

ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ НА СТРУКТУРУ СВЯЗАННЫХ НУКЛОНОВ

И. А. Савин, Г. И. Смирнов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Приводится обзор экспериментальных исследований искажений структуры нуклона окружающей его ядерной средой, или так называемых ядерных эффектов в структурных функциях. Эти искажения впервые наблюдались Европейской мюонной коллаборацией (ЕМС) при измерении структурных функций нуклонов в ядрах дейтерия и железа и получили название эффекта ЕМС. В обзор включены результаты опытов по глубоконеупругому рассеянию мюонов, электронов, нейтрино и антинейтрино на нуклонах и ядрах, а также других реакций — образования массивных лептонных пар и J/ψ -частиц и взаимодействия адронов с ядрами.

Экспериментальные данные сравниваются с соответствующими расчетами ряда теоретических моделей структуры нуклонов, предложенных для объяснения эффекта ЕМС. Высокая точность экспериментов позволяет сделать вывод, что некоторые модели «угадывают» качественные особенности эффекта, но ни одна из них не дает удовлетворительного описания всей совокупности экспериментальных данных. Указаны кинематические области, где эти модели могут быть подвергнуты дальнейшей критической проверке.

The review of experimental studies of distortions of the nucleon structure by the surrounding nuclear medium, or so called nuclear effects in structure functions is presented. The distortions were first observed by the European Muon Collaboration (EMC) in the measurements of the nucleon structure functions on deuterium and iron nuclei and were named as the EMC-effect. The review includes the results of experiments on deep inelastic scattering of muons, electrons, neutrino and antineutrino, and also of the reactions of the production of massive lepton pairs and J/ψ -particles and of hadron-nuclei interactions.

Experimental data are compared with corresponding calculations of a number of theoretic models for nucleon structure suggested for explanation of the EMC-effect. High precision achieved in experiments allows to conclude that some of the models guessed qualitative features of the effect, but no one can yield a satisfactory description of the total experimental data set. Kinematic regions in which the models can be further tested are pointed out.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что опыты по рассеянию лептонов (электронов, мюонов, нейтрино) на нуклонах и ядрах дают возможность «прощупать» их структуру. Преимущество лептонов перед другими «щупами»

состоит в том, что сами они, согласно существующим экспериментальным данным [1], не имеют структуры (являются точечными частицами) и поэтому не вносят неопределенностей в измерения. При этом сечения рассеяния имеют простую теоретическую интерпретацию: они (с точностью до радиационных поправок) сопоставляются с феноменологическими функциями, характеризующими структуру нуклона. Так, в опытах по упругому и неупругому рассеянию лептонов на нуклонах сечения рассеяния пропорциональны электрическому $G_E(Q^2)$ и магнитным $G_M(Q^2)$ формфакторам нуклонов [2, 3], где Q^2 — квадрат 4-импульса, передаваемого нуклону виртуальным фотоном. В аналогичных опытах по глубоконеупругому рассеянию (ГНР), когда передаваемый 4-импульс $Q^2 \gg M^2$, где M — масса нуклона, сечения могут быть выражены в терминах неупругих структурных функций нуклонов $F_i(x, Q^2)$, $i = 1 \div 3$ [4], которые на основе современных представлений о строении материи связаны с распределениями по соответствующим переменным партонов — точечных объектов, составляющих нуклоны, называемых нуклонными конститuentами. Переменная x определяет долю импульса нуклона, уносимого партоном. Как показали эксперименты по ГНР лептонов на нуклоне, партоны обладают свойствами, идентичными свойствам кварков, постулированных Гелл-Маном [5] и Цвейгом [6] для объяснения результатов опытов по адронной спектроскопии.

Одним из первых открытий в ходе исследований ГНР электронов на протоне было обнаружение масштабной инвариантности (скейлинга) структурных функций, предсказанной Д. Бьёркеном [7]. Согласно выдвинутой им гипотезе, при асимптотическом стремлении переданной энергии $\nu = E - E'$, где E (E') — энергия падающего (рассеянного) лептона в лабораторной системе координат (л.с.к.), и 4-импульса Q^2 к бесконечности пропадает зависимость структурных функций от Q^2 :

$$F_i(x, Q^2)|_{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} \rightarrow F_i(x). \quad (1)$$

Подобное поведение было обнаружено в серии известных экспериментов [8] на линейном ускорителе электронов Станфордской национальной лаборатории (СЛАК) уже при $Q^2 = 2 \div 10$ ГэВ².

Явление скейлинга имеет простое объяснение в рамках кварк-партоновой модели (КПМ) [9], которая позволяет выразить структурные функции (СФ) нуклона в терминах распределений кварков $q_f(x)$ и антикварков $\bar{q}_f(x)$:

$$2xF_1(x) = F_2(x) = \sum_f e_f^2 x [q_f(x) + \bar{q}_f(x)], \quad (2)$$

где e_f — заряд кварка (антикварка) с ароматом f .

Для точной проверки КПМ необходимо было изучать ГНР лептонов в широкой области переменной Q^2 , в том числе при значениях $Q^2 > 10$ ГэВ². Однако измеряемые при таких передачах сечения лептон-нуклонного рассеяния составляют менее 10^{-33} см². Поэтому

для обеспечения высокой статистической точности за разумное время измерений в большинстве экспериментов использовались не нуклонные, а ядерные мишени. Предполагалось, что измеряемые в этом случае структурные функции нуклона, связанного в ядре A , $F_i^A(x, Q^2)$ идентичны структурным функциям свободного нуклона изоскалярной мишени: $F_i^N = (1/A) F_i^A$, где F_i^N определяются как полусумма структурных функций свободных нейтрона и протона:

$$F_i^N(x, Q^2) = (1/2) [F_i^p(x, Q^2) + F_i^n(x, Q^2)]. \quad (3)$$

В рамках этого подхода анализировались результаты многочисленных экспериментов по ГНР лептонов на ядрах, выполненных до 1983 г. в интервале $0,1 < x < 0,7$. Было обнаружено, что гипотеза скейлинга выполняется лишь в ограниченной области x ($x \sim 0,2 \div 0,3$). Наблюдавшиеся нарушения скейлинга характеризуются возрастанием структурных функций с ростом Q^2 в области $x \lesssim 0,2$ и убыванием их при $x \gtrsim 0,3$. В опытах на разных ядрах в пределах погрешностей измерений были получены одинаковые функциональные зависимости нарушений скейлинга.

Предположение о том, что структурные функции свободного и связанного в ядре нуклона идентичны, было впервые подвергнуто прямой проверке Европейской мюонной коллаборацией (ЕМС) [10] в области $x < 0,7$, где еще слабо сказываются эффекты движения нуклонов в ядре. Используя мюонный пучок ускорителя СПС ЦЕРН, ЕМС выполнила измерения структурной функции нуклона на ядрах железа (F_2^{Fe}) и дейтерия (F_2^{D}) и их отношения:

$$r^{\text{Fe}}(x) = F_2^{\text{Fe}}(x)/F_2^{\text{D}}(x). \quad (4)$$

В ядре дейтерия нуклоны связаны слабо, и с хорошей точностью справедливо равенство $(1/2) F_2^{\text{D}} = F_2^{\text{N}}$, где F_2^{N} определяется выражением (3).

Оказалось, что вместо ожидаемого в области $x \in (0,1, 0,7)$ примерного равенства $r^{\text{Fe}}(x) \approx 1,0$ отношение (4) линейно убывает с ростом x . Обнаруженное явление получило название «эффекта ЕМС». Результаты эксперимента ЕМС не только указывали на то, что ядерная среда может влиять на свойства нуклона, но, хотя и с большими погрешностями, стали первым количественным измерением степени искажения внутренней структуры нуклона в ядре. Чрезвычайная важность этих результатов стимулировала быстрое развертывание более точных экспериментальных исследований эффекта, а также развитие теоретического аппарата для его объяснения. Все экспериментальные установки в Европе и США, обладающие возможностями постановки опытов по изучению глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах, были использованы для проверки и детального изучения этого фундаментального явления. Были выполнены эксперименты в пучках электронов, мюонов и нейтрино.

Наиболее прецизионные результаты, которые стали основой для

сравнения с теоретическими расчетами, были получены в ЦЕРН сотрудничеством БЦДМС, а также в СЛАК группой, объединившей физиков СЛАК, МТИ, ФНАЛ и ряда университетов США. Этими группами был подтвержден и уточнен эффект с рекордной для экспериментов такой сложности точностью измерений отношений структурных функций связанных в ядре и свободных нуклонов — порядка 1%.

Ранее в реакциях взаимодействия адронов с ядрами также наблюдались различия в поведении сечений, измеренных на тяжелых и на легких ядрах [11]. Результаты многих экспериментов, несмотря на трудности интерпретации адрон-ядерных реакций, убедительно свидетельствовали о качественном согласии ядерных эффектов, обнаруженных в ГНР лептонов и в адрон-ядерных процессах.

Было предпринято множество попыток дать объяснение ядерным эффектам, наблюдавшимся в экспериментах. Опираясь на уже развитые модели структуры ядра, теоретики смогли сравнительно быстро качественно описать отдельные закономерности в поведении отношений структурных функций. Однако, принимая во внимание достигнутую экспериментальную точность, можно утверждать, что ни одна из предложенных моделей не может пока претендовать на количественное описание всего эффекта в целом. Вопрос о природе рассматриваемого явления остается, таким образом, открытым. Несомненно, что дальнейшие исследования структурных функций с помощью ГНР лептонов будут стимулировать становление кварковой теории ядерной материи и, возможно, позволят объяснить природу и основные закономерности ядерных сил [12].

Основу настоящего обзора составляют работы, выполненные с целью поиска и исследования отличий в структурных функциях свободных и связанных в ядре нуклонов, а также в сечениях рассеяния лептонов и адронов на свободных и связанных нуклонах. Разделы 1 и 2 содержат подробное изложение истории и способов изучения структуры нуклонов. В разд. 3 описан эксперимент ЕМС, с которого началось интенсивное изучение влияния ядерной среды на структуру нуклона, а в разд. 4 — эксперименты по ГНР лептонов на ядрах, подтвердившие и уточнившие специфические черты эффекта ЕМС. Другие ядерные эффекты, наблюдавшиеся в адрон-адронных и лептон-адронных столкновениях, рассмотрены в разд. 5. Раздел 6 содержит не претендующий на полноту анализ теоретических работ, инициированных обнаружением эффекта ЕМС.

1. РАССЕЯНИЕ ЛЕПТОНОВ КАК ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ НУКЛОНА

Исследования структуры нуклонов, осуществляемые в течение последних трех десятилетий в лептонных пучках, можно разделить на три этапа, каждый из которых связан с новым открытием.

К первому этапу можно отнести эксперименты по упругому рассеянию электронов с энергией 188 МэВ на протонах [13], а также

эксперименты по неупругому $e - p$ -рассеянию при энергии 1200 МэВ [14]. В этих экспериментах было показано, что электрический и магнитный заряды нуклона не сосредоточены в одной точке, а характеризуются пространственным распределением: электрическим $G_E(Q^2)$ и магнитным $G_M(Q^2)$ формфакторами.

Типичные расстояния, на которых прощупывалась структура частиц в этих опытах, характеризуются, например, среднеквадратичным радиусом протона [13]

$$\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = (0,74 \pm 0,24) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Другими словами, было обнаружено, что элементарная частица — нуклон, обладает размером $r_N \sim 10^{-13}$ см.

Одновременно с опытами по измерению нуклонных формфакторов $G(Q^2)$ были начаты эксперименты по исследованию структуры протона методом упругого рассеяния фотонов с энергией 100 МэВ. Согласно теоретическим оценкам, приведенным в [15], наличие у протона пространственной структуры должно проявляться в виде тонких эффектов — его электрической и магнитной поляризуемости. Эксперименты, выполненные на электронном синхротроне ФИАН им. П. Н. Лебедева, обнаружили предсказанные эффекты и получили важную количественную информацию об электромагнитных свойствах протона [16, 17].

Открытие у элементарной частицы внутренней структуры и введение понятия формфактора, зависящего от переданных нуклону импульсов, имело поистине революционное значение для теоретической физики, рассматривавшей прежде взаимодействия полей лишь с точечными частицами [18]*.

Второй этап исследований структуры нуклона связан с линейным ускорителем электронов СЛАК в Станфорде, США, на котором в 1969 г. электроны были ускорены до 18 ГэВ. В этой области энергий стали возможными глубоконеупругие реакции с большой передачей энергии и импульса от электрона нуклону мишени, в которых происходит интенсивное образование вторичных адронов. Детектирование вторичных адронов не обязательно для изучения свойств нуклона. Такие реакции называют инклюзивными и записывают в форме



где X — нерегистрируемые продукты реакции.

Появление ускорителей с пучками мюонов и нейтрино в ФНАЛ и ЦЕРН открыло новые возможности исследования ГНР лептонов

* Интересно отметить, что еще до появления экспериментальных результатов по измерению формфакторов нуклона М. А. Марковым [19] обсуждалась возможность построения релятивистски-инвариантной и унитарной теории, в которую входит «динамически деформируемый формфактор».

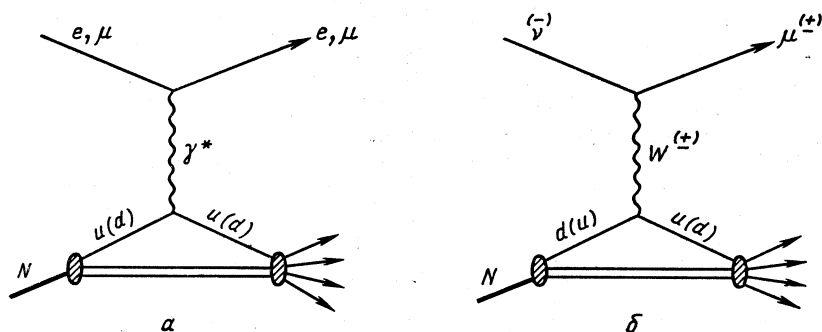


Рис. 1. Диаграммы, дающие основной вклад в сечения ГНР лептонов e, μ (а) и ν (б) на нуклоне N

на нуклонах и ядрах в следующих реакциях:

$$\mu^\pm + N (A) \rightarrow \mu^\pm + X; \quad (6)$$

$$\bar{\nu} + N (A) \rightarrow \mu^- + X; \quad (7)$$

$$\bar{\nu} + N (A) \rightarrow \mu^+ + X. \quad (8)$$

Приведенные реакции могут быть описаны с помощью диаграмм, показанных на рис. 1. Как видно из рис. 1, а, роль пробника для процессов (5) и (6) выполняет виртуальный фотон γ^* , а для процессов (7) и (8) — заряженный промежуточный бозон W (рис. 1, б) *.

Аналогично тому, как разрешение оптического прибора возрастает с уменьшением длины волны света, метод ГНР лептонов на нуклоне обладает разрешением, которое зависит от массы виртуального фотона (или от квадрата его 4-импульса Q^2):

$$\Delta l \sim 1/\sqrt{Q^2},$$

где

$$Q^2 = -q^2 = -(p - p')^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2), \quad (9)$$

$$Q_{\max}^2 = 2ME.$$

Здесь p (p') — импульсы, E (E') — энергия в л.с.к. налетающего и рассеянного лептона, M — масса нуклона, θ — угол вылета рассеянного лептона в л.с.к. Таким образом, по мере увеличения максимально доступного в эксперименте передаваемого 4-импульса Q_{\max}^2 структура нуклона прощупывалась на все меньших и меньших расстояниях $r \approx \Delta l$.

В экспериментах, выполненных на ускорителе СЛАК, оказалось возможным исследовать структуру нуклона на расстояниях порядка

* Строго говоря, процессы (5) и (6) могут протекать и с помощью обмена нейтральным промежуточным бозоном Z^0 , но вклад такой диаграммы мал, и на практике он учитывается лишь в качестве поправки. Доказательства существования обмена Z^0 -бозоном еще до его прямого обнаружения были получены в экспериментах по рассеянию электронов на дейтронах в СЛАК [20] и мюонов на ядрах углерода в ЦЕРН [21].

$3 \cdot 10^{-15}$ см, что позволило обнаружить резкие отличия в Q^2 -зависимости сечений упругого и неупругого рассеяния электронов на нуклонах. Вместо убывания сечения с ростом передаваемого 4-импульса по закону $1/Q^8$, характерного для пространственного распределения заряда нуклона в сфере с радиусом r_N , сечения глубоко-неупругого рассеяния зависели от передаваемого 4-импульса как $1/Q^4$ [8]. Результаты этих опытов свидетельствовали о наличии внутри нуклона точечноподобных заряженных объектов, получивших название партонов.

Явление бёркеновского скейлинга, обнаруженное в экспериментах на ускорителе СЛАК на сравнительно небольшом интервале переданных 4-импульсов до $Q^2 \sim 8$ ГэВ², дало мощный импульс распространению и проверке кварк-партонной модели. Отклонения от масштабной инвариантности (нарушение скейлинга) в более широком диапазоне до $Q^2 \sim 20$ ГэВ², также наблюдавшиеся в СЛАК, а затем подтвержденные в ФНАЛ (США) и ЦЕРН в мюонном и нейтринном пучках, свидетельствовали в пользу иного механизма взаимодействия лептона с нуклоном, чем предложенный в рамках КПМ. Таким образом, второй этап изучения структуры нуклонов завершился постановкой задачи прецизионных исследований свойств конstituентов нуклона и закономерностей нарушения скейлинга.

Конкретный вид нарушения скейлинга предсказывается квантовой хромодинамикой (КХД) [22]. Согласно КХД зависимость структурных функций от переданного 4-импульса имеет логарифмический характер: $F_i(x, Q^2) \sim \ln(Q^2/\Lambda^2)$, где Λ — масштабный параметр теории, определяемый из опыта. Проверка этого предсказания требовала проведения экспериментов в максимально широком интервале Q^2 . Для осуществления новой экспериментальной программы потребовалось создать высококачественные пучки мюонов и нейтрино в ФНАЛ и ЦЕРН, а также светосильные спектрометры для детектирования ГНР мюонов из реакций (6)—(8).

К третьему этапу исследований структуры нуклона, начавшемуся в конце 70-х годов, следует отнести прецизионные эксперименты, выполненные на установках CDHS, CHARM, EMC и БЦДМС в ЦЕРН, ВФР и ССФР в ФНАЛ, а также эксперименты нового поколения в СЛАК. В ходе этих опытов, осуществленных в последнее десятилетие, был сделан ряд фундаментальных открытий. Установлено: 1) в нуклоне имеются три валентных кварка типа u и d , а также море виртуальных кварков и антикварков u , d , s , c и др.; 2) кварки являются точечными частицами, имеющими дробный электрический заряд и спин $1/2$; 3) кварки в нуклоне «склеены» с помощью нейтральных глюонов [23]. Определены x -распределения отдельных типов кварков. Обнаружено предсказанное стандартной моделью нарушение CP -инвариантности в глубоконеупругом рассеянии продольно поляризованных электронов и мюонов. Доказано, что в области $1 < Q^2 < 300$ ГэВ², доступной в настоящее время в экспериментах с фиксированными мишенями, гипотеза скейлинга нарушается в со-

ответствии с предсказаниями КХД. Параметр теории $\Lambda_{\overline{MS}}$, согласно наиболее точным измерениям сотрудничества БЦДМС [24], составляют (220 ± 15) МэВ. Наконец, установлено, что свойства свободных нуклонов и нуклонов, связанных в ядре, различны.

Таков далеко не полный перечень результатов третьего этапа, поставившего, в свою очередь, новые задачи, в том числе и задачи детального изучения кварковых свойств ядер.

2. СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ

В этом разделе мы приведем лишь основные формулы. В случае необходимости см. специальную литературу (например, [2]) или обзоры (например, [23]).

Сечение процессов глубоконеупругого рассеяния электронов и мюонов на нуклоне принято представлять в однофотонном приближении. Это сечение можно вычислять с неопределенностью в несколько процентов * для большей части области изменения кинематических переменных x и y :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} ME \left[xyF_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (10)$$

Здесь $x = Q^2/2M\nu$, $\nu = E - E'$, $y = \nu/E$, а F_1 и F_2 — структурные функции нуклона, зависящие от двух переменных. В рамках КПМ выражения структурных функций через партонные распределения зависят от ядра мишени. Например, при стандартном приписывании дробных зарядов кваркам u , d , s и \bar{c} для случая рассеяния электронов или мюонов на водороде или нуклоне изоскалярной мишени они имеют вид:

$$F_2^{ep}(x) = \frac{5}{18} x\Sigma(x) + \frac{1}{6} x\Delta^{ep}(x); \quad (11)$$

$$F_2^{eN}(x) = \frac{5}{18} x\Sigma(x) + \frac{1}{6} x\Delta^{eN}(x), \quad (12)$$

где $\Sigma(x) = q(x) + \bar{q}(x)$ — так называемое синглетное относительно симметрии $SU(4)$ распределение кварков — антикварков, а $\Delta(x)$ — несинглетное:

$$\Delta^{ep} = \Delta^{eN} + (u - d) + (\bar{u} - \bar{d}),$$

$$\Delta^{eN} = (\bar{c} - \bar{s}) + (c - s).$$

При переходе к процессу глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклоне (7) необходимо заменить в расчетах [4] электро-

* Для того чтобы обеспечить точное соответствие наблюдаемых сечений с теоретическими, выражаемыми через структурные функции нуклона, необходимо учесть вклад в эти сечения радиационных процессов (РП). Наиболее полным образом РП учитываются в подходе, развитом в [25].

магнитный ток на слабый, и сечение в однобозонном приближении приобретает вид

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dy}\right)^{\nu(\bar{\nu})} = \frac{G^2ME}{\pi} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2(x, Q^2) \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_3(x, Q^2) \right], \quad (13)$$

где появление структурной функции F_3 связано с особенностями слабых взаимодействий, а знак перед членом, содержащим F_3 , изменится с «+» для ν на «-» для $\bar{\nu}$.

