

539.1

Б.85

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. А. Савин

Всесоюзная школа по
теоретической ядерной физике, х-р. 8.

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ
И СТРУКТУРА НУКЛОНОВ

МОСКВА 1981

539.1
8 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

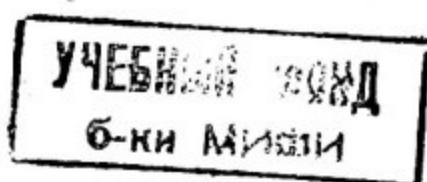
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И.А. Савин

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, х-р.

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ
И СТРУКТУРА НУКЛОНОВ

40
Текст лекции



Москва 1981

539.12

УДК 534. 12

Савин И. А. Глубоконеупругие взаимодействия заряженных лептонов и структура нуклонов. Текст лекции.
—М.: МИФИ, 1981, 36 с.

В данной лекции произведен обзор экспериментов по изучению глубоконеупругих взаимодействий электронов и мюонов высоких энергий на нуклонах и ядрах.

Данные интерпретируются в терминах неупругих структурных функций нуклонов и их моментов. Проводится сравнение результатов с предсказанием квантохромодинамической теории и результатами нейтринных опытов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование неупругих рассеяний заряженных лептонов на нуклонах и ядрах является одним из основных методов экспериментального изучения структуры адронной материи.

В его основу легли широко известные опыты по глубоко-неупрочному рассеянию (ГНР) электронов на протонах и дейтронах, выполненные в Стенфордской национальной ускорительной лаборатории США (СЛАК) в 1967—75 гг. [1]. Характерной чертой этих исследований является "прощупывание" структуры объекта с помощью электромагнитного поля, природа которого и локальные свойства точно описываются квантовой электродинамикой (КЭД). В опытах СЛАК глубоконеупрочное рассеяние изучено вплоть до достижимых там переданных четырехимпульсов Q^2 около 20 (ГэВ/с)².

Дальнейшее изучение структуры адронов с помощью заряженных лептонов осуществляется в высокоинтенсивных мюонных пучках в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (ФНАЛ), США [2] и в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН), Женева, Швейцария [3]. В КЭД электромагнитные свойства мюонов описываются также точно, как и свойства электронов (μ -универсальность)*/. Энергии E существующих мюонных пучков позволяют в принципе расширить границу изучаемых Q^2 до $Q_{\max}^2 = 2ME \approx 600$ (ГэВ/с)², достижимых при $E = 300$ ГэВ.

В этих исследованиях мюоны имеют определенные методические преимущества перед электронами. Потери на излучение у мюонов в 10^4 раз меньше, чем у электронов, что позволяет использовать в экспериментах с ними протяженные мишени, а создание таких установок, как НА-4 [5], позволяет также регистрировать рассеянные мюоны практически во всем телесном угле с высокой и однородной эффективностью.

Структура адронов изучается также в нейтринных экспериментах с помощью слабых взаимодействий, теория которых

*/ Мюон может отличаться от электрона в теории В.Г. Кадышевского [4].

развита достаточно хорошо. Перед нейтрино мюоны имеют преимущество в том, что энергии как падающей, так и рассеянной частиц измеряются с высокой точностью.

Указанные преимущества позволили уже сейчас получать в мюонных пучках данные о структуре нуклонов с точностью в несколько процентов до $Q^2 = 250 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Такие передачи сравнимы с массой промежуточных бозонов, и их существование должно заметно проявляться через интерференцию электромагнитных и слабых взаимодействий. Эта интерференция должна приводить к ряду наблюдаемых в ГНР мюонов разных знаков и спиральностей асимметрий, абсолютная величина которых должна быть в сотни раз больше, чем впервые наблюденная в СЛАК [6].

В данной лекции рассмотрено состояние изученных структурных функций нуклонов в глубоконеупругих взаимодействиях мюонов на ускорителях ФНАЛ и ЦЕРН.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

В настоящее время в мюонных пучках действуют три крупных установки, каждая из которых имеет свои особенности.

В США эксперименты проводятся коллаборацией БФП (Беркли-Фермилаб-Принстон) [7] с использованием большого железного мультимуюонного спектрометра. Он состоит из 18 модулей, каждый из которых имеет вес 25 тонн и содержит по 5 х 10 см намагниченных в вертикальном направлении стальных пластин, 5 калориметрических сцинтиляционных счетчиков /кроме модулей 16–18/, двух пропорциональных и дрейфовых камер. В четных модулях /4–18/ расположены плоскости триггерных сцинтиляционных счетчиков. Полезный объем спектрометра имеет сечение $1,8 \times 1 \text{ м}^2$ и длину 16 м. В центральной области $/1,4 \times 1 \text{ м}^2/$ магнитное поле равно 19,7 кГс и однородно в пределах $\pm 3\%$. Сердечник магнита является одновременно мишенью. Отсутствие отверстий для обмоток обеспечивает высокую эффективность для регистрации мультимуюонных конечных состояний. Стальные пластины магнита и сцинтиляционные счетчики обеспечивают поглощение рожденных адронов и измерение их энергии. Разрешения спектрометра по $Q^2 \approx 10\%$ и по энергии адронов около $1,5/\sqrt{E}$.

В ЦЕРН эксперименты с мюонами проводятся на двух установках — НА-2 и НА-4. Их мы рассмотрим подробнее.

2.1. Установка НА-2

Установка НА-2 [8] Европейской мюонной коллаборации /ЕМС/ является классическим магнитным спектрометром с "точечной" мишенью и детекторами до, внутри и после обычного дипольного магнита (рис. 1). Требования высокой эффективности и статистической точности измерения сечений ГНР привели к тому, что установка имеет большие размеры.

Мишень — жидкое H_2/D_2 или железо, прослоенное сцинтиллятором, — имеет длину соответственно 6 м и 4,7 м.

Магнит (*F5M*) имеет апертуру 4,3 м вдоль пучка, 2 м поперек и 1 м в высоту. Он работает в фиксированных режимах, при которых интеграл поля составляет около 2,3, 4,4 и 5,2 Тл·м.

В качестве координатных детекторов до магнита используются блоки дрейфовых камер *W1* и *W2* / $1,2 \times 2,2 \text{ м}^2$ /, имеющих по 8 плоскостей со средней разрешающей способностью около 0,3 мм. Два блока пропорциональных камер *P_{D\alpha}* и *P_{D\beta}*, содержащие по 6 плоскостей с шагом намотки проволок сигнальных электродов 1 мм, перекрывают зону пучка и рассчитаны на работу с интенсивностью пучка до 10^8 /цикл.

Для трассировки частиц внутри магнита используются модули пропорциональных камер *P1, P2, P3* / $1,8 \times 0,8 \text{ м}^2$ /, каждый из которых содержит три плоскости сигнальных проволок с шагом 2 мм.

