

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-85-315

И. А. Савин

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ  
И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАРКОВ  
В НУКЛОНАХ И ЯДРАХ

Доклад, представленный на пленарном заседании  
XXII Международной конференции  
по физике высоких энергий /Лейпциг,  
19-25 июля 1985 г./

1985

## I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, информация о структуре нуклонов в наиболее "чистом" виде получается из реакции глубоконеупругого рассеяния (ГНР) заряженных лептонов (электронов или мюонов):



Чистота ее обусловлена тем, что измеряемое на опыте дважды дифференциальное сечение рассеяния лептона  $d^2\sigma_{ex}/dQ^2 dx$ , где  $Q^2$  - переданный четырехимпульс, а  $x=Q^2/2M\nu$ ,  $\nu=E-E'$ , очень близко (с точностью до радиационных поправок) к теоретически рассчитываемому сечению  $d^2\sigma_{th}/dQ^2 dx$ , основной вклад в которое дает процесс однофотонного обмена:

$$d^2\sigma_{ex}/dQ^2 dx \simeq d^2\sigma_{th}/dQ^2 dx = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} [1-y + y^2/2(1+R(x, Q^2))] F_2(x, Q^2). (I)$$

В этом подходе, кроме кинематических переменных  $Q^2$ ,  $x$ ,  $y=\nu/E$ , сечение реакции зависит от  $R(x, Q^2)$  и  $F_2(x, Q^2)$ .

Первая величина есть отношение сечений поглощения нуклоном виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризациями,  $R=\sigma_L/\sigma_T$ , являющаяся в общем случае функцией двух переменных  $x$  и  $Q^2$ , но асимптотически стремящаяся к 0 при  $Q^2 \rightarrow \infty$ .

Величина  $F_2$  есть феноменологическая структурная функция нуклона. Для нее Бёркен высказал гипотезу скейлинга, согласно которой при достаточно больших энергиях (передачах) зависимость  $F_2$  от  $Q^2$



пропадает. В этом случае структурная функция имеет простой физический смысл:

$$F_2(x) = x \cdot \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)],$$

где  $e_i, q_i, \bar{q}_i$  - заряд и функции распределений партонов и антипартонов в нуклоне. Таким образом, при достаточно больших  $Q^2$ , когда параметр  $R$  близок к нулю, сечение ГНР лептонов пропорционально структурной функции  $F_2$ , которая характеризует распределение кварков и антикварков в нуклоне.

В предасимптотической области, где, как установлено на опыте, гипотеза скейлинга нарушается,  $Q^2$  - поведение структурной функции  $F_2$  предсказывается квантовой хромодинамикой:  $F_2(x, Q^2) \sim \ln(Q^2/\Lambda^2)$ , где  $\Lambda = 100+300$  МэВ. Отметим также, что  $F_2$  равна нулю на краях кинематического интервала по  $x$ : при  $x=0$   $F_2=0$  по определению, а при  $x=1$  она стремится к нулю из-за малой вероятности одному партону иметь полный импульс всего нуклона ( $\bar{q}_i(1)=0$ ).

Формула, подобная (1), может быть написана также для суммы глубокоэластичных сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино, откуда также извлекается информация о  $F_2$  и о других структурных функциях (см. ниже).

С точки зрения структуры нуклонов, а также для проверки предсказаний КХД, наиболее интересной областью изучения ГНР является область больших  $Q^2$ . Однако в области значений  $Q^2=10+300$  ГэВ, доступной на современных пучках лептонов, измеряемые сечения лежат в интервале величин  $10^{-36}+10^{-39}$  см<sup>2</sup>. Для обеспечения высокой точности измерений за разумное время экспериментаторы используют не нуклонные, а ядерные мишени. При этом для извлечения из измеренных на опыте сечений информации о структурных функциях нуклона делается ряд упрощений, а именно предполагается, что:

1. Реакция глубокоэластичного рассеяния лептона на ядре, по-прежнему, описывается однофотонным (или  $W$ ) обменом, и виртуальный фотон ( $W$ ) рассеивается на партоне индивидуального нуклона.

2. Вклад в сечение каждого нуклона аддитивен, т.е.  $F_2(A) \sim \frac{1}{A} (d^2\sigma/dQ^2 dx)$ , где  $A$  - атомный номер ядра мишени.

3. Рассматривается "идеализированное" (изоскалярное) ядро, имеющее одинаковое число нейтронов и протонов, для которого

$$F_2^N = (F_2^p + F_2^n) / 2.$$

4. Параметр  $R(x, Q^2)$  мал и не зависит от  $x$ ,  $Q^2$  или  $A$ . Хотя имеются обоснованные возражения против этих упрощений, в большинстве экспериментов, выполненных до настоящего времени на ядерных мишенях в пучках электронов, мюонов, а также нейтрино, результаты получены исходя из их справедливости.

В какой области кинематических переменных и насколько серьезно результаты могут измениться, если одно или несколько из этих предположений не достаточно строгие? Такой же вопрос можно задать относительно других структурных функций ( $F_1, xF_3, \dots$ ), извлекаемых из ГНР лептонов.

До 1982 года теория отвечала, что осложнения следует ожидать на краях кинематической области по  $x$ , т.е. при малых и больших значениях  $x$ . При малых значениях, когда  $x < 0,05$ , предсказывалось <sup>/1/</sup> так называемое ядерное экранирование, вследствие чего структурная функция нуклона, измеренная на ядре, оказывается меньше, чем структурная функция, измеренная на изолированном нуклоне:  $F_2^N(A)/F_2|x < 0,05 < 1$ . При больших  $x$ , когда  $x > 0,8$  предполагалось <sup>/2/</sup>, что будут сказываться эффекты, связанные с движением нуклонов в ядре, а также кумулятивные эффекты, вследствие чего становятся возможными значения  $x > 1$ , и структурная функция не стремится к нулю при  $x \rightarrow 1$ , а поэтому  $F_2^N(A)/F_2|x > 0,8 > 1$ .

Теоретические предсказания в области малых значений  $x$  изучались экспериментально <sup>/3/</sup>. В области больших  $x$ , кроме некоторых данных из СЛАК, имеется только первое указание на наличие кумулятивных эффектов, сообщенное коллаборацией БЦМС в 1981 году <sup>/4/</sup>.

За исключением этих пограничных областей никаких серьезных теоретических осложнений при интерпретации данных ГНР на ядрах не ожидалось, и в течение ряда лет, особенно в период 1979-82 гг., когда в ЦЕРН были созданы мощные экспериментальные установки и прекрасные пучки частиц, в лептон-адронных экспериментах было накоплено много данных для изучения структурных функций. Результатом этого изучения явился большой сюрприз, преподнесенный на 21-й Международной конференции по физике высоких энергий Европейской мюонной коллаборацией и известный теперь под названием эффекта EMC.

Оказалось, что структурные функции  $F_2^N(A)$ , полученные из опытов с железной и дейтериевой мишенями, не имеют идентичную  $x$  - зависимость. Таким образом, были поставлены под сомнение указанные выше предположения, а вместе с ними и большинство полученных до сих пор результатов по структурным функциям и распределениям кварков. Поэтому понятно то внимание, которое было уделено экспериментаторами и теоретиками осмыслению и подтверждению эффекта EMC. Ситуация, сложившаяся к середине 1983 года, обобщена в докладах К.Рита <sup>/5/</sup> и Ф.Индурейна <sup>/6/</sup> на конференции в Брайтоне и в докладе Ф.Дидака <sup>/7/</sup> на конференции в Корнелле. Эти доклады и новые оригинальные работы, представленные на данную конференцию, использованы ниже для рассмот-



рения современного состояния проблем измерения параметра  $R(x, Q^2)$  (раздел 2), изучения ядерных эффектов в структурных функциях нуклонов (раздел 3) и анализа различных структурных функций, определенных из ГНР мюонов и нейтрино (раздел 4) традиционным способом. Общие выводы сделаны в разделе 5.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА $R(x, Q^2)$

Как видно из формулы для сечения ГНР, знание  $R$  необходимо при вычислении структурных функций. Роль этого параметра и его вклад в систематические ошибки  $F_2$  возрастает с увеличением  $y$ , что может привести к видимому изменению  $Q^2$ -зависимости  $F_2$ . Поскольку при этом большинство экспериментально регистрируемых событий лежит в области малых  $x$ , знание  $R$  становится очень важным именно здесь. Известно, что параметр  $R$  может быть выражен через структурные функции:

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} = \frac{F_L}{2xF_1} \quad (2)$$

При больших  $y$  ( $y \gg Q^2$ ) в рамках партонной модели для конститuentов со спином  $1/2$  параметр  $R=0$ , поскольку существует известное соотношение  $F_2=2xF_1$ , полученное при пренебрежении малыми эффектами массы и поперечного импульса конститuentов. Учёт поперечного импульса кварков приводит к зависимости  $1/8 R = 4\langle P_T^2 \rangle / Q^2$ , где  $P_T$  порядка нескольких сотен МэВ. Из этой оценки также следует, что при больших  $Q^2$  ( $\sim \text{ГэВ}^2$ ) значение  $R$  должно быть мало. Учёт глюонов и рождения кварк-антикварковых пар в рамках КХД предсказывает  $1/9$  определенные  $x$  и  $Q^2$ -зависимости для  $R$ , согласно которым  $R \rightarrow 0$  при больших  $x$  и  $Q^2$ . При малых же значениях  $x$  и  $Q^2$  параметр  $R$  отличен от нуля.

Экспериментально в электрон-мюонных пучках параметр  $R$  определяется путем измерения сечения ГНР при фиксированных значениях  $x$  и  $Q^2$  (или  $y$  и  $Q^2$ ), но при нескольких падающих энергиях. Это видно из альтернативной записи сечения ГНР через  $\sigma_L$  и  $\sigma_T$ :

$$d^2\sigma/dQ^2 dx = \Gamma_T \cdot \sigma_T (1 + \epsilon R), \quad (3)$$

где  $\Gamma_T$  - поток виртуальных фотонов с поперечной поляризацией, а  $\epsilon$  - кинематический параметр

$$\epsilon = [1 - y - Q^2/4E^2] / [1 - y + y^2/2 + Q^2/4E^2].$$

Параметр  $R$  определяется в результате линейной аппроксимации сечений как функции  $\epsilon$ . Отсюда видна простота и в то же время слабость метода: для минимизации ошибок требуется перекрыть точными измерениями максимальный интервал изменения  $\epsilon$ , т.е.  $y$ , что весьма трудно достигнуть в широком интервале переменных  $x$  и  $Q^2$ .

В отличие от электрон-мюонных, в нейтринных экспериментах (см. например, <sup>10/</sup>)  $R(x, Q^2)$  определяется через отношение структурных функций, вычисленных из дифференциальных сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядрах:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left[ (1-y - \frac{Mxy}{2E}) F_2 + xy F_1 \pm (y - \frac{y^2}{2}) x F_3 \right].$$

Вклад в сечения от каждой из структурных функций  $x F_1$ ,  $F_2$  и  $x F_3$  в отдельности может быть определен благодаря тому, что он имеет разную  $y$ -зависимость. Таким образом, величина  $R$ , извлекаемая из нейтринных экспериментов, может зависеть от тех предположений, которые сделаны при вычислении структурных функций  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ .

Приступая к обсуждению результатов по измерению параметра  $R$ , мы не должны также забывать того обстоятельства, что, если ядерные эффекты проявляются в одной структурной функции, а именно в  $F_2$ , то с большой вероятностью они присутствуют также и в  $F_1$ , а значит и в параметре  $R(x, Q^2)$  там, где последний отличен от нуля.

Все измерения параметра  $R(x, Q^2)$  приведены в табл. I.

### 2.1. ИЗМЕРЕНИЕ $R(x, Q^2)$ НА ВОДОРОДЕ

Кроме известных данных СЛАК <sup>11/</sup>, наиболее полные данные по этому параметру получены коллаборацией EMC <sup>12/</sup> при энергиях 120, 200 и 250 ГэВ. Данные представлялись в зависимости от переменных  $y$  (усредненные по интервалу  $Q^2 = 8 \div 145 \text{ ГэВ}^2$  со средним  $\langle Q^2 \rangle = 22,5 \text{ ГэВ}^2$ ) и  $x$  (усредненные по интервалу  $y = 60 \div 160 \text{ ГэВ}$  со средним  $\langle y \rangle = 100 \text{ ГэВ}$ ) и  $x$  (для двух интервалов  $y$ , см. рис. I). В пределах возможных статистических и систематических ошибок не наблюдалось изменения параметра  $R$  при вариациях соответствующей переменной. Среднее значение параметра по всему интервалу кинематических переменных оказалось равным  $\bar{R} = 0,00 \pm 0,035$  (стат)  $\pm 0,095$  (сист.).

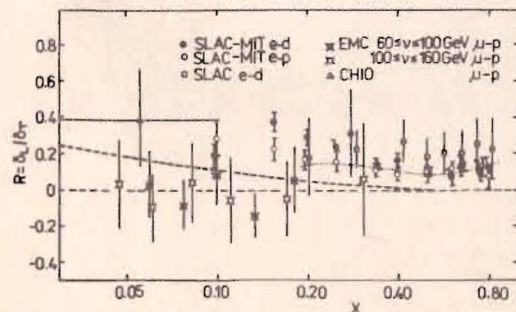


Рис. I.  $R(x, Q^2)$  в зависимости от  $x$  из измерений на водородных мишенях. Пунктир - предсказания КХД. Ожидаемые при малых  $Q^2$  эффекты высших твистов показаны точечной кривой.

На рис. I вместе с данными EMC показаны измерения СЛАК. Видно существенное отличие в их поведении, как при малых, так и при больших  $x$ . Отличие  $R$  от нуля при больших  $x$



Таблица I

Измерения параметра  $R(x, Q^2)$ 

Эксперимент	пучок/ми- шень	$Q^2, \text{GeV}^2$	$x$	$R$
MIT/SLAC 1972/19/	ep, ed	$1,5 \pm 11$	$0,1 \pm 0,8$	$0,18 \pm 0,10$
" 1974/20/	ep, ed	$1 \pm 15$	$0,1 \pm 0,67$	$0,16 \pm 0,01 \pm 0,09$
CHIO 1977/21/	$\mu p$	$1 \pm 5$	$0,01 \pm 0,035$	$0,05 \pm 0,33$
MIT/SLAC 1979/11/	ep	$1 \pm 16$	$0,1 \pm 0,8$	$0,138 \pm 0,011 \pm 0,056$
"	ed	"	"	$0,175 \pm 0,009 \pm 0,060$
CHIO 1979/22/	$\mu p$	$0,4 \pm 30$	$0,003 \pm 0,1$	$0,52 \pm 0,17 \pm 0,24$ $-0,15 \pm 0,20$
"	$\mu p$	$0,9 \pm 30$	$> 0,01$	$0,38 \pm 0,29$ $-0,25$
"	$\mu p$	"	$< 0,01$	$1,22 \pm 0,61$ $-0,67$
BCDMS 1981/15/	$\mu C$	$50 \pm 100$	$0,3 \pm 0,7$	$0,0 \pm 0,2$
EMC 1981/16/	$\mu p$			$0,03 \pm 0,10$
"	$\mu Fe$			$-0,13 \pm 0,19$
CDHS 1981/23/	$\nu, \bar{\nu} Fe$	$\langle 20 \rangle$	$0 \pm 0,6$	$0,10 \pm 0,025 \pm 0,06$
HPWFRO 1981/24/	$\nu, \bar{\nu} Fe$	$1-150$	$0 \pm 0,7$	$0,11 \pm 0,04 \pm 0,03$
BEBC 1982/25/	$\nu, \bar{\nu} N$	$1 \pm 100$	$0,02 \pm 1$	$0,08 \pm 0,12 \pm 0,04$
CHARM 1982/26/	$\nu, \bar{\nu} N$	$0,1-300$	$0,05 \pm 0,65$	$0,04 \pm 0,10$
EMC 1983/12/	$\mu p$	$\langle 22,5 \rangle$	$0,05 \pm 0,3$	$0,0 \pm 0,035 \pm 0,095$
"	$\mu Fe$	"	"	$0,03 \pm 0,12$
SLAC 1983/27/	ep	$3 \pm 18$	$0,15 \pm 0,85$	$0,22 \pm 0,10$
"	ed	"	"	$0,24 \pm 0,10$
CDHS 1983/10/	$\nu, \bar{\nu} Fe$	$2,3 \pm 43$	$0,015 \pm 0,7$	$0,10 \pm 0,025 \pm 0,06$
"	"	$\langle 38 \rangle$	$0,4 \pm 0,7$	$0,039 \pm 0,014 \pm 0,025$
BFP 1983/28/	$\mu Fe$	$18 \pm 60$	$0,15 \pm 0,55$	$-0,06 \pm 0,06 \pm 0,11$
ARSBS 1984/17/	ed	5	$0,3 \pm 0,7$	$0,112 \pm 0,048$
"	eHe	"	"	$0,127 \pm 0,174$
"	eAl	"	"	$0,195 \pm 0,112$
"	eFe	"	"	$0,299 \pm 0,079$
"	eAu	"	"	$0,382 \pm 0,197$
CHARM 1984/14/	$\nu, \bar{\nu} N$	$0,8-19$	$0-0,5$	$0,12 \pm 0,06$

и  $\langle Q^2 \rangle = 4 \text{ ГэВ}^2$  в данных СЛАК интерпретируется /13/ как указание на присутствие высших твистов, исчезающих в той же области  $x$  при значительно больших  $Q^2$  ( $\langle Q^2 \rangle = 20 \pm 40 \text{ ГэВ}^2$ ), характерных для измерений в ЦЕРН.

