

ОПРЕДЕЛЯЕТ ЛИ ПИОННЫЙ МЕХАНИЗМ РАЗЛИЧИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ ЯДРА И НУКЛОНА?

Э.Е. Саперштейн, М.Ж. Шматиков

Проведен критический анализ вклада пионного механизма в эффект ЕМС. При реалистических значениях параметров этот механизм объясняет значительную часть эффекта в диапазоне $0,1 \leq x \leq 0,7$.

Сразу же после открытия эффекта ЕМС¹ – отличия структурных функций (СФ) $F_2(x)$ ядра и нуклона в области бьеркеновского скейлинга – было предложено множество теоретических моделей для объяснения этого явления (см. обзор²). В большинстве моделей отличие от единицы отношения $R(x) = \tilde{F}_{2N}^{\sim}(x)/F_{2N}(x) \equiv F_2^A(x/A)/A$ объясняется или изменением свойства нуклона в ядре или существованием экзотических многокварковых состояний.

В работе³ была высказана, а в^{4, 5} реализована гипотеза, что превышение $R(x)$ над единицей при малых x связано с рассеянием лептона на виртуальном пионе, смягченном в ядре. Расчеты^{4, 5} показали, что вклад пионного механизма в величину $R(x)$ при $x < 0,3$ может быть существенным. Однако эти расчеты страдают определенными недостатками, в частности, в выборе структурных функций пиона $F_{2\pi}(x)$ и формфакторов Γ в вершине πNN , к которым результат весьма чувствителен. Это ставит под сомнение многие конкретные заключения обсуждаемых работ, в частности, утверждение⁴ о жестком ограничении из данных ЕМС на константу $g'_{N\Delta} \geq 0,7$.

Пионный вклад в СФ нуклона имеет вид³ (диаграмма 1, а)

$$\delta F_{2N}^{\pi}(x) = \int_x^1 f_{\pi}(y) F_{2\pi}(x/y) dy, \quad (1)$$

где $f_{\pi}(y)$ – вероятность найти пион с долей y импульса нуклона в системе с бесконечным импульсом. В ядре из-за смягчения пионной моды соответствующая величина \tilde{f}_{π} может превышать f_{π} . Именно этот эффект учитывался в³⁻⁵. При этом, как отмечено в⁶; игнорировалось изменение вероятности $f_N(z)$ найти "голый" нуклон, несущий долю z -импульса физического нуклона, тогда как эти две вероятности связаны нормировкой:

$$\int_0^1 y f_{\pi}(y) dy + \int_0^1 z f_N(z) dz = 1. \quad (2)$$

Из сохранения барионного заряда следует⁶:

$$f_N(z) = (1 - n_{\pi}) \delta(1 - z) + f_{\pi}(1 - z), \quad (3)$$

где $n_{\pi} = \int_0^1 f_{\pi}(y) dy$ – "среднее число пионов на нуклон". Тогда

$$F_{2N}(x) = \delta F_{2N}^{\pi}(x) + \int_x^1 f_{\pi}(1-z) F_{2N}^0\left(\frac{x}{z}\right) dz + (1-n_{\pi}) F_{2N}^0(x). \quad (4)$$

Здесь $F_{2N}^0(x)$ — СФ голого нуклона. Три члена (4) отвечают трем диаграммам рис. 1, где сплошные линии отвечают "голому" нуклону. Отметим, что слова "голый" понимаются условно, именно в том смысле, что из F_{2N} выделяется диаграмма 1, а. В частности, наш голый нуклон содержит виртуально Δ -изобару и более высокие резонансы, так как соответствующие диаграммы мало меняются в ядерном веществе. По этой причине $f_{\pi}(y)$ учитывает только такие акты спуска пиона, когда нуклон остается нуклоном. Мы исходим из предположения, что кварковое строение нуклона и пиона в ядре и в пустоте одинаковы. Тогда для ядерной СФ справедливы соотношения (1) — (4) с заменой $f_{\pi} \rightarrow \tilde{f}_{\pi}$ и $n_{\pi} \rightarrow \tilde{n}_{\pi}$ (будем обозначать их $(\tilde{1}) - (\tilde{4})$)¹⁾. Особых оговорок требует использование в ядре соотношения (3). Фактически оно подразумевает пренебрежение фермиевским движением и корреляциями, не связанными с обменом пионом. Их учет привел бы к замене единицы в аргументе $\delta(1-z)$ и $f_{\pi}(1-z)$ на некоторую размытую функцию, что существенно лишь в области $x \gtrsim 0,7$. Рецепт учета фермиевского движения известен²⁾ и не связан непосредственно с обсуждаемым механизмом. По этой причине мы ограничимся областью $0,1 \leq x \leq 0,7$ (нижнее ограничение связано в основном с эффектом экранировки²⁾).