В рамках КПМ и стандартной модели слабых взаимодействий сечения процессов (7), (8), обусловленных заряженными токами (CC), могут быть выражены через партонные распределения. Для изоскалярной мишени они имеют вид [4]

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dy}\right)^{\nu N}_{CC} = \frac{G^2ME}{\pi} x \{ [q(x) + s(x) - c(x)] + (1 - y)^2 [\bar{q}(x) + \bar{c}(x) - \bar{s}(x)] \}; \quad (13a)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dy}\right)^{\bar{\nu} N}_{CC} = \frac{G^2ME}{\pi} x \{ [\bar{q}(x) + \bar{s}(x) - \bar{c}(x)] + (1 - y)^2 [q(x) + c(x) - s(x)] \}. \quad (13b)$$

Сравнивая эти выражения с (13), видим, что

$$2xF_1^{\nu(\bar{\nu})N} = F_2^{\nu(\bar{\nu})N} = x\Sigma(x), \quad xF_3^{\nu(\bar{\nu})N} = xV(x) \pm x\Delta^{eN},$$

т. е. $F_2^{\nu(\bar{\nu})N}$ ведет себя как чисто синглетная функция, а $xF_3^{\nu(\bar{\nu})N}$ — как чисто несинглетная функция, практически определяемая распределением только валентных кварков $V(x)$, потому что Δ^{eN} — малая величина.

Кинематика процессов (5)—(8) для случаев глубоконеупругого рассеяния на ядрах отличается тем, что область изменения переменной x вместо (0, 1) для нуклона становится (0, A) для ядра, т. е. формулы (10) и (13) могут использоваться для расчета сечения взаимодействия на один нуклон ядра после замены $x \rightarrow x_A$ и $F_i(x, Q^2) \rightarrow F_i^A(x_A, Q^2)$, $i = 1 \div 3$.

Виртуальный фотон в общем случае характеризуется продольной и поперечной поляризацией [26], что позволяет выделить в выражении для сечения (10) две части, соответствующие сечениям поглощения поперечно (σ_T) и продольно (σ_L) поляризованных фотонов. Однако часто ограничиваются изучением их отношения $R(x, Q^2)$:

$$R(x, Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x, Q^2)(1 + 4M^2x^2/Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)}, \quad (14)$$

которое дает возможность представить сечение глубоконеупругого рассеяния электронов или мюонов как функцию $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$.

При переходе от виртуального фотона в процессах (5), (6) к промежуточному W -бозону в процессах (7), (8) нельзя провести полную аналогию для параметра $R(x, Q^2)$, однако привлечение кварк-партоновой модели позволяет и для сечения глубоконеупругого рассеяния нейтрино выделить часть его, пропорциональную продольному сечению σ_L (см. разд. 4).

3. ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА ЕМС

До появления публикации сотрудничества ЕМС [10] об обнаружении отличия в x -зависимости структурных функций дейтерия и железа твердые (ядерные) мишени в опытах по исследованию глубоконеупругого рассеяния лептонов использовались не для изучения структуры ядер, а с целью повышения светимости экспериментальной установки. Действительно, в реакции ГНР от лептона к нуклону передается импульс $k = \sqrt{Q^2}$, который на 3—4 порядка превышает энергию связи нуклона в ядре и приблизительно на два порядка выше, чем средний ферми-импульс нуклона. В этих условиях трудно ожидать, что эффекты структуры ядра скажутся заметным образом на сечении рассеяния лептона. Имелись также и экспериментальные указания на то, что сечение реакции (5) на ядрах прямо пропорционально сумме сечений на отдельных нуклонах, составляющих это ядро. Такой результат был получен в СЛЯК [27], где изучалось рассеяние электронов с энергией от 4,5 до 19,5 ГэВ на ядрах водорода, дейтерия, бериллия, алюминия, меди и золота.

Таким образом, были основания считать, что в большей части кинематической области переменных x и Q^2 , доступной в ГНР лептонов, по крайней мере в области x от 0,05 до 0,7, выполняются следующие условия:

1) виртуальные фотоны (бозоны) рассеиваются на покоящихся нуклонах ядра некогерентно:

$$AF_i^A(x, Q^2) = ZF_i^p(x, Q^2) + (A - Z)F_i^n(x, Q^2); \quad (15a)$$

2) ядра приближенно можно считать изоскалярными: $A \approx 2Z$, т. е.

$$F_i^A(x, Q^2) = \frac{A}{2} F_i^D(x, Q^2); \quad (15b)$$

3) параметр $R = \sigma_L/\sigma_T \approx \text{const}$ для всех ядер, являясь функцией только x и Q^2 .

Для значений $x < 0,05$ ожидалось, что эффекты экранирования уменьшат сечение глубоконеупругого рассеяния на ядре по сравнению со свободным нуклоном [28]:

$$\sigma^A < A\sigma^N. \quad (16)$$

Напротив, в области $x > 0,7$ ожидалось [26], что

$$\sigma^A > A\sigma^N. \quad (17)$$

Соотношение (17) следует из того обстоятельства, что структурные функции ядра $F_i^A(x)$ с приближением переменной x к кинематической границе $x = 1,0$ начинают превышать $F_i^N(x)$, так как

$$\begin{aligned} F_2^A(x, Q^2) &= \int_{z>x} dz F_2^N(x/z, Q^2) f_N(z), \\ xF_i^A(x, Q^2) &= \int_{z>x} dz (x/z) F_i^N(x/z, Q^2) f_N(z), \quad i = 1, 3, \end{aligned} \quad (18)$$

где $f_N(z)$ — распределение нуклонов в ядре по импульсам, отличное от нуля при $x = 1$.

Эксперимент ЕМС. Невысокая статистическая и, в особенности, систематическая точность измерения структурных функций нуклонов в экспериментах по ГНР лептонов в течение многих лет не позволяла составить достоверное представление о выполнимости соотношений (15)—(18). Первые результаты их количественной проверки в области $x \in (0,05, 0,65)$ были получены в ЦЕРН коллаборацией ЕМС [10]. В этом эксперименте реакция (6) изучалась на железной мишени при энергиях 100, 120, 250 и 280 ГэВ, а также на дейтериевой мишени при энергии 280 ГэВ. По этим данным, используя соотношения (10) и (14), были вычислены структурные функции F_2^{Fe} и F_2^{D} в предположении, что $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$. Последнее обосновано измерениями этой же группы на железной мишени: $R = 0,03 \pm \pm 0,12$. Сравнение структурных функций F_2^{Fe} и F_2^{D} произведено в области $0,03 < x \leq 0,65$. Оказалось, что вместо ожидавшегося равенства структурных функций $F_2^{\text{Fe}}(x, Q^2)$ и $F_2^{\text{D}}(x, Q^2)$ во всей изучавшейся области переменной x они равны лишь при $x \approx 0,3$. При меньших значениях x во всей области Q^2 наблюдалось, что $F_2^{\text{Fe}} > F_2^{\text{D}}$, а при $x > 0,3$ — $F_2^{\text{Fe}} < F_2^{\text{D}}$. Поскольку в пределах статистических и систематических погрешностей не было замечено существенной Q^2 -зависимости отношения (4), данные были проинтегрированы по области $9 < Q^2 < 170$ ГэВ² для изучения его x -зависимости с большей точностью. Кроме этого, были внесены коррекции на неизоскалярность ядра железа в предположении, что структурные функции протона и нейтрона связаны следующим соотношением: $F_2^n = (1 - 0,75x) F_2^p$. Неточности этого предположения мало влияют на поправку, которая составляет 2,3% для $x = 0,65$ и не превышает 1% для $x < 0,3$. Полученный для отношения r^A результат [10], названный вскоре «эффектом ЕМС», приведен на рис. 2 вместе с оценками систематических погрешностей, взятыми из [29]. Используя для подгонки отношения (4) гипотезу убывания r^A с ростом x по линейному закону $r^A = a + bx$, авторы получили $b = -0,52 \pm 0,04_{\text{стат}} \pm 0,21_{\text{сист}}$ (ЕМС не опубликовало оценку параметра «a»).

Несмотря на значительные экспериментальные погрешности, авторы сделали вывод о том, что x -зависимость отношения r^A противоречит расчетам, в которых различия в структурных функциях

железа и дейтерия приписывались влиянию ферми-движения нуклонов в ядре [30]. Например, вместо ожидавшегося роста r^A до $\sim 1,2$ при $x = 0,65$, наблюдалось уменьшение r^A примерно до 0,89. Особенно интригующим было указание на рост r^A до 1,15 при $x = 0,05$. Поскольку в рамках КПМ структурная функция $F_2(x)$ связывается с импульсными распределениями кварков и антикварков в нуклоне (2), то наличие эффекта ЕМС может означать, что эти распределения изменяются ядерной средой.

Прежде чем перейти к дальнейшим обсуждениям явления, целесообразно остановиться на специфике измерения структурных функций ядер и нуклона и их отношения. Это рассмотрение позволит понять роль многочисленных экспериментов, выполненных вслед за опытом ЕМС.

Как отмечалось выше, значительные экспериментальные погрешности, прежде всего статистические, не позволяли долгое время обнаружить какие-либо значимые отличия структурных функций свободных и связанных в ядре нуклонов. Стремление экспериментаторов повысить статистическую точность эксперимента приводило к удлинению времени набора данных и появлению дополнительных систематических погрешностей, которые часто превышали статистические.

Измерения структурных функций на разных ядрах (за исключением опытов МИТ — СЛАК [31] и Рочестер — МИТ — СЛАК [32, 33]) осуществлялись в разных экспериментах и в разное время. В таких условиях трудно, а подчас и невозможно контролировать систематические погрешности, возникающие из-за условий проведения эксперимента. Различия и нестабильности в фазовом объеме пучка налетающих частиц, в эффективности детектирующей аппаратуры, в геометрии мишеней и в их свойстве поглощать вторичные частицы, а также в акцептансе экспериментальных установок приводят к систематическим погрешностям не только в абсолютных сечениях, но и в распределениях регистрируемых событий по кинематическим переменным.

Именно с такими трудностями столкнулось сотрудничество ЕМС в ходе сравнений структурных функций на ядрах железа и дейтерия. Экспериментальные данные были получены при разных энергиях мюонов в разное время, т. е. практически в разных экспериментах. Это вызывало сомнения в достоверности результата, поскольку он неизбежно должен был содержать большие систематические погрешности. Обнаружив отличия в структурных функциях F_2^{Fe} и F_2^D уже в 1981 г. [34], сотрудничество ЕМС приложило немало сил для тщательной проверки результата [35], который был опубликован лишь в 1983 г. [10].

Эксперимент группы Рочестер — МИТ — СЛАК. Наивысшая точность измерений структурных функций, предшествовавших измерениям ЕМС, была достигнута Рочестер — МИТ — СЛАК-коллекцией [32, 33]. В этом эксперименте для снижения систематических погрешностей был использован метод частой смены мишеней. Три

идентичных по форме мишени с помощью дистанционного управления поочередно устанавливались в пучок электронов. Две мишени наполнялись жидким водородом и дейтерием, а третья — полый цилиндр из железа — оставалась пустой для проведения фоновых измерений. Результаты этого опыта, содержащие значения структурных функций нейтрона и протона, были опубликованы в 1974 г. Сразу после первого сообщения о результатах ЕМС [35] эта же

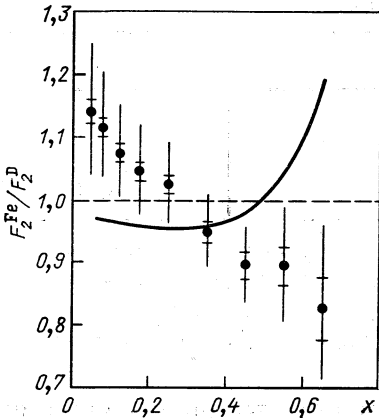


Рис. 2. Отношение СФ нуклона, измеренных в опыте ЕМС [10, 29] на ядрах железа и дейтерия. Поведение этого отношения, ожидавшееся на основе рассмотрения ферми-движения нуклона в ядре, показано сплошной линией

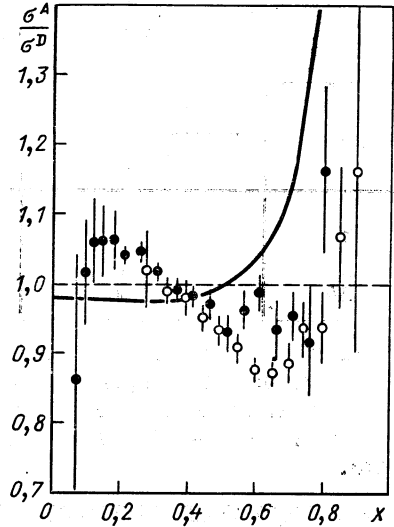


Рис. 3. Отношения сечений $\sigma^{\text{Fe}}/\sigma^{\text{D}}$ (светлые точки) и $\sigma^{\text{Al}}/\sigma^{\text{D}}$ (черные точки), измеренных сотрудничеством Рочестер—МИТ—СЛАК на дейтерии и на стенках пустых железной [36] и алюминиевой [38] мишеней. Сплошной кривой показан расчет $\sigma^{\text{Fe}}/\sigma^{\text{D}}$, выполненный с учетом только эффекта ферми-движения нуклона в ядре

группа переобработала архивные данные измерений на полном железном цилиндре как самостоятельные измерения сечений и сравнила полученные таким образом σ^{Fe} с σ^{D} . В области $x > 0,3$ и $Q^2 = 4 \div 21 \text{ ГэВ}^2$ наблюдалось такое же убывание $r^A(x)$ с ростом x , как и в эффекте ЕМС [36]. Этот результат, несмотря на свою необычную историю, рассматривается как первое подтверждение справедливости результатов ЕМС. Еще одно убедительное доказательство в пользу обнаруженного эффекта было получено в ходе повторного анализа данных другого эксперимента, ранее выполненного в СЛАК с целью сравнения структурных функций нейтрона и протона [37]. Здесь применялись мишени, изготовленные из алюминия. Это дало

возможность показать, что структурные функции нуклона в ядре алюминия искажаются приблизительно так же, как и в ядре железа [38]. Результаты обработки архивных данных СЛАК показаны на рис. 3.

Если ограничиваться областью изменения переменной x от 0,2 до 0,6, отношение $r^A(x)$ хорошо описывается прямой линией с параметрами, приведенными в табл. 1.

Таблица 1. Параметры a , b и их погрешности Δa , Δb , полученные подгонкой результатов измерений на ядрах Al и Fe зависимостью $r^A = a + bx$

Параметр	Мишень		
	Al/D [38]	Fe/D [36]	Fe/D [29]
a	1,11	1,15	1,17
Δa	0,02	0,04	—
b	-0,30	-0,45	-0,52
Δb	0,06	0,08	0,04

На рис. 3 вследствие того, что по сравнению с ЕМС область измерений по x расширена, видны новые проявления ядерных эффектов в сечениях взаимодействий: отношение $r^A(x)$ достигает минимума при $x \approx 0,65 \div 0,7$, а затем, как следует из (18), начинает быстро расти.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЯХ

Следующим логическим шагом после обнаружения нового эффекта является его детальное изучение с целью выявления закономерностей и причин возникновения. В разделе будет показано, как развивались экспериментальные исследования эффекта ЕМС в электронных, мюонных и нейтринных пучках, а также как поставленные в 1983—1988 гг. опыты уточнили ход зависимости $r^A(x)$.

Как отмечалось в разд. 2, сечение процессов ГНР лептонов и структурные функции описываются двумя независимыми кинематическими переменными. Ими могут быть пары переменных (Q^2, x) , (Q^2, ν) или (x, y) . Вследствие того что эффект ЕМС является ядерным эффектом, естественно рассматривать также зависимость сечений ГНР и СФ нуклонов от атомной массы ядра мишени A . По этой причине детальное исследование эффекта ЕМС заключалось в изучении зависимости отношения сечений σ^A и σ^D либо структурных функций F_2^A и F_2^D от переменных x, y или Q^2 и от A .

Зависимость ядерных эффектов от бьеркеновской переменной x . Опыт группы СЛАК — МИТ [39] был первым после ЕМС, выполненным специально для изучения величины $r^A(x, Q^2)^2$ в терминах отношения сечений:

$$r^A(x, Q^2) = \sigma^A(x, Q^2) / \sigma^D(x, Q^2) \quad (19)$$

с мерами предосторожности, снижающими возможные систематические погрешности. Оценки показывают, что систематические погрешности в r^A приблизительно одинаковы от точки к точке и так же, как и систематические погрешности нормировки данных, не превышают 2%. Из рис. 4, где показаны результаты измерений, видно,

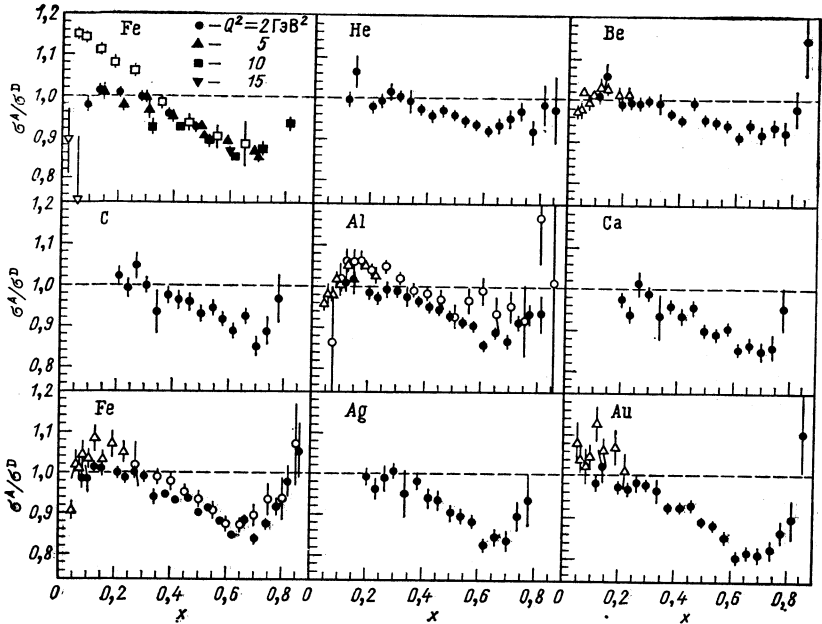


Рис. 4. Отношения сечений ГНР электронов на ядрах, полученные в опыте СЛАК [39] (черные точки). Показаны также результаты эксперимента ЕМС на железе [10] (светлые квадраты) и ранних опытов СЛАК на бериллии, железе, меди и золоте:

○ — [36, 38]; Δ — [50]; ▽ — [84]. Результаты экспериментов [50] и [84] на медной мишени показаны вместе с результатами [39], полученными на железной мишени

прежде всего, что при Q^2 равном 2, 5, 10 и 15 ГэВ², отношения r^{Fe} в пределах погрешностей одинаковы. Это послужило основанием интегрировать данные по Q^2 и для всех ядер рассматривать только x -зависимость r^A . Видно также, что в области $0,3 < x < 0,7$ для r^{Fe} имеется хорошее согласие с результатами ЕМС. В области же меньших значений x данные СЛАК — МИТ для r^{Fe} , полученные с меньшими погрешностями, чем данные ЕМС, противоречили последним: вместо возрастания отношение r^{Fe} «выползает» на уровне $r^{\text{Fe}} \approx 1,0$. Подобная же тенденция видна и для других ядер. Разрешить это противоречие могли лишь новые прецизионные эксперименты.

В результате этих измерений было также надежно установлено существование минимума в $r^A(x)$ при $x \sim 0,65$ для всех ядер,

впервые замеченного в архивных данных СЛАК [36, 38]. A -зависимость отмеченных здесь особенностей мы обсудим ниже.

При обсуждениях в литературе разногласий в данных ЕМС и СЛАК — МИТ в области $x < 0,3$ было обращено внимание на то, что отношения (4) и (19) не обязательно должны совпадать. Как следует из (10) и (14), равенство $F_2^A / F_2^D = \sigma^A / \sigma^D$ выполняется, если $R^A = R^D$. Измерения структурной функции $R(x, Q^2)$ менее точны и гораздо сильнее подвержены систематическим погрешностям, чем измерения $F_2(x, Q^2)$. Это связано с необходимостью проведения эксперимента при различных энергиях налетающего лептона, а также со специальной процедурой извлечения R . Наиболее точные значения $R(x, Q^2)$ в мюонных экспериментах на ядрах, усредненные по соответствующим кинематическим интервалам, были получены сотрудничествами БЦДМС [40], ЕМС [41, 42] и коллаборацией Беркли — ФНАЛ — Принстон (БФП) [43]:

$$\left. \begin{aligned} R^C &= 0,015 \pm 0,013_{\text{стат}} \pm 0,026_{\text{сист}} && (\text{БЦДМС}), \\ R^{\text{Fe}} &= -0,06 \pm 0,06_{\text{стат}} \pm 0,11_{\text{сист}} && (\text{БФП}), \\ R^{\text{Fe}} &= 0,03 \pm 0,12 && (\text{ЕМС}), \\ R^D &= 0,00 \pm 0,10 && (\text{ЕМС}). \end{aligned} \right\} (20)$$

Отсюда видно, что в области эксперимента ЕМС ($Q^2 > 9 \text{ ГэВ}^2$) с хорошей точностью можно считать, что $R^A = R^D = 0$ и, следовательно, отношение сечений равно отношению структурных функций. В области меньших значений Q^2 , в которой лежат результаты измерений группы СЛАК — МИТ [39], величина $R^A \neq 0$ и слабо растет с ростом A , возможно, по закону $R(A) = 0,08A^{1/3}$.

В [44, 45] был осуществлен пересчет отношений сечений (19) к отношениям структурных функций (4) с учетом измеренных в СЛАК значений R^A и их возможного роста с увеличением A . Было показано, что существующие в измерениях R^A для дейтерия и железа различия позволяют в пределах погрешностей согласовать результаты измерения $r^A(x)$ группами ЕМС и СЛАК в области $x < 0,3$. На рис. 5 оригинальный эффект ЕМС представлен сплошной прямой. С учетом возможной A -зависимости R она трансформируется в точечную кривую, качественно и количественно согласующуюся с измерениями СЛАК — МИТ. Эти расчеты продемонстрировали актуальность постановки прецизионных экспериментов по измерению A -зависимости структурной функции $R = \sigma_L / \sigma_T$, которые были впоследствии осуществлены в СЛАК [46].

