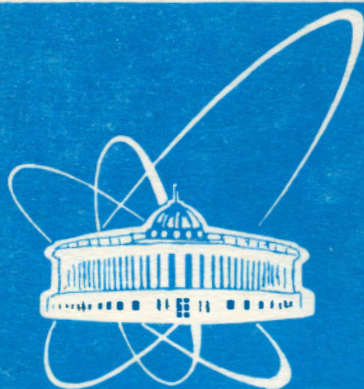


94-278



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д1-94-278

Г.И.Смирнов

ИССЛЕДОВАНИЕ А-ЗАВИСИМОСТИ
ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ
И ЕГО СЛЕДСТВИЯ ДЛЯ ПОНИМАНИЯ
ЭФФЕКТА ЕМС

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1994

1. Введение

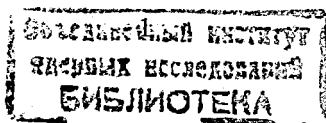
Исследования эффектов искажения структурной функции нуклона $F_2(x, Q^2)$ ядерной средой — эффект EMC-не теряют своей актуальности спустя более чем десять лет с момента их первого наблюдения в опытах по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) мюонов на ядрах железа и дейтерия. Об этом свидетельствуют недавние публикации об изучении A -зависимости ГНР электронов в эксперименте E139 (СЛАК) [1], сообщения о результатах исследования ГНР мюонов на ядрах в экспериментах E665 (ФНАЛ) [2] и EMC (ЦЕРН) [3], а также публикации о моделях, развитых для описания ядерных эффектов в структурных функциях на всем доступном для измерений интервале Бьеркеновской переменной x [4, 5]. Под *искажениями* при этом понимаются отклонения от единицы отношения $r^A(x) \equiv F_2^A(x)/F_2^D(x)$, где $F_2^A(x)$ и $F_2^D(x)$ являются структурными функциями, измеренными в ГНР лептонов на ядре с массой A и ядре дейтерия, с нормировкой на один нуклон.

С нашей точки зрения, проблеме A -зависимости ядерных эффектов в теоретических работах уделялось намного меньше внимания, чем вопросу их x -зависимости. В значительной степени это связано с методическими трудностями получения данных в экспериментах по ГНР лептонов на большом числе ядер. Так, например, максимальное число ядер, использованное в исследованиях в СЛАК [1], составляет (не считая дейтерия) восемь, но только для области $x > 0,2$ (область EMC-эффекта). Данные мюонных экспериментов в этой кинематической области плохо обеспечены статистически за исключением опыта БЦДМС [6], где получены результаты для двух ядер. В противоположность эксперименту E139 (СЛАК), мюонные эксперименты обладают возможностями регистрации вторичных мюонов, вылетающих под очень малыми углами (порядка 2 мрад в опыте NMC), что позволяет изучать ядерные эффекты в области экранирования ($x < 0,07$) и антиэкранирования ($0,07 < x < 0,2$).

Существует, однако, и другая причина, связанная с выбором подхода для изучения A -зависимости, а именно: все группы представляют результаты измерений при фиксированном значении x . Полученная таким образом величина r^A слабо меняется с ростом A или же вовсе не зависит от A в окрестности точек x_I, x_{II}, x_{III} , в которых $r^A = 1$. Применяя для описания A -зависимости соотношение

$$r^A = CA^{\alpha(x)}, \quad (1)$$

получают [1], что $\alpha(x)$ изменяется от ~ 0 до $-0,04$ в интервале $0,2 < x < 0,7$ и от $-0,04$ до $+0,04$ в интервале $0,7 < x < 0,9$. Вывод этой работы состоит в том, что в каждой точке x отношение σ^A/σ^D (равное отношению F_2^A/F_2^D)



уменьшается примерно логарифмически до значений $A=197$ без каких-либо указаний на эффект насыщения [1]. Аналогичный вывод следует из результатов, полученных в другой области переменной x (область ядерного экранирования) в экспериментах по ГНР мюонов на ядрах [3, 7].