Координаты траекторий частиц за магнитом регистрируются блоками дрейфовых камер *W3* ($1,2 \times 2,4 \text{ м}^2$), *W4,5* ($2,6 \times 5,3 \text{ м}^2$), *W6* ($3,48 \times 2,88 \text{ м}^2$) и *W7* ($4,32 \times 3,48 \text{ м}^2$). Поверхность, покрываемая камерами *W7*, составляет около $4,4 \times 10 \text{ м}^2$. Блоки камер имеют ту же структуру, что и до магнита. Блоки *W6*, *W7* разбиты на три группы А, В и С. В группах А, С содержится 11 координатных плоскостей, в группе В, где загрузка частиц больше, имеется 16 измеряющих плоскостей. Среднее пространственное разрешение камер в блоках *W6*, *W7* составляет около 0,4 мм. Разрешающая способность электроники считывания информации с дрейфовых камер определяет минимальное расстояние между двумя различаемыми треками. Оно равно 3 мм.

Для идентификации вторичных частиц используются черенковский пороговый счетчик *C2*, калориметр *H2+AB5* и мюонный детектор *Fe+H4*.

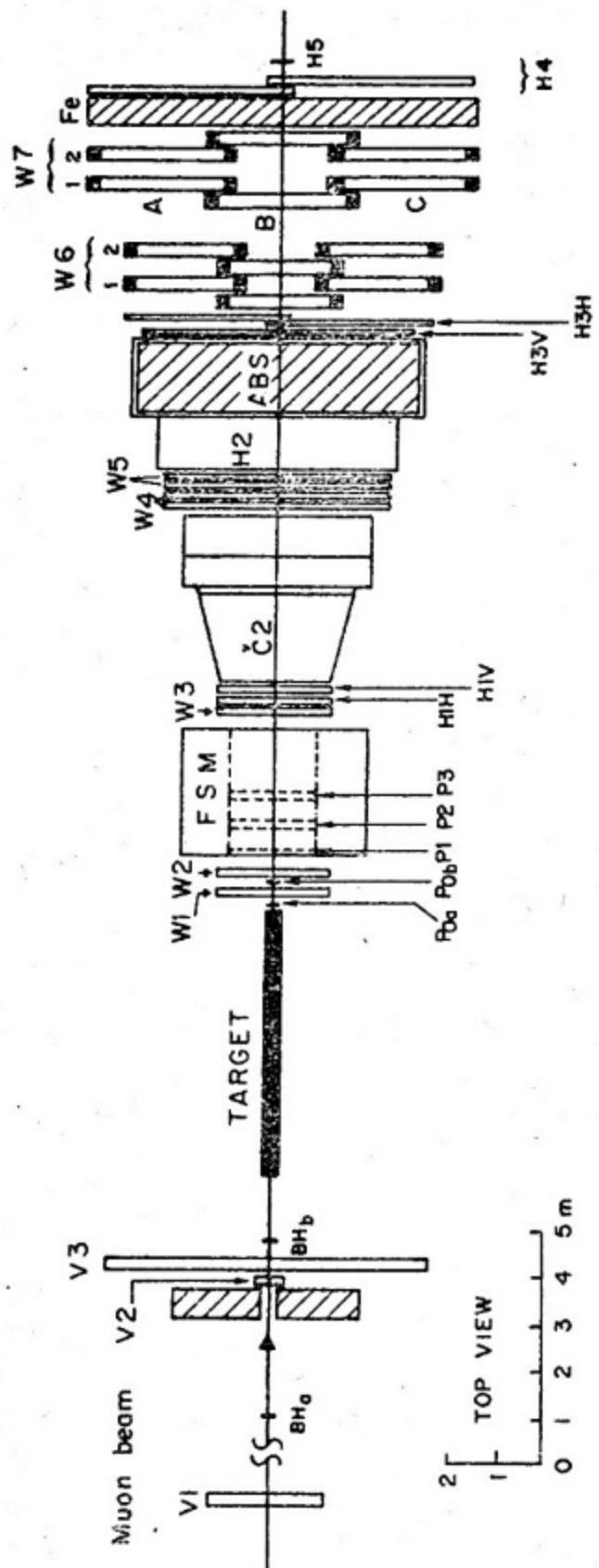


Рис. 1. Схема спектрометра HA-2

Газовый пороговый черенковский счетчик перекрывает всю апертуру спектрометра и при наполнении неоном/азотом/ при атмосферном давлении позволяет разделять пионы и каоны в области импульсов 20-70(6-20) ГэВ/с.

Калориметр обеспечивает измерение энергии нейтральных частиц, попадающих в апертуру магнита, а также дополнительную информацию для идентификации мюонов, электронов и адронов. Калориметр состоит из слоев пассивного металла и сцинтиляционных счетчиков и разбит на три модуля. Первый — "электронно-фотонный" — имеет толщину 20 радиационных единиц и разрешение по энергии $\frac{\sigma}{E} = 0,4 (E^{0,5} / \text{ГэВ})$. Второй и третий — адронные модули — имеют разрешение по энергии $\frac{\sigma}{E} = 1,5 / E^{0,5}$. Полная толщина материала в калориметре соответствует 5,5 длин взаимодействия.

Мюонный детектор состоит из намагниченного железа толщиной 2,5 м /10 длин взаимодействий/ и гаммоскопа сцинтиляционных счетчиков *H4*.

Запуск спектрометра осуществляется комбинацией совпадений сигналов от элементов больших гаммоскопических плоскостей сцинтиляционных счетчиков *H1*, *H3* и *H4* и антисовпадений от вето-счетчиков *V1*—*V3*.

Основные характеристики спектрометра НА-2

1. Спектрометр предназначен для регистрации продуктов глубоконеупругих взаимодействий мюонов, вылетающих в лабораторной системе вперед. Угловой акцептанс в горизонтальной плоскости составляет $\pm 8^\circ$ для мюонов с энергией $E' > 15$ ГэВ и $\pm 5^\circ$ в вертикальной плоскости.

2. Энергия, координата и направление падающего мюона определяется с точностью около $\pm 0,5\%$, ± 1 мм и $\pm 0,2$ мрад, соответственно.

3. Разрешение по импульсу для рассеянных в водородной мишени частиц при максимальном поле магнита составляет $\sigma(p)/p \approx \simeq 0,15\%$, угловое разрешение от 0,1 до 0,6 мрад в зависимости от импульса и точки взаимодействия, координаты которой определяются с точностью $\sigma_y = \sigma_z = 0,7$ мм и $\sigma_x / \text{мм} = (0,85 + 15/p) / \theta$.

2.2. Установка НА-4

Спектрометр НА-4 [9] благодаря своему тороидальному магнитному полю, высокой эффективности регистрации рассеянных мюонов, длинной мишени (40 м) и распределенным детекторам имеет высокую светимость, обеспечивающую изучение ГНР с высокой статистической точностью вплоть до Q^2 , максимально достижимых в настоящее время.

Спектрометр (рис. 2) состоит из 10 идентичных цилиндрических супермодулей *SM1 – SM10*, каждый из которых имеет длину 5,25 м и наружный диаметр 2,75 м. Вдоль оси супермодулей имеются отверстия (\varnothing 0,5 м), где отсутствует магнитное поле и куда вставляются мишени (*H₂*, *A₂* или *C*) и обмотки. Постоянный ток 2500 А течет по обмоткам параллельно оси, создавая в железе круговое поле, которое меняется от 2,11 Тл в центре до 1,77 Тл на краю железа. Обратный ток течет по шинам, удаленным от железа, и не влияет на распределение поля в нем.