Следует обратить внимание на тенденцию роста  $R$  с уменьшением  $x$ , видную в данных СЛАК, которая может быть коррелирована также с уменьшением  $Q^2$  в этой области. Поведение  $R$  в зависимости от  $x$  согласуется с ожидаемым из КХД.

## 2.2. ИЗМЕРЕНИЕ $R(x, Q^2)$ НА ЯДРАХ

На ядрах параметр  $R$  измерялся как в пучках электронов и мюонов, так и в пучках нейтрино.

### Нейтринные эксперименты

Новые данные коллаборации CHARM по определению параметра  $R$  /14/ в функции  $x$  показаны на рис.2. В каждой точке измерения

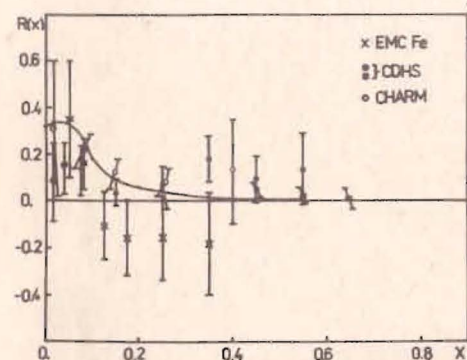


Рис.2.  $R(x, Q^2)$  в зависимости от  $x$  из измерений на ядрах. Сплошная линия — предсказания КХД.

перекрывает определенный интервал по  $Q^2$ , центральное значение которого изменяется от  $Q^2 = 0,76 \text{ ГэВ}^2$  при  $x = 0 \pm 0,05$  до  $Q^2 = 18,9 \text{ ГэВ}^2$  при  $x = 0,3 \pm 0,5$ . Видна, хотя и с большими ошибками, тенденция возрастания  $R$  в области значений  $x < 0,1$ , соответствующая предсказаниям КХД. Тенденция роста  $R$  с уменьшением  $x$  станет более явной, если принять во внимание тот факт, что верхний предел для  $R$ , установленный ранее коллаборацией CDHS /10/ в области  $x = 0,4 \pm 0,7$ , очень мал и в пределах ошибок совместен с нулем:  $R \leq 0,04 \pm 0,04$ . Следует, однако, отметить, что обсуждаемая тенденция роста, так же как в опытах СЛАК на водороде, может быть следствием как уменьшения  $x$ , так и уменьшения  $Q^2$ , средние значения которого при  $x < 0,1$  существенно ниже, чем в остальной области  $x$ .

В целом ошибки измерений параметра  $R$  в нейтринных экспериментах велики и не могут исключить гипотезу, что он не зависит от  $x$  и постоянен на уровне среднего значения  $\bar{R} = 0,1$ .



### Мюонные эксперименты

Средние значения  $R$  /15/, определенные из мюонных экспериментов на углероде /15/ и железе /16/, были очень малы (см. табл. I) и в пределах ошибок не отличались от нуля. Недавно коллаборация EMC провела более тщательный анализ всей совокупности данных на железной мишени и смогла оценить  $R$  в ряде интервалов  $x$  (см. рис. 2) /5/. В пределах ошибок результаты согласуются с гипотезой, что параметр  $R$  для железа так же, как для водорода, не зависит от  $x$  и равен нулю ( $\bar{R} = 0,03 \pm 0,12$ ), хотя тенденцию роста  $R$  с уменьшением  $x$  при  $x < 0,1$  тоже можно усмотреть.

Разные средние значения  $R$  в нейтринных и мюонных экспериментах могут быть обусловлены либо тенденцией роста  $R$  с уменьшением  $x$  и/или  $Q^2$  (КХД и высшие твисты), сильнее влияющей на нейтринные данные из-за присутствия событий с низкими  $Q^2$ , либо это может быть следствием методики измерения и возможности существования здесь эффекта типа EMC.

**Электронные эксперименты.** На пяти ядерных мишенях (d, He, Al, Fe, Au) в SLAC была изучена  $A$ -зависимость параметра  $R$  /17/. Измерения сделаны при  $Q^2 = 5$  ГэВ для трех значений  $x = 0,3; 0,5$  и  $0,7$ . Средние величины показаны на рис. 3. Хотя они согласуются со средним значением, определенным ранее для дейтерия ( $\bar{R} = 0,24 \pm 0,1$ ) /27/, некоторая  $A$ -зависимость параметра  $R$  не исключается этими измерениями. Например, они могут быть хорошо фитированы зависимостью /18/  $R(A) = a(x, Q^2) A^{1/3}$ , где  $\bar{a} = 0,08$  в измеренной области, что не

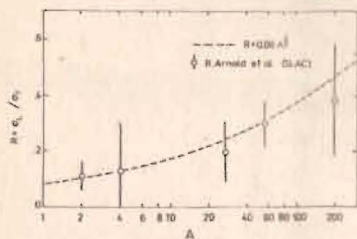


Рис. 3.  $R(x, Q^2)$  в зависимости от атомного номера мишени по измерениям в SLAC /17/. Пунктир — параметризация /18/.

противоречит другим имеющимся результатам для  $A=1$ . Зависимость  $R$  от  $A$  типа  $A^{1/3}$  заслуживает изучения, т.к. она подсказывает очевидное пред-

положение, что для поперечных виртуальных фотонов существует экранирование, и  $\sigma_T(A) \sim A^{2/3}$ , а для продольных оно отсутствует, и  $\sigma_L(A) \sim A$ .

Имеющаяся информация об измерениях параметра  $R(x, Q^2)$  можно суммировать следующим образом:

I. Существует заметное различие в  $x$ -поведении параметра  $R(x, Q^2)$  в областях  $Q^2$ , характерных для SLAC и ЦЕРН, обусловленное вкладом различных явлений. Это различие не может быть игнорировано при сравнении результатов изучения ГНР в мюонных и электронных экспериментах.

2. В области измерений ГНР в SLAC, даже при достаточно больших  $x$  и  $Q^2$ , параметр  $R$  отличен от нуля, и имеется указание на его возможную  $A$ -зависимость:  $R(A) = aA^{1/3}$ .

3. В области измерений ГНР, достижимой в мюонных или нейтринных экспериментах, где  $Q^2 \geq 20$  ГэВ<sup>2</sup>, параметр  $R$  близок к нулю во всей области  $x > 0,1$  как для водорода, так и для тяжелых ядер. Здесь оправдано использование  $\bar{R} = 0$  при определении структурных функций из сечений ГНР.

В области  $x < 0,1$  при вычислениях структурных функций вместо  $\bar{R} = 0$ , даже в экспериментах ЦЕРН, более оправдано использование значений  $R(x)$ , отличных от нуля — либо предсказываемых КХД, либо некоторых усредненных экспериментальных данных. Это особенно необходимо, если для данного интервала  $x$  среднее значение  $Q^2 \lesssim 5$  ГэВ<sup>2</sup>.

4. Экспериментальные данные по  $R(x, Q^2)$  содержат большие ошибки, что затрудняет однозначную интерпретацию данных о структуре нуклонов. Требуется существенный прогресс в измерениях этого параметра.

### 3. ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЯХ НУКЛОНА

Как было указано выше, структурные функции нуклона, определяемые из опытов с тяжелыми ядерными мишенями, могут иметь другое  $x$  и/или  $Q^2$  — поведение, чем структурные функции, вычисленные из экспериментов с водородом и дейтерием. Влияние соседних нуклонов ядра на структуру каждого из них (ядерные эффекты) уже давно привлекало внимание теоретиков и экспериментально изучалось в адрон-адронных экспериментах. Основываясь на их результатах, А.М.Балдин /29/ утверждал, что распределения кварков и глюонов в ядрах существенно отличаются от их распределений в свободных нуклонах.

Ядерные эффекты в глубоконеупругих взаимодействиях лептонов при больших  $x$  впервые были сообщены коллаборацией ЕЦМС на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в Версале (1981) /4/, а затем при средних  $x = 0,05-0,65$  Европейской мюонной коллаборацией на Парижской конференции в 1982 г. /30/. Данные ЕЦМС остаются пока неопубликованными и неподтвержденными. Данные же EMC (эффект EMC) получили поддержку и подтверждение из сравнения опубликованных данных ЕЦМС на углероде и данных EMC на дейтерии, в опытах SLAC на железе /31/ и алюминии /32/, в некоторых нейтринных экспериментах, а также в специально поставленных экспериментах в SLAC и ЦЕРН /33/. К обсуждению этих эффектов мы переходим ниже.

#### 3.1. Эффект EMC: экспериментальные данные

Как отмечалось выше, до 1982 года при измерениях структурных функций нуклона из данных по ГНР на ядрах, в области средних значе-



ний  $x$ , предлагалось учитывать только поправки, связанные с медленным движением нуклонов внутри ядра <sup>12/</sup>. При этом предполагалось, что нуклоны не (слабо) связаны друг с другом, и их внутренние свойства не отличаются от свойств свободных нуклонов.

Справедливость такого предположения впервые проверена экспериментами EMC в ходе систематического изучения структурных функций с использованием водородной <sup>134/</sup>, дейтериевой <sup>135/</sup> и железной <sup>16/</sup> мишеней. Для учёта известной разницы в структуре протона и нейтрона были сравнены структурные функции нуклонов, определяемые из железной и дейтериевой мишеней, т.е.  $F_2^N(Fe) = \frac{1}{56} F_2^{MFe}$  и  $F_2^N(D) = \frac{1}{2} F_2^{MD}$ .

Для сравнения использовались комбинированные данные при энергиях 120, 200, 250 и 280 ГэВ на железе и данные на дейтерии при энергии 280 ГэВ (рис.4). Видно, что  $F_2^N(Fe)$  систематически больше, чем

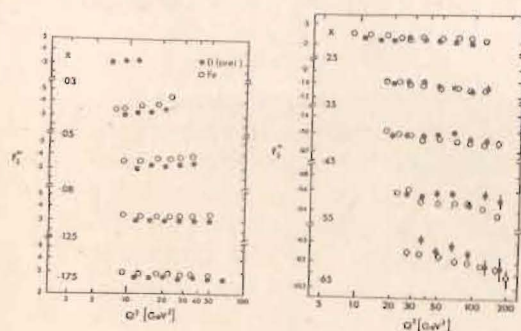


Рис.4. Сравнение структурных функций  $F_2^N(Fe)$  и  $F_2^N(D)$ , измеренных в экспериментах EMC.

$F_2^N(D)$  при малых  $x$  и наоборот - при больших  $x$ . Для количественного сравнения были взяты отношения  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$  в каждой точке по  $Q^2$ , а

затем усреднены для данного интервала  $x$ . Средние значения отношений в функции  $x$  показаны на рис.5 вместе с теоретическими предсказа-

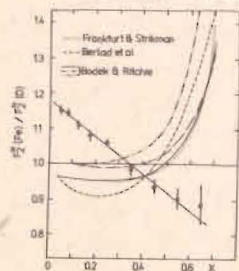


Рис.5. Отношение структурных функций нуклонов  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$  в зависимости от  $x$ . Точки - измерения EMC. Кривые - теоретические предсказания <sup>12/</sup>.

ниями <sup>12/</sup>. Как видно из рис.4, в каждом интервале  $x$  данные получены для разных значений  $Q^2$ . Например,  $Q^2$  меняется от 9 до 27 ГэВ<sup>2</sup> для интервала с наименьшим

значением  $x = 0,05$  и от 36 до 170 ГэВ<sup>2</sup> для  $x = 0,65$ . Но  $Q^2$ -поведение точек на железе и дейтерии подобно, и усреднение не может внести искусственной  $x$ -зависимости в отношения структурных функций. Наблюденная зависимость была параметризована прямой линией:

$$F_2^N(Fe)/F_2^N(D) = a + bx,$$

для которой в результате подгонки получены значения  $a = 1,18 \pm 0,01$  и  $b = -0,52 \pm 0,04$  (стат)  $\pm 0,21$  (сист.), где систематические ошибки преобладают. Этот результат находился в полном противоречии с теоретическими ожиданиями и на языке распределения кварков означал, что для конstituентов в нуклонах ядра по сравнению со свободными нуклонами подавлена вероятность иметь большое значение  $x$  (область валентных кварков) и наоборот повышена вероятность иметь малое значение  $x$  (область морских кварков).

Хотя предсказаний о возможном существовании эффекта EMC в литературе нет, имеется ряд известных фактов или идей, которые могут изменить распределения кварков в ядре по сравнению с их распределением в нуклоне. Среди них в первую очередь были названы следующие:

1) изменение массы или радиуса нуклона в ядре <sup>136/</sup>, 2) существование в ядре возбужденных барионных состояний типа  $\Delta$  <sup>137/</sup>, или многокварковых ( $6q, 9q, \dots$ ) состояний <sup>138/</sup>, 3) существование в ядре дополнительного моря за счёт взаимодействий между нуклонами <sup>139/</sup> и др. Поскольку предполагается, что все особенности поведения дейтона понятны хорошо, наблюдаемый эффект, по-видимому, относится к ядру железа.

Обладают ли другие ядра такими же свойствами? На этот вопрос можно ответить положительно, сравнив опубликованные результаты БЦМС <sup>15/</sup> по  $F_2^N(C)$  на углероде с данными EMC на дейтерии <sup>135/</sup>. В пределах статистических и систематических ошибок обоих экспериментов отношение  $F_2^N(C, БЦМС)/F_2^N(D, EMC)$  имеет ту же  $x$ -зависимость, что и на рис.5.

Вскоре после первого обсуждения результата EMC коллаборация СЛАК-МИТ переанализировала свои старые данные по  $ep$ - и  $ed$ -рассеянию. В этих экспериментах для вычитания фона от стенок мишеней, сделанных из алюминия и железа, проводились измерения на их макетах. Теперь эти измерения использованы для вычисления соответствующих сечений. Переанализированные данные в виде отношения сечений ГНР электронов на алюминии и дейтерии <sup>132/</sup> и на железе и дейтерии <sup>131/</sup> показаны на рис.6. В области значений  $x$ , перекрывающейся с EMC, оба отношения имеют ту же тенденцию, что и у EMC. Параметризуя их прямолинейной зависимостью в области  $x = 0,2 \pm 0,6$ , авторы получили:

$$a_{Al} = 1,11 \pm 0,02 \pm 0,023, \quad b_{Al} = -0,30 \pm 0,06, \\ a_{Fe} = 1,15 \pm 0,04 \pm 0,011, \quad b_{Fe} = -0,45 \pm 0,08,$$

что также не противоречило результатам EMC, имея в виду их большие систематические ошибки, но и указывало на возможную  $A$ -зависимость эффекта. Данные СЛАК, как и EMC, усреднены по  $Q^2$ , среднее значение



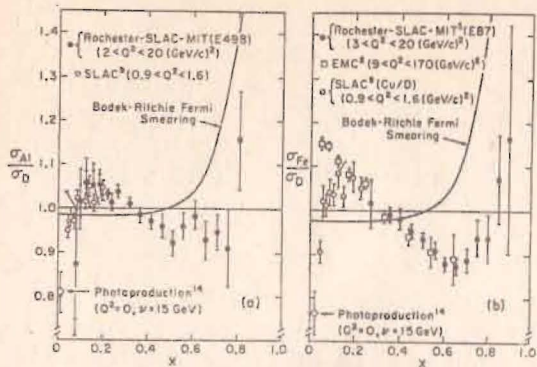


Рис. 6. Отношения сечений ГНР электронов в зависимости от  $x$  для ядер: а) алюминия и дейтерия  $^{132}/$ ; б) железа и дейтерия  $^{31}/$ .

которого изменяется от 3,3 до 19,3 ГэВ<sup>2</sup> для железа и от 1,9 до 20,1 ГэВ<sup>2</sup> для алюминия на краях соответствующих интервалов  $x = 0,25 \pm 0,9$  и  $x = 0,075 \pm 0,863$ .

По сравнению с ЕМС, СЛАК расширил область измерений по  $x$  в сторону больших значений, где видно проявление эффектов ферми-движения, обнаруживающиеся при значительно больших, чем ожидалось  $^{2}/$ , величинах  $x$ . Приводя вместе со своими данными на железе и алюминии опубликованные ещё в 1975 году отношения сечений ГНР электронов на меди  $^{40}/$  в области малых значений  $x$  и  $Q^2$ , авторы обратили внимание на возможное разногласие здесь электронных и мюонных экспериментов, которое могло бы быть следствием эффекта экранирования, хотя сами авторы работы 1975 г. никакого эффекта экранирования не наблюдали.

Специальный эксперимент  $^{177}/$  по изучению возможной  $A$ -зависимости сечений ГНР электронов был выполнен в 1983 году в СЛАК коллаборацией АРСВС с использованием 9 мишеней:  $d$ ,  $He$ ,  $Be$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Ca$ ,  $Fe$ ,  $Ag$  и  $Au$ . ГНР были изучены в кинематической области  $x=0,09-0,9$  и  $Q^2=2-15$  ГэВ<sup>2</sup> при нескольких энергиях падающих электронов в интервале  $E=8-24,5$  ГэВ. Рассеянные электроны детектировались 8 ГэВ-ным спектрометром СЛАК в 23 кинематических точках, лежащих в интервале  $E'=3,1-8,4$  ГэВ и углов рассеяния  $\theta = 11^\circ \pm 23^\circ$ . Были предприняты меры для снижения возможных систематических ошибок до минимума. Систематические ошибки в отношениях сечений  $\sigma_A/\sigma_D$ , возникавшие из-за неопределенностей в радиационных поправках ( $\pm 0,6\%$ ), акцентанса спектрометра ( $\pm 0,3\%$ ), мертвого времени аппаратуры ( $\pm 0,3\%$ ), мониторинга пучка ( $\pm 0,1\%$ ), фона пионов ( $\pm 0,5\%$ ), избытка нейтронов (до  $\pm 0,7\%$ ) и фона от пар электронов (до  $\pm 0,5\%$ ), будучи сложены в квадратурах, не превышали  $\pm 1,5\%$ . Ошибки из-за неопределенностей в толщинах мишеней были того же порядка.