Несмотря на эти соображения, вопрос о поведении отношения структурных функций при $x < 0,3$ оставался открытым до появления результатов сотрудничества БЦДМС [47]. Благодаря уникальным свойствам тороидального спектрометра [48] с распределенными детекторами и мишенями, обладающего близким к $\sim 100\%$ и слабо

зависящим от кинематических переменных акцептансом, а также высокой светимостью, коллаборация БЦДМС смогла поставить эксперимент в той же области x и Q^2 , что и эксперимент ЕМС, но со значительно меньшими статистическими и систематическими погрешностями. Большая часть погрешностей сокращалась за счет того,

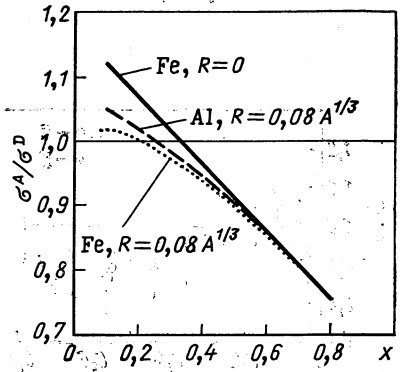


Рис. 5. Отношения сечений σ^A/σ^D , вычисленные для одного и того же отношения структурных функций $F_2^A/F_2^D = 1,17 - 0,52x$, но для разных $R = \sigma_L/\sigma_T$

что набор данных на двух мишенях различного ядерного состава — азот и железо или дейтерий и железо — производился одновременно (рис. 6). Кроме того, опыты с дейтерием и азотом выполнялись в совершенно идентичной геометрии. В результате статистические и систематические погрешности отношений r^N и r^{Fe} были приблизительно

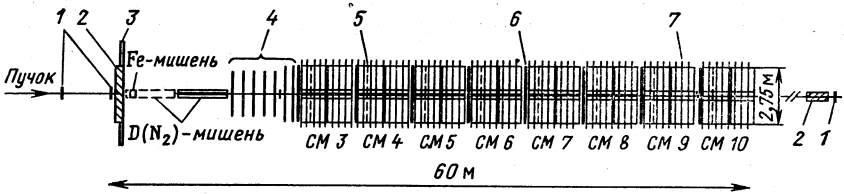


Рис. 6. Схематический вид спектрометра сотрудничества БЦДМС, использованного для исследования ядерных эффектов:

1 — пучковые годоскопы; 2 — экран из железа; 3 — счетчики антисовпадений; 4 — гексагональные МПП-камеры; 5 — мозаичные триггерные счетчики (восемь плоскостей); 6 — сегментированные триггерные счетчики (16 плоскостей); 7 — МПП-камеры (64 плоскости)

одинаковы и составляли от 1 до 4 % в отдельных интервалах по переменной x .

Рассмотрим отдельно результаты БЦДМС, полученные на легком (N) и тяжелом (Fe) ядрах. Решающим для выяснения поведения $r^A(x)$ в области $x < 0,3$ стал эксперимент на азотной и дейтериевой мишенях [47].

На рис. 7 приведены отношения $r^N(x)$, усредненные по области $Q^2 = 26 \div 200 \text{ ГэВ}^2$. Видно, что если для $x > 0,3$ эти результаты

можно рассматривать как еще одно подтверждение эффекта, обнаруженного ЕМС, то в области меньших значений x наблюдается качественно новый для больших Q^2 результат: $r^N(x)$ практически совпадает с единицей. Позже, хотя и с худшей точностью, ЕМС подтвердила этот вывод новыми измерениями на углероде и дейтерии [48] (рис. 7).

Заметные отличия от первоначальных результатов ЕМС [40] наблюдались сотрудничеством БЦДМС в области $x < 0,3$ [49]

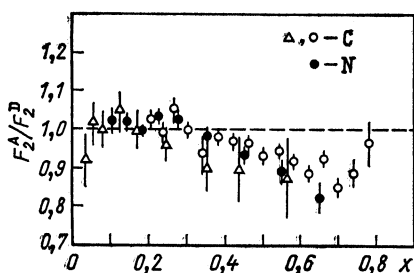


Рис. 7. Отношения СФ (● — [47] и ▲ — [48]) или сечений (○ — [39]) в зависимости от x , измеренные в экспериментах СЛАК, БЦДМС и ЕМС на легких ядрах

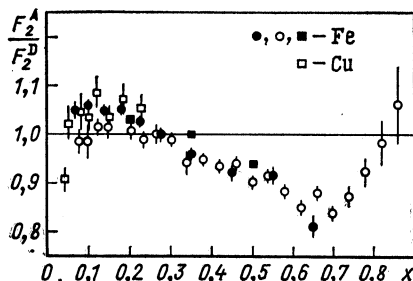


Рис. 8. Отношения СФ (● — [49] и ■ — [46]) или сечений (○ — [39] и □ — [50]), полученные в экспериментах СЛАК и БЦДМС на тяжелых ядрах

и в x -зависимости отношения $r^{\text{Fe}}(x)$. Эти данные приведены на рис. 8 вместе с результатами экспериментов в СЛАК на ядрах железа [39, 46] и меди [50]. Вместо линейного роста с уменьшением x от 0,3 до 0,06 наблюдается «выполаживание» $r^{\text{Fe}}(x)$ и при $x = 0,2 \div 0,06$ $r^{\text{Fe}} = 1,054 \pm 0,005$. Качественно и количественно это подтверждается данными [50, 51]. Обсуждавшиеся выше результаты эксперимента [39] также согласуются с таким поведением, но при $x < 0,2$ они систематически на 2—3% ниже результатов БЦДМС. Этот сдвиг, по нашему мнению, может быть связан с менее полной процедурой учета радиационных поправок, использованной в [39], или недооценкой систематических погрешностей.

При очень малых значениях x ($x < 0,05$), как уже отмечалось выше, ожидалось, что вследствие эффектов экранирования нуклонов в ядре отношение r^A может быть меньше 1,0 (см. рис. 8). Выполаживание отношений $r^A(x)$ при $x < 0,2$ также указывает на возможную смену режима в сторону $r^A(x) < 1$ при $x < 0,1$. Все это послужило мотивировкой новых измерений $r^A(x)$ в ЦЕРН. Опыт, часть результатов которого уже приводилась на рис. 7, осуществлялся группой ЕМС [48]. В качестве мишеней в нем использовались дейтерий, углерод, медь и олово. Были предприняты усилия минимизировать возможные систематические погрешности путем оптимизации конструкции мишеней и частой смены их в пучке. Последняя проце-

дура усредняла возможные флуктуации фазового пространства пучка и нестабильности аппаратуры. В результате систематические погрешности при измерениях $r^A(x)$ в любом интервале x не превышали 2—3 %. Результаты измерений показаны на рис. 9, а и демонстрируют, что в области $x < 0,1$ отношение $r^A(x)$ с уменьшением x убывает до 0,8—0,9. Эффект убывания $r^A(x)$ в этой кинематической

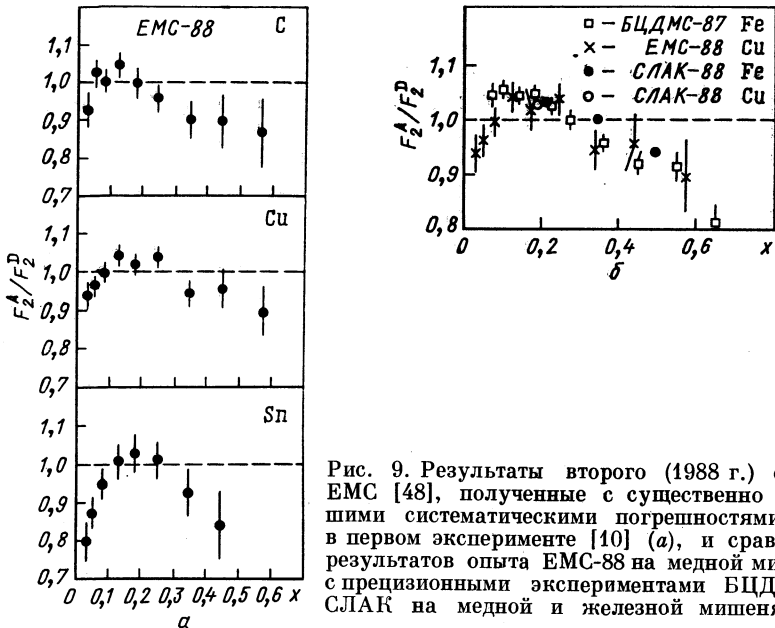


Рис. 9. Результаты второго (1988 г.) опыта EMC [48], полученные с существенно меньшими систематическими погрешностями, чем в первом эксперименте [10] (а), и сравнение результатов опыта EMC-88 на медной мишени с прецизионными экспериментами БЦДМС и СЛАК на медной и железной мишенях (б)

области заметно усиливается с ростом атомной массы мишени. Примерно такое поведение отношения структурных функций ожидалось в модели, описывающей явление экранирования нуклонов в ядрах в рамках партонной картины [28]. В области $x > 0,1$ данные этого эксперимента согласуются с другими (см. рис. 7, 8, 9, б).

Если ядерный эффект, обнаруженный в эксперименте EMC в области средних значений x был неожиданным, эффект экранирования нуклонов ядра при $x = 0$ предсказывался и был хорошо известен благодаря экспериментам по фоторождению на свободных нуклонах и ядрах [52]. Суть этого явления состоит в уменьшении сечения (в расчете на один нуклон) взаимодействия реального фотона с ядром с ростом атомной массы ядра. Обладая свойствами адрона, реальный фотон интенсивно поглощается ядерной средой, в результате чего нуклоны, расположенные ближе к центру ядра, оказываются экранированы внешними нуклонами. Аналогичный эффект должен наблюдаться и для случая взаимодействия виртуальных фотонов с ядерной средой, пока квадрат передаваемого 4-импульса мал и не превышает

$Q^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$. Ослабление эффекта экранирования с ростом Q^2 предсказывается моделью векторной доминантности (МВД) [53]. Эффект экранирования, не зависящий от массы виртуального фотона, предсказывается также в кварк партонной-модели [28]. В этом подходе ожидается, что в области малых значений x происходит объединение партонов, принадлежащих разным нуклонам ядра. Размер этой области определяется соотношением

$$x < x_c A^{1/3}, \quad (21)$$

где $x_c \sim m_\pi/M \approx 0,15$.

Перераспределение импульсов партонов в ядре должно привести к антиэкранированию, т. е. к росту отношения $r^A(x)$ при $x \gtrsim 0,1$. Для детального исследования ядерных эффектов в области малых значений x в ЦЕРН были выполнены измерения структурных функций нуклона с помощью ГНР мюонов с энергией 280 ГэВ на ядрах дейтерия, углерода и кальция [54]. Специальный триггер, реализованный с помощью сцинтилляционных годоскопов и быстрых процессоров, позволил отбирать события, начиная с угла вылета рассеянного мюона 2 мрад, что обеспечило получение данных в области $0,003 < x < 0,1$ и $0,3 < Q^2 < 3,2 \text{ ГэВ}^2$.

Результаты этого эксперимента, представленные в виде отношений структурных функций F_2^A/F_2^D , приведены на рис. 10. Для сравнения приведены также результаты других экспериментов в области $x > 0,1$. Более сильный подъем $r^A(x)$ с ростом x на ядре кальция подтверждает выводы [48] (см. рис. 9, а) об усилении эффекта экранирования с ростом атомной массы ядра. Разделив зарегистрированные данные на две группы — до значений $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ и выше, авторы убедились, что явление экранирования в одинаковой степени проявляется в обоих интервалах по Q^2 . Это является сильным указанием на то, что механизм экранирования, предлагаемый МВД, не описывает наблюдаемые в этом эксперименте ядерные эффекты. В то же время сохранение этого эффекта с ростом Q^2 свидетельствует в пользу партонной картины взаимодействия.

Более детальная информация о ядерных эффектах в области малых значений x ожидается из эксперимента, осуществляемого в ФНАЛ коллаборацией E665 [55]. Используемый в этом эксперименте спектрометр позволяет регистрировать события ГНР мюонов на ядрах в кинематических интервалах $x \in (0,001, 0,08)$ и $Q^2 \in (0,1, 10 \text{ ГэВ}^2)$. Предварительные данные, полученные для отношения сечений рассеяния на ядрах ксенона и дейтерия, свидетельствуют об отсутствии Q^2 -зависимости r^A в этой области. Получено также подтверждение того, что эффект экранирования усиливается с уменьшением x : r^A уменьшается до 0,62 при $x = 0,002$.

Наряду с опытами по исследованию эффекта ЕМС в реакциях (5) и (6) были предприняты попытки измерения отношения $r^A(x)$ с помощью реакций ГНР нейтрино и антинейтрино на ядрах (7) и (8). Несмотря на худшую точность, чем в экспериментах по рассеянию

электронов и мюонов, нейтринные эксперименты по сравнению с ними обладают некоторыми качественными преимуществами.

Во-первых, как видно из диаграммы на рис. 1, б и формул (13а), (13б), нейтрино и антинейтрино по-разному взаимодействуют с кварками и антикварками. Например, в области $y \rightarrow 1,0$ в сечении взаимодействия нейтрино преобладает вклад кварковых распределений, в то время как в сечении взаимодействия антинейтрино преобладает

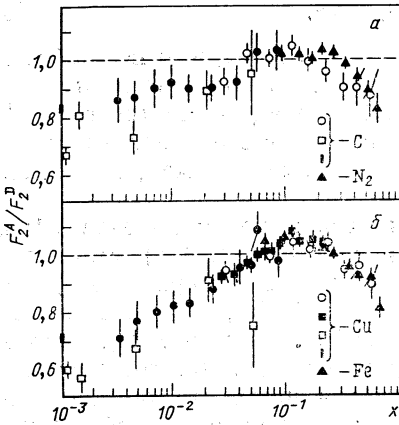


Рис. 10. Результаты исследования эффекта экранирования в области $x < 0,1$, полученные в опытах ЕМС [54] на углероде (а) и кальции (б) (черные точки). Для сравнения приведены результаты других экспериментов:

○ — [48], ■ — [50], ▲ — [47, 49],
□ — [84], ■ — [52]

вклад антикварков (так называемых морских кварков). Это дает возможность сравнить вклады морских кварков в структурные функции свободных и связанных в ядре нуклонов.

Во-вторых, данные нейтринных экспериментов охватывают более широкую по Q^2 область, чем опыты по рассеянию электронов и мюонов при тех же значениях x . Это обстоятельство позволяет изучить Q^2 -зависимость эффекта ЕМС при малых значениях x , что необходимо для детального изучения эффектов экранирования.

В нейтринных экспериментах r^A может быть вычислено с помощью комбинации сечений:

$$r^A(x) = \frac{d\sigma_v^A + d\sigma_v^{\bar{A}}}{d\sigma_v^D + d\sigma_v^{\bar{D}}}, \quad (22)$$

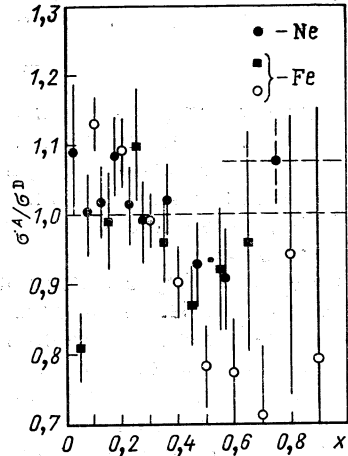


Рис. 11. Отношения сечений, измеренные на ядрах в наиболее прецизионных нейтринных экспериментах:

● — [56], ○ — [58], ■ — [57]

которая пропорциональна синглетному распределению кварков $\Sigma(x)$ [см. (13а), (13б)]. Значения $r^A(x)$, полученные в экспериментах [56—58], приведены на рис. 11. Статистическая точность даже самого прецизионного из всех нейтринных экспериментов WA25 — WA59 [56] значительно уступает экспериментам в мюонном и электронном пучках. Однако эти данные не противоречат основным закономерностям поведения $r^A(x)$, установленным в пучках заряженных лептонов. Если результаты измерения r^A в эксперименте [56] в области x от 0,2 до 0,6 описать линейной зависимостью, то параметр наклона

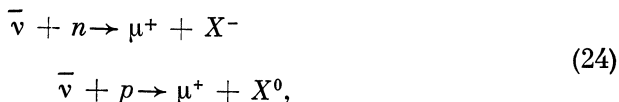
$$b = -0,33 \pm 0,18, \quad (23)$$

что согласуется со значениями параметра b , приведенными в табл. 1.

Из рис. 11 видно также, что нейтринные данные не противоречат выполаживанию $r^A(x)$ при $x < 0,2$, смене режима при $x < 0,1$, наличию минимума $r^A(x)$ при $x \sim 0,7$ и другим особенностям эффекта ЕМС, установленным с лучшей точностью с помощью мюонов и электронов.

Отдельно обсудим попытки установить природу эффекта ЕМС, используя особенности слабых взаимодействий. В [56] выполнено сравнение сечений рассеяния антинейтрино на дейтерии (сотрудничество WA25) и на неоне (сотрудничество WA59), которыми заполнялась пузырьковая камера BEBC ЦЕРН. Как уже отмечалось, в этих сечениях при определенных условиях доминируют процессы рассеяния на морских кварках. Несмотря на то что данные были получены в двух разных экспериментах, авторы смогли обеспечить отбор событий в перекрывающейся области двух реперных объемов камеры, а также убедиться, что эти события получены при одинаковых условиях облучения пучком антинейтрино. Эти, а также ряд других мер, принятых при обработке данных, способствовали снижению систематических погрешностей. В результате удалось продемонстрировать, что при $x < 0,2$ вклад морских кварков в структурную функцию тяжелого ядра не превышает их вклада в структурную функцию ядра дейтерия. Аналогичный результат получен [57] и для ядер железа и водорода.

В [59] сделана интересная попытка определить, структура каких нуклонов — протонов или нейтронов, в большей степени подвержена влиянию ядерной среды. «Меткой» для определения типа реакции:



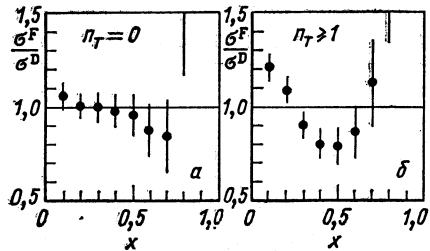
происходившей на свободном или связанном нуклоне, служил суммарный заряд конечного адронного состояния. Были обработаны данные с 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ, заполненной неоном, которые сравнивались с данными, полученными на заполненной дейтерием пузырьковой камере BEBC [60]. Результаты сравнения

указывают на то, что при $x < 0,25$ структурная функция нейтрона подвергается в ядрах большим изменениям, чем структурная функция протона. Однако ввиду возможных систематических погрешностей этот вывод требует дальнейших подтверждений.

Еще один оригинальный подход к изучению эффекта ЕМС предложили авторы работы [61]. Их идея заключалась в разделении событий реакции (7) на две группы, первая из которых содержит преимущественно взаимодействия нейтрино на квазисвободных нуклонах,

Рис. 12. Эффект изменения r^A , измеренного в ГНР нейтрино на ядрах [61], в зависимости от критериев отбора событий по виду треков вторичных частиц:

a — события без темных треков ($n_T = 0$);
b — события с одним или более темным вторичным треком ($n_T \geq 1$)



принадлежащих поверхности ядра, а вторая — взаимодействия с «хорошо» связанными нуклонами внутри ядра. Согласно ожиданиям авторов, события второй группы должны отличаться от первой на фотографиях событий в пузырьковой камере по наличию темных треков, образованных вылетевшими из ядра протонами, которые на своем пути к поверхности ядра потеряли энергию, испытав взаимодействия с другими нуклонами.

Этот эксперимент был выполнен в ФНАЛ на 1,4 м гибридной пузырьковой камере Тогоку, заполненной фреоном. Взаимодействия регистрировались как с помощью традиционных фотографий, так и с помощью голограмм. Последние, в принципе, позволяют отбирать события с темными треками, минимальная длина которых составляет 0,5 мм. Для ускорения обработки, однако, авторы ограничились просмотром фотографий, на которых заметны темные треки с длиной более 4 мм, что соответствует минимальному импульсу нуклона $p_{\min} \approx 0,17$ ГэВ. Было отобрано 553 события без темных треков и 532 с одним или более темным треком. На рис. 12 приведены результаты сравнения полученных таким образом значений $\sigma^A(x)$ с сечениями ГНР нейтрино на дейтерии [62]. Сравнение проводилось после нормировки данных обоих экспериментов в области $x > 0,1$. Как видно из рисунка, характерная для эффекта ЕМС x -зависимость отношения $r^A(x)$ проявляется сильнее для группы событий с темными треками. С точки зрения идеи данного эксперимента это означает, что структура нуклона искажается тем сильнее, чем дальше он находится от поверхности ядра.

Зависимость ядерных эффектов от переданного 4-импульса. Как показали эксперименты по ГНР лептонов на нуклонах и ядрах, СФ нуклонов слабо меняются с изменением Q^2 [23]. Масштаб этих изме-

нений хорошо иллюстрируется феноменологической зависимостью, использовавшейся, к примеру, сотрудничеством БЦДМС для аппроксимации результатов измерения СФ на углеродной мишени [40]:

$$F_2(x, Q^2) = (1-x)^a (b + cx + dx^2 + ex^3) Q^{2(f+gx)}, \quad (25)$$

где $f = -0,0303$, $g = -0,2185$.

Как уже отмечалось в разд. 2, эксперименты доказали, что составляющие нуклон партоны являются кварками — частицами с дробными электрическими зарядами, взаимодействующими друг с другом посредством испускания и поглощения глюонов. Процесс излучения глюонов и приводит к небольшим отклонениям (нарушениям) от скейлинга в СФ, хорошо описываемым КХД [22]. Поскольку в рамках КХД Q^2 -зависимости структурных функций свободных и связанных в ядре нуклонов должны быть одинаковыми, их отношение r^A не должно зависеть от Q^2 .