Значение поля, а также его распределение по радиусу и азимуту были вычислены аналитически. Вычисление интеграла поля проверены измерениями потока методом петли, а также прокалиброваны с помощью частиц известной энергии, отклоненной прямо в ярмо магнита. Точность восстановления энергии оказалась лучше, чем 1%.

Каждый супермодуль спектрометра НА-4 состоит из 8 модулей сердечника, изготовленного из пластин низкоуглеродистой стали толщиной 1,1 см, плоскостей сегментированных кольцевых триггерных счетчиков / \varnothing 2,7 м / и 8 плоскостей / 3 x 3 м² / проволочных пропорциональных камер, измеряющих поочередно *x* или *y* координату с шагом 4 мм.

Высокая эффективность спектрометра достигается вследствие того, что тороидальное магнитное поле при соответствующем направлении удерживает /фокусирует/ рассеянные мюоны внутри железа на периодических траекториях, характерные параметры которых — полупериод и сагитта — зависят лишь от кинематических переменных рассеянных частиц и не зависят от энергии падающей частицы. Это качество придает спектрометру свойство скейлинговой /масштабной/ инвариантности. Размеры магнита и величина поля *B* определяют предельный переданный импульс Q_c^2 , ниже которого все рассеянные мюоны удерживаются внутри железа $Q_c^2 = 0,6 \cdot B_{ef} \cdot (R_o - R_i) E_o$, где *B_{ef}* — эффективное поле, уменьшенное по сравнению с оригинальным на 8

EXPERIMENTAL SET-UP (TOP-VIEW)

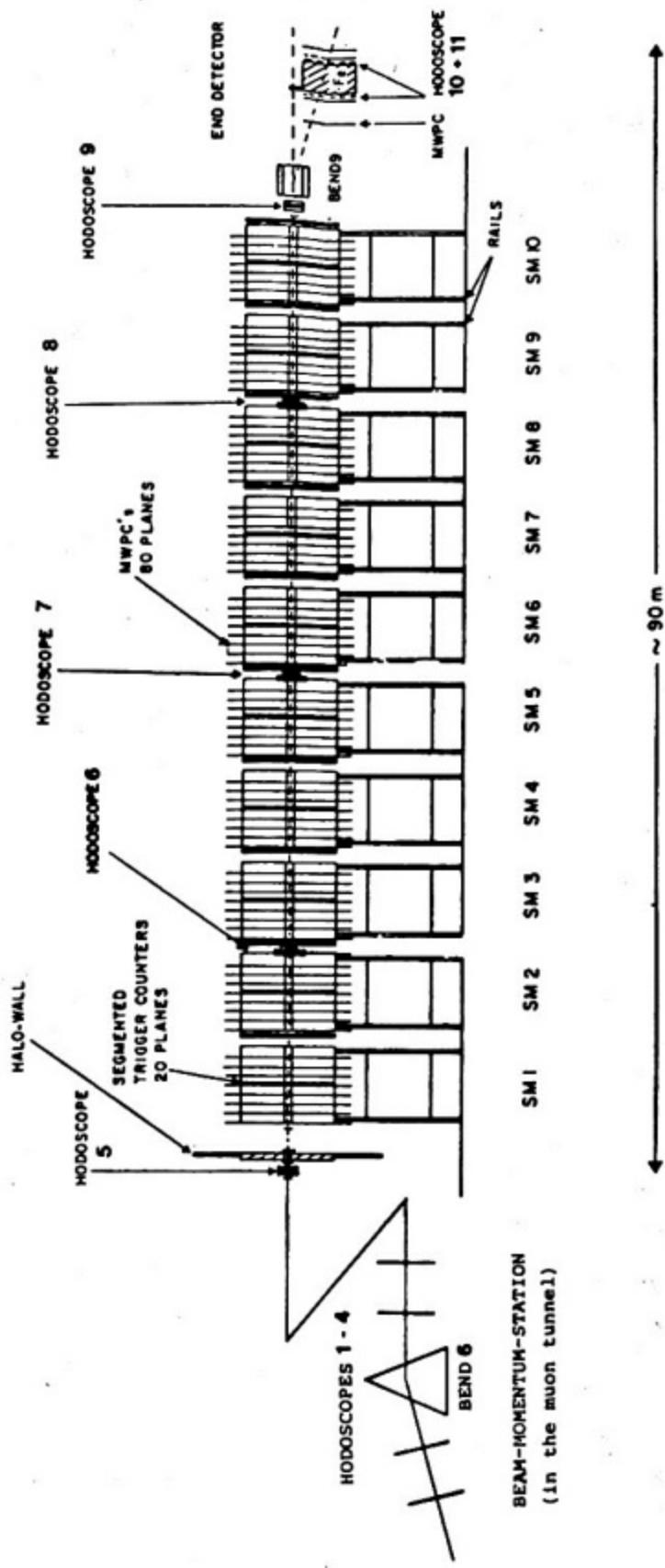


Рис. 2. Схема спектрометра HA-4

фактор около 0,7 вследствие воздушных зазоров между пластинами, модулями и супермодулями. При энергии $E_0 = 280$ ГэВ $Q_c^2 = 270 \text{ (ГэВ/c)}^2$; траектории рассеянных мюонов с $Q^2 > Q_c^2$ только частично укладываются внутри железа, однако их длины вполне достаточно для определения кинематических переменных ρ и θ вплоть до Q_{max}^2 . В спектрометре есть естественные ограничения на Q^2 снизу. Этих ограничений два: одно - неуправляемое, вследствие центрального отверстия магнита, второе /управляемое/, зависящее от конфигурации колец триггерных счетчиков, включенных в схему запуска. Включение центральных колец обеспечивает селективность установки событиями с большими Q^2 .

Запуск установки осуществляется комбинацией совпадений сигналов от кольцевых счетчиков любых подряд стоящих четырех плоскостей, сигналов от счетчиков пучкового гадоскопа и антисовпадений от вето-счетчиков, защищающих установку от гало пучка..

Пучковые гадоскопы являются единственными детекторами, расположенными в пучке и рассчитаны на работу с максимальной интенсивностью до 10^9 частиц/с. Периодичность триггерных счетчиков обеспечивает избыточность информации для системы запуска спектрометра и позволяет, таким образом, по зарегистрированным событиям определить ее эффективность.

Эффективность установки НА-4 с учетом условий запуска достигает величины 80% в центре кинематической области ГНР и спадает на краях.

Сравнительная характеристика наиболее эффективной работы установок, действующих в мюонных пучках, показывает, что область максимально достижимых в настоящее время Q^2 может быть исследована только на установке НА-4.

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Дважды дифференциальное сечение ГНР заряженных лептонов на нуклонах в однофотонном приближении записывается в известном виде [10]:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{1}{X_P^2} \left[\left(2EE' - \frac{Q^2}{2} \right) + \frac{Q^2 + y^2}{1 + R} \right] F_2(x, Q^2)$$

через две безразмерные феноменологические структурные функции $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ или $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$, где последняя есть отношение сечений поглощения нуклоном виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризациями. R выражается соотношением

$$R(x, Q^2) = \frac{W_2(x, Q^2)}{W_1(x, Q^2)} \cdot \left(1 + \frac{v^2}{Q^2}\right)^{-1}, \text{ где } v W_2 \equiv F_2 \text{ и } 2M_p W_1 \equiv F_1.$$

Зная из эксперимента d^2G/dQ^2dx , можно вычислить структурные функции и сравнить их поведение с закономерностями, предсказываемыми различными моделями и теориями.