Несмотря на очевидную важность этих результатов, их применение для теоретических рассмотрений A -зависимости затруднено из-за сильной корреляции параметра $\alpha(x)$ с x -зависимостью величины r^A , которая до сих пор не воспроизводится теоретическими расчетами ни в одной из предложенных моделей. Говоря это, мы, конечно, имеем в виду не качественное согласие, которое обеспечивает подавляющее большинство моделей [8], а количественное согласие, которое достигается лишь для ограниченных интервалов x . Необходимо отметить успех работы [4], в которой получено хорошее количественное описание для величины $r^A(x)$, измеренной на ядрах ${}^4\text{He}$ и дейтерия. Этот результат достигнут рассмотрением ядерного экранирования в КХД модели совместно с гипотезой о *растяжении* нуклона в том виде, как она предложена в работе [9]. Согласие расчетов с экспериментом заметно ухудшается при переходе к ядрам C и Ca .

Для получения более информативных данных по A -зависимости в работе [10] предлагается определить асимптотические значения параметра $\alpha(x)$, которые отвечают случаю бесконечного ядерного вещества: $A \rightarrow \infty$. Это предложение все же не устраняет корреляций. Рассматриваемая в [10] экстраполяция r^A как *линейной* функции $A^{-1/3}$ в точку $A = \infty$ весьма проблематична: конечные экспериментальные ошибки в каждой точке x не позволяют обнаружить возможные отклонения от линейной зависимости.

2. Определение величины искажений структурной функции нуклона, не зависящей от x и Q^2

В противоположность существующим подходам, рассматривающим A -зависимость ГНР рассеяния лептонов на ядрах в терминах *величины отношения* r^A при фиксированном значении x , в настоящей работе вводится понятие *величины искажения* $\mathcal{M}(A)$ структурной функции нуклона, определяемой по отклонениям r^A от единицы в некотором интервале (x_1, x_2) . Тогда A -зависимость r^A представляется в виде

$$r^A(x, A) = f(x, \mathcal{M}), \quad (2)$$

где, согласно нашему определению, безразмерный параметр $\mathcal{M}(A)$ *не зависит* от x и равен нулю, если на всей длине интервала $r^A = 1$. Настоящий подход основывается на представлении о сохранении полного импульса нуклона, переносимого партонами, вследствие чего искажение структурной

функции ядерной средой в точке x , а, следовательно, и величина отклонения r^A от единицы, не могут рассматриваться независимыми от искажений в соседней точке $x + \Delta x$.

Так же, как и в других подходах, мы рассматриваем искажения структурных функций независимо от значения квадрата передаваемого 4-импульса Q^2 , при котором получена величина r^A . Основанием для этого служат выводы о независимости r^A от Q^2 в области $0,2 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$ [1,6,8].

При выборе конкретного вида функции $f(x, \mathcal{M})$ мы исходили из возможности факторизации x зависимости r^A в области $0,003 < x < 0,7$ в соответствии с особенностями поведения r^A в каждом из трех интервалов (1) экранирования, (2) антиэкранирования и (3) *EMC-эффекта*:

$$r^A(x, A) = x^{m_1}(1 + m_2)(1 - m_3x), \quad (3)$$

где параметры m_i представляют собой введенные выше величины искажений $\mathcal{M}(A)$ для трех рассматриваемых интервалов.

3. Анализ данных в области $0,003 \leq x \leq 0,7$

Для определения параметров m_i результаты измерений r^A в области $0,003 \leq x \leq 0,7$ на разных ядрах аппроксимировались выражением (3). Рассматривались данные нового поколения экспериментов, выполненных с помощью ГНР мюонов и электронов с минимальными статистическими и систематическими ошибками, а также данные эксперимента EMC, полученные на ядрах C и Ca в области экранирования [12]. Требовалось, чтобы для каждого из ядер имелись данные во всей области x .