Однако в общем случае рассеяние лептонов нельзя рассматривать как только рассеяние на изолированном кварке. Наличие внутри нуклона глюонного поля может приводить к влиянию на этот процесс полей других кварков. При этом даже слабые эффекты взаимодействия с двумя кварками могут быть усилены за счет их интерференции с рассеянием на одном кварке. Как показано в [64], эффекты такого типа должны приводить к степенным [65] нарушениям скейлинга, а не логарифмическим, предсказываемым КХД. Степенные $1/Q^2$ -поправки к логарифмическому описанию нарушения скейлинга принято называть поправками высших твистов (НТ), и СФ нуклона можно представлять с их помощью в следующем виде:

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{\text{ЛТ}}(x, \ln Q^2) + F_2^{\text{НТ}}(x, Q^2) + \dots,$$

где $F_2^{\text{ЛТ}}$ обозначает вклад главного (лидирующего) твиста, имеющего только логарифмическую зависимость от Q^2 . Расчеты первой степенной поправки к $F_2(x, Q^2)$ [65] показывают, что НТ при $Q^2 = 40$ ГэВ² растет от 1 при $x = 0,4$ до 10 % при $x = 0,8$. Хотя состояние теории высших твистов неудовлетворительное (имеются свободные параметры, связь которых с фундаментальным параметром КХД Λ остается неизвестной [65, 67]), естественно ожидать, что наличие ядерной среды может способствовать возрастанию НТ по сравнению с расчетами для свободных нуклонов [68]. Признаком увеличения вклада НТ в ГНР лептонов на ядрах должно стать появление Q^2 -зависимости ядерных эффектов в СФ. Таким образом, вклад высших твистов в $F_2^A(x, Q^2)$ может быть обнаружен при исследовании структурных функций F_2^N, F_2^A и их отношения в широком диапазоне переменной Q^2 .

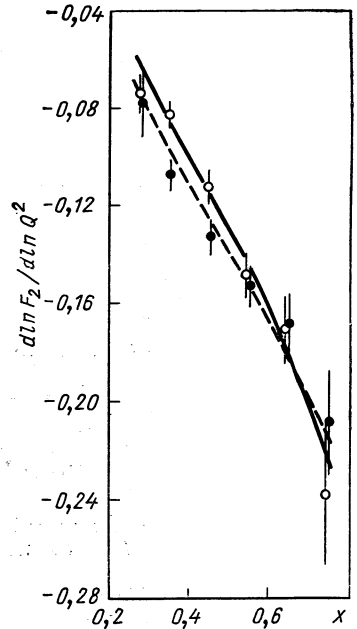
В структурных функциях $F_2^A(x, Q^2)$ ядерные эффекты могли бы проявиться, например, при аппроксимации экспериментальных данных соответствующими формулами пертурбативной КХД. При этом, в случае существенного вклада НТ в F_2^A , следует ожидать плохого

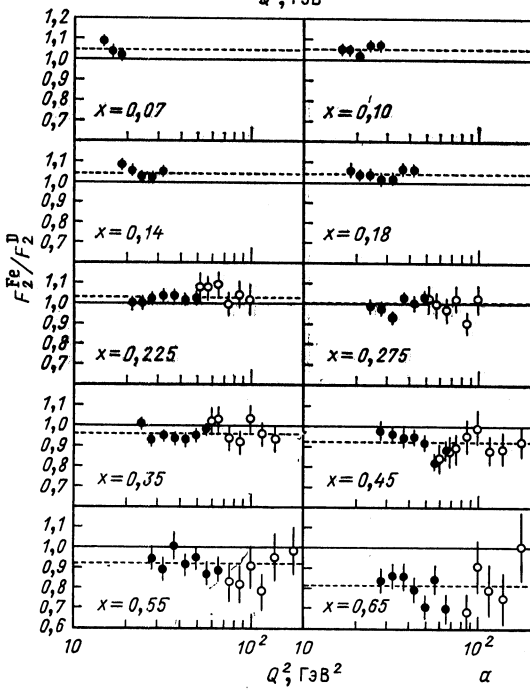
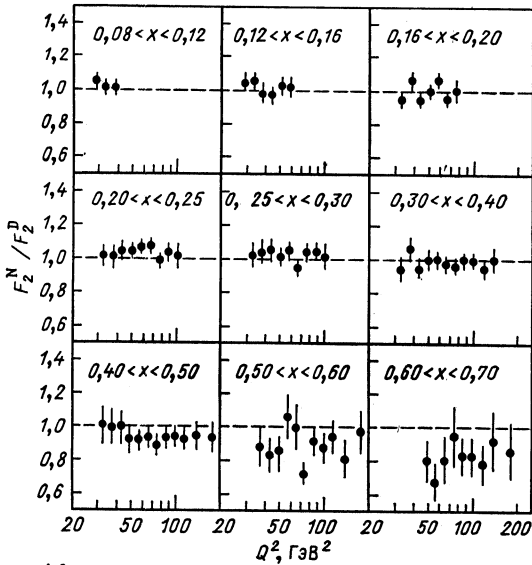
Рис. 13. Логарифмические производные $d \ln F_2(x, Q^2)/d \ln Q^2$, определенные по результатам опытов БЦДМС на углероде (черные точки) и на водороде (светлые точки). Предсказания КХД для углерода (пунктирная линия) и водорода (сплошная линия) получено для параметра $\Lambda_{\overline{MS}} = 220$ МэВ

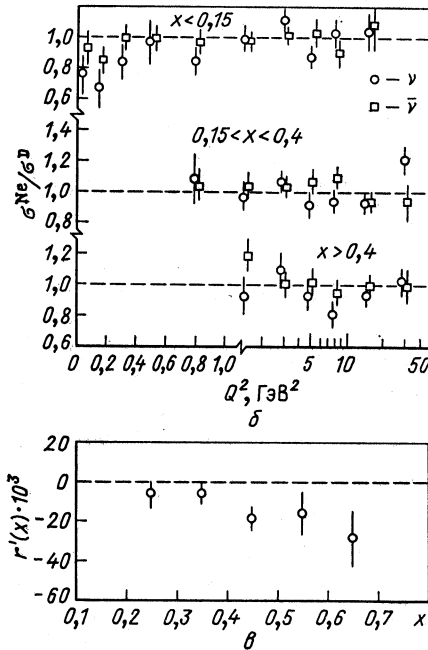
согласия теории и эксперимента, т. е. $\chi^2/\chi^2 \gg 1$, и улучшения его при феноменологическом добавлении НТ-членов. Действительно, таким способом были обнаружены возможные «следы» НТ в ряде экспериментов по ГНР лептонов (см., например, обзор [23]), в которых перекрывается область сравнительно малых $Q^2 < 10$ ГэВ². В наиболее точных экспериментах БЦДМС при $Q^2 > 25$ ГэВ² $\chi^2/\chi^2 \simeq 1$ и присутствие НТ в F_2^A незаметно [40]. Однако этими данными вопрос о НТ не исчерпан и остается актуальным, особенно в переходной к КХД области $Q^2 = 1 \div 10$ ГэВ².

Еще один способ наблюдения возможного Q^2 -зависящего вклада ядерных эффектов в $F_2^A(x, Q^2)$ состоит в сравнении реального нарушения скейлинга с тем, которое предсказывается КХД. Последнее заключается в том, что для данного параметра Λ логарифмические наклоны $b(x) = d \ln F_2^A/d \ln Q^2$ есть специфическая функция x , определяемая кварковым составом мишени. Отличие наблюдаемых и предсказанных наклонов $b(x)$ для нуклонных и ядерных F_2 может указывать на искажение структурных функций средой. Такие сравнения требуют высокой точности измерений и впервые выполнены сотрудничеством БЦДМС. КХД-анализ структурных функций водорода и углерода [69] показал (рис. 13), что характер нарушения скейлинга в них согласуется с предсказаниями КХД для одного и того же значения $\Lambda_{\overline{MS}} = 220$ МэВ и не обнаруживает других Q^2 -зависящих ядерных эффектов.

Наблюдение Q^2 -зависимости ядерных эффектов в отношениях структурных функций не менее трудная задача, чем в самих СФ. Первые эксперименты ЕМС [10] и СЛАК [39] не обладали необходимой для этого точностью. Специально вопрос Q^2 -зависимости изучался в опытах БЦДМС [47, 49] и ЕМС [29], в области от 10 до 200 ГэВ², а также в нейтринных экспериментах [56] в области от 1 до 30 ГэВ². Приведенные на рис. 14, а отношения структурных функций $r^A(Q^2)$, полученные в экспериментах группы БЦДМС на азотной и железной мишенях, демонстрируют, что в пределах





Рис. 14. Зависимость r^A от Q^2 :

a — полученная усреднением F_2^A/F_2^D в узких интервалах по x (из опытов БЦДМС по ГНР мюонов); *b* — усреднением $\sigma^{\text{Ne}}/\sigma^{\text{D}}$ в широких интервалах по x (из опытов по ГНР нейтрино); *в* — вычислением параметра наклона r' логарифмической зависимости r^A от Q^2 для заданного интервала x (из опытов СЛАК и БЦДМС). Пунктиром показано среднее значение $F_2^{\text{Fe}}/F_2^{\text{D}}$ (БЦДМС) для каждого x -интервала. Похожие зависимости получены в опыте ЕМС [29] на железе

погрешностей

$$r^A(Q^2) = \text{const.}$$

Такой же вывод следует из опыта [56], правда, для более крупных интервалов, выбранных так по причине низкой статистики (рис. 14, б).

Таким образом, внутри кинематического интервала каждого из экспериментов не наблюдается Q^2 -зависимости ядерных эффектов в отношениях структурных функций. Ввиду важности этого вопроса были предприняты [63] попытки расширить область измерения по Q^2 и проанализировать совместно данные БЦДМС и СЛАК — двух экспериментов, где систематические погрешности минимальны. Для этой цели в каждом интервале x отношение $r^A(x, Q^2)$ было представлено в виде

$$r^A(Q^2) = r^A(Q_0^2) + r' \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}, \quad (26)$$

где

$$r' = \frac{dr^A(Q^2)}{d \ln Q^2}.$$

Полученные в результате фитирования значения производной r' показаны на рис. 14, *в*, где приведены только статистические погрешности. Видно незначительное отличие r' от нуля при $x > 0,4$, т. е. в той области, где ожидается проявление высших твистов. Однако с учетом возможных систематических погрешностей обоих экспериментов и в этой области можно считать, что $r' \approx 0$. Таким образом, для установления возможной слабой Q^2 -зависимости отношения $r^A(x, Q^2)$ требуется [70, 71] дальнейшее увеличение точности экспериментов. В частности, прогресс ожидается из экспериментов, осуществляемых в настоящее время в ЦЕРН Новой мюонной коллаборацией (НМК) [72].

Зависимость ядерных эффектов от атомной массы. Обсуждавшиеся выше опыты убедительно продемонстрировали изменение кварковой структуры нуклона, находящегося в ядерной среде по сравнению со структурой свободного нуклона. Естественно было ожидать, что ряд характеристик наблюдаемого эффекта может зависеть от атомной массы A . Наиболее полные исследования эффекта ЕМС с различными мишенями выполнены на электронном пучке СЛАК [39]. Были выбраны дейтериевая мишень и восемь других мишеней в широком интервале атомных масс: He, Be, C, Al, Ca, Fe, Ag и Au. На рис. 4 представлены полученные в этих опытах результаты для отношений сечений, проинтегрированных по области изменения переменной Q^2 от 2 до 10 ГэВ². В этих экспериментах не измерялись структурные функции $R = \sigma_L/\sigma_T$, а следовательно, и отсутствовала возможность представить полученные результаты в терминах отношений (4). Однако проведенные впоследствии опыты [51] показали, что $R(x)$ не зависит от сорта ядра при $x > 0,3$, и, следовательно, в этой области отношение сечений равно отношению структурных функций. Молчаливо этот факт распространяется на всю область измерений по x .

Как видно из рис. 4, характерная для эффекта ЕМС картина x -зависимости отношения r^A сохраняется для всех ядерных мишеней от гелия до золота. Видно также, что r^A при фиксированном значении x практически не зависит от A в области $x \approx 0,2 \div 0,4$, но достаточно заметно изменяется с ростом A в области $x \approx 0,5 \div 0,7$, свидетельствуя об усилении ядерных эффектов для тяжелых ядер (рис. 15). Помимо результатов работы [39] на рис. 15, *а*, *б* приведены согласующиеся с ними соответствующие результаты БЦМС и ЕМС, а также аппроксимация эффекта искажения нуклонной структурной функции в ядерной среде с ростом A простой зависимостью:

$$r^A(x) = cA^\alpha(x) \quad (27)$$

Значения $\alpha(x)$ для всех x даны на рис. 15, *в*.

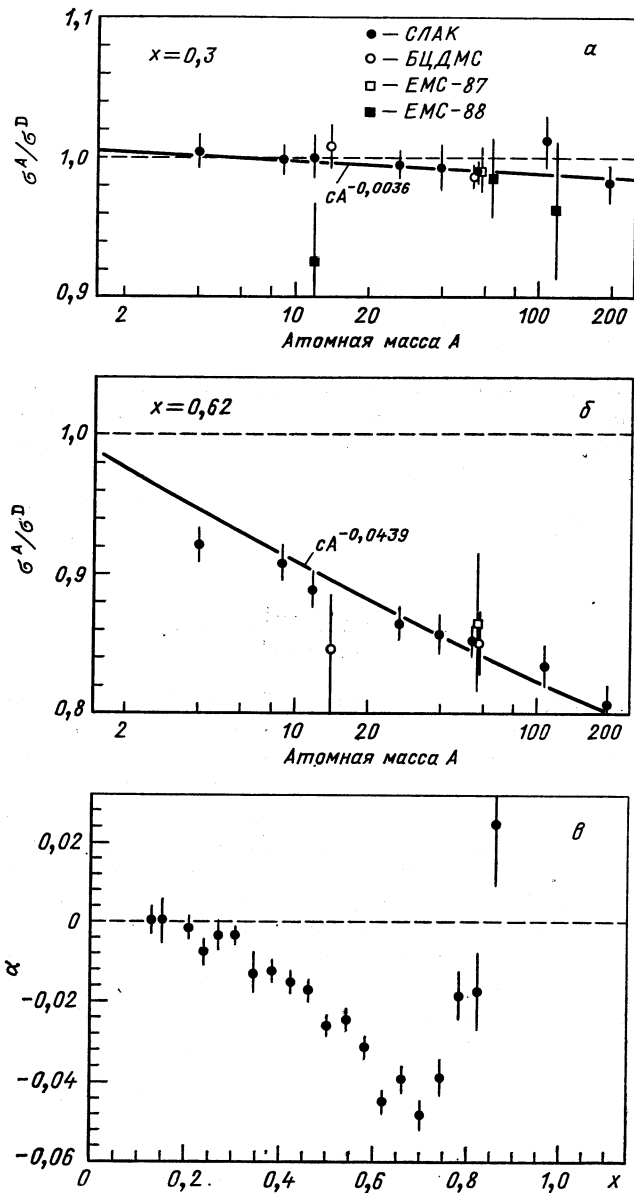


Рис. 15. Зависимость отношений сечений (СЛАК) и СФ (БЦДМС и ЕМС) от атомной массы A для $x = 0.3$ (*a*) и $x = 0.62$ (*b*) и значения параметра подгонки α (x) результатов СЛАК в виде $r^A = cA^\alpha$ (*v*). Результат подгонки $r^A(x)$ показан сплошной линией (рис. 15, *a*, *b*).

Как видно из этих данных, характер A -зависимости r^A слишком слабый, чтобы ожидать заметных искажений структурной функции легчайшего из ядер — дейтерия по сравнению со структурной функцией свободного нуклона. Известно также, что межнуклонное расстояние для ядра дейтерия около 4 фм, что существенно превышает (около 1 фм) расстояние, характерное для тяжелых ядер. Принимая во внимание короткодействие ядерных сил, естественно предположить, что нуклоны в ядре дейтерия не подвержены тем эффектам, которые наблюдаются в тяжелых ядрах, а структурные функции нуклонов в ядре дейтерия совпадают со структурными функциями свободного нуклона. Экспериментальная же проверка этого факта затрудняется тем обстоятельством, что отсутствуют нейтронные мишени.

Существуют, однако, соображения, что ядро дейтерия, несмотря на свою «рыхлость», также должно вносить искажения в структуру нуклона. Так, в работе [73] авторы полагают, что отклонение r^A от единицы должно быть пропорционально плотности нуклонов в ядре. Сравнивая затем плотность нуклонов в ядрах железа и дейтерия, авторы приходят к выводу о том, что эффект ЕМС в ядре дейтерия примерно в 5 раз меньше, чем в железе:

$$\frac{r^D(x=0,5, Q^2) - 1}{r^{Fe}(x=0,5, Q^2) - 1} \sim \frac{1}{5}. \quad (28)$$

В принципе, расчет структурной функции дейтрона $F_2^D(x)$ может быть выполнен с гораздо более высокой точностью, чем расчет структурной функции $F_2^A(x)$. Это связано с тем, что в настоящее время достигнута высокая точность в описании волновой функции дейтрона [74], а расчет структурной функции нуклона, входящего в состав ядра дейтерия, может быть выполнен в самосогласованном подходе. Попытка такого расчета предпринята в [75] в рамках импульсного приближения, модифицированного включением эффекта связи нуклонов в ядре дейтерия с помощью мезонных обменных токов. Согласно полученным результатам, максимальные отличия структурной функции дейтрона от структурной функции свободного нуклона в области средних значений x составляют 1,5 %.

Интерес к этому вопросу усиливается в связи с поисками понимания аналогии, которая может существовать между эффектом конфайнмента и эффектом ЕМС. В этом случае, как показано, например, в модели цветной проводимости [76] ядерные эффекты в дейтроне могут быть велики. В связи с этим в [77] был выполнен анализ экспериментальных данных по глубоконеупругому рассеянию электронов на протонах и дейтронах, цель которого состояла в определении отношения:

$$r^D(x) = \frac{F_2^{ed}}{(F_2^{ep} + F_2^{en})_{\text{своб}}}. \quad (29)$$

Для того чтобы преодолеть трудность, связанную с определением F_2^{en} , свободной от ядерных эффектов, авторы воспользовались кварк-партонной моделью, которая позволяет выразить отношение структурных функций F_2^{en}/F_2^{ep} через измеряемые в нейтринных экспериментах отношения распределений валентных u - и d -кварков:

$$r^D(x) = \frac{F_2^{ed}}{F_2^{ep} (1 + F_2^{en}/F_2^{ep})} \quad (30)$$

$$\frac{F_2^{en}}{F_2^{ep}} = \frac{1 + 4d/u}{4 + d/u} \quad (31)$$

Выражение (31) справедливо в области $x > 0,3$, где можно пренебречь вкладом в структурную функцию нуклона морских кварков.

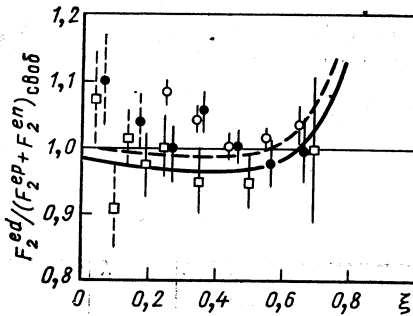


Рис. 16. Отношение СФ дейтрона к сумме СФ нейтрона и протона в зависимости от скейлинговой переменной ξ [77]. Погрешности данных в области $\xi < 0,2$ не учитывают дополнительной неопределенности в нарушении скейлинга и показаны вертикальными пунктирными линиями. Необходимые d/u для расчета отношений (31) и (32) получены в различных нейтринных экспериментах:

● — CDHS; ○ — BEBC (W A21); □ — BEBC-TST. Расчеты, выполненные с учетом только ферми-движения нуклона, показаны сплошной (Atwood — West) и пунктирной (Frankfurt — Strikman) линиями [30]

В области $x < 0,3$, где этим вкладом пренебречь нельзя, авторы использовали соотношение

$$\frac{F_2^{en}}{F_2^{ep}} = \frac{1 + 4d/u + (\bar{u} + 4\bar{d} + 2\bar{s})/u}{4 + d/u + (4\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s})/u} \quad (32)$$

и предположение о связи между морскими кварками:

$$\bar{u} = \bar{d} = 2\bar{s} \quad (33)$$

Результаты этого анализа приведены на рис. 16 в зависимости от переменной $\xi = 2x/(1 + (1 + 4 M^2 x^2/Q^2)^{1/2})$. Погрешности для точек, лежащих ниже $x = 0,3$, показаны пунктирными линиями, чтобы отметить меньшую надежность в их вычислениях, чем для области $x > 0,3$. Как следует из рис. 16, ядро дейтерия не вносит

искажений в структурную функцию свободного нуклона: вычисленное отношение (30) совпадает с 1,0 даже в области $0,5 < x < 0,7$, где для тяжелых ядер наблюдается максимальное отличие $r_{\text{д}}^A$ от единицы.

Ядерные эффекты в структурной функции $R(x, Q^2) = \sigma_L/\sigma_T$.
 Как отмечалось выше, получение надежной информации об отношении структурных функций F_2^A/F_2^D возможно в тех случаях, когда существуют прецизионные измерения структурных функций $R = \sigma_L/\sigma_T$ на тяжелых ядрах и ядре дейтерия, либо когда значение структурной функции R не зависит от атомной массы ядра, или если $R = 0$. Экспериментальные трудности и важность измерений R для разных мишеней уже обсуждались выше.

