рис. 1 представлено сравнение отношений структурных функций ядер, вычисленных в модели флуктонов с рескейлингом, с экспериментальными данными для отношений выходов  $\pi^+$ -мезонов в pA-взаимодействиях ( $A=Be, Al, Cu, Ta$ ) в зависимости от  $X$  /5/. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют распределению ядерной плотности по формуле Вудса – Саксона и приближению постоянной плотности при вычислении  $P(k,A)$ .

Следует отметить, что теоретические кривые для отношений структурных функций ядер правильно передают очень быстрый рост отношений выходов кумулятивных  $\pi^+$ -мезонов, что несомненно служит подтверждением гипотезы предельной фрагментации. Из рисунка видно, что теоретические предсказания сильно зависят от предположения о выборе плотности распределения нуклонов в ядре. По нашему мнению, выбор более реалистичных распределений позволит добиться лучшего согласия теоретических расчетов с экспериментом.

В рамках гипотезы предельной фрагментации модель флуктонов с рескейлингом хорошо описывает не только прецизионные данные /5/ для  $X$ -зависимости отношений сечений рождения кумулятивных пионов, но и саму форму спектров. Это видно из табл. 1, в которой представлены средние значения  $\langle x \rangle_A$ , полученные из экспериментальных данных и расчетных спектров при их экспоненциальной параметризации:  $f_A(x) \equiv (E d\sigma/dp)_{pA \rightarrow \pi + X} \sim \exp(-x/\langle x \rangle_A)$ . Модель также правильно передает  $A$ -зависимость отношения выходов  $\pi^+$ -мезонов на разных ядрах к выходу на ядре тантала при фиксированных значениях  $X$  /5/, причем теоретическое описание улучшается с ростом масштабной переменной  $X$ .

Таблица 1  
Значения  $\langle x \rangle_A$  для спектра  $f_A(x) \sim \exp(-x/\langle x \rangle_A)$

A	$\langle x \rangle_A$	
	эксперимент /5/	теория ( $2 < x < 3$ )
Be	0,117	0,119
Al	0,129	0,129
Cu	0,132	0,133
Ta	0,133	0,136

Однотипность поведения спектров кумулятивных  $\pi^+$ -мезонов и протонов, обнаруженная той же экспериментальной группой ИТЭФ [8], указывает на то, что выход кумулятивных протонов также пропорционален структурной функцией ядра. А это, в свою очередь, указывает на универсальный характер рождения адронов на ядрах в области предельной фрагментации.

Таким образом, проведенное в рамках флуктонной модели с рескейлингом рассмотрение кумулятивного образования  $\pi$ -мезонов в области больших значений масштабной переменной  $X$  служит еще одним подтверждением гипотезы предельной фрагментации, согласно которой такие процессы в области фрагментации ядра однозначно определяются его структурной функцией. Характерное поведение, предсказываемое моделью флуктонов с рескейлингом для отношений структурных функций, не противоречит существующим экспериментальным данным и заслуживает дальнейшего изучения на более широком экспериментальном материале.

Авторы благодарят Ю.Т. Киселева за обсуждение экспериментальных данных и Г.А. Лексина за полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А. М. ЭЧАЯ, 8, 249 (1977); Ставинский В. С. ЭЧАЯ, 10, 950 (1979).
2. Baldin A. M. Proc. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, 1980, v. 2, p. 1; JINR preprint E1-80-545, Dubna, 1980.
3. Балдин А. М., Панебратцев Ю. А., Ставинский В. С. ДАН, 279, 1352 (1984).
4. Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А. Препринт ФИАН № 245, М., 1985; ЯФ, 45, 561 (1987).
5. Киселев Ю. Т. Доклад на VIII Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986.
6. Блохинцев Д. И. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957); Лукьянов В. К., Титов А. И. ЭЧАЯ, 10, 815 (1979); Ефремов А. В. ЭЧАЯ, 13, 613 (1982).
7. Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G. Phys. Lett., 129B, 346 (1983); Close F. E. et al. Phys. Rev., D31, 1004 (1985).
8. Бояринов С. В. и др. Препринт ИТЭФ 86-130, М., 1986.

Поступила в редакцию 5 февраля 1987 г.