Ядро	Эксперимент	Число точек
He	NMC [11] + SLAC [1]	18 + 14
C	EMC [12] + NMC [11] + SLAC [1]	9 + 18 + 14
Ca	EMC [12] + NMC [11] + SLAC [1]	9 + 18 + 14
Cu	EMC [3]	10

Мы не включали относительную нормировку данных разных экспериментов в качестве свободного параметра, хотя сравнение результатов измерения r^A группами EMC и NMC в области экранирования выявляет очевидный систематический сдвиг. Вместо этого мы использовали полную погрешность данных всех экспериментов, определенную квадратичным сложением статистической и систематической ошибок в каждой точке. Для

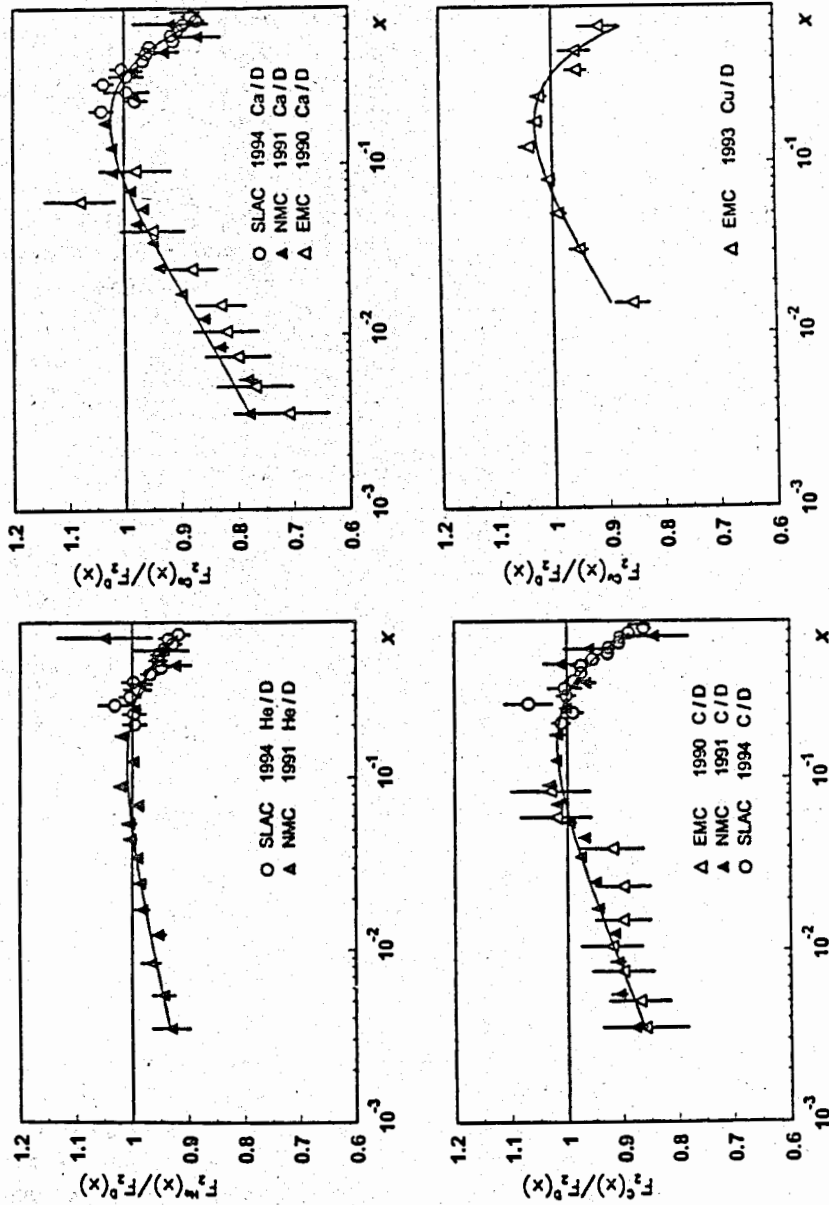


Рис.1. Результаты аппроксимации выражением (3) значений F_2^A/F_2^D , измеренных на ядрах He [1, 11], C [1, 11, 12], Ca [1, 11, 12] и Cu [3]

всех ядер получено хорошее согласие с зависимостью (3), характеризующееся значениями χ^2 на степень свободы ($\chi^2/\text{ст.св.}$) ≤ 1 .