Наиболее точные значения $R(x)$ на легких и тяжелых ядрах приведены на рис. 17. Основное различие между экспериментами, выполненными в СЛАК [33] (рис. 17, а) и в ЦЕРН [40—42, 68] (рис. 17, б, в), состоит в том, что измерения охватывали различные кинематические области. Так, результаты СЛАК получены при $Q^2 < 18 \text{ ГэВ}^2$, а результаты ЦЕРН — при $Q^2 > 12 \text{ ГэВ}^2$. Данные показывают, что в области больших значений Q^2 структурные функции R малы и поэтому слабо влияют на наблюдаемые сечения. Напротив, в области малых значений Q^2 $R > 0,2$, и исследование ядер-

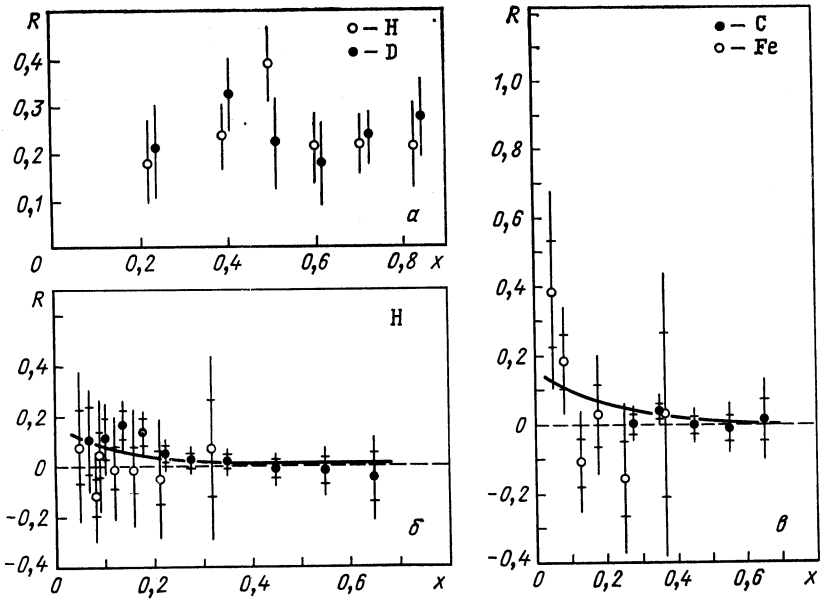
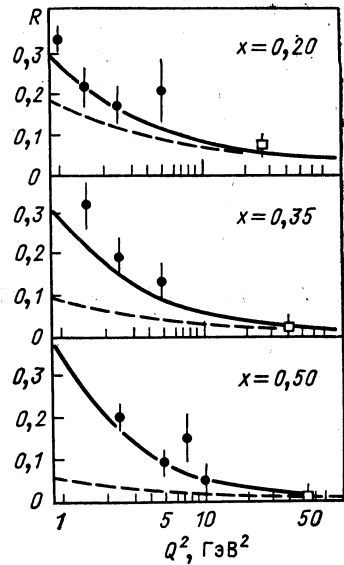


Рис. 17. Зависимость СФ $R = \sigma_L/\sigma_T$ от x :

а — $Q^2 < 18 \text{ ГэВ}^2$, СЛАК; б и в — $Q^2 > 12 \text{ ГэВ}^2$ из опытов БЦДМС (●) и ЕМС (○) на водороде (б) и на тяжелых ядрах (в)

Рис. 18. Зависимость СФ $R = \sigma_L / \sigma_T$, полученной усреднением результатов измерений СЛАК на ядрах дейтерия, золота и железа (●) и БЦДМС — на углероде (□), от Q^2 . Предсказания КХД показаны с учетом поправок на массу мишени (сплошная кривая) и без учета поправок (пунктирная)



ных эффектов в структурной функции $F_2(x, Q^2)$ невозможно без прецизионных измерений структурных функций R , особенно [45] для области малых значений x ($x < 0,3$). Характер убывания $R(Q^2)$ с ростом Q^2 хорошо виден из рис. 18, где приведены результаты опытов по ГНР электронов на ядрах [78] (СЛАК) и мюонов на углероде [40] (ЦЕРН). В СЛАК также выполнено исследование A -зависимости структурной функции R в опытах с мишенями из дейтерия, железа и золота [51].

Полученные результаты представлены в виде разности структурных функций $R^A - R^D$ в зависимости от переменной x и приведены на рис. 19. Малость акцептанса, использованного в этом эксперименте спектрометра рассеянных электронов, не позволила получить данные о структурных функциях R при $x < 0,2$, где возможные отличия R^A от R^D наиболее существенны для изучения $r^A(x)$. В пределах экспериментальных погрешностей, составляющих $\Delta R \approx 0,1$, результаты, приведенные на рис. 19, свидетельствуют в пользу равенства структурных функций $R = \sigma_L / \sigma_T$, измеренных на тяжелых ядрах и дейтерия, при $x > 0,2$.

Нейтронные эксперименты, хотя и уступают мюонным и электронным по статистике, обладают тем преимуществом, что обеспечивают более равномерный акцептанс в области малых значений переменной x , а также равномерный акцептанс во всей области изменения переменной $y = \nu/E$. Последнее обстоятельство было использовано в [56] для изучения влияния ядерных эффектов на структурную функцию R методом сравнения сечений глубокоупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядрах неона и дейтерия. Как следует из уравнений (11) и (14), возрастание структурной функции $R = \sigma_L / \sigma_T$ для тяжелого ядра по сравнению с ядром дейтерия приведет к убыванию отношения их сечений с ростом переменной y . Результаты измерений, приведенные на рис. 20, могут служить для оценки возможных изменений структурной функции R под влиянием ядерной среды. Если предположить, что эти изменения описываются линейной зависимостью $R = a + by$, то параметр наклона составит: $b = 0,06 \pm 0,08$. Таким образом, в пределах погреш-

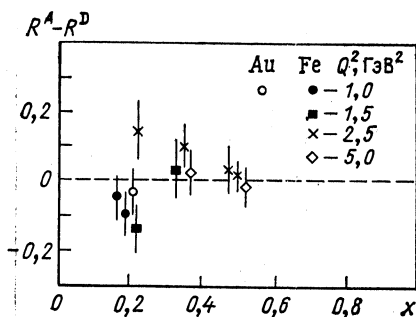


Рис. 19. Разность СФ $R^A - R^D$, измеренная в опыте СЛАК [51] на тяжелых (золото, железо) ядрах при нескольких значениях среднего переданного 4-импульса

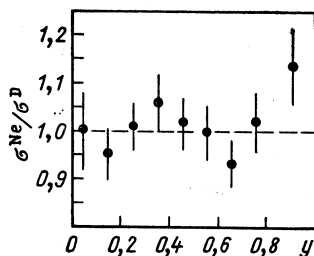


Рис. 20. Отношение сечений ГНР нейтрино и антинейтрино на ядрах неона и дейтерия в зависимости от переменной y [56] для событий с $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$

ностей эксперимента можно считать, что ядерная среда не искажает значений структурной функции $R = \sigma_L/\sigma_T$.

Структурная функция углерода вблизи $x = 1,0$. Рассмотренные до сих пор эксперименты ограничивались изучением ядерных эффектов в СФ в области $x < 0,9$. Значение $x = 1,0$ соответствует кинематическому пределу для случая рассеяния лептона на покоящемся нуклоне. Вследствие того что для свободного нуклона справедливо соотношение $F_2^N(x)|_{x \rightarrow 1} \rightarrow 0$, при приближении к кинематическому пределу относительная доля ядерных эффектов в F_2^N должна возрасти. Тенденция возрастания $r^A(x)$ при $x \rightarrow 1,0$ хорошо видна из рис. 3, 4, откуда следует, что при $x = 1,0$ отношение $r^A(x)$ структурных функций тяжелых ядер и ядра дейтерия может достигать значения $r^A \approx 2 \div 3$. Если учесть, кроме того, что вследствие ядерных эффектов F_2^N при $x \rightarrow 1,0$ может в несколько раз превышать СФ свободного нуклона, то мы приходим к заключению, что в этой области $F_2^A \gg F_2^N$. Таким образом, вблизи кинематической границы мы имеем основание говорить об F_2^A как о структурной функции ядра.

Очевидно, что эксперименты по измерению F_2^A в области $x > 1,0$ могут дать важную количественную информацию о кварк-партоновой структуре ядер. Однако с приближением к этой границе и за ней значительно возрастают экспериментальные трудности. Причина их состоит, во-первых, в том, что измеряемые сечения здесь на 3—4 порядка ниже, чем в области средних значений x , а во-вторых, в том, что ухудшение разрешения экспериментальных установок по переменной x и быстрое изменение F_2^A приводят к существенному размытию спектров регистрируемых на опыте событий.

Указанные трудности до настоящего времени остаются непреодоленными в области $x > 1,2$. Результаты измерений F_2^A в опытах на углеродной (сотрудничество ВЦДМС) [79] и железной мишенях

Рис. 21. Структурная функция $F_2^C(x)$ ядра углерода [81]. Заштрихованная область соответствует теоретическим предсказаниям [82]

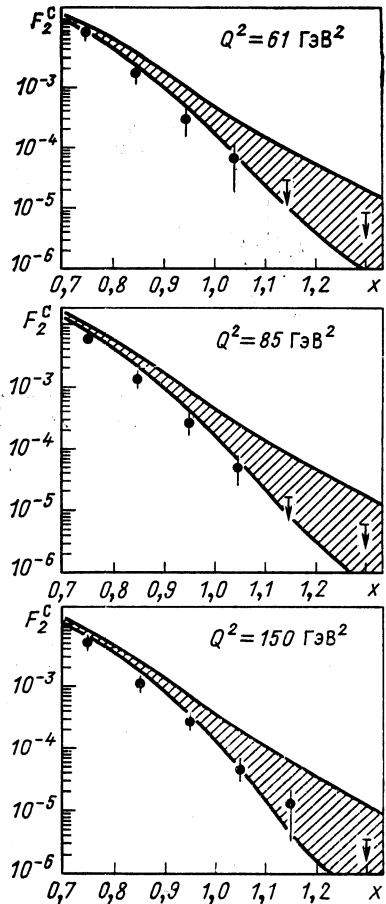
(сотрудничество CDHSW) [80] следует рассматривать как оценку верхнего предела СФ ядра при $x > 1,2$. В области $x < 1,2$ сотрудничеством БЦДМС выполнены измерения структурной функции ядра углерода $F_2^C(x, Q^2)$ при значениях передаваемого 4-импульса Q^2 , равных 61, 85 и 150 ГэВ² [81]. Как уже отмечалось выше, спектрометр БЦДМС обладает высокой эффективностью, позволяющей исследовать реакцию ГНР мюонов вблизи $x = 1,0$. Что касается проблемы восстановления размытого спектра рассеянных мюонов, то в работе [81] она решена с помощью анализа данных, полученных в тех же условиях на водородной мишени.

Результаты определения F_2^C приведены на рис. 21 вместе с теоретическими расчетами [82] в рамках модели малонуклонных корреляций. Для описания деформации волновой функции связанного нуклона авторы работы [82] вводят фактор δ , представленный двумя различными формулами. Помимо этого, расчеты выполнены для двух значений параметра ΔE_A , который описывает энергию возбуждения нуклона внутри ядра: $\Delta E_A = 0,7$ ГэВ и $\Delta E_A = 0,9$ ГэВ. Вследствие этого предсказания модели для F_2^C захватывают широкую полосу, нижняя граница которой удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами.

Результаты опыта [81] согласуются также с предсказаниями работы [83] для F_2^C при $Q^2 = 60$ ГэВ² в рамках модели, представляющей F_2^C в виде суммы структурной функции свободного нуклона и многокваркового кластера. Параметры модели были получены с помощью подгонки результатов эксперимента СЛАК [39] при $x \leq 0,8$.

Как видно из рис. 21, значение СФ ядра углерода при $x = 1,0$ составляет $(1,1-1,3) \cdot 10^{-4}$, а ее x -зависимость в окрестности этой точки может быть аппроксимирована экспонентой:

$$F_2^C(x) \sim \exp(-sx).$$



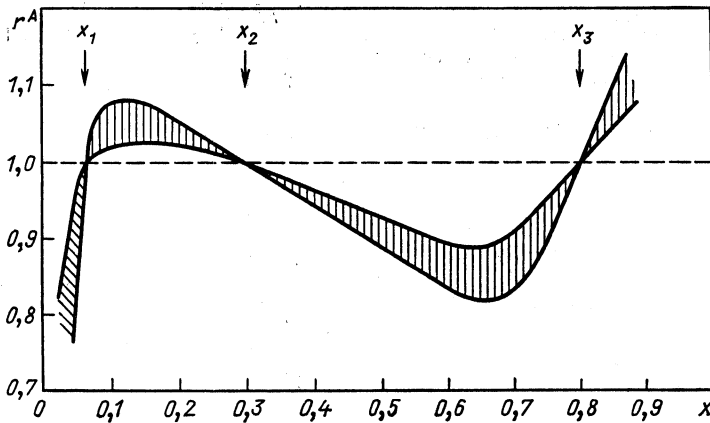


Рис. 22. Схематическое изображение особенностей отношения структурных функций или сечений ГНР лептонов на ядрах A и D

Результаты подгонки дают $s \approx 16$ практически независимо от Q^2 . При $Q^2 = 150 \text{ ГэВ}^2$ $s = 15,6 \pm \begin{smallmatrix} 0,8 \\ 0,6 \end{smallmatrix}$. Приведенная погрешность включает статистическую и систематическую погрешности.

Суммируя все экспериментальные данные, рассмотренные в этом разделе, можно заметить, что x -зависимость отношения $r^A(x) = F_2^A(x)/F_2^D(x)$ структурных функций связанных в ядре и свободных нуклонов или отношения $r^A(x) = \sigma^A/\sigma^D$ сечений ГНР лептонов на ядрах A и D имеет особенности, схематично изображенные на рис. 22:

- 1) в трех точках — $x_1 \sim 0,07$, $x_2 \sim 0,3$ и $x_3 \sim 0,8$ отношение r^A равно единице;
- 2) в интервале $0 < x < x_1$ отношение $r^A(x) < 1,0$, причем $r^A \sim 0,7 \div 0,9$, и его отличие от единицы тем больше, чем больше атомная масса A;
- 3) в интервале $x_1 < x < x_2$ $r^A(x) \geq 1,0$, причем, небольшое (2—4 %) превышение над единицей, по-видимому, пропорционально A и тем больше, чем больше A;
- 4) в интервале $x_2 < x < x_3$ $r^A(x) < 1,0$ и имеет хорошо выраженный минимум ($r^A \approx 0,8$) при $x \approx 0,65$;
- 5) в интервале $x_3 < x < 1,0$ $r^A(x) > 1,0$. Асимптотика $r^A(x)$ при $x \rightarrow 1,0$ не изучена из-за скудности имеющихся в этой области данных.

5. РЕАКЦИИ НА СВЯЗАННЫХ В ЯДРЕ НУКЛОНАХ

Инклюзивные реакции рождения пионов. Согласно [11], существование масштабной инвариантности как в лептон-нуклонных, так и в адрон-адронных столкновениях указывает на возможность слия-

ния нуклонов ядра в одну «каплю». Это может происходить либо в результате флуктуации плотности ядерной материи*, либо в результате взаимодействия ядра с мишенью. На партонном языке слияние нуклонов в каплю означает обобществление партонов, принадлежащих отдельным нуклонам.

Эта идея привела к созданию модели кумулятивного эффекта, основное предположение которой состоит в том, что релятивистски-инвариантные сечения рождения частиц

$$\rho = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}} E \frac{d^3\sigma}{dp}$$

можно представить в виде

$$\rho = \sum_N p_N \rho_N,$$

где p_N — вероятность образования группы (капли) из N конститuentов (нуклонов, кварков или партонов), а ρ_N — одночастичные распределения, описывающие рождение частицы при столкновении падающей частицы с этой группой. Относительно ρ_N принимается гипотеза, что это универсальная функция, которую можно взять из экспериментов по столкновению частиц. Такая модель позволила предсказать [87] отношения сечений мезообразования в реакциях

$$p + A \rightarrow \pi^- + X \quad \text{и} \quad d + A \rightarrow \pi^- + X.$$

Была также предсказана большая вероятность образования пионов с энергией 5—7 ГэВ при взаимодействиях дейтронов 8 ГэВ с ядрами. Выполненный в 1971 г. эксперимент полностью подтвердил эту оценку [88].

Успех этого подхода давал основание для введения понятия кварк-партоновой структурной функции ядра. В модели [90], предложенной А. М. Балдиным, предполагается, что рождение адрона a с большим значением переменной x_s (см. ниже) в реакции $I + II \rightarrow a + X$ 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_s импульса ядра II . При «мягкой» адронизации этих кварков в мезоны можно предполагать, что распределение мезонов по x_s совпадает с распределением кварков в ядре.

В области применимости фрагментационной модели сечение инклюзивного рождения адрона a записывается в виде

$$E_a \frac{d^3\sigma}{dp_a} = \text{const } A_1^{1/3} G_{II}(x_s, A),$$

* Идея объемных флуктуаций ядерного вещества была предложена Д. И. Блохинцевым в 1957 г. [85] для объяснения выбивания высокоэнергичных дейтронов из ядер, наблюдавшегося в работе [86].

где

$$G_{II}(x_s, A) = \text{const } A_{II}^{m(x_s)} \exp(-x_s/\langle x_s \rangle),$$

причем экспонента определяет зависимость кварк-партоновой структурной функции G_{II} ядра II от переменной x_s , а член $A_{II}^{m(x_s)}$ — ее зависимость от атомной массы ядра. Переменная x_s введена для учета масс, участвующих в реакции частиц [91], и в пределе пренебрежимых масс переходит в переменную Бьёркена x . Найдено, что при $0,6 \leq x_s \leq 1,0$ показатель A -зависимости удовлетворяет соотношению

$$m(x_s) = 2/3 + x_s/3,$$

а для сравнительно тяжелых ядер ($A > 20$) при $x_s > 1,0$ он приблизительно равен единице.

Кинематическая область, в которой предложенная модель может применяться для изучения кварк-партоновой структурной функции ядра в адрон-адронных столкновениях, определяется двумя критериями [92]:

- 1) $x_s > 1,0$;

- 2) $b_{ik} = -(p_i/m_i - p_k/m_k)^2 > 5,0$,

где p, m — 4-импульсы и массы частиц.

Параметр b_{ik} имеет смысл относительной 4-мерной скорости. Для примера можно указать, что условию $b_{ik} > 5,0$ удовлетворяют кумулятивные пионы и каоны, образующиеся в протон-ядерных (или ядро-ядерных) столкновениях при энергии падающего ядра около 3,5 ГэВ/нуклон и выше.

Еще до того, как влияние ядерной среды на структурную функцию свободного нуклона было обнаружено в опытах по ГНР мюонов на железе и дейтерии (опыт ЕМС), исследования кумулятивного образования мезонов в адрон-адронных реакциях дали возможность изучить ряд эффектов, свидетельствующих о невозможности свести введенную таким образом структурную функцию ядра к сумме структурных функций свободных нуклонов. Были, в частности, обнаружены:

- 1) универсальная x_s -зависимость инклюзивных сечений рождения π^\pm - и K^\pm -мезонов, измеренных на многих ядрах [93, 94]. Структурные функции $G_{II}(x_s, A)$, вычисленные из этих сечений, показаны на рис. 23, а в кинематической области $0,6 < x < 3,0$. Для сравнения там же приведены предварительные результаты оценки $F_2^A(x)$ в реакции ГНР мюонов на углероде [79]. Видна аналогия в поведении F_2^A и G_{II} , а также то, что в адрон-адронных экспериментах в рамках обсуждаемой модели существует возможность изучения структуры ядер в области x , недоступной пока лептонным опытам из-за малости сечений;

- 2) специфическая A -зависимость структурной функции G_{II} при фиксированном значении $x_s > 1,0$. Так, например, отношение сечений инклюзивного рождения пионов на ядре A к аналогичному

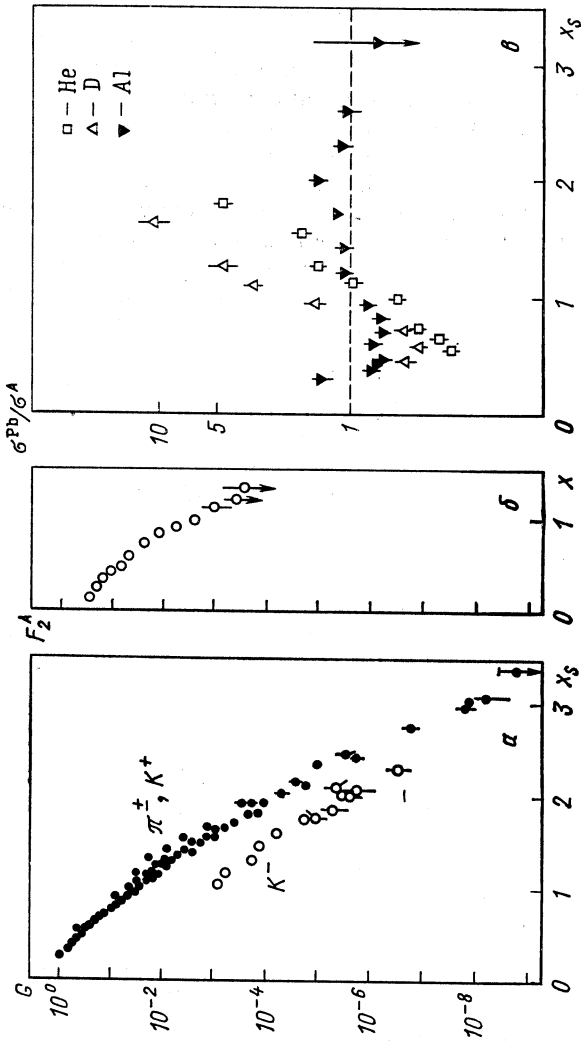


Рис. 23. Структурные функции ядер G и F_2^A , определенные из инклюзивных сечений рождения под большими углами пионов и каонов протонами (а) [93], а также в ГНР лептонов на ядрах (б) [79] и отношения сечений инклюзивного рождения пиона протонами на ядрах в зависимости от параметра x_s (е) [92]

сечению σ^{Pb} на свинце растет логарифмически при малых значениях A , а для $A > 30$ имеется указание на появление плато [95];

3) характерный минимум в x_s -зависимости отношений сечений рождения пионов на свинце и легких ядрах (дейтерий, гелий, алюминий) в области $x_s \approx 0,6$ [93] (рис. 23, в). Качественно картина согласуется с наблюдениями в опытах по ГНР лептонов на ядрах (см. рис. 4,22). Особенно интересны эти результаты в области $x_s > 1,0$, где определяющую роль должны играть ядерные эффекты.

Рождение J/ψ в лептонных и адронных процессах. Если в процессах взаимодействий частиц заметен вклад глюонов, как, например, в образовании J/ψ -частиц, то искажение функции распределения кварков под влиянием ядерной среды неизбежно отразится на функции распределения глюонов. Это происходит вследствие того, что импульсные распределения глюонов и кварков связаны между собой дополняющими друг друга процессами испускания глюонов кварками и образования кварк-антикварковых пар глюонами.