Поскольку, как указывалось выше, в этом эксперименте было показано, что параметр  $R = \sigma_L/\sigma_T$  отличен от нуля и возможно зависит от  $A$ , авторы не извлекли из своих данных структурные функции, а предпочли сравнивать дифференциальные сечения (см. рис. 7). Отношения

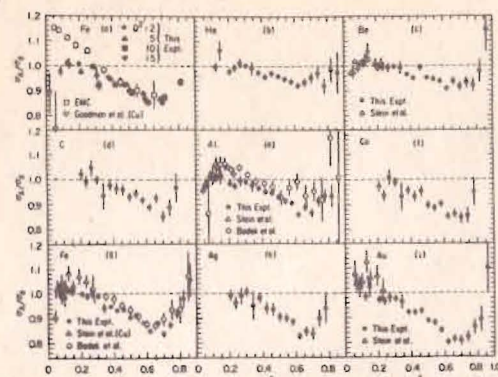


Рис. 7. Отношения сечений ГНР электронов в зависимости от  $x$  по данным АРСВС  $^{177}/$ : а) для ядер железа и дейтерия при разных  $Q^2$ ; в-1) для ядер  $A$  и дейтерия после усреднения по  $Q^2$ .

$\sigma_{Fe}/\sigma_D$  были получены при нескольких значениях  $Q^2$  из набора 2,5, 10 и 15 ГэВ<sup>2</sup> (рис. 7а) и оказа-

лись  $Q^2$ -независимыми. Результаты измерений на других ядрах (рис. 7в-1) усреднены по  $Q^2$ . Данные для всех ядер имеют одни и те же особенности: при  $x < 0,3$  отношения  $\sigma_A/\sigma_D$ , в противоположность отношению  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$  ЕМС, близки к единице, в интервале  $x=0,3 \pm 0,65$  ведут себя подобно отношению структурных функций ЕМС, а при  $x > 0,65$  проявляют тенденцию, предсказываемую моделями с учётом ферми-движения.

Зависимость отношений  $\sigma_A/\sigma_D$  от атомного номера одинаково хорошо описывается формулами  $\sigma_A/\sigma_D = c \cdot A^\alpha$  или  $\sigma_A/\sigma_D = a [1 + \beta \rho(A)]$ , где  $\rho(A)$  - средняя ядерная плотность. На рис. 8а показаны результаты степенного фита при двух значениях  $x$ : при  $x = 0,30$ , где  $\sigma_A/\sigma_D \approx 1$ , и при  $x = 0,62$ , где отклонение этого отношения от единицы максимально. В обоих случаях коэффициент  $\alpha$  мал. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  для разных  $x$  показаны на рис. 8б, откуда видно, что наиболее крутая зависимость отношения  $\sigma_A/\sigma_D$  от  $A$  достигается при  $x \approx 0,65$ .

Специальный эксперимент по проверке эффекта ЕМС был выполнен в октябре-декабре 1983 г. в ЦЕРН коллаборацией БЦДМС (НА-4)  $^{33}/$ .

Основные цели эксперимента формулировались следующим образом:

- 1) подтвердить эффект на более высоком уровне достоверности (с существенно меньшими систематическими ошибками);
- 2) исследовать его  $Q^2$ -зависимость в той же области, где он был обнаружен;
- 3) измерить отношения  $F_2^N(A)/F_2^N(D)$  для двух мишеней - железо, азот.

Эксперимент был выполнен на мюонном пучке СПС ЦЕРН при энергии 280 ГэВ. Регистрация событий глубоконеупругого рассеяния мюонов на ядрах осуществлялась с помощью модернизированного спектрометра  $^{41}/$ .



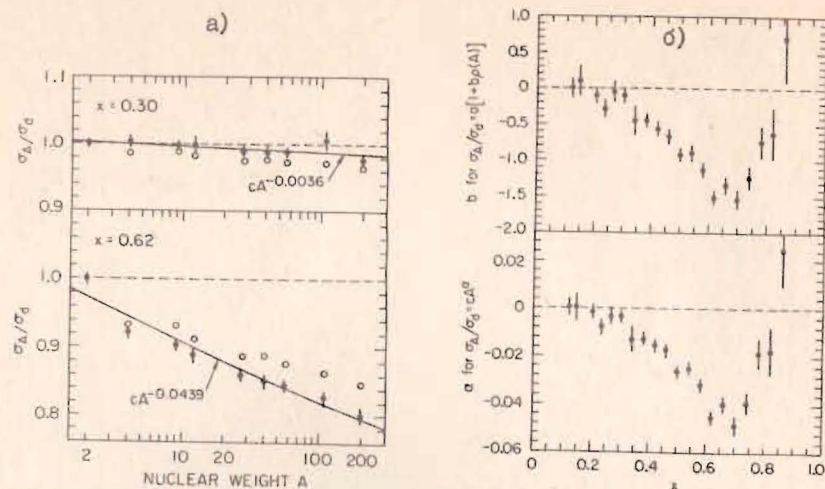


Рис.8. Отношения  $\sigma_A/\sigma_D$  в зависимости от  $A$  при фиксированных значениях  $x$  (а) и параметры их аппроксимации разными формулами (б).

Этот вариант спектрометра содержит две мишени длиной 4,8 м каждая и систему гексагональных пропорциональных камер, помещенных в головной части установки, и тороидальный магнит длиной 40м, оснащенный системой пропорциональных камер и сцинтилляционных счётчиков. Магнит состоит из 8 идентичных секций, центральное отверстие которых позволяет устанавливать сосуды, заполняемые жидким дейтерием либо жидким азотом, или твердые мишени. Модульность спектрометра позволяет получать данные при одновременном облучении разных мишеней, что минимизирует ошибки нормировки потока и калибровки энергии.

Измерения проводились в условиях, когда внешние мишени, мишени в первых двух, четвертом и пятом тороидах заполнялись жидким дейтерием или азотом, а в третьем тороиде устанавливалась 75 см-мишень из нержавеющей стали. Интегральный поток мюонов, пропущенный через установку при разных комбинациях мишеней (или без них - МАКЕТ), составил  $1,08 \cdot 10^{12}$ , в том числе для комбинации  $D_2-Fe-D_2$  -  $6,54 \cdot 10^{11}$ ,  $N_2-Fe-N_2$  -  $1,95 \cdot 10^{11}$ ,  $N_2$  - МАКЕТ -  $N_2$  -  $0,24 \cdot 10^{11}$ , МАКЕТ -  $Fe$  - МАКЕТ -  $0,82 \cdot 10^{11}$ , без мишеней -  $1,22 \cdot 10^{11}$ .

Комбинации  $N_2$  - МАКЕТ -  $N_2$  и МАКЕТ -  $Fe$  - МАКЕТ позволили определить взаимное загрязнение наборов данных с различных мишеней из-за конечности разрешающей способности спектрометра при определении вершины взаимодействия. В частности, среди событий, восстановленных из  $D_2(N_2)$ -мишеней, примесь событий от  $Fe$  - мишени составляет 1,4% (0,3%), а среди событий, приписанных  $Fe$  - мишени, при-

месь от событий из  $D_2$  - мишеней составляет 0,5%. Соответствующие поправки были внесены при обработке результатов.

Из-за недостатка времени на полную обработку на Конференцию представлена только часть данных, относящаяся к области больших  $Q^2$  и  $x$ :  $50 \leq Q^2 \leq 200 \text{ ГэВ}^2$ ,  $0,2 \leq x \leq 0,7$ .

При сравнении структурных функций нуклонов из  $Fe$  - и  $D_2$ - мишеней использовались события, зарегистрированные при их одновременном облучении. События из  $N_2$  - и  $D_2$  - мишеней зарегистрированы в разное время, но для их относительной нормировки использовался тот факт, что полученные одновременно с ними структурные функции из  $Fe$  в обоих случаях оказались одинаковыми.

При вычислении структурных функций, как всегда, вносились поправки на акцептанс установки и её разрешение, на изменение потока мюонов вдоль установки, радиационные поправки, поправки на неизоскалярность мишени и т.д.

Поскольку результаты, полученные ранее на углероде (БЦДМС) и железе (ЕМС), хорошо согласуются с нулевым значением отношения  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , при вычислении  $F_2^N$  полагалось  $R = 0$ .

На рис.9а и 9б приведены отношения структурных функций нуклона, измеренных на железной, азотной и дейтериевой мишенях, в зависимости от квадрата передаваемого 4-импульса для различных интервалов по  $x$ .

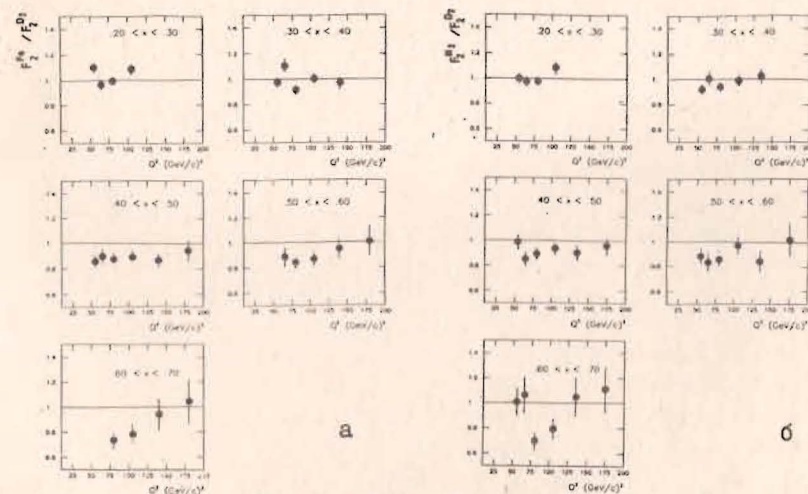


Рис.9. Отношения структурных функций в зависимости от  $Q^2$  для разных интервалов  $x$  из измерений БЦДМС /33/ на железе и дейтерии (а) и азоте и дейтерии (б).



Эти результаты интерпретируются как отсутствие  $Q^2$ -зависимости величин  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$  и  $F_2^N(N_2)/F_2^N(D)$  в интервале измерений. Усредненные по  $Q^2$  зависимости этих отношений от  $x$  показаны на рис.10а,б. Экспериментальные точки на рис.10 хорошо описываются

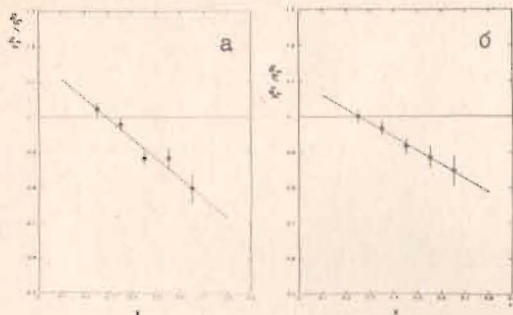


Рис.10. То же, что на рис.9, но в зависимости от  $x$  после усреднения по  $Q^2$ .

линейной зависимостью  $F_2^N(A)/F_2^N(D) = a + bx$  со значениями констант  $a^{Fe} = 1,16 \pm 0,03$ ;  $b^{Fe} = -0,56 \pm 0,08$ ;  $a^{N_2} = 1,10 \pm 0,04$ ;  $b^{N_2} = -0,39 \pm 0,09$ , что

находится в согласии с наблюдениями ЕМС. А-зависимость эффекта согласуется с результатами АРСВС<sup>/17/</sup>, хотя последние получены при значительно меньших  $E$  и  $Q^2$ .

Таким образом, два мюонных эксперимента - ЕМС и БЦДМС - наблюдают один и тот же эффект: отношения структурных функций  $F_2^N(A)/F_2^N(D)$  в зависимости от переменной  $x$  монотонно убывают в интервале  $x = 0,2 + 0,65$  от значения около 1,1 при  $x = 0,1$  до 0,8 при  $x = 0,7$ , в то время как в электронном эксперименте в СЛАК отношение соответствующих сечений  $\sigma_A/\sigma_D$  близко к 1 до  $x \leq 0,3$  и лишь потом начинает монотонно убывать примерно по тому же закону, что и в экспериментах ЦЕРН.

Противоречат ли результаты этих экспериментов? Для ответа на этот вопрос вспомним, что по определению (см.формулу (1)) отношения сечений реакций ГНР и отношения структурных функций равны в двух случаях, когда либо  $R = 0$ , либо  $R = \text{const}$  (не зависит от  $A$ ) и интервал измерений по  $y$  одинаков для двух мишеней. Однако, как мы уже видели, ни одно из этих условий в опытах АРСВС не удовлетворяется. Наоборот, там было получено указание на зависимость  $R$  от  $A$ , которая была параметризована<sup>/18/</sup> в виде  $R = aA^{1/3}$ . Максимальное различие между отношениями сечений и структурных функций можно оценить аналитически из формулы для дифференциального сечения ГНР при  $y=1$ :

$$\sigma_A/\sigma_D|_{y=1} = [F_2^N(A)/F_2^N(D)] \cdot [(1+R_D)/(1+R_A)].$$

Подставив результаты<sup>/17/</sup> для железа  $R_{Fe} = 0,299$  и дейтерия

$$R_D = 0,112, \text{ получим } \sigma_{Fe}/\sigma_D|_{y=1} = 0,85 [F_2^N(Fe)/F_2^N(D)].$$

Следовательно, различие двух отношений может достигать 15%.

Можно попытаться вычислить (см.<sup>/18/</sup>), какое отношение сечений  $\sigma_A/\sigma_D$  в каждом интервале  $x$  было бы наблюдено ЕМС или БЦДМС, если бы в этих экспериментах вместо экспериментально обоснованной величины  $R=0$  для обоих ядер, использовалась степенная зависимость  $R$  от  $A$  - одна и та же при всех  $x$ . Коэффициент  $a$  в формуле  $R = aA^{1/2}$  в согласии с<sup>/17/</sup> можно взять равным  $a=0,08$  - на основании измерений в области  $x = 0,3+0,7$  (с уменьшением  $x$  он должен только возрастать и тем самым увеличивать разность  $\Delta R_A(x) = R_A(x) - R_D(x)$ ). Использование того же значения коэффициента  $a$  при меньших  $x$  ( $x < 0,3$ ) будет соответствовать оценке минимально возможного влияния А-зависимости параметра  $R$ . Результаты детального расчёта в кинематической области ЦЕРН ( $Q^2 = 35+200 \text{ ГэВ}^2$ ,  $x = 0,1+0,8$ ,  $y = 0,1+0,9$ ) показаны на рис.11 для двух ядер - железа и алюминия.

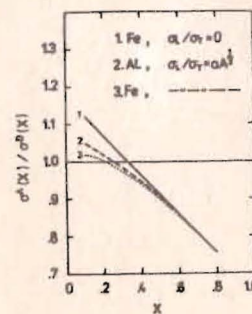


Рис.11. Отношение  $\sigma_A/\sigma_D$  в зависимости от  $x$ , вычисленное по данным ЕМС с использованием различных значений параметра  $R$ : кривая 1 -  $R=0$ ; кривые 2,3 -  $R=0,08 \cdot A^{1/3}$ .

Сплошной линией там же показана исходная параметризация ЕМС ( $1,17 - 0,52x$ ). Видно, что учёт возможной зависимости  $R(A)$  существенно преобразует отношение сечений в области  $x < 0,4$ , приводя к согласию результаты, полученные ЕМС/БЦДМС и АРСВС на железе, и объясняя некий выброс в данных АРСВС на алюминии при малых  $x$ .

В докладе, представленном на Конференцию (расширенная версия статьи<sup>/17/</sup>), коллаборация АРСВС оценила отношения  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$ , используя свою информацию о возможной А-зависимости параметра  $R$ , и нашла (см.рис.12), что они в пределах ошибок совместны с отношениями ЕМС во всей перекрывающейся по  $x$  области измерений.

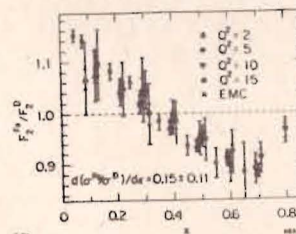


Рис.12. Отношения структурных функций  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$ , полученные коллаборацией АРСВС с использованием сечений  $\sigma_{Fe}/\sigma_D$  и своих измерений параметра  $R$  для железа и дейтерия<sup>/17/</sup>.

Таким образом, заключая сравнение мюонных и электронных ГНР-экспериментов, я хотел бы подчеркнуть, что для изучения ядерных эффектов в структурных функциях при малых



$x$  и сравнительно малых  $Q^2$  мы должны иметь очень хорошие данные о параметре  $R(x, Q^2)$ . Пока эти данные отсутствуют, ядерные эффекты необходимо (можно) изучать в той кинематической области, где значения  $R(x, Q^2)$  близки к нулю.

Волна поиска ядерных эффектов коснулась и нейтринных экспериментов.

Сравнивая  $x$  - распределения взаимодействий антинейтрино в неоне (заряженные токи) из 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ и в дейтерии из камеры BEBC, физики ИТЭФ в области  $x = 0, 1+0,7$  получили<sup>/42/</sup> подтверждение эффекта EMC.

Коллаборация WA21(ЦЕРН) сравнила<sup>/43/</sup> структурные функции  $F_2^{\nu p}$ , полученные из взаимодействий нейтрино и антинейтрино с водородом в камере BEBC, и опубликованные данные CDHS по  $F_2^{\nu N}(Fe)$  на железе. Из-за больших ошибок это сравнение не дало определенного результата по  $x$  - зависимости отношения структурных функций.