Для структурных функций F_1 и F_2 имеется гипотеза скейлинга Бьеркена [11], согласно которой в пределе больших $v = E - E'$ и Q^2 они становятся функциями только одной переменной x .

В рамках простой кварк-партонной модели нуклона [12] сечение ГНР вычисляется в предположении, что виртуальный фотон взаимодействует упруго со свободным точечным безмассовым кварком.

В этой модели переменная x есть доля полного импульса нуклона, переносимая кварком q_i . Для количественного описания процесса вводятся распределения夸арков $q_i(x)$ и антикварков $\bar{q}_i(x)$ в нуклоне, которые характеризуют вероятности нахождения партона i с долей момента x . Тогда, например, структурная функция F_2 есть:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \text{ где } e_i - \text{заряд } i\text{-го партонов.}$$

В четырех夸арковой модели нуклонов со стандартными зарядами夸арков $(u, d, s, c) = (\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3})$ структурные функции F_2 протона и изоскалярной мишени имеют вид

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

соответственно, где $\Sigma(x)$ — синглетная сумма распределений валентных夸克ов,夸克ов "неочарованного" и "очарованного" морей, а Δ^{ep} , Δ^{IN} — несинглетные комбинации распределений夸克ов.

Кварк-партонная модель имеет ряд следствий, проверяемых экспериментально. В частности, скейлинг Бьеркена для структурных функций F_2 и F_1 выполняется в ней автоматически, так как все распределения партонов являются функциями только переменной x . Например, моменты структурных функций,

$$M_n(r) = \int_0^1 dx x^{n-2} F_2(x), \quad r=2, 3, \dots,$$

не зависят от Q^2 и являются функциями только номера r . Имеется ряд соотношений /правила сумм/ для интегралов от структурных функций, измеренных с помощью частиц и античастиц. Для структурных функций F_2 и F_1 выполняется соотношение [13] $F_2 = 2x \cdot F_1$, которое приводит к тому, что $R \rightarrow 0$.

Кварк-партонная модель, несмотря на свою привлекательность, слишком проста, чтобы объяснить всю совокупность данных по ГНР. Уже в первых опытах в СЛАК [1] наблюдался ряд отклонений от ее предсказаний, в том числе нарушение скейлинга.

Нарушение скейлинга Бьеркена — асимптотического предела наивной партонной модели — может быть следствием невыполнения в природе ряда предположений, лежащих в ее основе. По-видимому (особенно в неасимптотической области малых Q^2), необходимо учитывать, что мишень и夸克и имеют массу, что夸克и в нуклоне не являются свободными и что, кроме взаимодействий с одним夸克ом, возможно "когерентное" взаимодействие γ -кванта с несколькими конституентами.

Эффекты массы мишени до некоторой степени учитываются путем замены переменной x на переменную Нахтмана [14] $\xi = 2x/(1 + \sqrt{1+4M^2x^2/Q^2})$ и переопределения моментов структурных функций. Эти эффекты пренебрежимо малы в области больших Q^2 .

Взаимодействия между夸克ами естественным образом учитываются в асимптотически свободных калибровочных теориях поля (АСКТ), в частности, в квантовой хромодинамике (КХД).

В противоположность простой партонной модели, которая соответствует теории поля с невзаимодействующими частицами, КХД есть теория взаимодействующих частиц. Взаимодействие между кварками осуществляется путем эмиссии глюонов и описывается эффективной константой связи $\bar{g}(Q^2)$, которая в лидирующем порядке разложения в ряд имеет вид

$$\bar{g}^2(Q^2) = 16\pi^2/\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2),$$

где Λ — масштабный параметр, а $\beta_0 = 11 - 2f/3$, f — число "ароматов". В КХД параметр Λ является свободным. Он должен быть найден из сравнений предсказаний КХД с экспериментом.

Эффективная константа связи в лидирующем порядке уменьшается с ростом Q^2 и обращается в 0 при $Q^2 \rightarrow \infty$. Это и означает асимптотическую свободу частиц.

Наиболее прямо АСКТ дают предсказания для моментов структурных функций. Символически они выражаются соотношениями типа

$$M(n) = \int_0^1 dx x^{n-2} F(x, Q^2) = A_n [\ln(Q^2/\Lambda^2)]^{-d_n} \left(1 + \frac{f_n}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} + \dots \right),$$

где A_n и f_n — константы, d_n — коэффициенты аномальных размерностей. В лидирующем порядке (первый член разложения) все формулы и предсказания партонной модели остаются справедливыми и для АСКТ за исключением того, что распределения партонов становятся функциями не только x , но и Q^2 . Если учитывать следующие к лидирующему порядку члены разложения эффективной константы связи, то поправки к соотношениям партонной модели могут быть значительными.

В КХД точные формулы для моментов могут быть получены как в лидирующем, так и в следующем порядке разложения [10] эффективной константы связи. Используя интегро-дифференциальные уравнения [15], можно также иметь КХД-формулы и для структурных функций, однако пока только в лидирующем порядке. Сравнение как тех, так и других с экспериментом позволяет иметь два способа количественной проверки теории. Можно показать [16], что эксперимент обеспечивает при этом необходимую точность.

КХД не учитывает большого количества упомянутых выше когерентных эффектов, которые приводят к нарушению скейлингового или КХД-поведения структурных функций. Эти эффекты (высшие твисты) могут приводить к наличию в структурных функциях членов (поправок) пропорциональных Q^2 , Q^{-4} , ... Предполагается, что с учетом высших твистов структурные функции, например, F_2 имеют вид/см./17/ и имеющиеся там ссылки/:

$$F_2(x, Q_o^2) = C(1-x)^\alpha (1+bx) \left[1 + \frac{\mu_1^2}{Q_o^2(1-x)} + \frac{\mu_2^4}{Q_o^4(1-x)^2} + \dots \right],$$

откуда ясно, что когерентные эффекты могут сказываться больше всего при малых Q^2 и $x \rightarrow 1$.

4. ПОСЛЕДНИЕ ДАННЫЕ ПО ГЛУБОКОНЕУПРУГИМ РАССЕЯНИЯМ МЮОНОВ

До настоящего времени не существует согласованной процедуры вычисления и представления структурных функций. Группы усредняют данные по разным интервалам кинематических переменных, представляют их в середине интервала или усредненными по величине интервалов.

Поправки к экспериментально полученным величинам тоже вносятся не одинаково. Ряд групп делают поправки на искажение переменных x и Q^2 за счет ферми-движения нуклонов в ядре, другие предпочитают этого не делать. Не все группы вносят поправки на эффекты γ - Z -интерференции.

Поправки к однофотонному обмену /радиационные поправки/ учитываются разными способами. Американские группы и коллаборация НА-2 используют метод Мо и Тсаи/18/, в НА-4 используется метод, развитый в ОИЯИ/19/.