Ядерные эффекты такого рода изучались коллаборацией EMC [96]. Были измерены выходы J/ψ -частиц, образованных в ГНР мюонов на ядрах железа, дейтерия и водорода (полное число событий составляло 1212 ± 50 , 225 ± 16 и 110 ± 11 соответственно). Для увеличения статистики данные, полученные на водороде и дейтерии, были объединены, а затем вычислено отношение однонуклонных сечений образования J/ψ на железе и на усредненном нуклоне при энергии мюонов 280 ГэВ:

$$r^{\text{Fe}} = 1,45 \pm 0,12_{\text{стат}} \pm 0,22_{\text{сист}} \quad (34)$$

Большие систематические погрешности этого результата не позволяют уверенно утверждать, что в этом эксперименте наблюдается большее сечение рождения J/ψ на ядрах, чем на нуклонах. Более того, этот результат не подтверждается данными других экспериментов по фоторождению [97] и электророждению [98] J/ψ -частиц.

Предпринята также попытка определить x -зависимость выхода J/ψ и связать его с распределением глюонов. Авторами было показано, что сечение виртуального фоторождения J/ψ имеет Q^2 -зависимость, хорошо описываемую выражением $\sigma_\gamma(Q^2, \nu) = \sigma_\gamma(Q^2 = 0, \nu)/(1 + Q^2/M_\psi^2)^2$, где $\sigma_\gamma(Q^2 = 0, \nu)$ — сечение фоторождения J/ψ , а $M_\psi = 2,9$ ГэВ. Это соотношение было использовано для дальнейших оценок.

Фоторождение J/ψ может быть описано в рамках модели фотон-глюонного слияния. В таком подходе образование неупругих событий пропорционально плотности жестких глюонов, испущенных очарованными кварками, и, следовательно, пропорционально плотности глюонов в мишени. Было показано [99], что такая модель хорошо согласуется с экспериментальными данными. Полагают, что сечения упругого и квазиупругого образования чармониев объясняются испусканием мягких вторичных глюонов и, следовательно, тоже пропорциональны плотности глюонов в мишени. Эти соображения

давали основания ЕМС предположить, что полное инклюзивное сечение образования J/ψ пропорционально плотности глюонов в расчете на один нуклон мишени. Следуя работе [100], считалось, что доля импульса нуклона, уносимого глюоном, составляет $x \sim M_{J/\psi}^2/2M\nu$, где $M_{J/\psi}$ и M — массы J/ψ и нуклона соответственно. Принимая во внимание вышесказанное, можно записать

$$\rho = [G(x, Q^2)_{\text{Fe}}/G(x, Q^2)_{\text{H, D}}] Q_{\text{эф}}^2 \sim M_{J/\psi}^2 = \sigma_\nu(Q^2 = 0, \nu)_{\text{Fe}}/\sigma_\nu(Q^2 = 0, \nu)_{\text{H, D}} = (d\sigma/dE_{J/\psi})_{\text{Fe}}/(d\sigma/dE_{J/\psi})_{\text{H, D}}, \quad (35)$$

где $G(x, Q^2)$ — плотность глюонов на нуклон при эффективном 4-импульсе $Q_{\text{эф}}^2 \sim M_{J/\psi}^2$. Отношение плотности глюонов, вычисленное таким образом, показано на рис. 24 как функция переменной x .

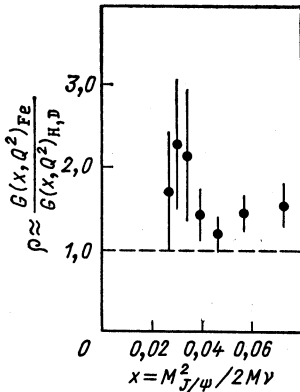


Рис. 24. Отношение плотностей глюонов на один нуклон, измеренных в опыте ЕМС [96] на железе, водороде и дейтерии

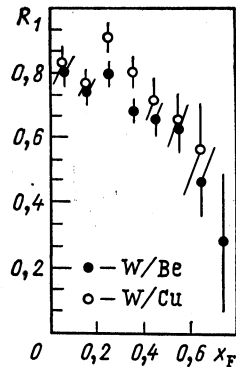


Рис. 25. Зависимость отношений сечений образования J/ψ на ядрах от скейлинговой переменной x_F [101]

С нашей точки зрения, большие погрешности не позволяют сделать определенный вывод о какой-либо x -зависимости этого отношения в области $0,026 < x < 0,085$, где были данные. В других областях подобных данных нет.

Образование J/ψ на ядрах бериллия, меди и вольфрама исследовалось в ФНАЛ [101] в пучках отрицательных пионов и антипротонов с импульсом 125 ГэВ. Полученные данные использовались для вычисления отношений R_1 сечений W/Be и W/Cu в зависимости от скейлинговой переменной x_F , где $x_F = p_L^*/p_{\text{max}}^*$ есть отношение продольного импульса $\mu^+\mu^-$ -пары из распада J/ψ к максимальному импульсу в системе центра масс:

$$R_1 = \frac{\frac{1}{A_1} \frac{d\sigma}{dx_F} \Big|_{A_1}}{\frac{1}{A_2} \frac{d\sigma}{dx_F} \Big|_{A_2}}.$$

Результаты, полученные в пучке пионов, отчетливо демонстрировали, что выход J/ψ из более тяжелой мишени меньше, чем из легкой ($R_1 < 1$), причем с ростом x_F R_1 убывает (рис. 25). В пределах ошибок характер убывания R_1 с ростом x_F для обеих комбинаций мишени одинаков.

Данные, зарегистрированные в пучке антипротонов, имеют меньшую статистическую точность, но все же указывают на убывание R_1 с ростом x_F . Такую же тенденцию можно усмотреть и на данных,

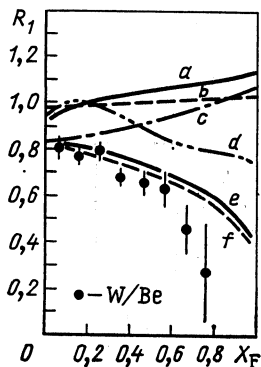


Рис. 26. Сравнение отношения сечений образования J/ψ на ядрах вольфрама и бериллия [101] с теоретическими расчетами, выполненными в предположении, что ядерная среда искажает распределения валентных кварков в нуклоне (кривые a [127, 128], b [114], c [137, 142]) и что искажению подвергаются глюонные СФ (кривые d [105], e [106], f [104])

полученных до обнаружения эффекта ЭМС [102]. Анализ распределений по поперечному импульсу позволил авторам сделать вывод о том, что наблюдаемый эффект снижения эффективности образования J/ψ усиливается в области малых значений p_T .

Интерпретация этих результатов в терминах эффекта влияния ядерной среды не так очевидна, как в тех случаях, когда есть возможность сравнить данные, полученные на тяжелой мишени и на водороде или дейтерии. Тем не менее авторы выполнили расчеты отношения сечений, измеренных в пучке пионов на мишенях из вольфрама и бериллия, в ряде моделей, учитывающих искажение функции распределения валентных кварков в соответствии с наблюдением ЭМС. Кривые в верхней части рис. 26 демонстрируют, что результаты этих расчетов противоречат эксперименту. Этого и следовало ожидать, поскольку в образовании J/ψ доминирует вклад не валентных кварков, а глюонов.

В простой глюонной модели, предложенной в [103], J/ψ образуются в процессе слияния двух глюонов:



Однако измеряемое на опыте сечение рождения J/ψ существенно выше, чем предсказывает такая модель. Она также не может объяснить различия в x -зависимости сечений, измеренных на легких и тяжелых ядрах.

В работе [104] предложен механизм трехглюонного слияния:

$$A + B \rightarrow GGG \rightarrow J/\psi + X, \quad (37)$$

требующий, чтобы один или два глюона пучковой частицы A слились с двумя или одним глюонами мишени B . Очевидно, что роль процесса (37) возрастает для тяжелых ядер, поскольку с ростом атомной массы ядра возрастает вероятность обнаружить в ядре-мишени дополнительный глюон. Комбинация двух глюонов мишени приводит к более жесткому эффективному импульсному распределению глюонов, что должно проявиться в уменьшении сечений образования J/ψ при больших x . Другим механизмом, ответственным за

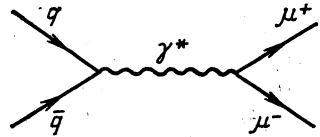


Рис. 27. Диаграмма процесса Дрела — Яна для образования лептонных пар

обсуждаемый ядерный эффект, может быть ядерное экранирование [105], при котором происходит значительное ослабление мягкой глюонной компоненты нуклона за счет поглощения глюонов нуклонами окружающей ядерной среды.

Выполненные авторами расчеты показали, что механизм ядерного экранирования плохо объясняет наблюдаемое на опыте убывание величины R_1 , тогда как модель трехглюонного слияния (кривая f на рис. 26) удовлетворительно следует ходу экспериментальной зависимости.

Можно, однако, предположить ещё один механизм для объяснения наблюдаемого эффекта — модель перерасеяния [106]. Речь идет о рассеянии налетающего пиона на соседнем нуклоне перед моментом рождения J/ψ или рассеянии образовавшегося J/ψ . Очевидно, что в этих случаях будет происходить подавление образования J/ψ на тяжелых мишенях. Расчеты, выполненные в рамках этой модели, показаны на рис. 26 кривой g . Как видно из сравнения с экспериментальными данными, этот механизм находится с ними в качественном согласии.

Рождение мюонных пар. Процесс образования мюонных пар в столкновении адронов является альтернативным по отношению к процессам ГНР лептонов методом исследования ядерных эффектов в структурных функциях нуклона. Согласно предложенному Дрелом и Яном механизму, образование лептонных пар в нерезонансной области объясняется процессом аннигиляции кварков, диаграмма которого приведена на рис. 27.

Эксперимент по изучению этой реакции был выполнен в ЦЕРН [107] в пучке отрицательных пионов с энергией 140 и 286 ГэВ. Изучались распределения массивных мюонных пар, образованных на мишенях из вольфрама и дейтерия. Сравнение зарегистрированных

сечений с расчетами в рамках кварк-партонной модели обеспечивает возможность проверки эффекта ЕМС во времениподобной области переданных 4-импульсов. Отбор событий осуществлялся таким образом, чтобы исключить область масс, соответствующую образованию частиц семейств J/ψ и Y . Полученные данные были откорректированы на эффекты перерасеяния с помощью расчетов по методу Монте-Карло. Эти коррекции пренебрежимо малы для отношения сечений в зависимости от переменной $x_2 = M^2/2p_2q$, где M — масса димюонной пары, q — ее 4-импульс, а p_2 — 4-импульс нуклона мишени, которая соответствует переменной x , измеряемой в ГНР лептонов.

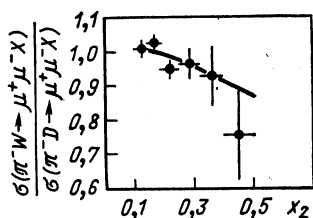


Рис. 28. Отношение сечений образования массивных лептонных пар на ядрах вольфрама и дейтерия [107]. Кривая — результаты расчетов по модели, в которой для количественного описания эффекта искажения распределения валентных кварков в нуклоне использованы результаты БЦДМС [49]

Вводились также поправки на неизоскалярность ядра вольфрама, которые оказались малыми для дифференциальных распределений, а в сумме достигли 7 %. Авторами показано, что, как и ожидалось из КХД, структурная функция пиона, измеренная на ядре вольфрама, не отличается от той, которая измерена на дейтронах. Напротив, отношение сечений образования димюонов на вольфраме и дейтерии убывает с ростом значения переменной x_2 , повторяя эффект ЕМС для структурных функций F_2 (рис. 28). Для количественного сравнения этих двух эффектов были выполнены расчеты отношений сечений образования димюонных пар исходя из измеренного коллаборацией БЦДМС [49] отношения $r^A(x)$ структурных функций железа и дейтерия. Для этого использовалась следующая модель: предполагалось, что распределения кварков факторизуются, а их искажение ядерной средой одинаково в вольфраме и в железе, и что ядерная среда одинаково действует на распределения валентных и морских кварков. Предсказанное таким способом отношение (с учетом акцептанса и разрешения экспериментальной установки) приведено на рис. 28 сплошной линией. Хорошее согласие с экспериментальным результатом демонстрирует наличие такого же эффекта ядерной среды в образовании массивных димюонов, как и зарегистрированного в глубоконеупругом рассеянии мюонов на ядрах.

6. МОДЕЛИ ЭФФЕКТА ЕМС. ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотренные выше эксперименты по измерению структурных функций $F_2^A(x, Q^2)$ и $F_2^D(x, Q^2)$ в ГНР лептонов продемонстрировали прямым образом, что измеряемое на ядрах импульсное распределение кварков существенным образом отличается от распределения

кварков в свободном нуклоне. Этот факт сам по себе служит сильным указанием на обнаружение в ядре кварковых эффектов. Все же многие авторы настаивают на том, что еще не полностью исчерпаны традиционные для физики атомного ядра объяснения эффекта ЕМС, или же допускают возможность существования некоторой, не связанной с кварками, экзотики в ядрах. С нашей точки зрения, изложение всех моделей, предложенных для описания эффекта ЕМС, мало продвигает нас в понимании сути обнаруженного явления. По этой причине мы ограничимся обзором основных, отличающихся по существу подходов.

Роль эффектов структуры ядра. В общепринятом для физики атомного ядра подходе структурная функция ядра $F_2^A(x, Q^2)$ определяется с помощью выражения (18). До обнаружения эффекта ЕМС считалось, что функция $f_N(z)$, входящая в формулу (18), определяется импульсным распределением $\rho(p)$ нуклонов, нормированным на единицу:

$$\int d^3p \rho(p) = 1,$$

$$f_N(z) = \int d^3p \rho(p) \delta(z - pq/M_N v) \approx$$

$$\approx \int d^3p \rho(p) \delta[z - (\mathbf{np} + M_N)/M_N], \quad (38)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, направленный вдоль переданного импульса: $\mathbf{n} = -\mathbf{q}/|\mathbf{q}|$.

Для объяснения эффекта ЕМС авторы работы [108] предложили видоизменить выражение (38) следующим образом:

$$f_N(z) = \int d^3p \rho(p) \delta[z - (\mathbf{np} + M_A - M)/M_N], \quad (39)$$

где M — масса тяжелой инертной частицы, введенной для представления окружающей нуклон ядерной среды. Эта частица и связанный с ней активный нуклон образуют ядро с массой M_A . Предполагается, что активный нуклон движется в мишени с нерелятивистской скоростью. Тогда энергия ε отделения нуклона от ядра определяется как

$$\varepsilon \equiv M_N + M - M_A. \quad (40)$$

Средний продольный импульс нуклона определяется следующим выражением:

$$\langle z \rangle = A^{-1} \int dz z f_N(z) = 1 + \langle \varepsilon \rangle / M_N < 1. \quad (41)$$

Полученное авторами [108] правило сумм для основного состояния ядра позволило определить средние значения параметров $\langle \varepsilon \rangle$ и $\langle z \rangle$ для ядра железа:

$$\langle \varepsilon \rangle_{\text{Fe}} = -39 \text{ МэВ}, \quad \langle z \rangle_{\text{Fe}} = 0,96.$$

Вычисленное в этом подходе отношение структурных функций убывает с ростом переменной x примерно так, как и экспериментально

измеренное отношение, если $x < 0,6$. Этот результат показан на рис. 29 пунктирной линией. Для объяснения наблюдаемого на эксперименте роста $r^A(x)$ при $x > 0,7$ достаточно использовать в расчетах простейшую ядерную модель — модель ферми-газа нуклонов в потенциальной яме V . Результат, полученный авторами при $V = -62$ МэВ, удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента СЛАК [39] и приведен на рис. 29 сплошной линией.

Как видно из выражения (41), в настоящей модели нарушается правило сумм для импульса нуклонов в ядре. Существует простой

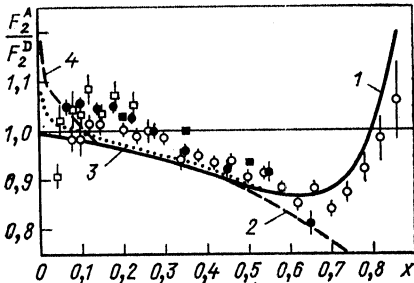


Рис. 29. Описание ядерных эффектов в СФ нуклона:

1 — основанное на учете ферми-движения в подходе, предложенном в [108]; 2 — соответствует расчету без учета ферми-движения; 3, 4 — вклад мезонных обменных токов, вычисленный для двух значений параметра, определяющего плотность пионов. Эксперименты: ● — [49], ■ — [46], ○ — [39], □ — [50]

способ удовлетворить закону сохранения энергии. Для этого достаточно рассмотреть дополнительный вклад к основному энергетическому состоянию ядра от мезонных полей. Вероятнее всего, это должен быть вклад от π -мезонов, а значит, область переменной x , где он будет заметен, расположена при $x < m_\pi/M_N$. Учет этого вклада приводит к возрастанию $r^A(x)$ в области малых значений x , тогда как эксперимент демонстрирует, что $r^A(x) < 1,0$. Следует отметить, что это не единственный недостаток модели. Принципиально важное разногласие модели и экспериментальных данных наблюдается в области $0,3 < x < 0,35$. Как было продемонстрировано в разд. 4, эксперимент указывает на то, что в этой области $r^A(x) = 1$, а результаты рассматриваемой модели лежат существенно ниже.

Существуют также возражения, относящиеся к способу расчета в работе [108] параметров $\langle \varepsilon \rangle$ и $\langle z \rangle$ и к нормировке вершинной функции ядра [109, 110]. Используя подход Хартри — Фока с учетом взаимодействий, зависящих от плотности, авторы работы [109] получили, что

$$\langle \varepsilon \rangle = -26 \text{ МэВ}, \quad \langle z \rangle = 0,972.$$

Такое изменение параметров заметно уменьшает провал в отношении $r^A(x)$ при $x \sim 0,6$ и еще более ухудшает согласие с экспериментальными данными. Таким образом, мы приходим к выводу, что модель описания ядерных эффектов с помощью учета энергии связи нуклонов и их ферми-движения в ядре не позволяет количественно объяснить наблюдаемый эффект.

Существенно улучшает согласие теории с экспериментом релятивистское рассмотрение взаимодействия лептона с ядром.

В [111] предложено использовать для вычисления r^A релятивистскую модель, хорошо зарекомендовавшую себя объяснением ряда аспектов взаимодействий ядер при высоких энергиях [112]. В этой модели полагается, что единственными конститuentами ядра являются нуклоны. Нормировка функции распределения $G_{a/A}(Y, \mathbf{k}_T)$, которая определяет вероятность обнаружить в ядре A конститuent a с парциальным импульсом Y и поперечным импульсом \mathbf{k}_T , выбрана таким образом, что сумма всех парциальных импульсов равна полному импульсу ядра. В этом подходе полное число частиц, которое может быть получено интегрированием $G_{a/A}$ и суммированием по всем степеням свободы, не зафиксировано. Так же как и в партонной модели, здесь допускается образование пар частиц. В отличие от модели [108] этот подход позволяет правильно описать поведение отношения r^A в области $x \sim 0,3$. Независимо от атомной массы ядра при $x = 0,333$ отношение $r^A = 1,01$, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Однако область малых значений x в этой модели описывается плохо.

К необходимости релятивистского рассмотрения структуры ядра приходит и автор работы [113], который видит недостатки многих моделей эффекта ЕМС в том, что они представляют ядро как связанное состояние A нуклонов. В рамках релятивистского подхода такую взаимодействующую систему, как ядро, необходимо рассматривать как систему с изменяющимся числом частиц. Сохраняется при этом только барионное число, т. е. число нуклонов минус число антинуклонов. Расчеты, выполненные в этой модели, хорошо согласуются с результатами измерения $r^A(x)$ групп БЦДМС [47, 49] и СЛАК [39]. Интересным следствием является то обстоятельство, что в ней равенство $r^A(x) = 1,0$ должно выполняться независимо от A при $x \approx 0,25$.

Таким образом, в рамках обычных ядерных моделей можно добиться качественного описания эффекта ЕМС в области $0,3 < x < 0,8$. Однако требуемые для этого параметры вызывают возражения. Кроме того, этот подход не может претендовать на объяснение эффектов в области $x < 0,3$.

Изменение масштаба переданного 4-импульса. Как известно, структурная функция нуклона является функцией переменных x и Q^2 , причем монотонно убывает с ростом Q^2 : отношение $F_2(x, Q_2^2)/F_2(x, Q_1^2) < 1$, если $Q_2^2 > Q_1^2$, напоминая эффект ЕМС. Это наталкивает на мысль о том, что использованные при вычислении отношения $r^A(x)$ структурные функции ядра и нуклона измерены при различных эффективных значениях Q^2 , т. е. в опытах на ядрах происходит изменение масштаба измерения переменной Q^2 .

Эволюция структурной функции нуклона $F_2(x, Q^2)$ с изменением Q^2 объясняется в КХД процессом излучения глюона:

$$q \rightarrow q + g. \quad (42)$$

Согласно модели [22], функция распределения валентных кварков определяется ее значением в области $x \leq y \leq 1$ и вероятностью $P_{qq}(x/y)$ перехода $q(y) \rightarrow q(x)$:

$$\frac{dq_v(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q_v(y, t) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right), \quad (43)$$

где

$$t = \ln(Q^2/\mu^2). \quad (44)$$

Масштабный параметр μ^2 , входящий в (43), представляет собой параметр обрезания, позволяющий избежать расходимости в интеграле по поперечному импульсу глюона, излучаемого в процессе (42).