Отношения сечений ГНР нейтрино и антинейтрино в неоне и водороде, полученные при облучении камеры BEBC с трекочувствительной мишенью (BEBC-TST), и их зависимость от  $x$  в пределах ошибок согласовывались с измерениями EMC в области  $x > 0,1$ <sup>/43/</sup>. При  $x < 0,1$  точки BEBC-TST лежат ниже соответствующих точек EMC, однако среднее значение  $\langle Q^2 \rangle = 1,5 \text{ ГэВ}^2$  для них значительно ниже, чем у EMC. Ещё две коллаборации BEBC-WA25 и WA59<sup>/44/</sup> исследовали эффект EMC, изучая взаимодействия антинейтрино с неоном и дейтерием и сравнивая отношения соответствующих дифференциальных сечений в функции  $x, y$  и  $Q^2$ . Не наблюдается никакой  $y$ - или  $Q^2$  - зависимости в этих отношениях. Анализируя  $x$ -зависимость отношений сечений, авторы делают вывод, что в области средних значений  $x=0,3+0,6$  их результаты совместны с результатами EMC, а при  $x < 0,2$  - расходятся с последними. Как видно из рис.13, это расхождение порядка одного-двух стандартных отклонений в первых двух  $x$ -интервалах.

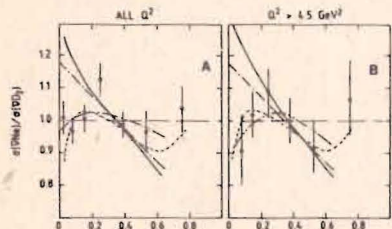


Рис.13. Отношение сечений  $\bar{\nu}Ne$  - и  $\bar{\nu}D$ - взаимодействий в зависимости от  $x$  для всех значений  $Q^2 (0,25+25 \text{ ГэВ}^2)$  (а) и для  $Q^2 > 4,5 \text{ ГэВ}^2$  (б) (WA25 + WA59<sup>/44/</sup>).

Я прокомментирую это и BEBC-TST расхождение с EMC ниже.

Новые результаты изучения эффекта EMC представила на Конференцию коллаборация CDHS<sup>/46/</sup>. Изучались ГНР нейтрино и антинейтрино, возникавшие в танке с жидким

водородом, установленном перед детектором, и в железе самого детектора. На основе кинематических и геометрических критериев отбора для анализа было оставлено 4457  $\nu p$ , 4178  $\bar{\nu} p$  взаимодействий с заряженными токами. Кроме того, при анализе использовались 2105  $\nu Fe$  и 1075  $\bar{\nu} Fe$  взаимодействий в стенках танка и 50000  $\nu Fe$  и 150000  $\bar{\nu} Fe$  взаимодействий в детекторе. Дифференциальные сечения рассеяния на водороде были получены в интервале энергий  $E=40+160 \text{ ГэВ}$ , где после дополнительных обрезаний интервалов с малым аксептансом и большой неопределенностью последнего для анализа оставлено 2787  $\nu p$  и 2350  $\bar{\nu} p$  событий.

Ввиду малой статистики, для извлечения из дифференциальных сечений доминирующих распределений кварков  $u(x), d(x), \bar{u}(x)$  и  $\bar{d}(x)$  предполагалось, что вклады продольной структурной функции и нарушения скейлинга описываются КХД в низшем порядке. Экспериментально измеренные сечения были поправлены на эти эффекты, после чего сечения и структурные функции связывались между собой соотношениями

$$\begin{aligned} d^2\sigma^{\nu p}/dx dy &= K \cdot [d + s + (1-y)^2 (\bar{u} + \bar{c})]; \\ d^2\sigma^{\bar{\nu} p}/dx dy &= K \cdot [\bar{d} + \bar{s} + (1-y)^2 (u + c)]; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} d^2\sigma^{\nu N}/dx dy &= K \cdot [q + s - c + (1-y)^2 (\bar{q} + \bar{c} - \bar{s})]/2; \\ d^2\sigma^{\bar{\nu} N}/dx dy &= K \cdot [\bar{q} + \bar{s} - \bar{c} + (1-y)^2 (q - s + c)]/2, \end{aligned}$$

где  $K=2xG^2ME/\pi$ , а  $q, \bar{q}$  - являются функциями только  $x$ . Комбинации или индивидуальные распределения кварков были получены из коэффициентов  $A$  и  $B$  линейной аппроксимации  $y$ -распределений сечений  $A + B \cdot (1-y)^2$ . Сечения до и после внесения поправок, а также результаты их фита показаны на рис.14. Поправленные сечения относятся к значению  $Q^2$ , связанному с интервалом  $x$  соотношением  $Q^2 = 66x(\text{ГэВ})^2$ .

Структурные функции  $F_2^N(Fe)$  для разных интервалов  $x$ , определяемые как  $F_2(x) = [q(x) + \bar{q}(x) + q_L(x)] \cdot x$ , где  $q_L(x)$  - продольная структурная функция, вычислены из дифференциальных сечений  $\nu Fe$  - или  $\bar{\nu} Fe$  - рассеяний, экстраполированных к  $y=0$ . При этом предполагается, что  $s(x) = \bar{s}(x)$  и  $c(x) = \bar{c}(x)$ . В силу зарядовой симметрии та же самая структурная функция должна быть получена и из водородных данных путем усреднения экстраполированных к  $y=0$  сечений ГНР нейтрино и антинейтрино и добавления к ним соответственно  $q_L^{\nu p}$  и  $q_L^{\bar{\nu} p}$ . Продольные структурные функции  $q_L = [q_L^{\nu p} + q_L^{\bar{\nu} p}]/2$ ,  $q_L^{\nu p}$  и  $q_L^{\bar{\nu} p}$ , как уже говорилось, вычислены в низшем порядке КХД с использо-



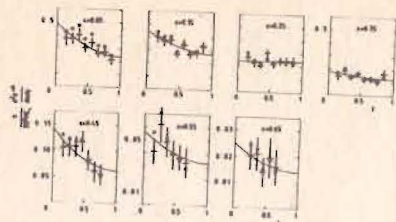
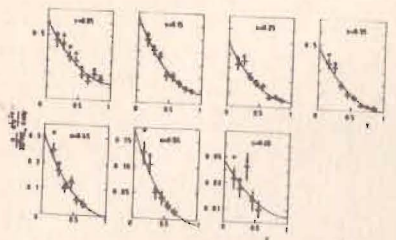


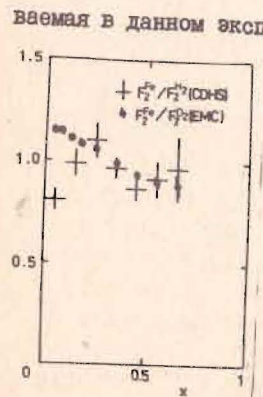
Рис.14. Дифференциальные сечения  $\nu p$ - и  $\bar{\nu} p$ - взаимодействий в зависимости от  $u$  для разных интервалов  $x$ ; точки - до, кресты - после внесения поправок на  $q_L$  и нарушение скейлинга. Кривые - аппроксимация  $A + B(1-u)^2$ .



влиянием распределений кварков и глюонов, ранее найденных этой же коллаборацией из ГНР на железе /10/. Структурные функции  $F_2(Fe)$  и  $F_2(H_2)$ , вычисленные таким образом, а также их отношения в функции  $x$  показаны на рис.15 и 16 соответственно. Из-за больших ошибок авторы не делают определенных выводов о совместности своих результатов с EMC и SLAC. Им кажется, что при



Рис.15. Структурные функции  $F_2(H_2)$  (а), полученные из усредненных сечений взаимодействий нейтрино и антинейтрино, и  $F_2(Fe)$ , полученные отдельно из сечений взаимодействий нейтрино (кресты) и антинейтрино (круги) /46/.



малых  $x$  имеется противоречие с EMC и лучшее согласие с результатами SLAC. Им кажется, что при  $x$  и лучшее согласие с результатами SLAC, а при больших  $x$  они не противоречат результатам EMC. Имея в виду, что область  $q^2$ , перекрывающаяся в данном эксперименте, особенно при малых  $x$ , практически совпадает с областью SLAC, а также способ учёта эффектов, связанных с  $R(x, q^2)$ , и имевшую место выше дискуссию о возможной зависимости  $R(A)$ , нам представляется необоснованным говорить о разногласиях в точке  $x=0,05$ , т.к. в остальных точках результаты в пределах одной стандартной ошибки перекрываются. Возможная зависимость  $R$  от  $A$  не учитывалась и в других нейтринных экспериментах, где при

Рис.16. Отношения структурных функций, показанных на рис.15, и их сравнение с данными EMC.

изучении эффекта EMC сравнивались отношения сечений и молчаливо предполагалась, что они тождественны отношениям структурных функций. Но так же, как и в случае ГНР мюонов, наибольший вклад от  $R(A)$  в значения  $F_2(x, q^2)$ , полученные из суммы сечений ГНР  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , даёт область больших значений  $u$ , коррелированных с малыми значениями  $x$ . Следовательно, прежде чем сравнивать с мюонными данными, необходимо пересчитать нейтринные данные по сечениям к отношению структурных функций с учётом возможной  $x$ - и  $A$ -зависимостей параметра  $R(x, q^2)$ .

Нейтринные эксперименты позволяют получить информацию, важную для понимания природы эффекта EMC, в частности, для выяснения роли морских кварков.

Поскольку вклад морских кварков в сечение наиболее заметен во взаимодействиях антинейтрино, коллаборации на BEBC (WA24 /45/, BEBC-T3T /43/, WA (25+59) /44/ и CDHS /46/) попытались оценить его, сравнивая интегралы

$$\int \bar{q}(A) dx / \int \bar{q}(D) dx,$$

измеренные на двух мишенях. В пределах ошибок отношения интегралов оказались равными 1 вместо 1,3+1,4, если бы морские кварки были целиком ответственны за эффект EMC.

Перечислим дополнительную информацию, имеющую отношение к дальнейшему изучению ядерных эффектов в структурных функциях, которая была сообщена в докладах на данной конференции:

1. Коллаборация EMC измерила (доклад Нассальского на секции B13) выход  $J/\psi$  - частиц, рожденных в ГНР мюонов на ядрах Fe, D<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>. Будучи интерпретированы в рамках модели фотон-глюонного слияния, они указывают на то, что при малых  $x$  количество глюонов в железе значительно больше, чем в H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub> (см. рис.17): среднее значение отношения  $g(x)_{Fe}/g(x)_{H_2/D_2} = 1,44 \pm 0,12 \pm 0,20$  в области  $x = 0,03 + 0,08$ .

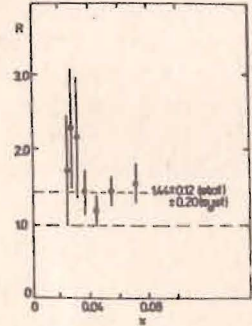


Рис.17. Отношение глюонных структурных функций для железа и H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>, вычисленные EMC в рамках модели фотон-глюонного слияния.

2. Группа ИФВЭ-ИТЭФ, изучая взаимодействия нейтрино с неонам в 15-футовой пузырьковой камере ФНАЛ, определила верхний предел рождения  $\Delta^0(1232)$  и  $\Delta^{++}(1232)$  изобар в задней полусфере: 1,1% и 0,4% соответственно (90% с.л.) /77/.

3. Наблюдена асимметрия  $A$  вверх-вниз ( $\xi$  по отношению к плоскости лептона) для быстрых заряженных адронов из  $\nu N_e$ - взаимодействий /78/ при средней энергии 100 ГэВ. Она зависит от переменной  $\chi = E_h / (E_\nu - E_h)$ : для  $\chi > 0,3$ ,  $A = -0,054 \pm 0,017$ ; для всех  $\chi$



$A = 0,0010 \pm 0,00048$ . Эта асимметрия может быть связана с перерасеяниями в ядре.

Таким образом, суммируя имеющиеся экспериментальные данные, можно сделать следующие выводы:

1. Эффект ЕМС подтвержден независимыми измерениями ГНР электронов, мюонов и нейтрино на ядрах. Коллаборация ЕЦМС подтвердила его в той же кинематической области, где он был обнаружен, с использованием двух мишеней одновременно.

2. Не наблюдается  $Q^2$ -зависимости этого эффекта в широком интервале  $Q^2$  от 1 до 200 ГэВ<sup>2</sup>.

3. Найдена слабая  $A$ -зависимость эффекта.

4. Результаты нейтринных и электронных экспериментов согласуются с результатами мюонных в области  $x = 0,3 \pm 0,7$ .

5. Если принять во внимание, что  $R(x, Q^2) = \sigma_L / \sigma_T$  может зависеть от  $A$ , например, в виде  $R = a(x, Q^2) \cdot A^{1/3}$ , то

- результаты еА-экспериментов СЛАК и  $\mu$ А-экспериментов ЦЕРН совместны во всей области измерений по  $x$ ;

- с учётом также возможной  $x$ -зависимости параметра  $R$  - все  $\nu$ -,  $e$ - и  $\mu$ -эксперименты совместны даже при очень малых  $x$  ( $x < 0,03$ ) без привлечения эффекта экранирования для объяснения видимого различия в данных;

- изучение ядерных эффектов структурных функций должно проводиться (возможно) только в тех экспериментах (по-видимому, только мюонных) и в той кинематической области, где  $R \approx 0$ .

### 3.2. Эффект ЕМС: объяснения

Таким образом, теперь экспериментально доказано, что распределения кварков в ядрах отличаются от распределений кварков в свободных нуклонах.

В рамках идей, лежащих на поверхности, в 1983-84 годах был рассмотрен ряд моделей, предлагавших качественное и количественное "объяснение" эффекта ЕМС, а также предсказывавших новые проявления ядерных эффектов. В нижеследующем (неполном) перечне эти модели разбиты на два класса. Класс I включает работы, где предполагается, что внутренние свойства свободных и связанных в ядре нуклонов различны. Класс 2 предполагает присутствие в ядре многокварковых состояний, отличных от нуклона. Мы указываем основную идею модели, область согласия с данными и область (зависимость) измерений ГНР, где возможно получить результаты для ее критической проверки (см. табл. 2).

Из этого перечня видно, что большинство моделей качественно согласуется с экспериментальными данными в интервале измерений по  $x$  от 0,2 до 0,7. Два примера, по одному на каждый класс моделей,

## Теоретические модели ядерных эффектов в структурных функциях

Таблица 2а

Класс I - изменение внутренних свойств нуклонов в ядре

Основная идея	I. Области качественного согласия с экспериментом. 2. Критические области.
Радиус нуклона в ядре на $\sim 13\%$ больше, чем в свободном состоянии; учёт ферми-движения нуклонов /48/.	I. Все $x$ . 2. $x < 0,1$ ; $x > 1$ .
Радиус конфайнмента в ядре железа на $\sim 15\%$ больше, чем в дейтерии /49/; радиус конфайнмента растет логарифмически с ядерной плотностью /50,51/; для промежуточных значений $x$ ( $0,05 \pm 0,5$ ) эффективный радиус нуклона в ядре на $\sim 5\%$ больше, чем свободного /52/.	I. $x > 0,3$ . 2. Малые $x$ , большие $x$ . A-зависимость при больших $x$ .
Экранирование валентных кварков, увеличение радиуса нуклона в ядре /53/.	I. $x > 0,3$ . 2. $x < 0,2$ ; $x > 1$ ; A-зависимость.
9-15% нуклонов в ядре железа возбуждены (дельта-изобары) /54/.	I. $x = 0,1 \pm 0,7$ . 2. $x < 0,1$ ; $x > 1$ .
Модель солитонных мешков, радиус нуклона в ядре больше, чем свободного /79/.	I. A-зависимость 2. Не обсуждена x-зависимость
Вводится эффективная ядерная плотность, используется теория квантовой жидкости Ландау /80/.	I. Большие $x$ , 2. $x < 0,4$ .
Вводится понятие "цветной проводимости"; кварки и глюоны присутствуют на расстояниях вплоть до границ ядра /81/.	I. $x = 0,1 \pm 0,5$ . 2. $x < 0,1$ ; $x > 0,6$ ; A-зависимость.



Таблица 26  
Класс 2 - многокварковые состояния

I	2
Универсальная кварк-глюонная структурная функция ядра $\sim e^{-x/b}$ , не являющаяся суперпозицией нуклонных структурных функций; кумулятивный эффект, многокварковые состояния в ядрах /29/.	1. $x > 0,5$ . 2. Малые $x$ , $x > I$ ; A-зависимость.
Непрерывное образование и распад многокварковых флуктуаций в ядре /55/.	1. Все $x$ . 2. Большие $x$ ; A-зависимость; $xP_3$ и $\bar{q}(x)$ из $\psi P$ и $\psi A$ ; соотношение между морскими и валентными кварками.
Коалесценция двух нуклонов в $6q$ - мешок с радиусом больше, чем $3q$ - мешок; возрастание доли морских кварков в железе на $\sim 60\%$ по сравнению с дейтерием /56/.	1. $x = 0,2+0,7$ . 2. Малые $x$ ; большие $x$ ; доля морских кварков.
Примесь $6q$ - состояний в ядре: а) $\sim 7\%$ для объяснения данных ЕЦМС на углеводе при больших $x$ /57/; б) $\sim 16\%$ для согласования данных ЕМС и фактора $^3\text{He}$ /58/; в) то же, что и б), но доля $6q$ до $30\%$ /59/; г) зависит от $A$ как $A^{-1/3}$ , т.е. $\sim 10\%$ для $\text{Be}$ ; $\sim 20\%$ для $\text{Fe}$ и $\sim 30\%$ для $\text{Au}$ /60/.	1. $x=0, I+0,7$ 2. Малые $x$ ; большие $x$ ; $q^2$ -зависимость, A-зависимость.
Примесь $12q$ - состояний в ядре $(17\pm 6)\%$ /61/.	1. $x > 0, I$ . 2. A-зависимость при больших $x$ .
Присутствие $\alpha$ -кластеров в ядре $(20\pm 5)\%$ /62/.	1. $x > 0, I$ . 2. A-зависимость при больших $x$ ; магические ядра $^4\text{He}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ ...
Ядра содержат пионы в количестве $0,12A^{0,63,64}$ /63, 64/; при малых $x$ доля пионов должна достигать $0,4A$ /65/.	1. $x=0, I+0,7$ . 2. $x < 0,05$ ; большие $x$ ; A-зависимость, множественность пионов, доля странных кварков.