Используются разные способы учета величины $R(x, Q^2)$. Имеющиеся экспериментальные данные по R содержат большие ошибки и вследствие этого нельзя усмотреть в них какой-либо систематической зависимости от x или Q^2 . В литературе имеются усредненные значения $R = 0,52 \pm 0,35$ для интервала 14

малых x ($0,003 \pm 0,1$) и $R = 0,21 \pm 0,1$ для остальной области. Большинство групп оценивает возможное изменение своих результатов при изменении R в определенных пределах.

Указанные выше обстоятельства затрудняют сопоставление данных и приводят к их дополнительному систематическому различию на уровне 15–20%. В табл. 1 суммируются данные по глубоконеупругим рассеяниям мюонов.

Большинство данных носит еще предварительный характер и включает лишь часть обработанной статистики, а не учтенные систематические ошибки в структурных функциях составляют около $\pm 15\%$. Это затрудняет их согласование и интерпретацию.

4.1. Жидководородные мишени

Данные измерений ГНР с жидким водородом мишениями опубликованы пока только группами СЛАК[1] и *CH10*[2].

На конференции в Мэдисоне в 1980 г. были представлены новые предварительные данные группы EMC по измерению структурных функций $F_2(x, Q^2)$ на водороде при энергиях 120 и 280 ГэВ*/ (рис. 3). Для вычислений F_2 использовалась величина $R = 0,2$. Были внесены радиационные поправки методом, указанным в [18]. Значения F_2 , показанные на рис. 3, относятся к центру интервала. Указаны только статистические ошибки. Систематические ошибки оцениваются на уровне 10%, но могут меняться от точки к точке. Они включают неопределенности энергии пучка, эффективности установки, потока мюонов и радиационных поправок. Данные при двух энергиях хорошо согласуются между собой.

Рассмотрение данных EMC показывает, что в них качественно наблюдается примерно то же поведение $F_2(x, Q^2)$, что и в опытах СЛАК: при малых x функция F_2 растет с увеличением Q^2 , при средних x зависимость F_2 от Q^2 отсутствует, и при больших x F_2 уменьшается с увеличением Q^2 , хотя и менее явно, чем в опытах СЛАК. Данные EMC довольно хорошо совпадают с данными СЛАК и количественно, хотя более тщательное сравнение указывает на их возможный систематический сдвиг.

*/ см. оригинальные доклады *J. J. Aubert et al.* или обзор всех данных EMC в [20].

Таблица 1

Сводка последних данных по глубоконеупругому
рассеянию мюонов

Коллаборация	Энергия, ГэВ	Частица, мишень	x мин.-макс.	Q^2 мин.-макс.
MCU-ФНАЛ, 1980	270	μ^+, Fe	0,045—0,55	10—140
БФП, 1979	90	μ^+, Fe	0,045—0,55	3—50
1979	209	μ^+, Fe	0,045—0,65	15—150
EMC, НА-2, 1980	120	μ^+, H_2	0,04—0,65	3—50
—, —	280	μ^+, H_2	0,015—0,65	5—150
—, —	120	" , Fe	0,08—0,65	3—50
—, —	250	—, —	0,08—0,65	15—200
—, —	280	—, —	0,08—0,65	15—200
ВСДМС, НА-4, 1980	120	μ^+, C	0,3—0,7	25—100
—, —	200	μ^+, μ^-, C	0,2—0,7	40—180
—, —	240	μ^+, C	0,2—0,7	50—200
—, — 1979	280	μ^+, C	0,2—0,7	50—240

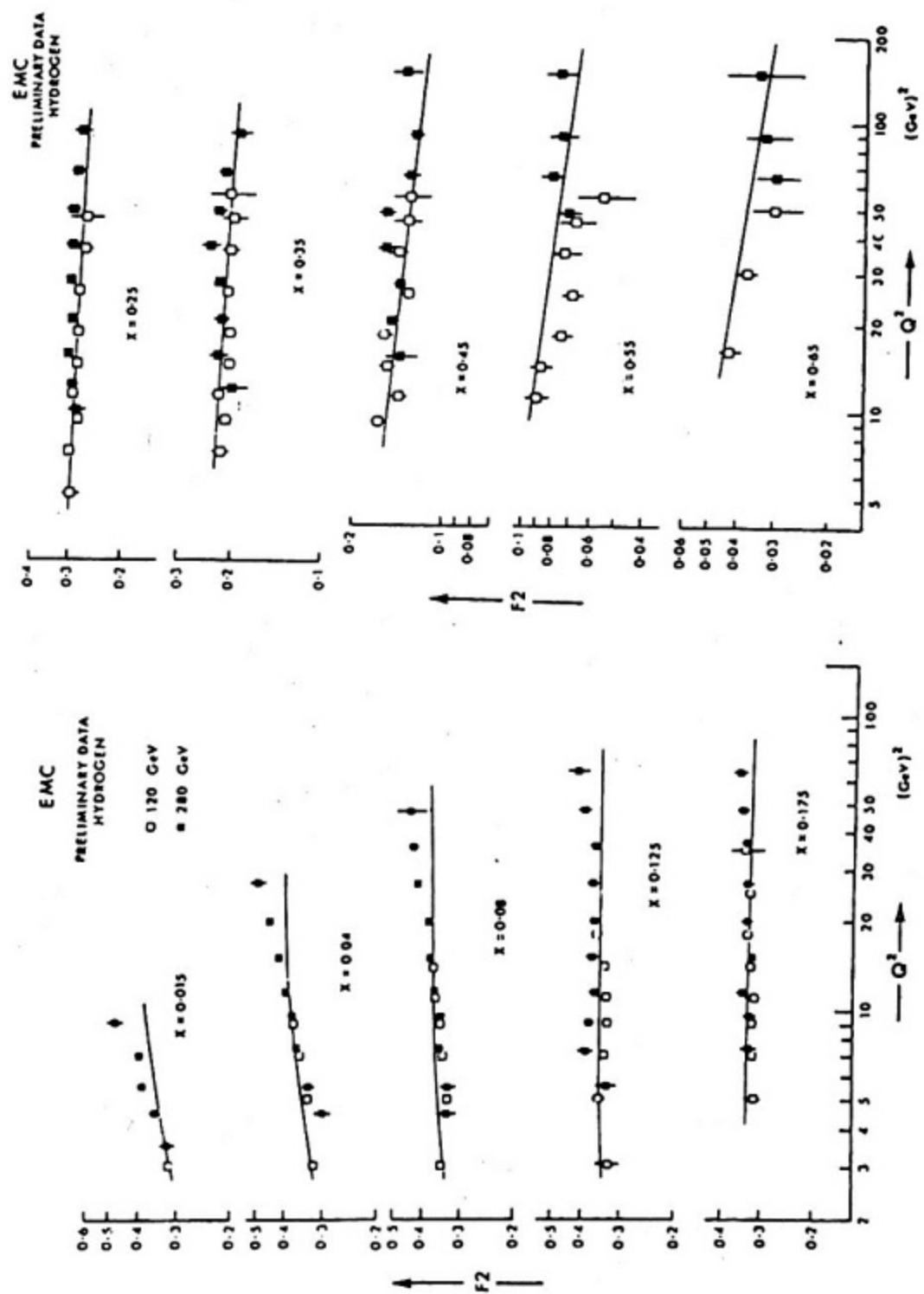


Рис. 3. Измерение $F_2^E(x, Q^2)$ на водороде по данным EMC

4.2. Твердые мишени

Группа МСУ — ФНАЛ сообщила новые данные [21] по измерению структурных функций $F_2(x, Q^2)$ на железе при энергии 270 ГэВ, где не подтверждаются "пороговые" аномалии, наблюденные ими ранее [22].