Главным предположением, сделанным авторами работ [114—118], является утверждение, что изменение функции распределения q_v связанного в ядре нуклона, по сравнению со свободным нуклоном, определяется параметром μ_A^2 , который не связан с масштабным параметром КХД Λ . Наблюдаемые в эффекте ЕМС особенности требуют, чтобы $\mu_A^2 < \mu_N^2$. Тогда более мягкое по переменной x распределение кварков в ядре можно объяснить излучением глюонов, переводящих $Q_2^2 = \mu_N^2$ в $Q_1^2 = \mu_A^2$. При этом предполагается, что

$$q^N(x, Q_2^2 = \mu_N^2) = q^A(x, Q_1^2 = \mu_A^2).$$

Конкретные расчеты в такой модели требуют данных о структуре ядра. В работе [116] отношение μ_N^2/μ_A^2 связывается с отношением параметров λ_A/λ_N , определяющих размер нуклонов:

$$\lambda_A/\lambda_N = 1 + (2^{1/3} - 1)V_A, \quad (45)$$

где V_A — это вероятность перекрытия сфер, размер которых определяется зарядовым радиусом нуклона. Для $V_A \neq 0$ $\lambda_A > \lambda_N$, и, следовательно, физический размер нуклона в ядре превышает размер свободного нуклона. Наблюдаемый эффект ЕМС требует, чтобы $\lambda_A/\lambda_N \approx 1,15$. Другими словами, в ядре железа должно наблюдаться «разбухание» нуклона на 15 %.

Предложенное в этой модели соотношение между СФ имеет вид

$$F_2^A(x, Q^2) = F_2^N(x, \xi(Q^2)Q^2) \quad (46)$$

где

$$\xi(Q^2) = \xi(Q_0^2)^{\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(Q^2)}, \quad (47)$$

α_s — бегущая константа КХД. При $Q^2 = 20$ ГэВ² для ядра железа $\xi = 2,02$.

Выполненные расчеты показывают, что модель плохо согласуется с экспериментальными данными в области малых значений x . Для ее построения считалось, что гипотеза масштабной инвариантности справедлива при $x \approx 0,1$. По этой причине модель предсказывает $r^A(x_1) = 1$ при $x_1 = 0,1$, тогда как эксперимент

дает $x_1 \approx 0,33$. Кроме того, модель не может применяться в области $x > 0,7$, где важен корректный учет динамики взаимодействия двух нуклонов.

Увеличением радиуса связанного в ядре нуклона пытаются объяснить эффект ЭМС также авторы ряда работ (см., например, [119—124]). К этой же идее приводит и гипотеза о цветной проводимости [76, 122] или Q^2 -зависимого цветного конфайнмента для партоннов внутри ядра. При этом параметр обрезания μ_A^2 , входящий в выражение (44), связан с радиусом ядра, параметр ξ (47) — с отношением квадратов радиусов ядра и нуклона, а выражение (46) приобретает вид

$$F_2^A(x, Q^2) = F_2^N(x, Q^2 R_A^2 / R_N^2). \quad (46')$$

Количественно оно плохо соответствует экспериментальным данным. Отличительной чертой этой модели является то обстоятельство, что для каждого типа ядра необходимо вводить свой масштабный параметр КХД Λ , что не подтверждается экспериментом [69].

Явление «разбухания» нуклонов в ядре, если оно существует, должно быть связано с внутренними свойствами нуклона, которые не зависят от кинематики процесса взаимодействия. По этой причине для проверки возможности возрастания радиуса нуклона достаточно проанализировать результаты экспериментов по рассеянию электронов на ядрах в области малых значений передаваемого 4-импульса. Наиболее интересным в этом отношении является эксперимент [123], выполненный в СЛЯК с целью изучения квазиупругого рассеяния электронов на ядрах ${}^3\text{He}$. Максимально доступные в этом опыте значения Q^2 составляли 4 ГэВ². Авторами показано, что с высокой точностью инклюзивное сечение рассеяния электронов является функцией одной переменной $y = kq/q$, где k — импульс нуклона в ядре, q — импульс, переданный нуклону электроном:

$$\frac{d\sigma(Q^2, \omega)}{Z\sigma_p + N\sigma_n} d\omega = F(y) dy.$$

Это явление получило название y -скейлинга. Его понимание основывается на одночастичном характере процесса квазиупругого рассеяния. Если попытаться изменить масштаб Q^2 -зависимости нуклонных факторов, определяющих значения сечений σ_p и σ_n , то это немедленно приведет к нарушению y -скейлинга. Это обстоятельство позволяет установить предел на возможное изменение радиуса нуклона R^A в ядре по сравнению с радиусом свободного нуклона r_N , который составляет:

$$R^A \leq 1,03 r_N. \quad (48)$$

Анализируя результаты эксперимента [38] по ГНР электронов на ядрах алюминия и дейтерия, авторы работы [124] получили похожее ограничение на возможное увеличение радиуса нуклона, связанного в ядре. Эти ограничения демонстрируют, что картина искажения СФ нуклона, построенная в моделях изменения масштаба

переменной Q^2 [114—118] и цветной проводимости [76, 122], не отражает природу эффекта ЕМС.

В работе [125] предпринята попытка получить основные свойства ядерной материи с помощью правил сумм КХД, учитывая конфайнмент кварков и глюонов. Одним из ее результатов является предсказание увеличения размера нуклона в ядерной материи примерно на 3 %, что хорошо согласуется с оценкой (48).

Существуют, однако, и другие КХД-подходы к проблеме изменения свойств нуклонов в ядре. С учетом рассмотрения КХД-вакуума как сверхпроводника для цветного магнитного поля создана модель конфайнмента [126], следствием которой является возможное увеличение радиуса нуклона в ядре до 40 %, что, как видно, не подтверждается экспериментом.

Приведенные примеры демонстрируют возможности использования эффекта искажения структуры нуклона в ядерной среде для критической проверки моделей, описывающих механизм конфайнмента.

Эффекты пионов в структуре ядра.

Ранее уже отмечалось, что для улучшения согласия экспериментальных данных и расчетов, выполненных с учетом энергии связи нуклонов в ядре, можно использовать пионную модель [108]. Модель π -мезонного обмена была одной из первых

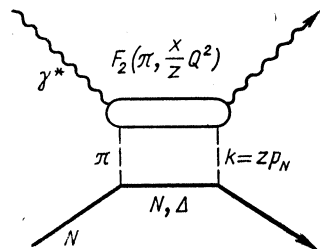


Рис. 30. Диаграмма, описывающая вклад однопионного обмена в СФ нуклона

для объяснения эффекта ЕМС [127—130], так как общепринятый подход для построения ядерных сил, описывающий взаимодействие двух нуклонов на средних и больших расстояниях, состоит в рассмотрении $NN\pi$ -вершины. Естественным следствием такого взаимодействия для ядерной среды является присутствие в ядре конституентных обменных пионов. Диаграмма, описывающая эту вершину, приведена на рис. 30, где z обозначает долю импульса нуклона, уносимого пионом. Потеря нуклоном части импульса $\langle z_N \rangle = 1,0 - z$ и приводит к наблюдаемому уменьшению $r^A(x)$ с ростом x . Согласно расчетам [129], доля импульса z слабо меняется с изменением атомной массы ядра. Например, для ядра Al $z = 0,049$, для Fe — 0,052, для Au — 0,061. Этот параметр отвечает за поведение отношения r^A в области средних значений x , где $r^A < 1,0$.

Вторым важным параметром модели является среднее число пионов на один нуклон ядра $\langle n_\pi \rangle$. Зависимость этого параметра от атомной массы A вычисляется способом, аналогичным выражению (46) [129], и незначительно меняется от ядра к ядру:

Тип ядра:	Al	Fe	Au
$\langle n_\pi \rangle$:	0,089	0,095	0,114

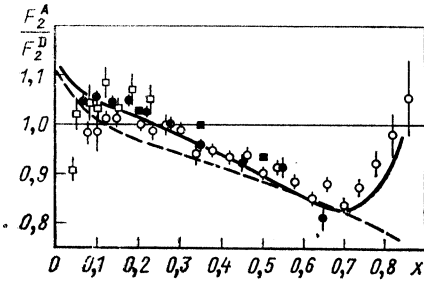


Рис. 31. Сравнение результатов экспериментального исследования ядерных эффектов в СФ нуклона с теоретическими расчетами, выполненными в моделях пионного обмена (сплошная кривая) [127] и изменения масштаба Q^2 (пунктирная кривая) [114]:

● — [49], ■ — [46], ○ — [39], □ — [50]

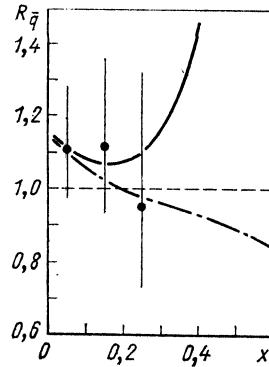


Рис. 32. Отношение функций распределения морских кварков в ядре железа и протоне, измеренное в ГНР антинейтрино [57]:

сплошная кривая — предсказания пионной обменной модели [129]; штрихпунктир — модели изменения масштаба [114]

Надо учесть при этом, что оцениваемая авторами точность вычисления $\langle n_\pi \rangle$ составляет $\pm 30\%$. Роль этого параметра состоит в том, что он отвечает за превышения отношения $r^A(x)$ над единицей в области малых значений x . Если вспомнить, что в самой первой публикации по обнаружению эффекта ЭМС [10] превышение $r^A(x)$ в области $x < 0,2$ достигало 17% , станет понятно, что пионные модели больше всего подходили для описания эффекта. Сравнение расчета $r^A(x)$ в пионной модели с современными данными по эффекту ЭМС приведено на рис. 31 сплошной линией. Пунктирной кривой показаны результаты расчетов в модели изменения масштаба Q^2 [114]. Можно говорить о качественном согласии пионной модели и экспериментальных данных в области $0,2 < x < 0,6$. Для описания области меньших значений x необходимо дополнительно рассматривать эффект экранирования. Область $x > 0,6$ также является трудной для модели, так как необходимо привлекать приближенные расчеты высокоимпульсной нуклонной компоненты в ядре.

В то же время эта модель дает интересные предсказания для нейтринных экспериментов. Так, на рис. 32 приведены результаты расчета отношения $R_{\bar{q}}(x)$ функций распределения морских кварков в ядре железа и в свободном нуклоне, полученные в пионной модели (сплошная кривая) и в рамках модели изменения масштаба Q^2 . Увеличение доли антикварков в ядре в пионной модели происходит за счет обмена пионами, содержащими валентные антикварки. Для сравнения на рис. 32 приведены результаты нейтринного экспери-

мента [57], в котором были измерены отношения функций распределения антикварков:

$$R_{\bar{q}}(x) = \frac{(1/2)(\bar{d} + \bar{u} + 2s)re}{(\bar{d} + s)_H} \quad (49)$$

Очевидно, что при разумном предположении $\bar{u} = \bar{d}$ выражение (49) соответствует отношению вкладов морских кварков в ядре и свободном нуклоне. Для проверки этих моделей нужны прецизионные эксперименты по ГНР нейтрино на ядрах.

Многокварковые состояния в ядрах. Еще до обнаружения эффекта ЕМС кварковые модели применялись не только для описания структуры и спектроскопии адронов, но и для описания короткодействующих ядерных сил. Количественные предсказания многих моделей существенно различались, если в их основу закладывались различные механизмы конфайнмента кварков. Обзоры теоретических работ, рассматривающих возможные проявления кварк-глюонных степеней свободы в ядрах, можно найти в [11, 131, 132].

Впервые о необходимости развития кварк-партоновой модели структуры ядра говорится в работах [88—90], связанных с исследованием инклюзивных процессов рождения мезонов в адронных столкновениях. Согласно результатам [89], полученным в 1974 г., традиционный подход, использующий модель ферми-движения для объяснения деформации волновой функции связанного в ядре нуклона, оказывается несостоятельным в области $x > 0,6$. Как показал эксперимент ЕМС [10], область неприменимости этого подхода начинается еще раньше — при $x \sim 0,3$.

Остановимся на некоторых работах, в которых кварковые модели применялись для описания ГНР лептонов на ядрах. Большинство из них посвящено расчетам СФ и отношения $r^A(x)$ в области $x < 1,0$, где имеются результаты прецизионных экспериментов.

В [133] успешно описаны структурные функции $F_2^A(x, Q^2)$, измеренные на ядрах ${}^3\text{He}$ [134] в области $1 < Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$. Использовался феноменологический подход, допускающий образование в ядре с некоторой вероятностью трех-, шести- и девятикварковых кластеров. Распределение кварков в кластере по импульсу было получено на основе правил кваркового счета [135, 136]. Достигнуто хорошее согласие с экспериментом. При этом получено, что вероятности образования трех-, шести- и девятикварковых кластеров составляют соответственно 0,83, 0,16 и 0,01.

Естественно поэтому, что сразу же после появления публикации об обнаружении эффекта ЕМС было предложено объяснить его частичным деконфайнментом кварков в ядре железа [137]. Такого предположения достаточно, чтобы получить функцию распределения валентных кварков, убывающую с ростом x сильнее в ядре, чем в нуклоне. Результаты этой работы имели лишь качественный характер. Количественные расчеты эффекта ЕМС на различных ядрах приведены в работе [138], допускающей образование в ядре шестикварко-

вых объектов. Предположив, что радиус такого объекта связан с радиусом нуклона следующим соотношением:

$$R_{\text{ог}} = 2^{1/3} R_{\text{зг}},$$

авторы предсказали, что $r^A(x)$ при $Q^2 = 20 \text{ ГэВ}^2$ и $x = 0,55$ уменьшится на 10 % при $A = 50$. Этот результат хорошо согласуется с экспериментом, выполненным в СЛАК [39] (см. рис. 15, б). Не подтверждается, однако, предсказание ослабления A -зависимости изменения r^A для достаточно тяжелых ядер.

Попытки теоретиков найти наилучшее описание эффекта ЕМС привели к появлению целого ряда работ [139—151], использующих идею существования в ядре многокварковых конфигураций. Структурная функция ядра $F_2^A(x)$, вычисляемая в рамках такого подхода, в общем случае записывается в виде

$$F_2^A(x) = \sum_c \int_x^A p_c(z) F_2^c(x/z) dz, \quad (50)$$

где суммирование выполняется по типу кластеров: $c = 1, 2, 3, \dots$, что соответствует конфигурациям из трех, шести, девяти и т. д. кварков. Структурные функции F_2^c , входящие в выражение (50), являются СФ кварковых кластеров, а для случая $c = 1$ — СФ свободного нуклона. Вероятности обнаружения в ядре кластера типа c обозначены p_c .

Общей для всех моделей является проблема вычисления структурных функций F_2^c , для чего привлекаются правила кваркового счета. Вероятности p_c для $c \neq 1$, строго говоря, могут быть определены только по результатам прямых измерений СФ ядер в области $x > 1,0$. Пока такие данные отсутствуют, p_c определяются из условия наилучшего согласия с результатами измерения $r^A(x)$ при $x < 1,0$. Таким образом, относительная свобода в выборе параметров модели обеспечивает хорошее описание экспериментальных данных практически всеми вариантами модели [139—151]. Определенные при этом вероятности шестикварковых кластеров составляют около 16 % для ядра железа [141] (в работе [142] — до 30 %). В работе [144] предложена зависимость $p_c \sim A^{1/3}$, что дает для ядра бериллия около 10 %, для железа около 20 %, а для золота около 30 %.

Другой характерной особенностью многокварковых моделей является общая для них проблема описания r^A при $x < 0,2$. В [147] показано, что эта трудность может быть преодолена с помощью увеличения точности параметризации кварковых функций распределения. Так, например, для описания распределений валентных V_N и морских O_N кварков авторы выбрали выражения:

$$\begin{aligned} V_N(z) &= B_N z^{1/2} (1-z)^{b_N}, \\ O_N(z) &= A_N (1-z)^{a_N}, \end{aligned} \quad (51)$$

где N обозначает число кварков в кластере. Для определения параметров a_N и b_N были привлечены результаты измерений структурных функций пиона и нуклона, которые рассматриваются как простейшие кластеры с $N = 2$ и $N = 3$. Полученные значения b_N хорошо согласуются с зависимостью

$$b_N = 2N - 3, \quad (52)$$

предложенной на основе правил кваркового счета [135, 136]: $b_3 = 3$, $b_6 = 9$. Показатель степени для распределения морских кварков

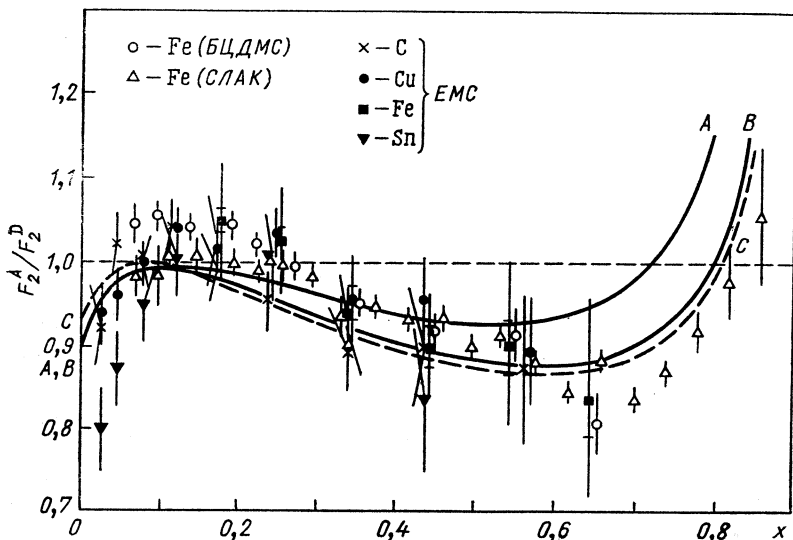


Рис. 33. Описание ядерных эффектов в СФ нуклона с помощью модели кварковых кластеров. Три кривые соответствуют различным параметризациям шестикварковой СФ:

$A - a = 11, b = 9$; $B - a = 11, b = 10$; $C - a = 13, b = 10$ [147]

определяется с существенно большими погрешностями и составляет $a_3 = 9$, $a_6 = 11$. Как показали расчеты, неопределенность в этом параметре мало меняет результаты вычисления r^A , которые приведены на рис. 33.

Интуитивно представляется, что вероятность образования в ядре кластера из N кварков должна убывать с ростом N . Существуют, однако, подходы, в которых кластеры с большим числом кварков дают большой вклад в СФ ядра. Так, в работах [148, 149] требуется присутствие в ядре α -частиц. Хорошее согласие с экспериментом достигается при наличии в ядре от 15 до 25 % примеси таких кластеров. В работе [150] рассмотрены 12-кварковые кластеры в ядре, не

являющиеся идентичными α -частицам. Авторами получено хорошее согласие с экспериментальными данными при значениях $p_2 = 0,02 \div 0,06$ и $p_4 = 0,15$ (0,2) для ядра алюминия (железа). Очевидно, что работы [148—150] не могут предсказать гладкую зависимость эффекта ЕМС от атомной массы ядра. Максимальный эффект ожидается для ядер с хорошо выраженной структурой α -кластера: ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т. д. Судя по результатам, приведенным на рис. 15, на эксперименте такая зависимость не наблюдается.

В работе [152] рассматривалось увеличение эффективного радиуса конфайнмента кластеров в виде

$$R_i = R_1 i^{1/3},$$

где i -число нуклонов в кластере. Этот подход дал очень точное описание A -зависимости измеренного отношения r^A . Авторы выполнили также расчеты отношения функций распределения глюонов на ядрах и свободных нуклонах, которые следует рассматривать как предсказание для эксперимента.

Для улучшения согласия расчетов с экспериментом в ряде кварковых моделей СФ ядра дополнительно включаются вклады традиционных механизмов — мезонных обменных токов [143] или ферми-движения нуклонов [83, 153]. При этом учитывается, что мезонные поля дают вклад в области малых значений $x < m_\pi/M$, а вклад многокварковых конфигураций следует ожидать вблизи однонуклонной кинематической границы $x = 1,0$ и за ее пределами. Подгонка результатов расчетов к имеющимся экспериментальным данным позволяет определить вероятность осуществления той или иной гипотезы о механизме искажения СФ нуклона ядерной средой. Так, в [83] осуществлена проверка нескольких гипотез объединения двух нуклонов в шестикварковый кластер. Использовалась аналогия с изменением времени столкновения двух нуклонов в ядре, в зависимости от которого нуклоны либо вовсе не перекрываются, либо в области перекрытия можно обнаружить 2, 4 или 6 общих кварков. Оказалось, что наилучшее согласие с экспериментальными данными $r^A(x)$ достигается в случае частичного перекрытия нуклонов, имеющих два общих кварка.

Кварковые модели успешно описывают ядерные эффекты в процессах типа Дрела — Яна и образования J/ψ -частиц [154] (см., например, рис. 34, где приведено отношение сечений образования J/ψ отрицательными пионами на протонах и на ядрах платины). Значительную роль при этом играет правильное описание перерасеяния кварков в ядре, которое приводит к изменению поперечного импульса кварка. На необходимость правильного учета механизма перерасеяния указывают также авторы работы [155]. Ими рассмотрена полуинклюзивная реакция ГНР нейтрино на ядре [61], в которой были выделены взаимодействия с сильно- и со слабосвязанными нуклонами ядра.

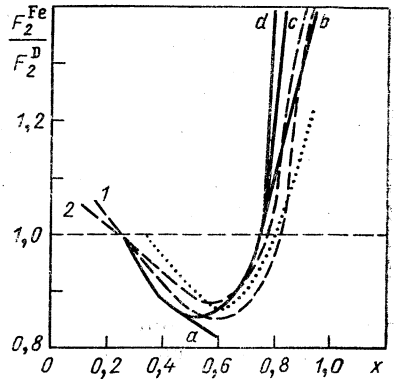
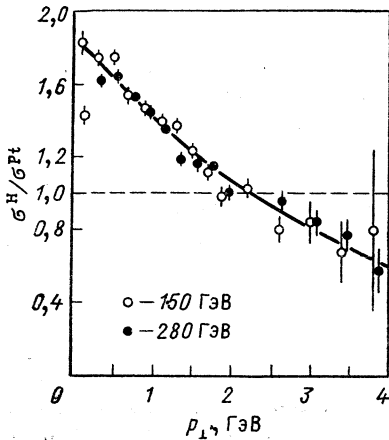


Рис. 34. Результаты описания отношения сечений образования J/ψ на водороде и платине, полученные в рамках аддитивной кварковой модели [154]

Рис. 35. Предсказания поведения отношения СФ, полученные в рамках модели кварковых кластеров (сплошные кривые), флуктунной модели (пунктирные кривые) и в модели малонуклонных корреляций (точечная кривая). Чувствительность моделей к свободным параметрам показана несколькими вариантами расчетов:

1 и 2 — расчеты, в которых отношение критической ядерной плотности к нормальной составляет 3,9 и 4,2 соответственно; а — расчеты, в которых СФ многокваркового кластера (до 12 q включительно) убывает быстрее, чем СФ 6 q -кластера, с — одинаково со СФ 6 q -кластера, d — медленнее, чем СФ 6 q -кластера; b — получено в предположении о связи радиусов многокварковых мешков [137] $R_{12q} = 21/3 R_{6q}$

Главным в описании ядерных эффектов с помощью кваркового подхода является то, что допускается образование кластеров с числом кварков $N > 3$. Очевидно поэтому, что решающая проверка таких моделей может быть осуществлена в области значений x , близких к $x = 1,0$ и при $x > 1,0$. На рис. 35 приведены расчеты ожидаемого поведения $r^A(x)$ вблизи $x = 1,0$ в [139, 143, 150]. Очень характерная зависимость этого отношения от x ожидается также в рамках модели [141] при $x > 1$. Однако возможности существующих в настоящее время экспериментальных установок не позволяют проверить эти предсказания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдение эффектов изменения кварковой структуры нуклонов под влиянием окружающей их ядерной среды еще раз продемонстрировало, как повышение точности эксперимента коренным образом меняет сложившиеся представления о свойствах ядра.