I	2
В ядре присутствуют $6q$ - кластеры и пионы /66/.	1. Все $x$ . 2. Малые и большие $x$ ; доля морских кварков.
Ядра содержат дельта-кластеры ( $\sim 4\%$ ), пионы ( $12\%$ ) /67/.	1. $x=0, I+0,8$ . 2. Малые и большие $x$ ; A-зависимость.
Ядра содержат нуклонные кластеры, размер которых зависит от числа кварков /68/.	1. $x=0, I+0,9$ . 2. Все $x$ ; $x > I$ ; A-и $q^2$ -зависимость.
Ядро содержит кварк-глюонную плазму $(6+8\%)$ /69/.	1. $x=0, I+0,7$ . 2. $x < 0,2$ ; $x > 0,7$ ; A-зависимость.
Структурные функции содержат две компоненты: 1) сумма нуклонов; 2) экзотическая, вероятность появления которой $\sim A^{-1/3}$ /70/.	1. $x > 0,2$ . 2. Малые и большие $x$ ; $x > I$ ; A-зависимость.

взятых из докладов на Конференции, иллюстрирует качество согласия между ними и экспериментом. Первый (см. рис. 18) - модель ядерной цветной проводимости /81/, а второй - модель флуктонов /55/ (рис. 19).

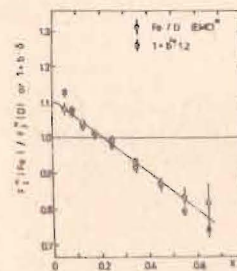


Рис. 18. Сравнение отношений структурных функций нуклонов  $F_2^A(Fe)$  и  $F_2^D(D)$ , вычисленных в рамках модели "цветной проводимости" /81/, с данными ЕМС. Теоретические точки (квадраты) сдвинуты на 8% для лучшего согласия с ЕМС.

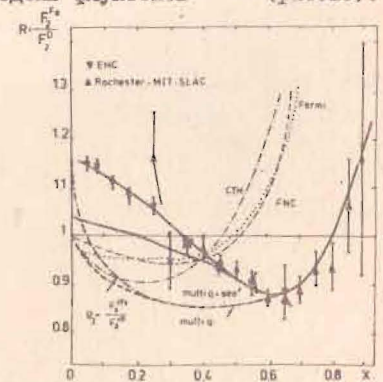


Рис. 19. Предсказания и сравнение с данными отношений структурных функций, вычисленных в рамках флуктонной модели /55/.



Для детального обсуждения моделей я отсылаю слушателей к обзору Н. Николаева<sup>/47/</sup>, который сделал вывод, что наиболее вероятное объяснение эффекта БМС связано с присутствием в ядрах коллективных многокварковых состояний. Критическая проверка этих выводов требует точных данных на границах — при малых ( $x \leq 0,1$ ) и больших ( $x > 0,8$ , включая  $x > 1$ ) значениях  $x$ . Измерения при малых  $x$ , где требуются точные данные по  $R(x, Q^2)$ , весьма трудно выполнить на существующих пучках и установках, в то время как исследовать область больших  $x$  сравнительно легко. Что мы можем ожидать в этой области, показано в следующем разделе доклада.

### 3.3. ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОБЛАСТИ ПЕРЕМЕННОЙ $x > 1$

Первая попытка наблюдать события с  $x > 1$  в ГНР мюонов на ядрах углерода была предпринята коллаборацией БЦДМС<sup>/4/</sup>. Для этой цели была проанализирована часть событий при энергии 280 ГэВ, соответствующая потоку мюонов  $6,5 \cdot 10^{10}$  и включающая 75000 рассеяний в области  $x > 0,2$ , из которых 540 событий в области  $x > 1$ . При дополнительных критериях отбора  $\nu \geq 20$  ГэВ и  $Q^2 \geq 50$  ГэВ<sup>2</sup>, уменьшающих систематические ошибки и неопределенности, связанные с разрешением, этот же набор содержал 360 событий с  $x > 1$ . Эти события были просмотрены физиками на дисплее и оказались нормальными с четким мюонным треком, исходящим из мишени. Для событий с  $x < 1$  и  $x > 1$  произведено сравнение всех геометрических распределений. Они оказались подобными. Отсюда был сделан вывод, что наблюдаемые события с  $x > 1$  обусловлены либо каким-то вторичным эффектом, неизвестным экспериментаторам, либо они обусловлены ядерными эффектами.

Приняв в качестве достоверной последнюю гипотезу, можно попытаться вычислить ядерную структурную функцию  $F_2(x)$ . Такие вычисления были сделаны с условиями отбора  $x > 0,5$ ,  $\nu > 30$  ГэВ,  $Q^2 > 50$  ГэВ<sup>2</sup>. Акцептанс установки с учётом разрешения и радиационные поправки были вычислены стандартным методом<sup>/15/</sup>. Результирующая  $F_2(x)$  в зависимости от  $x$  показана на рис.20. Её экспоненциальный фит и параметр  $b = 0,14$  согласуются с предсказанием фрагментационной модели А.М.Балдина и результатами адрон-адронных экспериментов<sup>/29/</sup>. Чем меньше величина структурной функции  $F_2(x)$ , тем больше она подвергнута влиянию систематических ошибок. В случае спектрометра БЦДМС основным источником систематики является ухудшение разрешения по  $x$  при  $x > 1$ . В области  $x > 1$  оно порядка 50%, и вычисление функции разрешения спектрометра методом Монте-Карло пока не обеспечивает той точности, которая необходима для критической проверки теоретических моделей. Анализ данных продолжается с целью уточнения функции разрешения, включая её "хвосты", карты магнитного поля

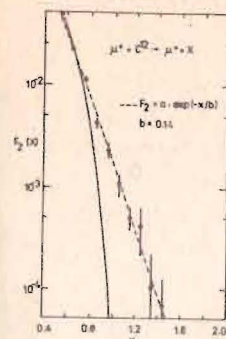


Рис.20. Ядерная структурная функция (точки) и её аппроксимация экспонентой (пунктир). Сплошная линия — структурная функция  $F_2^N(x)$ , определенная БЦДМС<sup>/15/</sup> и экстраполированная к  $x = 1$ .

спектрометра и возможных источников фоновых событий. Окончательное доказательство того, что наблюдаемые события в области  $x > 1$  действительно появляются за счёт физических (ядерных) эффектов, будет получено после того, как правильность учёта разрешающей способности установки методом Монте-Карло будет показана на ГНР в водороде, где события с  $x > 1$  должны появляться только за счёт ошибок в вычислении кинематических переменных. Пока это не сделано, полученный результат можно рассматривать как верхний предел ядерных эффектов в структурных функциях при  $x > 1$ .

Хотя область  $x > 1$  пока "terra incognita" для лептон-ядерных ГНР, в адрон-адронных процессах она изучается уже более 10 лет при высоких энергиях<sup>/29/</sup> и ещё больше при промежуточных<sup>/82/</sup>.

Возможность изучения кварк-партоновой структурной функции ядра в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях основана на фрагментационной модели А.М.Балдина<sup>/29/</sup>. В этой модели предполагается, что рождение адронов 1 с большими значениями переменной  $X_B$  (см. ниже) при столкновении частиц I и II в реакции  $I + II \rightarrow 1 + \dots$  в области предельной фрагментации можно описать, как результат индивидуальных столкновений кварков фрагментирующего адрона I с кварками и глюонами ядра мишени II. Спектаторные кварки, которые избежали столкновения, несут долю  $X_B$  импульса ядра II. При "мягкой" адронизации этих кварков в мезоны можно предполагать, что распределение мезонов по  $X_B$  совпадает с распределением кварков в ядре.

Сечение инклюзивного рождения адрона 1 в области применимости модели записывается в виде

$$E_1 \frac{d\sigma}{d^3p_\perp} = \text{const.} \cdot A_I^{1/3} \cdot A_{II}^{m(X_B)} \cdot \exp(-X_B / \langle X_B \rangle) = \text{Const.} \cdot A_I^{1/3} \cdot G_{II}(A, X_B),$$

где экспонента определяет  $X_B$  — зависимость кварк-партоновой структурной функции ядра II,  $G_{II}(A, X_B) \equiv \text{Const.} \cdot A_{II}^{m(X_B)} \cdot \exp(-X_B / \langle X_B \rangle)$ ,

член  $A_{II}^{m(X_B)}$  — её зависимость от атомного номера, а переменная  $X_B$  введена Ставинским В.С.<sup>/63/</sup> для учёта масс участвующих в реакции частиц и в пределе пренебрежимых масс переходит в переменную Бьеркена  $x$ . Найдено, что при  $0,6 \leq X_B \leq 1$  показатель  $A$  — зависимости



удовлетворяет соотношению  $m(X_s) = \frac{2}{3} + \frac{X_s}{3}$ , а для сравнительно тяжелых ядер ( $A > 20$ ) при  $X_s > 1$  он приблизительно равен единице.

Область применимости модели для изучения кварковых степеней свободы в ядрах в адрон-адронных столкновениях предлагается определять двумя критериями:

- 1)  $X_s > 1$ ,
- 2)  $b_{i,k} = - \left( \frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right) > 5$ , где

$P_i, m_i$  - четырехимпульсы и массы частиц.

Параметр  $b_{i,k}$  имеет смысл относительной четырехскорости. Численное значение  $b_{i,k}$  выбрано в соответствии со сформулированными выше предположениями модели. Для примера можно указать, что условию  $b_{\pi,1} > 5$  удовлетворяют кумулятивные пионы и каоны, рожденные в протон-ядерных (или ядро-ядерных) столкновениях при энергии падающего ядра около 3,5 ГэВ/нуклон и больше.

К основным результатам, полученным в адрон-адронных экспериментах и характеризующим ядро с точки зрения его кварковой структуры, можно отнести следующие /75,83/:

1. Наблюдается универсальность  $X_s$ - зависимости инклюзивных сечений рождения  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$  - мезонов, измеренных на многих ядрах /76/. Структурные функции  $G_{II}(A, X_s)$ , вычисленные на основе этих сечений, показаны на рис.21в в интервале переменной  $X_s = 0,6 \pm 3$ , а значения  $\langle X_s \rangle$ , полученные в результате их аппроксимации экспоненциальной зависимостью, - на рис.21с. Для сравнения, на рис.21в показаны соответствующие результаты лептон-ядерных экспериментов. Видна их полная аналогия, однако адрон-адронные данные продвинулись в область значительно больших  $X_s$ , пока недоступную в лептонных экспериментах из-за малости сечений. Наблюдение событий с  $X_s \geq 3$  указывает на присутствие в ядре многокварковых состояний с числом кварков больше 9.

2. Отношения сечений рождения пионов на свинце и более легких ядрах ( $d, He, Al$ ) в зависимости от  $X_s$  /76/ имеет характерный минимум при  $X_s \approx 0,6$  и стремится к 1 при  $X_s \rightarrow 1$  (см.рис.22). Это те же закономерности, которые наблюдаются в опытах СЛАК. В области  $x > 1$  пока нет данных об  $x$ -зависимости: отношений структурных функций, определенных в ГНР лептонов. Представленные на рис.22 результаты можно рассматривать как соответствующие предсказания.

3. А-зависимость структурной функции  $G_{II}$  в области  $X_s > 1$  при фиксированном  $X_s$  имеет сложный вид. Это видно из рис.23, где показаны отношения сечений инклюзивного рождения пионов (нормированные на массовое число) при  $X_s = 1,3$  и  $X_s = 2,1$  для более чем 20 ядер к аналогичному сечению на свинце. При малых А отношения

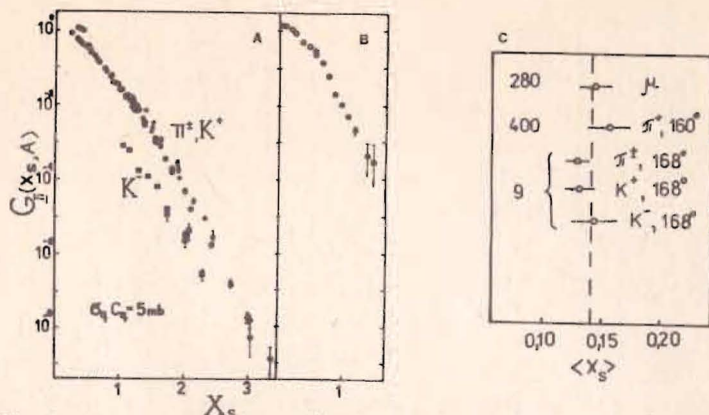


Рис.21. Структурные функции  $G_{II}(X_s, A)$  в зависимости от  $X_s$ , определенные из инклюзивных сечений рождения под большими углами пионов и каонов протонами (а), структурные функции  $F_2^N(x)$ , определенные из лептон-ядерных экспериментов (СЛАК - открытые, ЕЦМС - закрытые круги) (в), и величины  $\langle X_s \rangle$  экспоненциальной аппроксимации некоторых данных в области энергий 9-400 ГэВ (с).

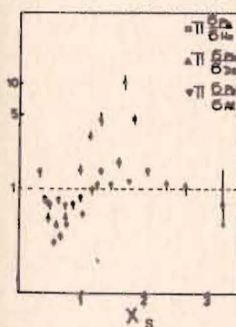


Рис.22. Отношения сечений инклюзивного рождения пионов протонами на ядрах под большими углами в зависимости от переменной  $X_s$ .

сечений растут логарифмически, а для  $A > 30$  имеется указание на появление плато. Такие данные из ГНР лептонов тоже пока отсутствуют. Мы видели, что А-зависимость сечений ГНР электронов изучалась лишь в опытах СЛАК до  $x \leq 0,9$ .

Совокупность адрон-ядерных данных в кумулятивной области ( $X_s > 1$ ) не нашла пока удовлетворительного теоретического описания, основанного

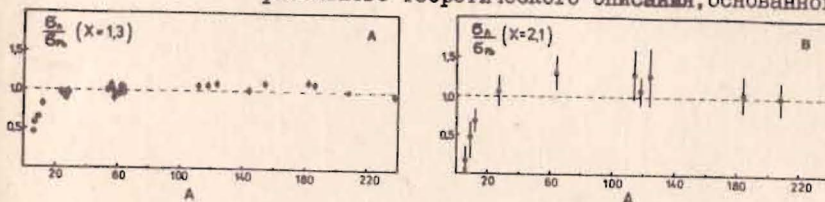


Рис.23. Отношения инклюзивных сечений рождения пионов протонами на ядрах в зависимости от А при  $X_s = 1,3$  (а) и  $X_s = 2,1$  (б).

на единой картине ядра, хотя ряд моделей, предложенных для объяснения эффекта ЕМС, качественно описывает и кумулятивные эффекты (см., напр., /55,57,66/).



В заключение этого раздела можно сказать следующее:

1. Эффект EMC, предварительные лептон-ядерные, обширные адрон-ядерные данные и подобие в их поведении в кумулятивной области кинематических переменных (области, запрещенной при столкновении падающей частицы с одиночным покоящимся нуклоном) указывают на существование в ядрах многокварковых состояний. Иначе говоря, в определенной кинематической области мы достигли границы применимости классической модели, в которой в качестве основных квазичастиц ядерной материи считались нуклоны.

2. Так же, как ядро при определенных условиях не сводится к простой сумме протонов и нейтронов, его, по-видимому, невозможно свести и к простой сумме различных многокварковых состояний. Ядро есть адрон, кварк-глюонная структура которого требует специального изучения.

#### 4. СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ $F_2(x, Q^2)$ , $xF_3(x, Q^2)$ , $\bar{Q}(x, Q^2)$ и $G(x, Q^2)$

##### 4.1. Измерения на ядрах

Новые результаты по традиционному измерению нуклонных структурных функций на ядрах представлены на данную Конференцию лишь от кол-лаборации, работающей на пузырьковой камере SKAT (Серпухов). Здесь мы прежде всего кратко обсудим данные, уже представлявшиеся на промежуточных /5,7/ между 21-й и 22-й Рочестерских конференциях.