При вычислении F_2 использовалось соотношение $R(x, Q^2) = 1,2(1-x)/Q^2$, а также $R = 0,25$. В последнем случае значения возрастали на несколько % при малых и на 12 % при самых больших величинах y . Внесены поправки на ферми-движение нуклонов в ядре, на разрешение спектрометра, радиационные поправки и поправки к потоку мюонов. Значения F_2 в функции Q^2 для центров разных интервалов по x показаны на рис. 4 в сравнении с данными по дейтерию СЛАК. Авторы утверждают, что между ними есть хорошее качественное согласие, а также согласие с данными нейтринных экспериментов.

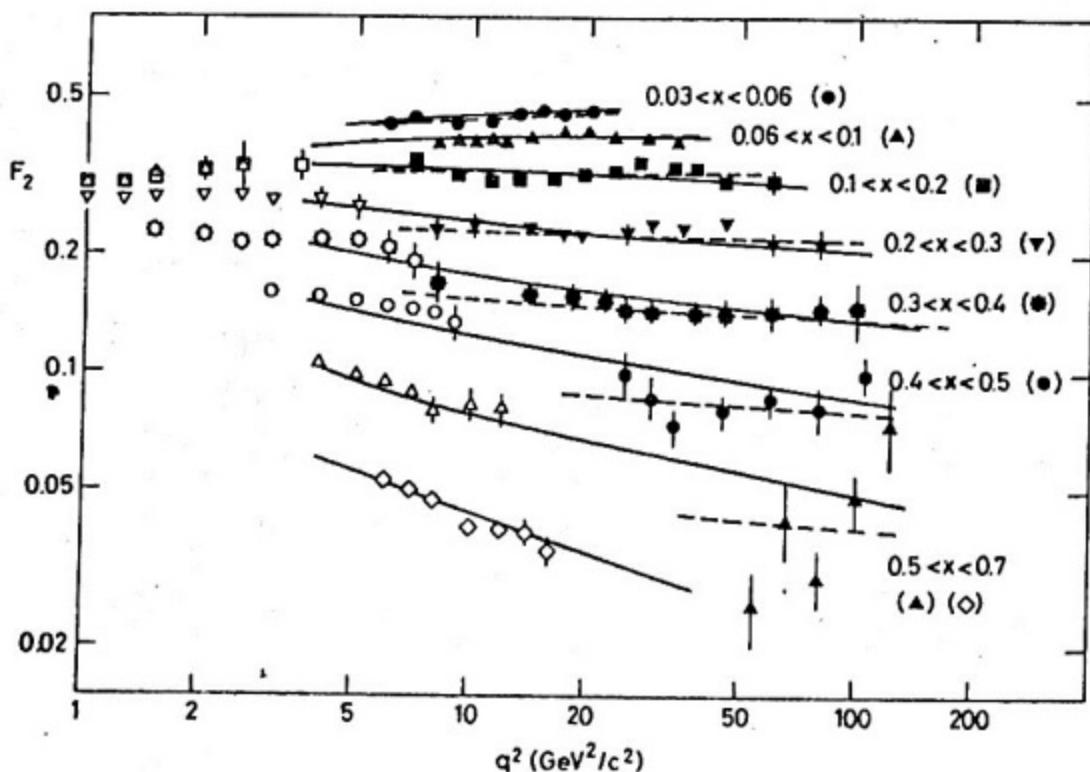


Рис. 4. Измерение $F_2(x, Q^2)$ по данным МСУ (закрытые символы (и СЛАК) открытые символы). Пунктир — КХД фит с $\Lambda = 100$ МэВ, сплошная линия — с $\Lambda = 500$ МэВ

Предварительные данные группы БФП по глубоконеупругому рассеянию на железе при энергиях 90 и 209 ГэВ были опубликованы в 1979 г. Структурные функции $F_2(x, Q^2)$ (рис. 5) были вычислены в предположении, что R определяется эмпирической зависимостью, найденной в СЛАК: $R(x, Q^2) = (1,6 - 0,7x) Q^2 / (1,1 + Q^2)^2$. Внесены поправки на ферми-движение, аппаратурное разрешение, поток и неопределенности энергии пучка и радиационные поправки. Ошибки приводятся только статистические. Размер оцениваемых систематических ошибок составляет $\pm 15\%$.

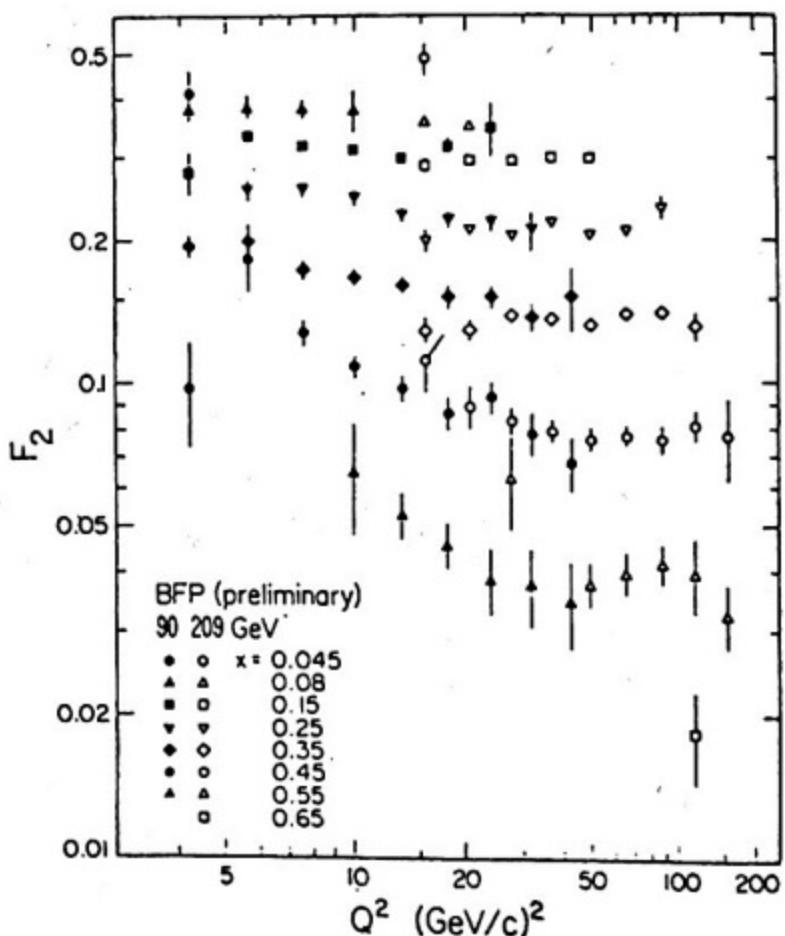


Рис. 5. Измерение $F_2(x, Q^2)$ по данным БФП

Предварительные данные ЕМС по измерению $F_2(x, Q^2)$ на железе при энергиях 120, 250 и 280 ГэВ были представлены на конференцию в Мэдисоне ^{*/}. При вычислении F_2 использовалась