Выполненные в пучках электронов, мюонов и нейтрино опыты по исследованию структуры связанных в ядре нуклонов позволили определить зависимость ядерных эффектов от бёркеновской переменной x и от атомной массы ядра A , а также показать, что в пределах погрешностей ядерные эффекты не зависят от переданного 4-импульса.

Теоретические модели, развитые для описания отношения $SF r^A(x) = F_2^A/F_2^D$, в основных чертах согласуются с наблюдаемым изменением r^A при изменении бёркеновской переменной x в области $0,07 < x < 0,8$. Все же качество согласия расчетов с экспериментальными данными не позволяет пока говорить о количественном описании явления.

Правильному пониманию природы наблюдаемого явления придается огромное значение, о чем свидетельствует появление более 150 теоретических публикаций. Этот список, очевидно, пополнится новыми работами в связи с тем, что экспериментальные исследования предоставили теоретикам значения r^A с погрешностями $\sim 1\%$. Наиболее перспективным представляется подход, основанный на кварковых моделях. Его возможности, однако, ограничены недостаточно высокой точностью параметризации кварковых функций распределения, в частности, плохо изучена область $x > 0,8$.

Мы полагаем, что новую важную информацию о природе ядерных эффектов в структурных функциях могут дать прецизионные эксперименты по ГНР нейтрино и антинейтрино ($x < 1,0$), а также электронов и мюонов ($x > 1,0$) на ядрах. Такие эксперименты позволили бы осуществить критическую проверку моделей при $x \approx 0,3$ и $x > 0,8$, где наиболее сильны различия теоретических расчетов $r^A(x)$ и, следовательно, выбрать из многих возможных механизмов тот, который отвечает за наблюдаемые эффекты.

Авторы признательны А. М. Балдину, чьи замечания помогли устранить ряд недостатков настоящего обзора, а также А. В. Ефремову и П. С. Исаеву за полезные обсуждения проблем теоретического описания ГНР лептонов на ядрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rev. Particle Properties//Phys. Lett. 1988. Vol. 204B. P. 1—486.
2. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
3. Gourdin M.//Phys. Repts. 1974. Vol. 11. P. 29—98.
4. Buras A.//Rev. Mod. Phys. 1980. Vol. 52. P. 199—276.
5. Gell-Mann M.//Phys. Lett. 1964. Vol. 8. P. 214—215.
6. Zweig G. CERN Preprint TH 401. Geneva, 1964.
7. Bjorken J. D. Enrico Fermi Summer School XLI. Varenna. N.Y.: Academic Press, 1967; Phys. Rev. 1969. Vol. 179. P. 1547—1553.
8. Breidenbach M., Fridman J. I., Kendall H. W. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 23. P. 935—938.

9. Арбузов Б. А., Логунов А. А.//УФН. 1977. Т. 123. С. 505—529.
10. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e.a. EMC. Collabor.//Phys. Lett. 1983. Vol. 123B. P. 275—278.
11. Балдин А. М.//ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. Вып. 3. С. 429—477.
12. Боголюбов Н. Н.//Вестник АН СССР. 1985. N 6. С. 54—62.
13. McAllister R. W., Hofstadter R.//Phys. Rev. 1955. Vol. 98. P. 217—218; Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 851—856.
14. Panofsky W. K. H., Alton E.//Phys. Rev. 1958. Vol. 110. P. 1155—1165.
15. Baldin A.//Nucl. Phys. 1960. Vol. 18. P. 310—317.
16. Гольданский В. И., Карпунин О. А., Куценко А. В. и др.//ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1695—1707.
17. Баранов П. С., Буйнов Г. М., Годин В. Г. Павловская В. В.//Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 777—780.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
19. Markov M.//Nuovo cimento suppl. 1956. Vol. III, ser. X. No. 4, P. 760—772.
20. Prescott C. Y., Atwood W. B., Cottrell R. L. A. e.a.//Phys. Lett. 1978. Vol. 77B. P. 347—352; 1979. Vol. 84B P. 524—529.
21. Argento A., Benvenuti A. C., Bollini D. e. a. BCDMS Collabor.//Phys. Lett. 1983. Vol. 120B. P. 245—250.
22. Радиошкин А. В.//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. Вып. 1. С. 58—122.
23. Sloan T., Smadja G., Voss R.//Phys. Rep. 1988. Vol. 162. P. 45—167.
24. Benvenuti A. C., Bollini D., Bruni G. e.a. BCDMS Collabor.//Phys. Lett. 1989. Vol. 223B. P. 490—496.
25. Ахундов А. А., Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М.//ЯФ. 1977. Т. 26. С. 1251—1257; 1986. Т. 44. С. 1517—1526; Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 969—981; Akhundov A. A., Bardin D. Y., Lohmann W. JINR Commun. E2-86-104, Dubna, 1986.
26. Hand L. N.//Phys. Rev. 1963. Vol. 129. P. 1834—1846.
27. Ditzler W. R., Breidenbach M., Friedman J. I. e.a.//Phys. Lett. 1975. Vol. 57B. P. 201—204.
28. Захаров В. И., Николаев Н. Н.//ЯФ. 1975. Т. 21. С. 434—445; Nikolaev N. N., Zakharov V. I.//Phys. Lett. 1975. Vol. 55B. P. 397—399.
29. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e.a. EMC Collabor.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B293. P. 740—786.
30. Bodek K., Ritchie J. L.//Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1070—1091. 1981. Vol. D24. P. 1400—1402; Frankfurt L. L., Strikman M. I.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B181. P. 22—60. Berlad J., Dar A., Eliam G.//Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 1547—1573; Atwood W. B., West G. B.//Phys. Rev. 1973. Vol. D7. P. 773—783.
31. Poucher J. S., Breidenbach M., Ditzler R.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 118—121.
32. Bodek A., Dubin D. L., Elias J. E. e.a.//Phys. Lett. 1974. Vol. 51B. P. 417—420.
33. Bodek A., Briedenbach M., Dubin D. L. e.a.//Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 1471—1552.
34. Smadja G.//Proc. 1981 Intern. Symp. on Lepton and Proton Interac. at High Energies, Bonn., Aug. 24—29, Ed. W. Pfeil. 1981. P. 440—460.
35. Eisele F.//Proc. 21st Intern. Conf. on High Energy Phys., Paris, 26—31 Juillet 1982/Eds: P. Petiau, M. Porneuf. 1982. P. 337—380.
36. Bodek A., Giokaris N., Atwood W. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1431—1434.
37. Bodek A., Breidenbach M., Dubin D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 1087—1091.
38. Bodek A., Giokaris N., Atwood W. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 534—538.
39. Arnold R. G., Bosted P. E., Chang C. C. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 724—730.
40. Benvenuti A. C., Bollini D., Bruni G. e.a.//BCDMS Collabor.//Phys. Lett. 1987. Vol. 195B. P. 91—96, 97—101.

41. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e. a. EMC Collabor.//Nucl. Phys. 1985. Vol. B259. P. 189—265.
42. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e.a. EMC Collabor.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B272. P. 158—192.
43. Meyers P. D. Measurement of the nucleon structure function in iron using 215 and 93 GeV muons. Ph. D. Thesis, LBL-17108, Berkeley, 1983.
44. Sacquin Y.//Proc. XIX Rencontre de Moriond, Vol. 2/Ed. J. Tran Thanh Van. Edition Frontiers, 1984. P. 659—662.
45. Савин И. А., Смирнов Г. И. Краткие сообщ. ОИЯИ N 2. Дубна, 1984. С. 3—7; Savin I. A., Smirnov G. I.//Phys. Lett. 1984(Vol. 145B. P. 438—440.
46. Dasu S., de Barbaro P., Bodek A. //Univ. Rochester Rep. UR-1045, Apr. 1986.
47. Bari G., Benvenuti A. C., Bollini D. e. a. BCDMS Collabor.//Phys. Lett. 1985. Vol. 163B. P. 282—286.
48. Ashman J., Badelek B., Baum G. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 202. P. 603—610.
49. Benvenuti A. C., Bollini D., Bruni G. e.a. BCDMS Collabor.//Phys. Lett. 1987. Vol. 189B. P. 483—487.
50. Stein S., Atwood W. B., Bloom E. D. e.a.//Phys. Rev. 1975. Vol. D12. P. 1884—1919.
51. Dasu S., de Barbaro P., Bodek A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 2591—2594.
52. Caldwell D. O., Cumalat J. P., Eisner A. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 553—555.
53. Schildknecht D.//Springer Tracts in Mod. Phys. 1972. Vol. 63. P. 57—97.
54. Arneodo M., Arvidson A., Aubert J. J. e. a. EMC Collabor.//Phys. Lett. 1988. Vol. 211B. P. 493—499.
55. Adams M. R., Aid S., Anthony P. L. e.a.//Proc. 25th Intern. Conf. on High Energy Phys., Singapore, 1990.
56. Guy J., Saitta B., Van Apeldoorn G. e.a.//Z. Phys. 1987. Vol. C36. P. 337—348.
57. Abramowicz H., Hansl-Kozanecki G., May J. e.a.//Z. Phys. 1984. Vol. C25. P. 29—44.
58. Kitagaki T., Tanaka S., Yuta H. e.a.//Proc. 12th Intern. Conf. Neutr. Phys. and Astrophys. Sendai, Japan, 1986/Eds. T. Kitagaki, H. Yuta P. 381—391.
59. Асратян А. Е., Горичев П. А., Ефременко В. И. и др.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 598—608.
60. Allasia D., Angelini C., Baldo-Ceolin M. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. 107B. P. 148—152.
61. Kitagaki T., Tanaka S., Yamaguchi A. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 214B. P. 281—285.
62. Kitagaki T., Tanaka S., Yuta H. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 98—101.
63. Voss R.//Proc. of Xith Intern. Conf. on Neutrino Phys. and Astrophysics, Dortmund, Germany, 1984/Eds. K. Kleinknecht, E. A. Paschos. P. 381—393.
64. Shuryak E. V., Vainstein A. I.//Nucl. Phys. 1982. Vol. B199. P. 451—481.
65. Abbott L. F., Atwood W. B., Barnett R. M.//Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 582—593.
66. Бедняков В. А., Златев И. В., Иванов Ю. П. и др.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 770—776.
67. Иванов Ю. П., Исаев П. С.//ЯФ 1983. Т. 38. С. 744—755.
68. Shuryak E. V.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A. 446. P. 259c.—272c.
69. Benvenuti A., Bollini D., Bruni G. e.a. BCDMS Collabor.//Phys. Lett. 1989. Vol. 223B. P. 485—489; 490—496.
70. Windmolders R.//Proc. 24th Intern. Conf. High Energy Phys. P. 267—281./Eds. R. Kotthaus, J. H. Kuhn. Springer-Verlag, Munich, 1989.
71. Bickerstaff R. P., Miller G. A.//Phys. Rev. 1986. Vol. D34. P. 2890—2892.
72. Rith K.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A446. P. 459c.—462c.
73. Frankfurt L., Strikman M.//Nucl. Phys. 1985. Vol. B250. P. 143—176.

74. Machleid R., Holinde K., Elster Ch. e.a.//Phys. Rep. 1987. Vol. 149. P. 1—89.
75. Каптарь Л. П., Резник Б. Л., Титов А. И., Умников А. Ю.//Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 428—431.
76. Nachtmann O., Pirner H. J.//Z. Phys. 1984. Vol. C21. P. 277—280.
77. Bodek A., Simon A.//Z. Phys. 1985. Vol. C29. P. 231—234.
78. Dasu S. e.a. Univ. Rochester Preprint, UR 1045, Apr. 1988; Rock S. e.a.//Proc. 24th Intern. Conf. High Energy Phys./Eds. R. Kotthaus, J. H. Kuhn, Springer-Verlag, Munich, 1989. P. 999—1002.
79. Савин И. А.//Тр. VI Междунар. семинар по пробл. физ. выс. энергий, Д1, 2-81-728. Дубна, 1981. С. 223—237.
80. Berge P., Burkhardt H., Dydak F. e. a. CDHSW Collabor.//Z. Phys. 1991. Vol. C. 49. P. 178—223.
81. Smirnov G. I.//Proc. X Intern. Seminar on High Energy Phys. Problems, 24—29 Sept., Dubna, 1990.
82. Frankfurt L., Strikman M.//Phys. Rep. 1988. Vol. 160. P. 235—427.
83. Date S., Saito K., Sumiyoshi H., Tezuka H.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 2344—2347; Saito K., Uchiyama T.//Z. Phys. 1985. Vol. A322. P. 299—308; Tohoku Univ. Preprint, 1985.
84. Goodman M. S., Hall M., Loomis W. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 293—296.
85. Блохинцев Д. И.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295—1299.
86. Ажгирей Л. С., Взоров И. К., Зрелов В. П. и др.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1185—1195.
87. Балдин А. М.//Тр. IV Междунар. конфер. по физ. высоких энергий и структуре ядра. ОИЯИ. Под ред. В. П. Дзелепова Дубна, 1971. С. 632—640.
88. Baldin A. M. Particles and Fields—1971, Proc. Rochester Meeting APS/DPF. N.Y., 1971. P. 131—137.
89. Балдин А. М., Герасимов С. Б., Гиорданеску Н. и др.//ЯФ. 1973. Т. 18. С. 79—85.
90. Baldin A. M.//Proc. Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, 1980. Vol. 2. P. 1—15.
91. Ставинский В. С. Сообщ. ОИЯИ P2-9528. Дубна, 1976.
92. Балдин А. М., Панебратцев Ю. А., Ставинский В. С.//ДАН СССР. 1984. Т. 279. С. 1352—1356.
93. Baldin A. M., Bondarev V. K., Giordanesku N. e.a.//JINR Commun. E1-82-472. Dubna, 1982.
94. Беляев И. М., Гаврищук О. П., Золин Л. С. и др.//Краткие сообщ. ОИЯИ. Дубна, 1985. N8. С. 29—37; Беляев И. М., Гаврищук О. П., Зарубин П. И. и др.//ЯФ. 1989. Т. 49. С. 473—480.
95. Бондарев В. К., Зарубин П. И., Литвиненко А. Г. и др.//Краткие сообщ. ОИЯИ. Дубна, 1984. N 4. С. 5—9.
96. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. e. a. EMC Collabor.//Phys. Lett. 1985. Vol. 152B. P. 433—438.
97. Sokoloff M. D., Anjos J. C., Appel J. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 3003—3006.
98. Anderson L., Ash W. W., Gustavson D. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 263—265.
99. Baier R., Ruckl R.//Nucl. Phys. 1983. Vol. B218. P. 289—296.
100. Weiler T.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 304—307.
101. Katsanevas S. V., Kurkoumelis C., Markou A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 2121—2124.
102. Antipov Yu. M., Bessubov V. A., Budanov N. P. e.a.//Phys. Lett. 1977. Vol. 72B. P. 278—280; Phys. Lett. 1978. Vol. 76B. P. 235—236; Corden M. J., Dowell J. D., Garvey J. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 110B. P. 415—418.
103. Chang C. H.//Nucl. Phys. 1980. Vol. B172. P. 425—434; Baier R., Ruckl R.//Z. Phys. 1982. Vol. C19. P. 251—266.
104. Clavelli L., Cox P. H., Harms B., Jones S. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. D32. P. 612—618.

105. Qui J.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B291. P. 746—764.
106. Kopeliovich B. Z., Niedermayer E. JINR E2-84-834. Dubna, 1984; Копелювич Б. З.//ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. Вып. 1. С. 117—171.
107. Bordalo P., Busson P. H., Kluberg L. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. 193B. P. 368—372.
108. Akulinichev S. V., Kulagin S., Vagrado G. M.//Phys. Lett. 1985. Vol. 158B. P. 485—488.
109. Li G. L., Liu R. F., Brown G. E.//Phys. Lett. 1988. Vol. 213B. P. 531—536.
110. Frankfurt L. L., Strikman M. I.//Phys. Lett. 1987. Vol. 183B. P. 254—258.
111. Morley P. D., Schmidt I.//Phys. Rev. 1986. Vol. D34. P. 1305—1308.
112. Schmidt I. A., Blankenbecler R.//Phys. Rev. 1977. Vol. D15. P. 3321—3331.
113. Efremov A. V.//Phys. Lett. 1986. Vol. 174B. P. 219—223.
114. Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Lett. 1983. Vol. 129B. P. 346—350.
115. Jaffe R. L., Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Lett. 1984. Vol. 134B. P. 449—454.
116. Close F. E., Jaffe R. L., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Rev. 1985. Vol. D31. P. 1004—1013.
117. Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Lett. 1986. Vol. 168B. P. 400—404.
118. Jaffe R. L.//Relativ. Dynamics and Quark-Nucleon Phys./Eds. M. B. Johnson and A. Picklesimer. Wiley, 1986. P. 537—618.
119. Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 809—812.
120. Frankfurt L., Strikman M.//Leningrad Inst. Nucl. Phys. Reports. LNPI. 1983. N 886; LNPI. 1984. N 929.
121. Savin I. A.//Proc. 22nd Intern. Conf. High. Energy Phys./Eds. A. Meyer. E. Wiczorek. Leipzig, 1984. Vol. 2. P. 251—278.
122. Chanfray G., Nachtmann O., Pirner H. J.//Phys. Lett. 1984. Vol. 147B. P. 249—252; Pirner H. J.//Comm. Nucl. Part. Physics. 1984. Vol. 12. P. 199—212.
123. Sick I.//Weak and Electromagnetic Interact. in Nuclei/Ed. H. V. Klapdor. Springer-Verlag. 1987. P. 415—422; Day D., McCarthy J. S., Sick I. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1143—1146.
124. Frankfurt L., Strikman M.//Leningrad Nucl. Phys. Inst. Reports. LNPI. 1987. N 1329.
125. Друкарев Е. Г., Левин Е. М.//Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 307—310.
126. Noble J. V.//Phys. Lett. 1986. Vol. 178B. P. 285—288.
127. Llewellyn-Smith C. H.//Phys. Lett. 1983. Vol. 128B. P. 107—111.
128. Eriscon M., Thomas A. W.//Phys. Lett. 1983. Vol. 128B. P. 112—116.
129. Berger E. L., Coester F.//Phys. Rev. 1985. Vol. D32. P. 1071—1084.
130. Аракелян Г. Г., Боресков К. Г.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1578—1592; ЯФ 1985. Т. 41. С. 416—429.
131. Лукьянов В. К., Титов А. И.//ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. Вып. 4. С. 815—849.
132. Wong C. W.//Phys. Rep. 1986. Vol. 136. P. 1—102.
133. Pirner H. J., Vary J. P.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1376—1378.
134. Day D., McCarthy J. S., Sick I. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1143—1146.
135. Sivers D., Brodsky S. J., Blankenbecler R.//Phys. Rep. 1976. Vol. 23. P. 1—121.
136. Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A.//Lett. Nuovo cimento. 1973. Vol. 7. P. 719—723.
137. Jaffe R. L.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 228—231.
138. Jaffe R. L., Close F. E., Roberts R. G., Ross G. G.//Phys. Lett. 1984. Vol. 134B. P. 449—454.
139. Bondarchenko A. A., Efremov A. V. JINR E2-84-124. Dubna, 1984.
140. Furmanski W., Krzywicki A.//Z. Phys. 1984. Vol. C22. P. 391—396.
141. Vary J. P.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A418. P. 195c—214c.

142. Carlson C. E., Havens T. J.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 261—263.
143. Титов А. И.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1582—1585; 1984. Т. 40. С. 76—84.
144. Chemtob M., Peschanski R.//J. Phys. 1984. Vol. G. 10. P. 599—616.
145. Гарсеванишвили В. Р., Ментешашвили З. Р.//Тр. VII. Междунар. семинара по проб. физ. выс. энергий. Д1.2-84-599. Дубна, 1984 С. 157—161.
146. Clark B. C., Nama S., Mulligan B., Tanaka K.//Phys. Rev. 1985. Vol. D31. P. 617—619.
147. Lassila K. E., Sukhatme U. P.//Phys. Lett. 1988. Vol. 209B. P. 343—346.
148. Faissner H., Kim B. R.//Phys. Lett. 1983. Vol. 130B. P. 321—325.
149. Faissner H., Kim B. R., Reithler H.//Phys. Rev. 1984. Vol. D30. P. 900—903.
150. Кондратюк Л. А., Шматиков М. Ж.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 324—326; ЯФ. 1985. Т. 41. С. 498—511.
151. Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 200—203; ЯФ. 1987. Т. 45. С. 561—568.
152. Dias de Deus J., Pimenta M., Varela J.//Phys. Rev. 1984. Vol. D30. P. 697—699; Z. Phys. 1984. Vol. C26. P. 109—116.
153. Date S., Nakamura A.//Progr. Theoret. Phys. 1983. Vol. 69. P. 565—578.
154. Зотов Н. П., Салеев В. А. Препринт НИИЯФ МГУ 89 12/89. М., 1989.
155. Ishii C., Saito K., Tagaki F.//Phys. Lett. 1989. Vol. 216B. P. 409—412.