Результаты аппроксимации показаны на рис.1 сплошными линиями. Наблюдаемое согласие свидетельствует о том, что рассматриваемая x -зависимость (3) является универсальной для всех ядер и что величина искажений m_i растет с увеличением A . Значения параметров m_i в зависимости от A приведены на рис.2. Ошибки значений m_3 меньше размера точек на графике. Все три группы точек имеют подобную A -зависимость, близкую к $A^{1/3}$. Результаты аппроксимации выражением

$$m_i = k_i A^{1/3} \quad (4)$$

показали, что только группа точек m_2 хорошо согласуется с (4): $\chi^2/\text{ст.св.} = 1,16$. Данные из всех трех областей указывают на насыщение A -зависимости при $A > 20$. Наблюдаемая экспериментальная A -зависимость параметров m_i подобна зависимости, предложенной в работе [13] для рассмотрения эффектов искажения структурной функции нуклона в рамках модели трехнуклонных корреляций и представленной в виде ряда по степеням A :

$$\delta(A) = N \left(1 - \frac{1}{A^{1/3}} - \frac{1.145}{A^{2/3}} + \frac{0.93}{A} + \frac{0.88}{A^{4/3}} - \frac{0.59}{A^{5/3}} \right), \quad (5)$$

где нормировочный коэффициент $N=0,27$. Такая A -зависимость отвечает исключению из рассмотрения влияния нуклонов, принадлежащих поверхности ядра. На рис.2 параметр $\delta(A)$ показан точечной линией. Так же как и экспериментальные данные, $\delta(A)$ имеет тенденцию к насыщению A -зависимости. С помощью простой замены нормировочного множителя в выражении (5) мы получаем три линии, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными зависимостями $m_i(A)$ и показанными на рис.2 в виде сплошных кривых.

Таким образом, совокупность рассмотренных данных указывает на существование универсальной для всех трех областей A -зависимости величины искажений $k_i M(A)$ структурной функции нуклона, удовлетворительно описываемой выражением (5).

4. Анализ данных в области $0,2 \leq x \leq 0,7$

Та часть формулы (3), которая отвечает за описание искажений, наблюдаемых в области *EMC-эффекта*, с точностью до знака параметра m_3 совпадает с линейной зависимостью, применявшейся в [14, 6, 15] для количественных оценок эффекта EMC при $0,2 \leq x \leq 0,6$. После обнаружения эффектов экранирования и антиэкранирования линейная зависимость

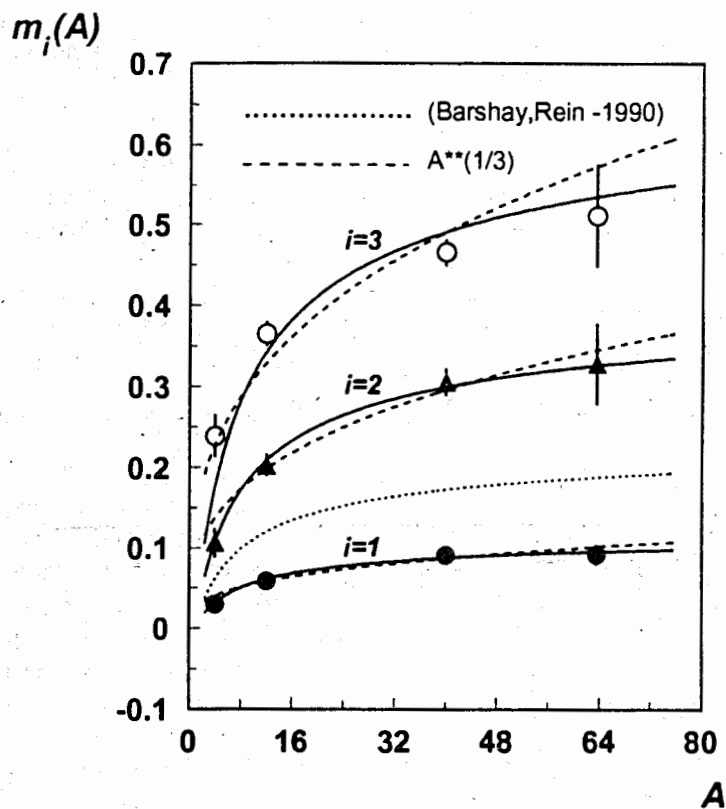


Рис.2. Зависимость величины искажений m_i структурной функции нуклона от атомной массы ядра A , полученная в области ядерного экранирования - $i=1$, антиэкранирования - $i=2$ и EMC-эффекта - $i=3$. Точечная кривая соответствует фактору $\delta(A)$ [13], а сплошные кривые получены умножением $\delta(A)$ на нормировочный фактор, свой для каждой из трех групп точек. Пунктирными линиями показан результат аппроксимации значений m_i зависимостью вида $k_i A^{1/3}$