Качественные выводы можно сделать непосредственно из вида уравнений (4), $(\tilde{4})$. Так⁶⁾,

$$R(0) = 1 + (\tilde{n}_{\pi} - n_{\pi}) F_{2\pi}(0) / F_{2N}(0). \quad (5)$$

Далее, в области больших $x \gtrsim 0,6$ вклад первых двух слагаемых в (4), $(\tilde{4})$ вымирает. Тогда с помощью (5) находим

$$(R(0) - 1) / (1 - R(x_0)) = (F_{2\pi}(0) / F_{2N}(0)) (1 - n_{\pi}), \quad x_0 \approx 0,6 \div 0,7. \quad (6)$$

Отношение $F_{2\pi}(0) / F_{2N}(0) \approx 1,5$, а величина n_{π} в реалистических предположениях составляет $\sim 0,3$ ⁷⁾. Поэтому превышение R над единицей при малых x и глубина провала при $x \sim 0,5 - 0,7$ близки по величине независимо от деталей ядерной структуры, а масштаб эффекта определяется разностью $\tilde{n}_{\pi} - n_{\pi}$. Эта величина, как и детали зависимости R от x , определяются используемой ядерной моделью.

Численный расчет $R(x)$ строился следующим образом. При известных функциях $\tilde{f}_{\pi}(y)$ и $f_{\pi}(y)$ мы решали интегральное уравнение $(\tilde{4})$ для F_{2N}^0 с $\tilde{F}_{2N}(x)$ из⁸⁾. Затем из (4) находилась СФ $F_{2N}(x)$ и $R(x)$. Ключевой величиной в расчете \tilde{f}_{π} является мнимая часть приводимого поляризационного оператора пиона $\Pi(k, \omega)$ ⁴⁾, расчет которого содержит ряд неопределенностей. Помимо амплитуды однопионного обмена, зависящей от Γ , в дело входят локальные амплитуды g'_{NN} , $g'_{N\Delta}$ и $g'_{\Delta\Delta}$. Известны два набора параметров, дающие разумное описание большого числа ядерных данных (магнитные моменты, спектры состояний аномальной четности и т. п.): силы⁹⁾ ($g'_{N\Delta} = g'_{\Delta\Delta} = 0; g'_{NN} = 1 - 1,1$) и силы¹⁰⁾ ($g'_{NN} = g'_{N\Delta} = g'_{\Delta\Delta} = 0,78 - 1,04$, в нормировке⁹⁾). В соответствии с этим, мы провели две серии расчетов. СФ пиона $F_{2\pi}(x)$ бралась из¹¹⁾. Результаты расчета весьма чувствительны к выбору формфактора Γ . Наиболее последовательным представляется выбор Γ в форме, предложенной в⁷⁾, где анализировалась совокупность экспериментов, описываемых обменом "реджезованным" пионом. Реджезация, в частности, приводит к существенной зависимости Γ от переменной y .

1) В⁶⁾ соотношение (4) применялось для нуклона в ядре. При этом под F_{2N}^0 понималась СФ свободного нуклона, а под $f_{\pi}(y)$ — распределение по y "избытка" пионов в ядре. Для вычисления этого избытка применялась вариационная теория ядерной материи, мало пригодная для описания смягчения пионной моды в ядрах.