^{*/} См. оригинальные доклады *J.J.Aubert et al* или обзор [20] 19

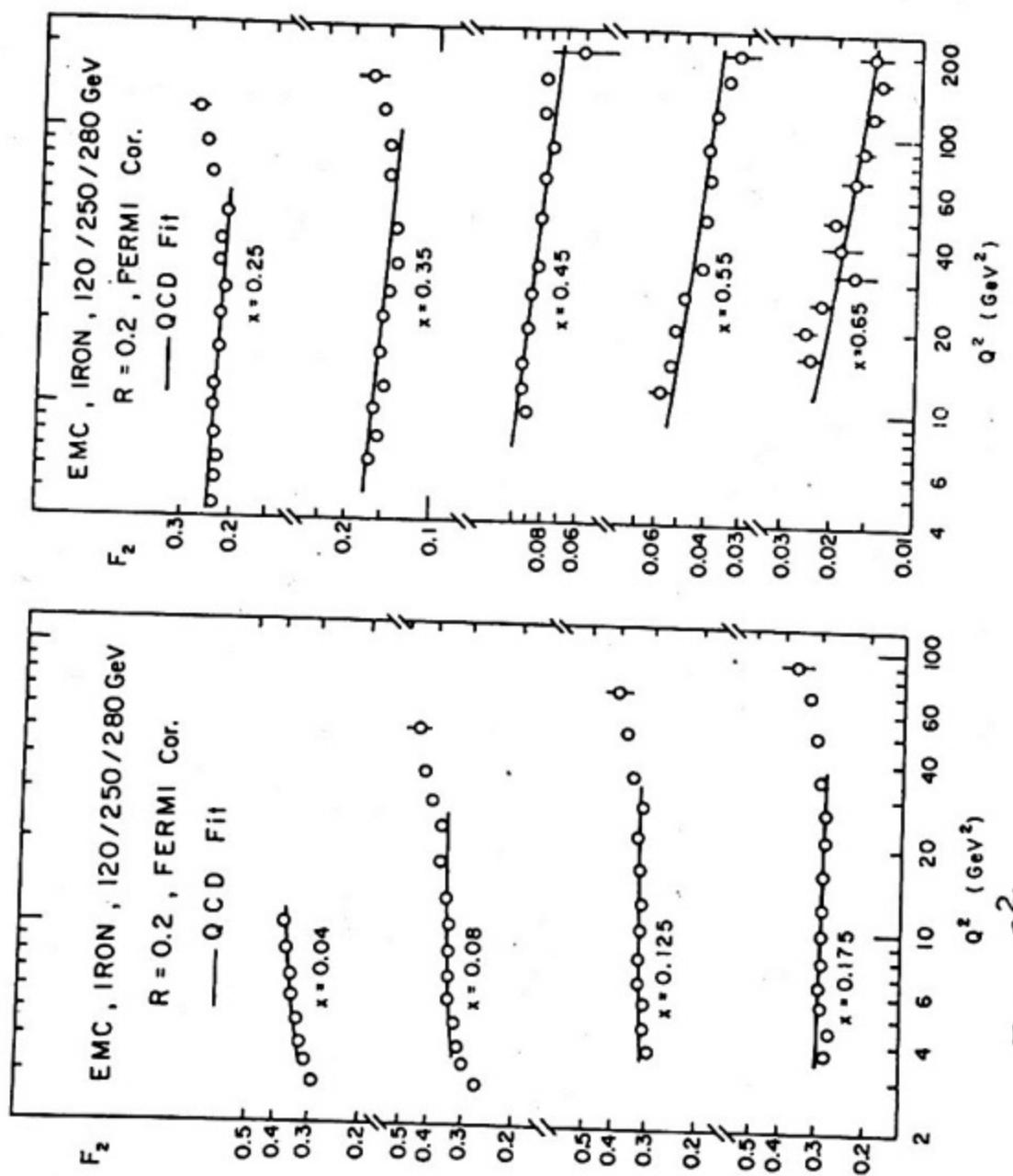


Рис. 6. Измерение $F_2(x, Q^2)$ на железе по данным EMC. Линии КХД фит при $\Lambda = 100$ МэВ с использованием метода [17]

величина $R = 0.2$ или 0. Вносились радиационные поправки, поправки на ферми-движение, на нормировку потоков и разрешение аппаратуры. Ошибки приводятся только систематические. Оцениваемые систематические ошибки составляют $\pm 15\%$. На рис. 6 показаны значения F_2 в функции Q^2 для центров разных x -интервалов. Результаты измерений при трех энергиях объединены в определенных предположениях об устранении разницы в нормировке.

В эксперименте на установке НА-4 структурные функции $F_2(x, Q^2)$ изучаются на сравнительно легком ядре углерода. Предварительные данные при энергиях 120, 200 и 240 ГэВ сообщались на конференции в Мэдисоне [23], при энергии 280 ГэВ — на симпозиуме в ФНАЛ в 1979 г. [9]. Для вычисления структурных функций использовалась величина $R = 0$, возможные изменения $F_2(x, Q^2)$ при переходе в R от 0 до 0,2 оценены для каждого интервала x . В экспериментальные значения F_2 были внесены радиационные поправки [19], а также поправки на эффекты интерференции слабого и электромагнитного взаимодействий, на эффективность детекторов, разрешающую способность спектрометра и нормировку потока падающих мюонов. Поправки на ферми-движение не вносились.

При энергии 200 ГэВ впервые были получены данные для пучков мюонов разного знака и спиральности. При переходе от μ^+ к μ^- поле всех элементов канала, а также поле спектрометра было изменено на обратное, чтобы сохранить условия измерений. На рис. 7 показаны типичные распределения событий и их отношения для μ^+ и μ^- . В области Q^2 до 100 $(\text{ГэВ}/c)^2$ в пределах статистической точности не наблюдается систематической разницы в данных, и поэтому для дальнейшего анализа они были объединены.

На рис. 8 приведены структурные функции для центра интервала по x в зависимости от Q^2 . Результаты при всех энергиях находятся в хорошем согласии друг с другом с учетом оцениваемой 5 % относительной ошибки в нормировке потоков. Хотя и не имеется прямых указаний на существование больших систематических ошибок, однако их возможный размер оценен и показан на рис. 8 вертикальными линиями. Основными источниками систематических ошибок являются неопределенности в вычислениях аксентанса, учета разрешающей способности аппарата и контроле абсолютной энергии. Например, 0,5 % ошибка

в энергии пучка и краевые эффекты аксептанса приводят к систематической ошибке 10–15 %, уменьшающейся с ростом Q^2 . Детальный анализ всех систематических ошибок еще не проведен. Совокупность данных НА-4 и EMC в дважды логарифмическом масштабе показана на рис. 9, а данные НА-4 и СЛАК — на рис. 10. В первом случае общий характер закономерностей одинаков, но, по-видимому, существует небольшая систематическая разница в данных. Во втором случае явно заметен другой режим Q^2 -поведения $F_2(x, Q^2)$, особенно при больших Q^2 .