больше не применялась для описания данных. Наша точка зрения, изложенная выше, состоит в том, что и эта часть данных по r^A , рассмотренная отдельно от остальных, дает информацию по A -зависимости искажений структурной функции нуклона. На основании этого мы осуществили аппроксимацию данных по $r^A(x)$ в области $0,2 \leq x \leq 0,7$ выражением

$$r^A(x) = a - bx. \quad (6)$$

Были взяты $r^A(x)$, полученные в [1] на ядрах He, Be, C, Al, Ca, Fe, Ag и Au, а также данные работ [6] (Fe) и [3] (Cu). Найденные значения параметра $b(A)$ как функция A приведены на рис.3. На рис.4 показаны значения координаты точки пересечения прямой линии (6) с линией $r^A(x)=1$, вычисленные в соответствии с

$$x_{II}(A) = \frac{a(A) - 1}{b(A)}. \quad (7)$$

Сплошная кривая на рис.3 получена с помощью выражения (5) с нормировочным множителем $N = 0,54$. Как следует из рисунка, полученная в настоящем подходе величина искажений $b(A)$ подобна зависимостям m_i , приведенным на рис.2. Новым результатом является наблюдение существенных противоречий между данными и зависимостью вида $CA^{1/3}$. В то же время выражение (5) удовлетворительно согласуется (при $N = 0,54$) с данными вплоть до значений $A \sim 64$. При больших A данные свидетельствуют о том, что величина искажений не растет с увеличением A , тогда как $\delta(A)$ предсказывает их слабый рост.

Из нашего анализа, а также из рис.4 следует, что $x_{II} = \text{const.}$ и составляет величину $0,273 \pm 0,010$.¹ Этот факт, вместе с наблюдающимся на рис.3 ростом искажений (амплитуды осцилляций $r^A(x)$) структурной функции нуклона, свидетельствует об одновременном росте искажений при увеличении A , начиная с $A = 4$, в областях $x < x_{II}$ и $x > x_{II}$, что согласуется с выводом о подобии зависимостей m_i .

Эффект независимости x_{II} от A может быть использован для изучения искажений партонных распределений ядерной средой, так как максимумы распределений валентных и морских кварков находятся по разные стороны от координаты точки x_{II} . Так, если бы преимущественно искажалось распределение партонов только одного сорта (например валентных кварков), значение координаты x_{II} изменялось бы с ростом A .

¹Мы не обсуждаем A -зависимость координат точек x_I и x_{III} , где для количественных выводов требуются повышение статистической точности и увеличение числа ядер.

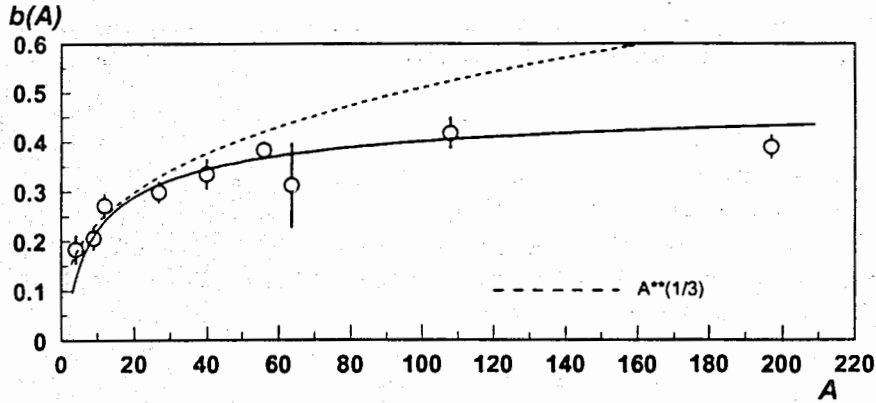


Рис.3. Зависимость величины искажений структурной функции нуклона от атомной массы ядра A , полученная в интервале $0,2 \leq x \leq 0,7$ с помощью аппроксимации $r^A(x)$ линейной зависимостью. Сплошная кривая получена умножением $\delta(A)$ [13] на нормировочный коэффициент. Пунктирной линией показан результат аппроксимации первых четырех точек $b(A)$ зависимостью вида $kA^{1/3}$.