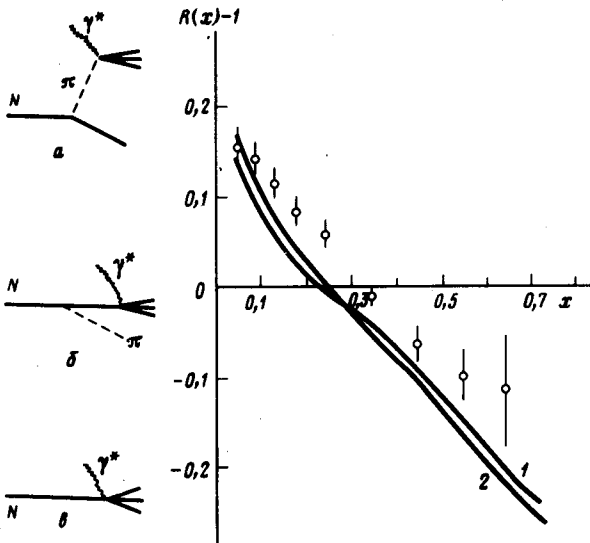


Рис. 1

Рис. 2

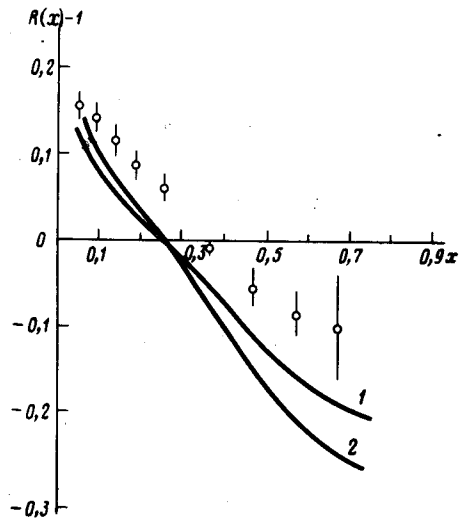


Рис. 3

Рис. 2. Величина $R(Fe/D) - 1$, рассчитанная для сил 9 . Кривая 1 отвечает $g'_{NN} = 1,1$, кривая 2 - $g'_{NN} = 1,0$. Экспериментальные данные взяты из ¹

Рис. 3. То же, что на рис. 2 для сил 10 . Кривая 1 отвечает $g' = 0,91$, кривая 2 - $g' = 0,78$

Несколько вариантов расчета приведено на рис. 2 - 3. Как видно, для обоих наборов параметров представляется возможным объяснить при помощи пионного механизма значительную часть эффекта EMC в широкой области x . Как известно, ² пионный механизм приводит к усилению кваркового моря в ядрах. Легко убедиться, что при малых x коэффициент усиления моря R_S равен $R(x)$. Проведенный расчет $R(x)$ не учитывает поверхностных эффектов и поэтому применим лишь для достаточно тяжелых ядер. Величина $R_S(x = 0,075) \approx 1,10 - 1,15$ не противоречит данным по железу ($R_S^{\text{exp}}(Fe/D) = 1,10 \pm \pm 0,10 \pm 0,07$ ¹²). Величина $R_S^{\text{exp}}(Ne/D)$ несколько меньше, но там и рассматриваемый эффект также ослаблен. Более точное измерение R_S в тяжелых ядрах явилось бы критическим тестом для пионного механизма. Отсутствие усиления моря в тяжелых ядрах накладывало бы серьезные ограничения на параметры эффективных ядерных сил.

Итак, хотя пока трудно однозначно рассчитать вклад пионного механизма в эффект EMC, мы можем с его помощью объяснить или весь эффект или его значительную часть, не вступая в противоречие с известными данными физики низких энергий и не вводя при этом никаких новых параметров и тем более новых механизмов. В любом случае, если пионный механизм объясняет подъем при $x < 0,3$, то он же объясняет провал при $x \approx \approx 0,5 \div 0,7$.

Авторы благодарны М.И.Стрикману и Л.Л.Франкфурту за совет заняться данным вопросом и конструктивную критику, а также Л.А.Кондратьюку, С.В.Толоконникову и В.А.Ходелью и особенно Н.Н.Николаеву за полезные дискуссии.

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, 275.
2. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. XIX школа ЛИЯФ, 1984, 1, 189.
3. Llewellyn Smith C.H. Phys. Lett., 1983, 128B, 107.
4. Ericson M., Thomas A.W. Phys. Lett., 1983, 128B, 112.
5. Титов А.И. ЯФ, 1984, 40, 76.
6. Berger E.L. et al. Phys. Rev., 1984, D29, 398.

7. *Аракелян Г.Г., Боресков К.Г.* Препринт ИГЭФ-50, М. – 1984 г.
8. *Abrahamowicz H. et al.* Z. Phys., 1984, C17, 283.
9. *Мигдал А.Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства ядер. М., Наука, 1983.
10. *Meyer-ter-Vehn J.* Phys. Rep., 1981, 74, 323.
11. *Badier J. et al.* CERN report CERN-EP/83-48, 1983.
12. *Sarcar-Cooper A.M.* CERN report CERN-EP/84-121, 1984.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
11 августа 1984 г.
После переработки
5 ноября 1984 г.