Шесть групп, три из которых используют мюонные пучки (BCDMS, BFP и EMC) и три - нейтринные (CCFR, CDHS и CHARM), изучили большое количество событий ГНР на ядрах в кинематической области, достижимой на действующих ускорителях и либо получили, либо близки к получению окончательных результатов по структурным функциям. Прежде чем их сравнивать, целесообразно рассмотреть условия, в рамках которых они вычисляются из соответствующих сечений. Эти условия сведены в табл.3а,б. Вследствие их неидентичности, а также вследствие физических причин данные различных экспериментов могут иметь систематические смещения. В частности: а) мюонные данные между собой могут различаться из-за различия в ядерных эффектах и в процедурах вычисления радиационных поправок (несколько процентов); б) нейтринные данные между собой - из-за разной нормировки на полное сечение (~10%), различия в использованной величине  $R = \sigma_L / \sigma_T$ , в учете ферми-движения (неск.%), пропагаторного члена (неск.%), вклада моря (неск.%) и ядерных эффектов; в) мюонные и нейтринные данные - из-за различия вклада от  $R$  и возможной зависимости этого параметра от  $x, Q^2$ ,  $\Delta$  (~15%), вклада  $\gamma - Z^0$  - интерференции (~5% при  $Q^2 \approx 100 \text{ ГэВ}^2$ ), отсутствующего в  $\nu$ -данных, и др. причин (см. ниже). Поскольку  $F_2$  характеризует импульсное рас-

Таблица 3а

Условия определения  $F_2^N(x, Q^2)$  из мюон-ядерных ГНР

Эксперимент	EMC	BFP	BCDMS
Поправки			
Поправки на центр интервала ( $x, Q^2$ )	да	да	да
Использованное значение $R(x, Q^2) = \sigma_L / \sigma_T$	0	0	0
Поправки на ферми-движение нуклонов	нет (Fe)	нет (Fe)	нет (C)
Относительная нормировка данных при разных E	да	нет	нет
Радиационные поправки	/85/	/85/	/86/
Поправки на $\gamma - Z^0$ - интерференцию	нет	нет	нет

Таблица 3б

Условия определения  $F_2^N(x, Q^2)$  из нейтрино-ядерных ГНР

Эксперимент	CCFR	CDHS	CHARM
Поправки			
Пропагаторные поправки	да	нет	?
Поправки на центр интервала ( $x, Q^2$ )	да	да	да
Нормировка на $\sigma_{tot}$	собственные измерения		
Странное море	$\bar{s} = 0,2(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s})$		
Очарованное море	пренебрежимо мало		
Использованное значение $R(x, Q^2)$	0,1	0,1	0
Поправки на ферми-движение нуклонов	нет (Fe)	нет (Fe)	да (CaCO <sub>3</sub> )
Радиационные поправки	/87/	/87/	/87/

пределение всех кварков, структурные функции  $F_2^{\mu\nu}(x, Q^2)$  и  $F_2^{\nu\nu}(x, Q^2)$  могут различаться также вследствие их разного кваркового состава. Напомним /84/, что  $F_2^{\mu\nu}(x, Q^2) = \frac{5}{18} \times \sum (x, Q^2) + \frac{1}{6} \Delta^{\mu\nu}(x, Q^2)$ , где  $\sum(x, Q^2)$  есть синглетная сумма распределений всех кварков и антикварков и  $\Delta^{\mu\nu}(x, Q^2) = \bar{c}(x, Q^2) - \bar{s}(x, Q^2) + c(x, Q^2) - s(x, Q^2)$ , а  $F_2^{\nu\nu}(x, Q^2) = x \sum(x, Q^2)$ .

Обычно проводимое в рамках КЛМ сравнение нейтринных и мюонных данных



с использованием  $F_2^{\mu N} = \frac{5}{18} F_2^{\nu N}$  не совсем точно, особенно при

$x < 0,3$ , где вклад несинглетного члена  $\Delta^{\mu N}$  может быть заметным.

Результаты определения  $F_2^{\mu N}$  из мюонных экспериментов EMC/16/ BCDMS/15/ и BFP/88/ показаны на рис.24.

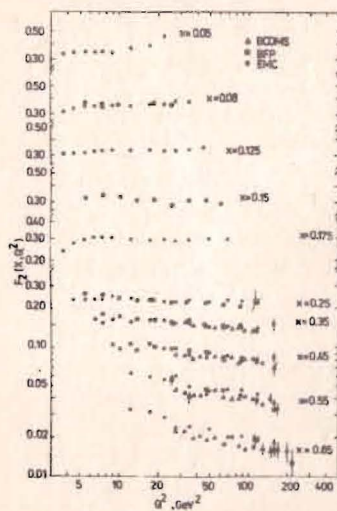


Рис.24. Структурная функция  $F_2^{\mu N}(x, Q^2)$  в зависимости от  $Q^2$  в разных интервалах по  $x$ .

Данные EMC включают измерения ГНР на железной мишени при энергиях 120, 200, 250 и 280 ГэВ, BFP – тоже на железной мишени при  $E=215$  и 93 ГэВ, а BCDMS – на углеродной мишени при  $E=120$  и 200 ГэВ. Как видно на первый взгляд из рис.24, согласие между данными трех экспериментов вполне удовлетворительное. Количественный анализ показывает, что между EMC и БФП существует систематический сдвиг (относительная нормировка)  $\sim 4,7\%$  (учтен на рисунке), а углеродные данные БЦДМС лежат несколько ниже, чем данные для железа.

Коллаборация БЦДМС анализирует сейчас новые наборы данных, включая измерения при 280 ГэВ, с использованием значительно более совершенных программ моделирования потерь энергии и вычисления акцептанса установки. Большое внимание уделено точному ( $\lesssim 0,2\%$ ) определению энергии рассеянного мюона. Качество данных, которые, по-видимому, будут скоро опубликованы коллаборацией БЦДМС, показаны на рис.25.

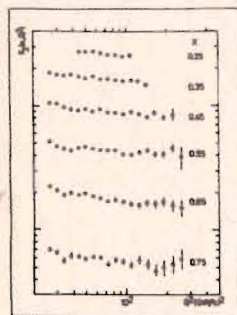


Рис.25. Комбинированные данные по  $F_2(x, Q^2)$  при энергиях 120, 200 и 280 ГэВ, ожидаемые от БЦДМС.

Результаты определения структурной функции  $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$  из нейтринных экспериментов коллабораций CCFRR/74/ CDHS/II/ и CHARM/75/ показаны на рис.26/7/. Согласие между ними, особенно в области малых  $x$ , значительно хуже, чем между мюонными экспериментами. Часть расхождений между CCFRR и CDHS объясняется различием в нормировке ( $\sim 10\%$ -я разница в  $\sigma_{\nu e}$ ). Расхожде-

ния между CDHS и CHARM не объясняются некоторым различием в норми-

ровке и разными значениями  $R$ : использование в данных CHARM вместо  $R=0$  значений  $R(x, A)$ , зависящих от  $x$  и  $A$ , только увеличит расхождение с CDHS при малых  $x$ . Причину этого расхождения ещё предстоит выяснить. В настоящее время его следует рассматривать как меру систематической точности различных наборов нейтринных данных.

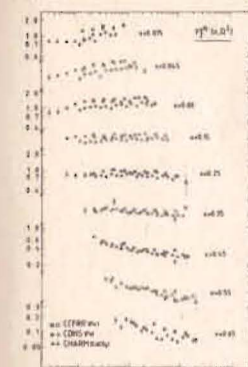


Рис.26. Сравнение структурных функций  $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$  из разных нейтринных экспериментов.

Сравнение наиболее статистически обеспеченных нейтринных и мюонных данных по  $F_2^{\mu N}$  и  $F_2^{\nu N}$  показано на рис.27а и в более крупном масштабе, но в ограниченной области  $x > 0,2$  – на рис.27б. Здесь также на первый взгляд в пределах ошибок имеется прекрасное согласие между данными, полученными в совершенно различных условиях. При количественном сравнении видно, однако, что в области малых  $x$  нейтринные данные лежат систематически ниже мюонных данных, в то время как согласно КМ (см. формулы выше) должно быть наоборот.

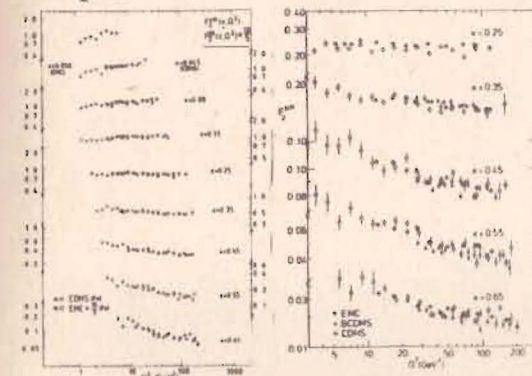


Рис.27. Сравнение структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  из мюонных и нейтринных экспериментов.

Оценки/89/ показывают, что  $x$ -зависящее смещение данных CDHS и EMC при  $x < 0,3$  остается на уровне 5–10% даже, если учесть несинглетный вклад  $\Delta^{\mu N}$ . По нашему мнению это расхождение можно устранить, если учесть

возможную зависимость  $R$  от  $x$  в обоих экспериментах.

Структурные функции  $x F_3(x, Q^2)$ , кварковый состав которых есть  $x F_3^{\nu N}(x, Q^2) = q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2) \pm 2x [v(x, Q^2) - c(x, Q^2)]$ , позволяют иметь информацию о распределении валентных кварков в нуклонах. Они определяются из разности сечений взаимодействий  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  на изоскалярном ядре  $N$  без дополнительных предположений и в этом смысле наименее подвержены систематическим ошибкам. Более того, они не зависят от  $R = \sigma_{\nu e}/\sigma_{\nu \mu}$ , а для описания  $Q^2$ -эволюции этих структурных функций в рамках КХД не требуется знания глюонных распределений.



Наконец, различие в поведении распределений валентных кварков в связанных нуклонах в зависимости от атомного номера ядра лучше всего наблюдать, изучая  $xF_3$ . К сожалению, эти преимущества  $xF_3$  компенсируются плохой точностью самих данных.

На рис.28 (см. /17/) представлена совокупность измерений  $xF_3$  в трех нейтринных экспериментах. Данные коллаборации CHARM получены из облучений установки в пучке нейтрино с широким спектром импульсов и поэтому сдвинуты в область меньших  $Q^2$ .

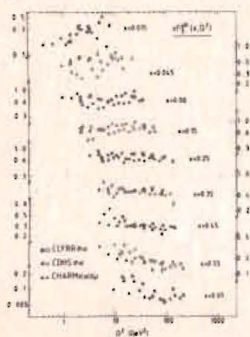


Рис.28. Структурные функции  $xF_3(x, Q^2)$  из трех нейтринных экспериментов.

Согласие между данными достаточно хорошее при  $x \geq 0,35$ . При меньших  $x$  данные CDHS систематически ниже других. Как и в случае  $F_2$ , часть этого расхождения объясняется различной нормировкой на полное сечение. Характер различия между данными CDHS и CHARM в зависимости от  $x$  напоминает эффект EMC, и его можно было бы рассматривать как указание на различное поведение валентных кварков в тяжелом и более легких ядрах.

Однако данные CHARM, полученные на мраморе ( $CaCO_3$ ), хорошо согласуются с данными CCFRR, которые, как и CDHS, получены на ядрах железа. Т.о., для выяснения причин некоторого расхождения данных требуются дальнейшие исследования.

Коллаборации CDHS и CHARM смогли также определить структурные функции  $\bar{q}(x, Q^2)$  (см.рис.29), характеризующие распределения по импульсу морских кварков:

$$\bar{q}(x, Q^2) = x(\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s}),$$

которые дают доминирующий вклад в сечение взаимодействия антинейтрино на ядре при  $y \sim 1$ . Опять, данные CHARM лежат систематически выше данных CDHS при малых  $x$ , хотя в пределах ошибок согласие между ними всюду удовлетворительное. Отметим, что распределение морских кварков практически зануляется при  $x > 0,4$ .

Распределение глюонов в нуклоне  $G(x, Q^2)$  может быть найдено из данных по  $F_2^{NM}(x, Q^2)$ , и  $\bar{q}(x, Q^2)$  - при анализе их  $Q^2$ -эволюции в рамках КД, используя уравнения связи Альтарелли-Липатова-Паризи. На рис.30 показана структурная функция  $G(x, Q^2)$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ , определенная по данным CDHS и CHARM. Результаты совместны в пределах ошибок, если считать, что они должны совпадать. Их можно рассматривать также как указание на то, что глюоны в легких ядрах ( $CaCO_3$ , CHARM) более "мягкие", чем в тяжелых ядрах

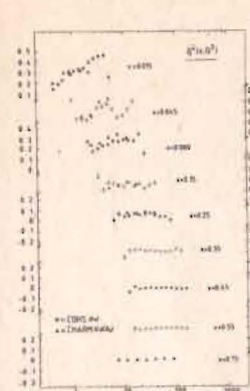


Рис.29. Структурные функции  $\bar{q}(x, Q^2)$ , определенные из двух нейтринных экспериментов.

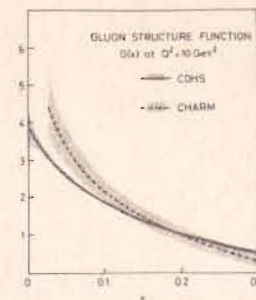


Рис.30. Глюонные структурные функции  $G(x, Q^2)$  при  $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$  в зависимости от  $x$ .

(Fe, CDHS). Однако вид глюонной структурной функции сильно зависит от ряда неопределенностей и в первую очередь от неопределенности в  $R = \sigma_L / \sigma_T$  (см. /17/).

Одинаковый  $x$ -зависимый характер систематического различия между данными CDHS и CHARM по  $F_2$ ,  $xF_3$ ,  $\bar{q}$  и  $G$  при одинаковой в пределах ошибок  $Q^2$ -зависимости указывает на то, что причиной этого различия могут быть разные систематические ошибки в определении энергии падающего нейтрино или рассеянного мюона. Кроме того, группы использовали разные методы для учета влияния конечного разрешения аппаратуры на точность определения кинематических переменных. Систематическое различие этих методов также не исследовано.

Возможно также, что для понимания картины необходимо принять во внимание результаты изучения структурных функций, полученных на пузырьковых камерах, при малых значениях  $Q^2$  (в интервале  $Q^2$  от 100 МэВ<sup>2</sup> до 10 ГэВ<sup>2</sup>). На рис.31 показаны новые данные коллаборации

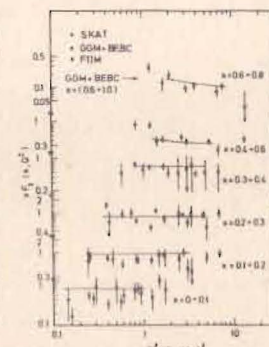
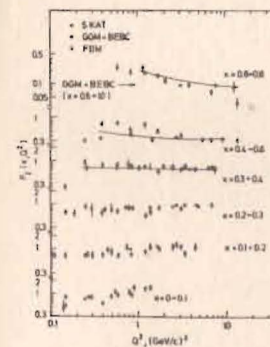


Рис.31. Структурные функции  $F_2$  и  $xF_3$ , определенные из нейтринных экспериментов на пузырьковой камере SKAT /91/.

Серпухов-Цойтен, полученные на пузырьковой камере SKAT с фреоновым ( $CF_3Br$ ) наполнением /91/ и опубликованные ранее

данные BEBC - Гаргамель и I5-фот.камеры ФНАЛ /92/. При вычислении структурных функций предполагалось, что  $R=0$ , что вряд ли оправдано при этих  $Q^2$ . Наблюдаемое здесь нарушение скейлинга целиком объясняется эффектами массы мишени.



#### 4.2. Измерения на водороде и дейтерии

Как видно из предыдущих разделов, структурные функции и распределения кварков в связанных нуклонах могут отличаться от соответствующих распределений для свободных нуклонов. Поэтому значение измерений ГНР на водороде и дейтерии ещё больше возрастает.

Кроме выполненных в 70-х годах экспериментов SLAC, хорошо статистически обеспеченные данные на водороде появились только от EMC: около 245000 событий в области  $x=0,03+0,7$  и  $Q^2=3+190 \text{ ГэВ}^2$ . Они уже обсуждались на конференциях 1983 года и приведены на рис.32, где показаны комбинированные при 4 энергиях структурные функции

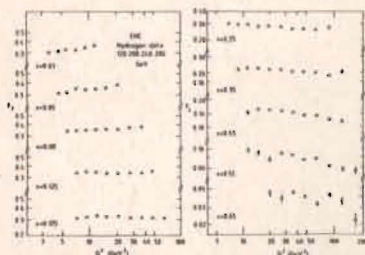


Рис.32. Структурные функции  $F_2(x, Q^2)$  протона, измеренные EMC при четырёх энергиях.

$F_2^{\mu p}(x, Q^2)$ . Вместе с опубликованными ранее данными на дейтерии <sup>/35/</sup> они позволяют определить структурную функцию нейтрона  $F_2^{\mu n}(x, Q^2)$ , их отношение  $F_2^{\mu n}/F_2^{\mu p}$  (рис.33а) и разность  $F_2^{\mu p} - F_2^{\mu n}$  (рис.33б). Разность

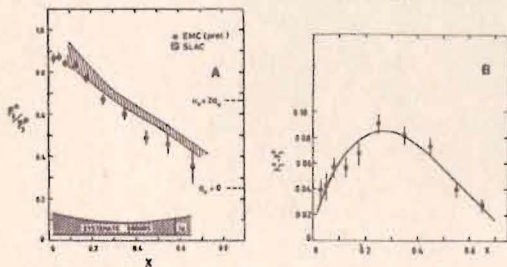


Рис.33. Зависимость от  $x$  отношения (а) и разности (б) структурных функций нейтрона и протона.

структурных функций протона и нейтрона,  $F_2^{\mu p} - F_2^{\mu n} = \frac{1}{3} x \cdot (u - d + \bar{u} - \bar{d})$ ,

так же, как  $x F_3$ , есть несинглетная функция. Для симметричного моря ( $\bar{u} = \bar{d}$ ) она пропорциональна разности распределений валентных кварков, а интеграл  $\int_0^1 (F_2^{\mu p} - F_2^{\mu n}) dx/x = \int_0^1 (u_v - d_v) dx$ , который по данным EMC равен  $0,72 \pm 0,06 \pm 0,39$ , есть разность числа валентных кварков  $u$  и  $d$  в протоне.