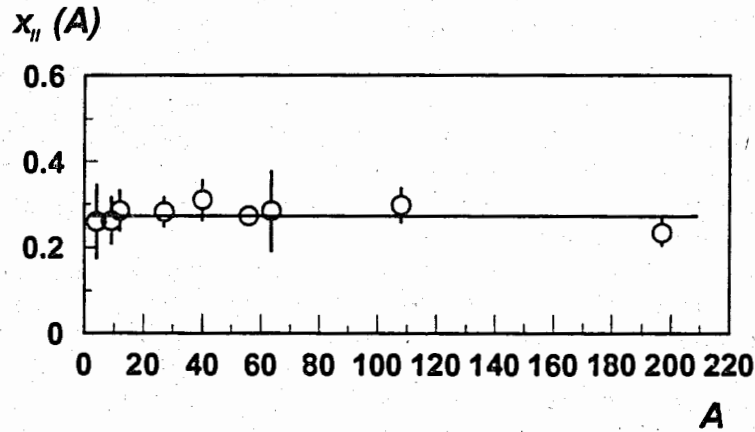


Рис.4. Зависимость координаты точки $x_{||}$ пересечения прямой линии $r^A = a - bx$ с линией $r^A = 1$

5. x -зависимость отношений $F_2^{A_1}/F_2^{A_2}$

Мы воспользуемся выражением (3) и полученными в разделах 3 и 4 результатами для определения x -зависимости отношений структурных функций, измеренных на ядрах A_1 и A_2 с атомной массой $A > 2$.

Вид выражения (3), подобие зависимостей $m_i(A)$ и насыщение A -зависимости параметра $b(A)$ для $A > 20$ позволяют сделать два вывода:

а) в области $x \ll 1$

$$F_2^{A_1}/F_2^{A_2} = C_1 x^\alpha, \quad (8)$$

где

$$\alpha = m_1(A_1) - m_1(A_2),$$

$$C_1 = \frac{1 + m_2(A_1)}{1 + m_2(A_2)};$$

б) в области $x > 0,1$ для $A_1 \approx A_2$ или $A_1, A_2 > 20$ справедливо

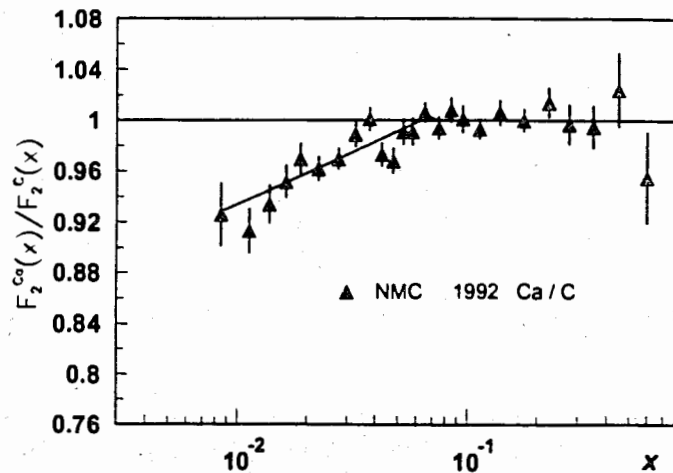
$$F_2^{A_1}/F_2^{A_2} \approx 1. \quad (9)$$

Мы определили $\alpha^{Ca/C}$, используя значения m_1 , полученные для C и Ca в разделе 3, а также $\alpha^{Ca/Li}$ с помощью интерполяции найденной зависимости $m_1(A)$. Найденные в соответствии с (8) отношения F_2^{Ca}/F_2^C и F_2^{Ca}/F_2^{Li} показаны на рис.5 сплошными линиями вместе с результатами измерений, полученными в работе [16]. Запунктированной областью показана погрешность в $\alpha^{Ca/Li}$, определяемая ошибкой $m_1(Ca)$ и погрешностью интерполяции величины $m_1(Li)$. Приведенные на рис.5а данные свидетельствуют в пользу полученных выражений (8) и (9), тогда как данные на рис.5б указывают на возможные разногласия между (8) и экспериментом.

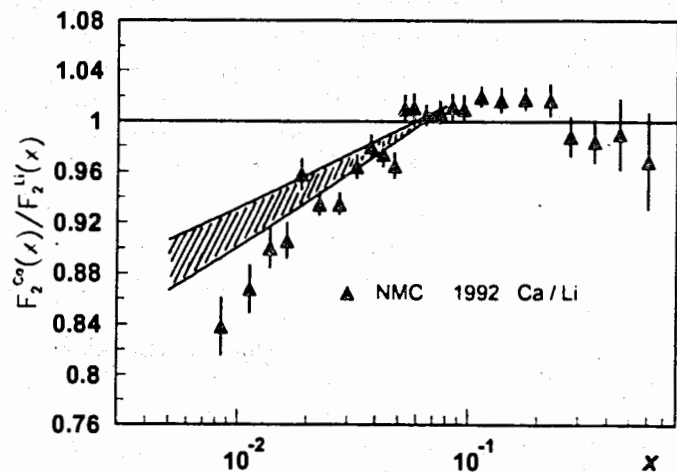
6. Заключение

В заключение из анализа экспериментальных данных по отношению структурных функций $F_2^A(x)/F_2^D(x)$ в рамках предложенного в настоящей работе подхода получена величина суммарных искажений структурной функции нуклона для областей экранирования, антиэкранирования и *EMC-эффекта* в зависимости от атомной массы ядра A . Найдено, что A -зависимости во всех трех областях подобны, что дает возможность предсказывать величину эффектов искажения в области $x \ll 1$ по результатам измерений в области *EMC-эффекта*.

Получены как хорошее согласие между экспериментальными данными и функцией $r^A(x, A)$, заданной уравнением (3), так и явный вид A -зависимости величины искажений $M(A)$ структурной функции нуклона. Найдено, что координата $x_{||}$ второй точки пересечения функции $r^A(x)$ и линии $r^A = 1$ не зависит от A .



(a)



(б)

Рис.5а,б Сравнение результатов измерения F_2^{Ca}/F_2^C — (а) и F_2^{Ca}/F_2^{Li} — (б) с зависимостью вида $C_1 x^\alpha$, где параметр α получен из анализа данных по F_2^A/F_2^D

Из этих фактов можно сделать следующие выводы:

1) искажения структурных функций (партонных распределений) нуклона, проявляющиеся в виде характерных осцилляций величины $r^A(x)$ вблизи значения $r^A(x)=1$, появляются при переходе от $A=2$ к $A=4$ ²;

2) при увеличении A от 4 до ~ 20 форма x зависимости $r^A(x)$ не изменяется, а величина искажений (амплитуда осцилляций) монотонно нарастает с увеличением A в хорошем согласии с параметром $\delta(A)$ [13] (который служит для исключения эффекта нуклонов поверхности ядра). Наблюдаемое подобие нарастания: $M(A)$ во всех трех рассмотренных областях указывает на одинаковую A -зависимость величины искажений в каждой из них.

3) при дальнейшем увеличении A ($A > 20$) величина искажений практически не изменяется;

4) отношения структурных функций, измеренные на ядрах A_1 и A_2 с атомной массой $A > 2$, описываются в области $x \ll 1$ простой зависимостью вида $C_1 x^\alpha$, а в области $x > 0,1$ для близких по A ядер, а также при $A > 20$ справедливо соотношение $F_2^{A_1}/F_2^{A_2} \approx 1$.

Выводы 1) – 3) свидетельствуют о выделенности 4-нуклонной системы (ядра ${}^4\text{He}$) как системы, ответственной за форму искажения структурной функции нуклона. Проблема понимания структуры связанного в ядре нуклона разделяется таким образом на объяснение механизмов (а) появления осцилляций величины F_2^{He}/F_2^D и (б) усиления амплитуды осцилляций (роста величины искажений $M(A)$) с увеличением A .