Разности структурных функций нейтрона и протона, определенные из нейтринных и мюонных данных, в предположении симметричного моря имеют одинаковый кварковый состав. Действительно,  $F_2^{\nu n} - F_2^{\nu p} = 2x \cdot (u - d + \bar{d} - \bar{u}) \cong 2x(u - d) = 6(F_2^{\mu p} - F_2^{\mu n})$ . Это соотношение подтверждается данными EMC и BEBC-WA25 <sup>/93/</sup>, несмотря на большую разницу в средних значениях  $Q^2$  обоих экспериментов.

Глубоконеупругие рассеяния нейтрино и антинейтрино на водороде и дейтерии позволяют в рамках КИМ определить распределения кварков

и их комбинаций в протоне. На данную конференцию коллаборация представила результаты изучения ГНР  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  в водороде <sup>/46/</sup>, из дифференциальных сечений которых, их суммы и разности можно определить распределения

$$xu_v, xd_v, x(u+c), x(d+s), x(\bar{d} + \bar{s}) \text{ и } x(\bar{u}/2 + \bar{d}/2 + \bar{s}).$$

Они оказались в согласии с похожими распределениями

$$xu_v, xd_v, x(\bar{u} + 3s/4), x(\bar{d} + 3s/4),$$

полученными коллаборацией BEBC WA25 из анализа взаимодействий  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  в дейтерии <sup>/93/</sup> (см.рис.34).

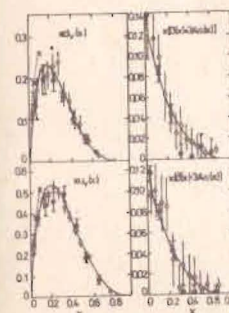


Рис.34. Импульсные распределения валентных и морских кварков в протоне по измерениям CDHS и WA25 и их аппроксимация вида  $xq_v = Ax^a(1-x)^b$  и  $x\bar{q} = B(1-x)^c$ . Пунктир - вычисления в рамках КИД при малых  $x$  <sup>/94/</sup>.

Как известно, в теории пока нет предсказаний о форме этих распределений. В соответствии с некоторыми теоретическими соображениями, основанными на полюсах Редже и правилах кваркового счёта, распределения валентных и морских кварков были аппроксимированы <sup>/93/</sup> зависимостями

$xq_v = A \cdot x^a \cdot (1-x)^b$  и  $x\bar{q} = B \cdot (1-x)^c$ . При малых  $x$  ( $x < 0,2$ ) Иоффе и Кайдалов нашли <sup>/94/</sup> недавно из КИД, что  $u_v(x) = 1,65 \cdot x^{-0,5}$  и  $d_v(x) = 0,83 \cdot x^{-0,5}$ .

Эти зависимости также показаны на рис.34.

На данную конференцию коллаборация WA25 представила <sup>/95/</sup> предварительные результаты изучения  $Q^2$ -зависимости функций распределения кварков и антикварков. Они показаны на рис.35, откуда видна идентичность распределений антикварков в протоне и нейтроне. Проводится КИД-анализ этих данных, а также разности структурных функций  $F_2^{\nu n} - F_2^{\nu p}$ .

Имеется некоторый интерес к изучению  $x$ -зависимости отношения распределений  $d$ - и  $u$ -кварков в протоне. Совокупность последних данных (см. <sup>/77/</sup>) по отношению  $r = xd_v/xu_v$  показана на рис.36. Они хорошо согласуются между собой и с ранее опубликованными. При  $x=0$  большинство результатов согласуется с соотношением  $u=2d$ , ожидаемым из КИМ. При больших  $x$  пока невозможно сделать набор между моделями, предсказывающими  $r=0$  <sup>/96/</sup> или  $r=0,2$  <sup>/97/</sup> при  $x \rightarrow 1$ .

#### 4.3. КИД-анализ данных по ГНР лептонов

Анализ структурных функций на предмет сравнения с предсказаниями КИД и извлечения масштабного параметра  $\Lambda$  этой теории выполнен всеми экспериментальными группами, а также рядом независимых экспертов. Результаты этого анализа представлены в табл.4. Все группы ис-



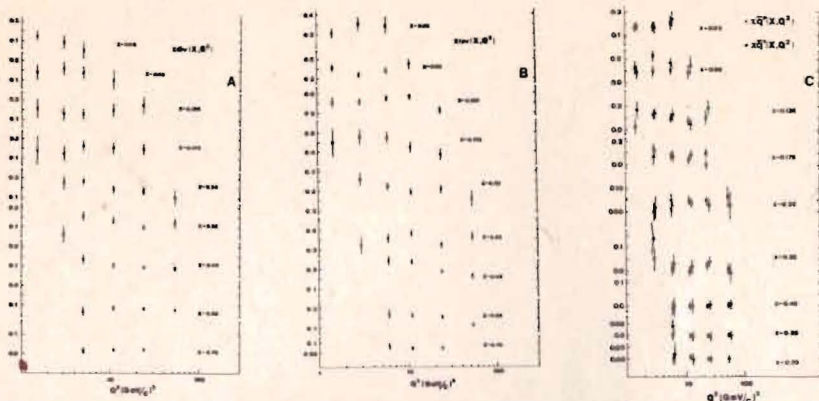


Рис. 35. Распределения валентных кварков  $x d_v(x, Q^2)$  (а),  $x u_v(x, Q^2)$  (в), антикварков в протоне  $x \bar{q}^p(x, Q^2)$  и в нейтроне  $x \bar{q}^n(x, Q^2)$  (с) по  $Q^2$  в разных интервалах  $x$  (предварительные данные WA25<sup>95/</sup>).

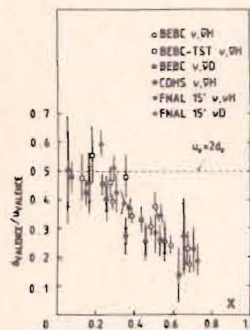


Рис. 36. Отношение  $x$ -распределений валентных кварков  $d_v$  и  $u_v$  в протоне.

пользуют эволюционные уравнения Альтарелли-Липатова-Паризи (см. <sup>98/</sup>) для структурных функций. Считается, что это - наиболее прямой метод сравнения данных ГНР с КХД. Прежде чем обсуждать результаты этого анализа, я хотел бы сделать ряд замечаний.

1) Для решения уравнений необходимо иметь данные вплоть до  $x=1$ . Практически все наборы данных по структурным функциям ограничены значением  $x \leq 0,7$ . Экстраполяция к  $x=1$  выполняется в предположении, что структурные функции равны нулю при  $x=1$ . Мы знаем теперь, что для ГНР на ядрах это предположение некорректно.

2)  $Q^2$ -эволюция структурных функций  $F_2$  и  $\bar{q}$  зависит от неизвестной структурной функции  $g(x, Q^2)$  и параметра  $\Lambda$ , и поэтому анализ каждой из них в отдельности не позволяет определить константу  $\Lambda$ , поскольку её значение сильно коррелировано с формой глюонного распределения.

3) Решение эволюционных уравнений основано на численных методах интегрирования, которых уже предложено несколько. Однако соответствующих критических исследований этих методов и выяснений, какую необходимую и достаточную точность вычислений они должны обеспечивать, не проведено. Результаты, получаемые на одних и тех же

Таблица 4

Итоги анализа данных ГНР в рамках КХД

Эксперимент (пучок, мишень)	R	Структурная функция (численная процедура)	Кинематическая область	$\Lambda_{LO}, \text{MeV}$ $\pm \text{стат.}$ $\pm \text{сист.}$	$\Lambda_{MS}, \text{MeV}$	$\frac{\Lambda_{MS} - \Lambda_{LO}}{\Lambda_{LO}}$
BCDMS <sup>15/</sup> ( $\mu, \sigma$ )	0.	$F_2, N.S.$ (Gonzalez-Arroyo et al.).	$x=0,3 \pm 0,7$ $Q^2=25 \pm 190$	$85^{+60+90}_{-40-70}$	$80 \pm 45$ (Devoto et al.)	-
EMC <sup>100/</sup> ( $\mu, \text{Fe}$ )	0.	$F_2, N.S.$ (G.-A.)	$x=0,25 \pm 0,7$ $Q^2 \geq 5$	$125^{+22+114}_{-20-70}$	$173^{+29+158}_{-27-97}$ (Abbott et al.)	0,38
"	0.	$F_2, S.$ (A. et al.)	$x=0,08 \pm 0,7$ $Q^2 \geq 5$	$163^{+22+99}_{-22-64}$	-	-
( $\mu, \text{D}$ )	0.	$F_2, N.S.$ (G.-A.)	$x=0,25 \pm 0,7$ $Q^2 \geq 5$	$110^{+58-124}_{-46-69}$	$139^{+68+156}_{-56-87}$	0,26
"	0.	$F_2 + F_2^p - F_2^n$ (G.-A.)	$x=0,08 \pm 0,7$ $Q^2 \geq 5$	$81^{+36+44}_{-30-32}$	-	-
BFP <sup>88/</sup> ( $\mu, \text{Fe}$ )	0.	$F_2, S.$ (A. et al.)	$x=0,08 \pm 0,7$ $Q^2=5 \pm 200$	$230 \pm 40 \pm 80$	-	-
CCFR <sup>89/</sup> ( $\nu, \text{Fe}$ )	0.	$F_2, S.$ (D. et al.)	$x \geq 0,1$ $Q^2 > 5; W^2 \geq 10$	$360 \pm 100$	-	-
"	-	$x F_3, N.S.$	$x=0,04 \pm 0,7$	$88^{+163}_{-78}$	$340 \pm 110$	-0,06
"	0.	$x F_3^+$ $F_2, N.S.$	$x < 0,4$ $x > 0,4$	$266^{+114}_{-104}$	-	-
CDHS <sup>10/</sup> ( $\nu, \text{Fe}$ )	-	$x F_3, N.S.$ (A. et al.)	$x=0,015 \pm 0,7$ $Q^2 > 2; W^2 > 11$	-	$200^{+200}_{-100}$	-
"	$R_{QCD}$	$F_2, N.S.$	$x > 0,3$	$275 \pm 80$	$300 \pm 80$	0,091
"	0,1	$F_2 + \bar{q}, S.$	$x=0,015 \pm 0,7$	$180 \pm 20$	-	-



1	2	3	4	5	6	7
CDHS/10/ ( $\nu, Fe$ )	$R_{QCD}$	$F_2^+$ $\bar{q}, s.$	$x > 0,03$ $x < 0,3$	$290 \pm 30$	-	-
CHARM/90/ ( $\nu, CaCO_3$ )	-	$x F_3$ (Furmanski, Petronzio)	$x > 0,03$ $Q^2 > 3$	$187^{+130}_{-110} \pm 70$	$310 \pm 140 \pm 70$	0,65
"	0.	$x F_3 + F_2 + \bar{q}$	"	$190^{+70}_{-40} \pm 70$	-	-

наборах данных и использованием разных численных методов, могут сильно отличаться.

4) Экспериментальные группы практически не имеют процедур для анализа синглетных структурных функций в следующем порядке по константе сильных взаимодействий.

Теперь о результатах. Все группы, проделав анализ, получили значения  $\Lambda$  в лидирующем порядке ( $\Lambda_{LO}$ ), некоторые также и в следующем приближении ( $\Lambda_{\overline{MS}}$ ) разложения в ряд по бегущей константе сильных взаимодействий для несинглетных функций, используя модифицированную схему перенормировок  $\overline{MS}$ , в рамках которой  $\Lambda_{\overline{MS}}$  не должно сильно отличаться от  $\Lambda_{LO}$ . Однако, как видно из табл.4, отношение  $(\Lambda_{\overline{MS}} - \Lambda_{LO})/\Lambda_{LO}$  из разных анализов меняется довольно значительно (из-за самих данных (?) или/и численной процедуры (?)).

Статистические ошибки в определении константы  $\Lambda$  уже достаточно малы (~20%), в то время как систематические составляют 100% и более. Последние возникают по техническим и физическим причинам. Главными источниками аппаратных систематических неопределенностей являются нормировка данных и точность определения энергии падающей (рассеянной) частицы.

Главными источниками физических неопределенностей являются плохие данные о параметре  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , неопределенности пороговых эффектов рождения "чарма" в распределениях морских кварков, плохое знание распределения глюонов. Все эти неопределенности концентрируются при малых  $x$  и  $Q^2$ . Поэтому результаты анализа с использованием этой области наиболее подвержены возможным систематическим ошибкам.

Для их минимизации экспериментаторами используются определенные выборки данных.

1. Структурная функция  $x F_3$  практически свободна от указанных выше физических неопределенностей. Она, в принципе, обеспечивает наиболее надежное значение  $\Lambda$ , которое, однако, содержит большую

ошибку из-за ограниченной статистики. По-видимому, из-за этого, а также по причине использования разных численных методов анализа и разных кинематических обрезаний наиболее вероятные значения  $\Lambda$ , определенные в 3 нейтринных экспериментах, сильно различаются.

2. КХД-анализ структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  проводят в области сравнительно больших  $x$  ( $x > 0,3$ ), где основной вклад дают несинглетные распределения валентных кварков, и влияние неопределенностей в  $R$  и вклада моря будут минимизированы. Иногда несинглетная часть структурной функции  $F_2$  и  $x F_3$  объединяются и используются для совместного анализа в тех областях, где данные наименее искажены вкладом синглетных распределений кварков. При проведении несинглетного анализа  $F_2$  целесообразно также повысить порог обрезания по  $Q^2$  до  $Q^2 \geq 10 \text{ ГэВ}^2$ , выше которого большинство экспериментальных наборов имеет монотонную зависимость по  $Q^2$  при всех  $x$ .

3. Проводят одновременный анализ  $F_2$  и  $\bar{q}$  с использованием правил сумм. Это позволяет определить одновременно  $\Lambda$  и параметры, характеризующие распределения глюонов.

Несмотря на предосторожности, перечисленные выше экспериментальные, физические и теоретические неопределенности нашли свое отражение в большом разбросе данных, приведенных в табл.4, как для  $\Lambda_{LO}$  (80+360 МэВ), так и для  $\Lambda_{\overline{MS}}$  (120+340 МэВ). В этой ситуации бессмысленно искать для  $\Lambda$  какую-то среднюю величину. По-видимому, истинное значение этой константы лежит в интервале 100-300 МэВ и, по-моему, вблизи его левого края. В пользу этого вывода говорят три факта. 1) Мюонные данные, менее подверженные неопределенностям, дают значение  $\Lambda_{LO}$  в интервале 80-160 МэВ. 2) Возможно, что измеренные структурные функции содержат вклад высших твистов, пропорциональный  $1/Q^2$  или  $1/W^2$ . Более сильные, чем в табл.4, обрезания по  $W^2$  для данных EMC и CDHS приводят к значениям  $\Lambda \lesssim 100 \text{ МэВ}$  как в лидирующем, так и в следующем порядке (см. /99/). 3) Ядерные эффекты, обсуждавшиеся выше и не учтенные в практических процедурах эволюционного анализа, могут приводить к видимому отягчению констант  $\Lambda$ , измеряемых из данных на ядрах и на водороде. Прямой оценки этого различия не сделано. Косвенная оценка дает величину  $\Delta\Lambda = 20+70 \text{ МэВ}$ . Не подверженные ядерным эффектам  $\mu p$  данные EMC дают величину  $\Lambda \approx 100 \text{ МэВ}$ .

#### У. ОШИБКИ ВЫВОДА

1. Достигнут существенный прогресс в наборе данных по глубоко-неупругим рассеяниям лептонов и имеется превосходное согласие результатов изучения равнообразных структурных функций нуклонов в электронных, мюонных и нейтринных пучках.

2. Для дальнейшего прогресса в этой области необходимо понимание аппаратных и физических проблем на уровне точности в несколько



процентов. Для этой цели необходимо иметь точные данные по структурным функциям из  $H_2$  и  $D_2$ , а также по параметру  $R(x, Q^2)$ .

3. Изучение глубоконеупругих взаимодействий привело к ряду замечательных открытий, внушительный перечень которых приведен ниже:

Перечень наиболее важных открытий в ГНР лептонов с 1969 года

(составлен А.Бодяком)

1. Кварки — точечные частицы.
2. Кварки имеют спин  $1/2$ .
3. Глюоны существуют.
4.  $u$ - и  $d$ - кварки в протоне распределены по-разному.
5. Гипотеза скейлинга нарушается,  $\Lambda_{\text{кхд}}$ .
6. Кварки имеют дробный заряд.
7. В протоне имеется море антикварков.
8. В протоне имеется три валентных кварка.
9. Получены детальные сведения о структурных функциях  $F_2, xF_3, \bar{Q}, G, u, d, \dots$
10. Обнаружены электрослабые эффекты.

Список можно продолжить, отметив выход ГНР в смежные области, например, нейтральные токи, применение их результатов при изучении других процессов (Дрелла-Яна, явлений при больших  $P_T$ , струй и т.д.).

Прогресс продолжается. В изучении ГНР открыта новая страница:

1. Кварковые степени свободы в ядрах.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Я хотел бы поблагодарить А.М.Балдина, А.Бодяка, А.М.Купер, А.В.Вфремова, Л.Франкфурта, Е.Габатулера, Б.Иоффе, Л.Кондратюка, В.Г.Кривожижину, Ю.Лексина, Ж.Мерло, Н.Н.Николаева, Х.Пирнера, С.Рока, Д.В.Ширкова, Т.Слоана, Г.И.Смирнова, М.Стрикмана, К.Винтера, В.Царева и Н.Зотова за ценные обсуждения при подготовке доклада. Я благодарен своим коллегам из коллаборации БЦДМС А.Бенвенути, Ж.Фелтессу, А.Штауде и Р.Фоссу за конструктивные предложения, моему научному секретарю В.Ломану за помощь в подготовке доклада до, во время и после конференции, а также Г.Н.Савиной и Х.Ломан за подготовку данного текста.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N.N.Nikolaev, V.I.Zakharov, Phys.Lett.55B(1975)397; V.I.Zakharov, N.N.Nikolaev, Yad.Fiz.21(1975)434.
2. G.Berlad et al. Phys.Rev.D22(1980)1547; L.Frankfurt, M.Strikman, Nucl.Phys.B181(1981)22; A.Bodek, J.Ritchie, Phys.Rev.D23(1981)1079; D24(1981)1400.
3. M.S.Goodman et al., Phys.Rev.Lett. 47(1981); D.O.Caldwell et al. Phys.Rev.Lett 42(1979)553.

4. A.Argento et al. Nuclear quark-parton str. func. from deep inelastic muon-carbon scattering. Report submitted to the Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France, 1981; see also I.A.Savin, in: Proceedings of the VI Intern.Seminar on HEP Problems, Dubna, report D1,2-81-728,1981.
5. K.Rith, in: Proceedings of the Intern.Europhysics Conference on HEP, Brighton, July 1983, Rutherford, p.80.
6. F.J.Yundurian, ibid.p.605.
7. F.Dydak, in: Proc.of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies, Cornell, August 1983.
8. R.P.Feynman, Photon-Hadron Interactions, W.A.Benjamin Inc.(1972).
9. E.Reya, Phys.Rep.69(1981)195.
10. H.Abramowicz et al.Z.f.Physik C17(1983)283.
11. A.Bodek et al.P.R.D20(1979)1471.
12. J.J.Aubert et al. Phys.Lett. 121B(1983)87.
13. L.F.Abbott et al.Phys.Rev.D22(1980)582.
14. F.Bergsma et al. CERN-EP/84-08, paper No 402\*)
15. D.Bollnin et al.Phys.Lett.104B(1981)403.
16. J.J.Aubert et al. Phys.Lett.105(1981)322.
17. R.G.Arnold et al.SLAC-PUB-3257,1983, paper No 294.
18. I.A.Savin, G.I.Smirnov.JINR short communic.No-84, 1984,paper No 809.
19. G.Miller et al. Phys.Rev.D5(1972)528.
20. E.M.Riordan et al. Phys.Rev.Lett.33(1974)561.
21. H.L.Anderson et al. Phys.Rev.Lett.38(1977)1450.
22. B.A.Gordon et al.Phys.Rev.D20(1979)2645.
23. H.Abramowicz et al.Phys.Lett.107B(1981)141.
24. S.M.Heage et al. Phys.Rev.D23(1981)1045.
25. P.C.Bosetti et al. Nucl.Phys.B203(1982)362.
26. M.Jonker et al. Phys.Lett.109B(1982)133.
27. M.D.Meitayer et al.Phys.Rev.D27(1983)27.
28. P.D.Meyers, Ph.D.Thesis, LBL-17108(1983).
29. A.M.Baldin, in: Proceedings of the Conf.on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden 1980, v.2; see also JINR Reports E-1-80-545, 1980; E2-83-415, 1983.
30. J.J.Aubert et al. Phys.Lett.123B(1983)275.
31. A.Bodek et al., Phys.Rev.Lett.50(1983)1431.
32. A.Bodek et al., Phys.Rev.Lett.51(1983)534.
33. A.Argento et al., paper No842, see also JINR report E1-84-626, Dubna, 1984.

\*) Регистрационный номер доклада, представленного на данную конференцию.



34. J.Aubert et al. Phys.Lett.105B(1981)315.
35. J.Aubert et al. Phys.Lett.123B(1983)123.
36. J.V.Noble, Phys.Rev.Lett.46(1981)412.
37. A.M.Green, Rep.on Progress in Physics 39(1976)1109.  
H.J.Weber and H.Arenhovel, Phys.Rep.36(1978)277.  
V.Bakken et al., Physica Scripta 19(1979)491.  
L.Frankfurt and M.I.Strikman, Phys.Rep.76C(1981)215.
38. B.Lehman, Phys.Lett.62B(1976)296.  
V.A.Matveev and P.Sorba, Nuovo Cim.Lett.20(1977)435.  
H.Hogaasen et al. Z.f.Physik C4(1980)131.  
L.Bergstrom and S.Fridriksson.Rev.of Mod.Phys.52(1980)675.  
H.J.Pirner and J.P.Vary, Phys.Rev.Lett.46(1981)1376.  
M.Namiki et al.Phys.Rev.C25(1982)2157.
39. R.M.Godbole and K.V.L.Sarma, Phys.Rev.D25(1982)120.
40. S.Stein et al.,Phys.Rev.D12(1975) 1884.
41. A.C.Benvenuti et al., CERN/EP-84-31, NIM 226(1984)330.
42. V.V.Amosov et al., JETP Lett.34(1984)327.
43. BEBC-TST: Preprint RL-83-059,1983;WA21: see<sup>5/</sup>.
44. A.M.Cooper et al.,CERN/EP 84-37,1984, paper N°125.
45. M.A.Parker et al., Nucl.Phys.D232(1984)1;preprint RL-83-059,1983.
46. H.Abramowicz et al. CERN/EP-84-57, paper N° 683.
47. N.N.Nikolaev: "EMC effect and quark degrees of freedom in nuclei: facts and fancy" report at VII Intern.Seminar on HEP Problems, Miltiquark Interactions and QCD, Dubna, 1984.
48. M.Staszal et al., Preprint of U.of Warsaw LFT/9-83.
49. P.Close et al., Phys.Lett. 129B(1983) 346.  
P.Close et al., Rutherford preprint RAL-84-028.
50. R.Jaffe et al., Phys.Lett.134B(1984)449.
51. Liu Feng et al., Preprint of Inst.of Particle Physics,HZPP-85-5, Wuhan, China.
52. A.W.Hendry et al.,Indiana Univ.preprint IUHET-83,Bloomington, 1983.
53. L.Frankfurt, M.Strikman.Preprints LNPI N° 886,1983,Leningrad, and 929, 1984, paper N° 808.
54. J.Szwed, Phys.Lett. 128B(1983)245.
55. B.A.Bondarchenko, A.V.Efremov, JINR preprints E2-82-927, 1982; E2-84-124, 1984, paper N° 720.
56. R.L.Jaffe, Phys.Rev.Lett.50(1983) 228.
57. A.I.Titov, JINR, E2-83-72, Dubna, 1983.
58. M.Pirner, J.Vary. Univ.of Heidelberg preprint UNI-HD-83-02.
59. C.Carlson, T.Havens, Phys.Rev.Lett.51(1983) 281.

60. M.Chentob, R.Peschanski, Saclay preprint Sph-T-84-49,1984.
61. L.A.Kondratyuk, M.Zh.Shmatikov, preprint ITEP-114 and ITEP-13, 1984.
62. H.Faissner, B.Kim., Phys.Lett. 130B(1983)321.
63. C.H.Llewellyn-Smith, Phys.Lett.128B(1983)107.
64. M.Ericson, A.Thomas., Phys.Lett.128B(1983)112.
65. E.Berger et al.,Argonne preprint ANL-HEP-PR-83-24,1983.
66. A.Titov, preprint JINR E2-83-460, 1983.
67. J.Kubar et al., Preprint NTH 84/1,1984.
68. J.Dias de Deus et al., Preprint CFMC E-1/84, paper N° 55.
69. J.Cleymans et al., preprint KUL-TP-83/29, 1983.
70. S.Date et al., preprint WU-HEP-84-1, 1984, Waseda Univ., Tokyo, Japan.
71. A.M.Baldin et al., JINR preprint 1-84-185.
72. V.S.Stavinsky, JINR report P2-9528, Dubna, 1976.
73. A.M.Baldin, in: Proc.of the XIX Intern.Conf.on HEP, Tokyo,1978, p.455.
74. A.M.Baldin et al., Report submitted to the VII Intern.Seminar on HEP problems, Multiquark Interactions and QCD, Dubna, June 1984.
75. A.M.Baldin et al., paper N° 221.
76. A.M.Baldin et al., JINR report E1-82-472, Dubna, 1982.
77. V.V.Amosov et al., paper N° 58.
78. H.C.Ballagh et al., paper N° 788.
79. M.Jaendel and G.Peters, paper N° 122.
80. C.A.Garcia Canal et al., paper N° 205.
81. O.Nachtmann and H.Pirner, paper N°434.
82. L.Azhgirey et al. JETP 33(1957) 1185; 34(1958)1357.
83. A.A.Kuznetsov, paper N° 765.
84. A.J.Buras, Rev.of Modern Physics 52(1980)199.
85. L.W.Mo, Y.S.Tsai, Rev. Modern Physics 41(1969) 205.
86. A.A.Akhundov et al., Jad.Fizika 26(1977)1251.  
N.M.Shumeiko, Jad.Fizika 29 (1979) 1571.
87. A.de Rujula et al., Nucl.Phys.B154(1979)394.
88. A.R.Clark et al., Preprint FermiLab-Con-83/56-EXP.
89. D.B.Mac Farlane et al., Preprint FermiLab-PUB-83/108-EXP, paper 671.
90. F.Bergama et al., Phys.Lett.123B(1983) 269.
91. D.S.Baranov et al., paper N° 811.
92. P.C.Rosetti et al., Nucl.Phys.B142(1978)1.  
V.V.Amosov et al., JETP Lett., 36(1982) 300.



93. D.Allasia et al., Phys.Lett.135B(1984) 231.
94. B.L.Joffe and A.B.Kaidalov, preprint ITEP-41, Moscow, 1984.
95. WA25 Contactman at Leipzig V.Flamini, paper N° 800.
96. R.Field and R.P.Feynman, Phys.Rev.D15(1977) 2590.
97. G.Farrar and D.Jackson, Phys.Rev.Lett.35 (1975)1416.
98. G.Altarelli and G.Parisi, Nucl.Phys.B126(1977) 298.  
Yu.L.Dokshitzet, JETP 73(1977)1216.
99. R.M.Barnett, Phys.Rev.Lett.48(1982)1657.
100. J.J.Aubert et al., Phys.Lett.114B(1982)291.

#### ДИСКУССИЯ

С.Бродский (СЛАК, США):

Теперь имеется указание на проявление эффектов высших твистов ( $\sim 1/Q^2$ ) в дредл-яновских процессах ( $x_1 \rightarrow 1$ ), процессах множественного рождения адронов при больших  $P_T$  ( $P/\pi$ ) на встречных пучках ЦЕРН, а также в IHP данных по  $R = \sigma_L/\sigma_T \neq 0$  при малых  $Q^2$ , упомянутых в докладе. Я хотел бы подчеркнуть здесь, что при проведении анализа нарушения скейлинга в рамках КХД степенные члены должны учитываться во всем интервале  $x$ , включая их возможную  $\Lambda$ -зависимость.

Теоретические вычисления таких эффектов требуют знания непертурбативных волновых функций, которые могут быть получены из правил сумм КХД (например, как у Черняка и Житницкого), калибровочной теории на решетке и т.д. Константы для требуемых волновых функций (амплитуды распределений) получаются из нормировок нуклонных формфакторов,  $\psi \rightarrow r\bar{r}$  и т.д. Как отметил проф.Иоффе, волновая функция аномальной размерности (строго при  $Q^2 \rightarrow \infty$ ) неприменима в измеряемом режиме. Форма амплитуд распределений может быть в принципе определена в измерениях эксклюзивных  $\gamma\gamma$ -процессов.

Наконец, данные EMC об "очарованной" структурной функции протона указывают на её значительный вклад ( $Q^2 \sim 75 \text{ ГэВ}^2$ ,  $0,2 \leq x \leq 0,42$ ). Распределение очарованных кварков значительно "жестче", чем странных кварков, несущих  $\sim 0,3\%$  импульса протона. Вследствие пороговых эффектов очарованная структурная функция при больших  $x$  ещё растет в области  $W^2$ , доступной EMC, и она вносит вклад в нарушение скейлинга в нуклонных структурных функциях.

А.М.Купер (ЦЕРН):

По поручению нейтринной группы, работающей на BEBC, я хотела бы заметить, что если мы используем  $\Lambda$ -зависимость величины  $R$  в том виде, как это предложено докладчиком, и применим ее к нашим  $\bar{\nu}$ -,  $\bar{\nu}$ -данным, мы можем ожидать появления наклона в  $u$ -распределениях отношений  $Nu/D_2$ , которого в действительности мы не видим. Я

отсылаю к моему докладу на параллельной секции для получения более детальной информации.

Я нахожу также весьма удивительным тот факт, что, если подобные значения  $R$  использовать для вычислений структурных функций из сечений, то это функция  $F_2$ , а не  $2xF_1$ , согласуется при низких и высоких значениях  $Q^2$ , поскольку по определению это  $F_2$  имеет экстремум от продольного сечения, оказавшегося ненулевым при низких  $Q^2$ .

М.А.Паркер (ЦЕРН):

Докладчик указал, что новые измерения EMC указывают на то, что глюонов больше в железе, чем в  $D_2$ . Поскольку измерения EMC по  $F_2$  дают рост в интеграле от  $F_2$ , то полное количество глюонов в железе должно бы уменьшиться для сохранения правила сумм по импульсу. Данные CDHS и WA25 по полным сечениям  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  также исключают изменение полного момента глюонов больше, чем на 15%.

И.А.Савин:

Т.Слоан (ЦЕРН, EMC) прокомментировал это замечание следующим образом: "Влияние глюонов на правило сумм  $\int F_2 dx = 0,5$  мало ( $\sim 0,05$ ), и разность между  $[\int F_2 dx]_{Fe}$  и  $[\int F_2 dx]_{D_2/N_2}$  находится в пределах ошибок измерения этих интегралов. Причина этого в том, что  $J/\psi$  рождаются при очень малых  $x$ :  $0,025 \leq x \leq 0,075$ ".

Виртс (Мичиганский университет, США)

Не могли бы вы прокомментировать состояние изучения нуклонных структурных функций в процессах с нейтральными токами?

И.А.Савин:

На секцию A14 не было представлено докладов по слабым нейтральным токам.

Х.Вален (Вуперталь, ФРГ):

Для объяснения событий с  $x > 1$  учёт поправок на ферми-движение играет решающую роль. Как эти поправки сделаны для экспериментальных данных или для моделированных?

И.А.Савин: Никаких поправок на ферми-движение не внесено в те данные, которые показаны на рис.20 доклада. По моей просьбе Л.Фракфурт и М.Стришман оценили чувствительность ядерной структурной функции  $F_2(x)$  к различным моделям ядерных волновых функций. Они нашли, что модель ферми-ступеньки с  $F_F = 0,22 \text{ ГэВ}$  не объясняет данных. Только модель малонуклонных корреляций, которая включает высокоимпульсную компоненту  $\bar{D}$  может объяснить предварительные данные БЦМС.



Йорг Гайлер (ДЕЗИ, Гамбург):

О данных БЦМС при  $x > 1$ : каковы ошибки за счёт разрешения и систематические ошибки в определении  $x$ ? Достаточно ли они малы, чтобы получать результаты по сечению в зависимости от  $x$ ?

И.А.Савин: Величина ошибки за счёт разрешения, кроме аппаратных факторов, зависит от вида измеряемой структурной функции и от критериев отбора событий. Если считать, что измеряемая СФ имеет экспоненциальную зависимость от  $x$  и использовать очень важное ограничение по  $\nu$ , то ошибка  $\Delta x/x$  есть слабо растущая с  $x$  функция, дающая  $\Delta x/x \approx 0,4$  при  $x = 1,5$ .

К.Тер-Мартirosян (ИТЭФ, Москва):

В связи с эффектом ЕМС я хотел бы заметить, что сложная кварк-глюонная структура нуклона приводит к довольно новой картине не только строения ядерной материи, но и ядерных сил. Принимая во внимание возможность образования двухнуклонных мешков в нуклон-нуклонных соударениях, Ю.А.Смирнов (ИТЭФ) получил нелокальный потенциал, действующий между двумя нуклонами. Этот потенциал имеет очень простую форму и приводит к довольно хорошему описанию фаз  ${}^3S_1$  и  ${}^1S_0$  низко-энергетического нуклон-нуклонного рассеяния (до энергий около 1 ГэВ). Более того, он дает правильное значение энергии (2,2 МэВ) двух нуклонов, связанных в дейтроне, и оценку доли времени ( $\sim 2\%$ ), когда дейтрон находится в состоянии мешка.

Ясно, что нуклоны в ядре или, в общем, в ядерной материи могут сливаться, образуя мешки, состоящие из двух, трех и т.д. нуклонов (т.е. из 6, 9, ... кварков). Очевидно, что это должно приводить к "смягчению" импульсного распределения кварков, потому что размеры двух-трех- и т.д. нуклонных мешков всегда слегка больше, чем одно-нуклонного.

Очевидно также, что мешки перманентно образуются и распадаются на нуклоны, откуда возникает интересная проблема вычисления средних чисел  $\bar{N}_2, \bar{N}_3, \dots$  двух-трех- и т.д. нуклонных мешков, существующих в ядре с данным массовым числом  $A$ .

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 апреля 1985 года.

Савин И.А.

P1-85-315

Структурные функции и распределения кварков  
в нуклонах и ядрах

Рассмотрено современное состояние изучения проблемы измерения параметра  $R(x, Q^2) = \sigma_L / \sigma_T$ , изучения ядерных эффектов в структурных функциях нуклонов, анализа различных структурных функций, определенных из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию мюонов и нейтрино.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод автора

Savin I.A.

P1-85-315

Structure Functions and Quark Distributions  
in Nucleons and Nuclei

The present status of lepton deep inelastic scattering experiments is reviewed. Attention is drawn to the problems of measuring the parameter  $R(x, Q^2) = \sigma_L / \sigma_T$ , studies of nuclear effects in nucleon structure functions and data analysis in the framework of the QCD.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985