Литература

- [1] SLAC. J.Gomez, R.G.Arnold, P.E.Bosted et al.- Phys.Rev. D49 (1994) 4348.
- [2] E665. T.J.Carrol.-Proc. 28th Rencontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, Savoie, France, March 20-27, 1993.
- [3] EMC. J.Ashman, B.Badelek, G.Baum et al.- Z.Phys.C57 (1993)211.
- [4] V.Barone, M.Genovese, N.N.Nikolaev, E.Predazzi, B.G.Zakharov.- Z.fur.Phys.C58(1993)541.

² Мы не имеем возможности сказать что-либо о случае перехода от $A=2$ к $A=3$ из-за отсутствия данных по $F_2^{He}(x)/F_2^D(x)$.

- [5] S.A.Kulagin, G.Piller and W.Weise.-Univ. Regensburg preprint TPR-94-02, January 1994.
- [6] BCDMC. G. Bari, A.C.Benvenuti et al.- Phys.Lett.B163(1985)282; A.C.Benvenuti, D.Bollini et al., Phys.Lett.B189(1987)483.
- [7] NMC. G.Mallot.-Proc. XIII Intern. Conference Particles and Nuclei, Perugia, Italy, 28 June - 2 July 1993.
- [8] M.Arneodo.-Phys.Rep.240 (1994) N5-6, pp.301-393.
- [9] F.E.Close, R.L.Jaffe, R.G.Roberts and G.G.Ross.-Phys.Rev.D31 (1985) 1004.
- [10] I.Sick and D.Day.-Phys.Lett.B274(1992)16.
- [11] NMC. P.Amaudruz, M.Arneodo, A.Arvidson et al.- Z.Phys.C51 (1991)387.
- [12] EMC. M.Arneodo, A.Arvidson, J.J.Aubert et al.- Nucl.Phys.B333 (1990)1.
- [13] EMC. S.Barshay and D.Rein.-Z.Phys.C - Particles and Fields 46 (1990) 215.
- [14] EMC. J.J.Aubert, G.Bassompierre, K.H.Becks et al.- Nucl.Phys.B293 (1987) 740.
- [15] SLAC. A.Bodek, N.Giokaris, W.B.Atwood et al.- Phys.Rev.Lett. 50 (1983) 1431; A.Bodek, N.Giokaris, W.B.Atwood et al., Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 534.
- [16] NMC. P.Amaudruz, M.Arneodo, A.Arvidson et al.-Z.Phys.C53, Particles ad Fields (1992) 73.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1994 года.

Смирнов Г.И.

Д1-94-278

Исследование A -зависимости глубоконеупругого рассеяния лептонов и его следствия для понимания эффекта EMC

Предлагается определять A -зависимость искажений структурной функции нуклона $F_2(x)$ ядерной средой по величине суммарных искажений, найденной в некотором интервале (x_1, x_2) .

Из анализа данных по глубоконеупругому рассеянию мюонов и электронов на ядрах найдено, что величина искажений для каждой из трех рассмотренных областей — экранирования, антиэкранирования и *EMC-эффекта* характеризуется одинаковой (с точностью до постоянного коэффициента) зависимостью от атомной массы ядра A , начиная с $A = 4$. Совокупность имеющихся экспериментальных данных свидетельствует о насыщении величины искажений с ростом A .

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Smirnov G.I.

D1-94-278

A Study of the A Dependence of the Deep-Inelastic Scattering of Leptons and Its Implications for Understanding of the EMC Effect

It is suggested to determine the A dependence of distortions of the nucleon structure function $F_2(x)$ by summing the distortions over an interval (x_1, x_2) .

It was found from the analysis of the data on deep-inelastic scattering of muons and electrons from nuclei that the A dependence of distortion magnitudes obtained in each of three regions under study, namely shadowing, antishadowing and the *EMC effect* region, follow the same functional form, being different in the normalizing factor only. All the available data give evidence for the saturation of the distortion magnitude with rising A .

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994