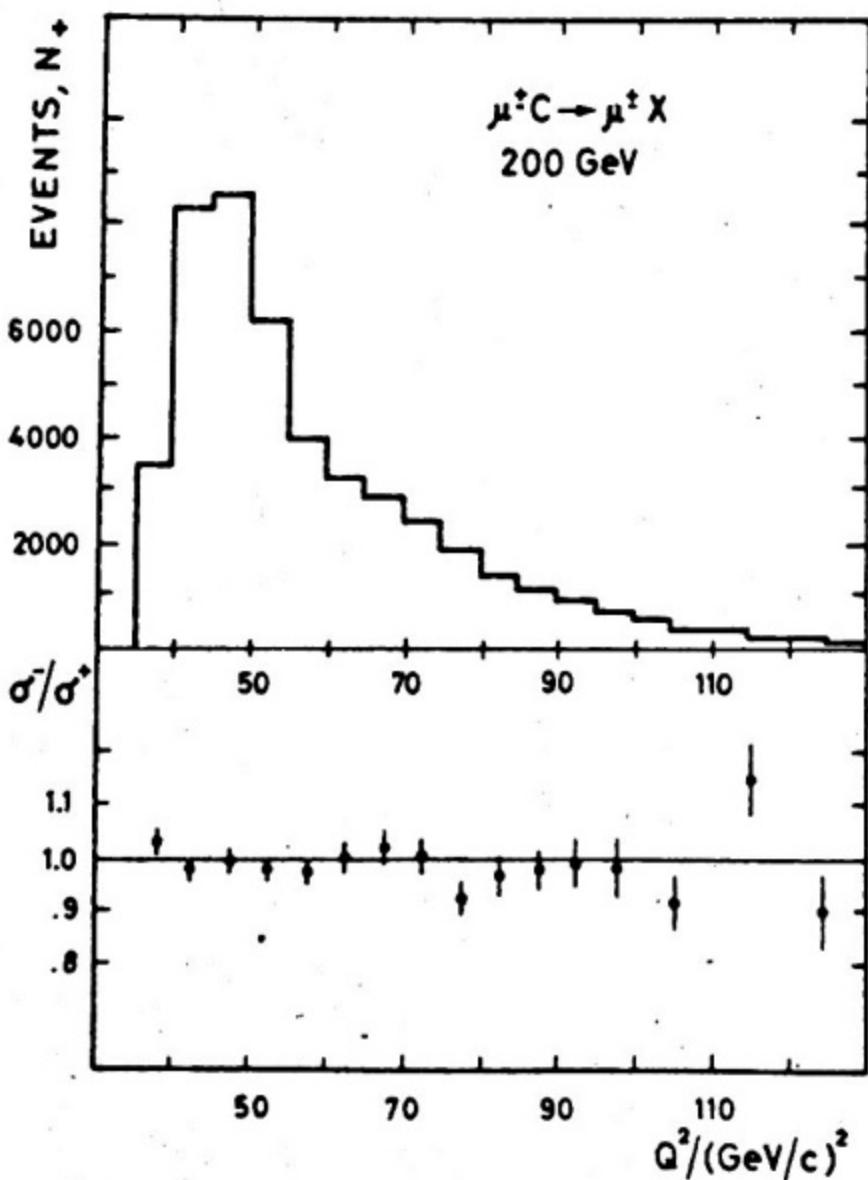


Рис. 7. Q^2 -распределение событий ГНР при 200 ГэВ для μ^+ /вверху/ и отношение числа событий для μ^+ и μ^- /внизу/ — данные установки НА-4

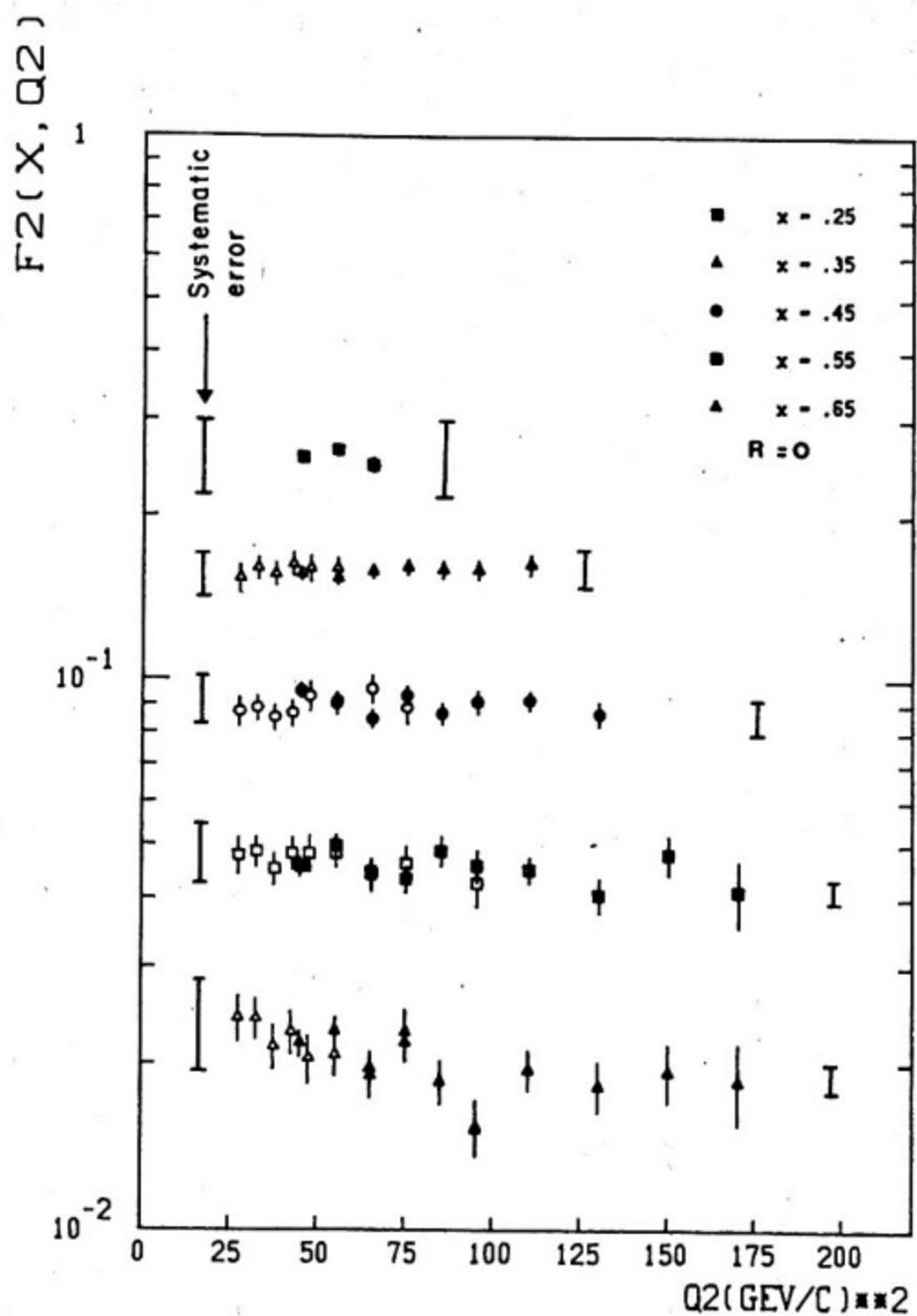
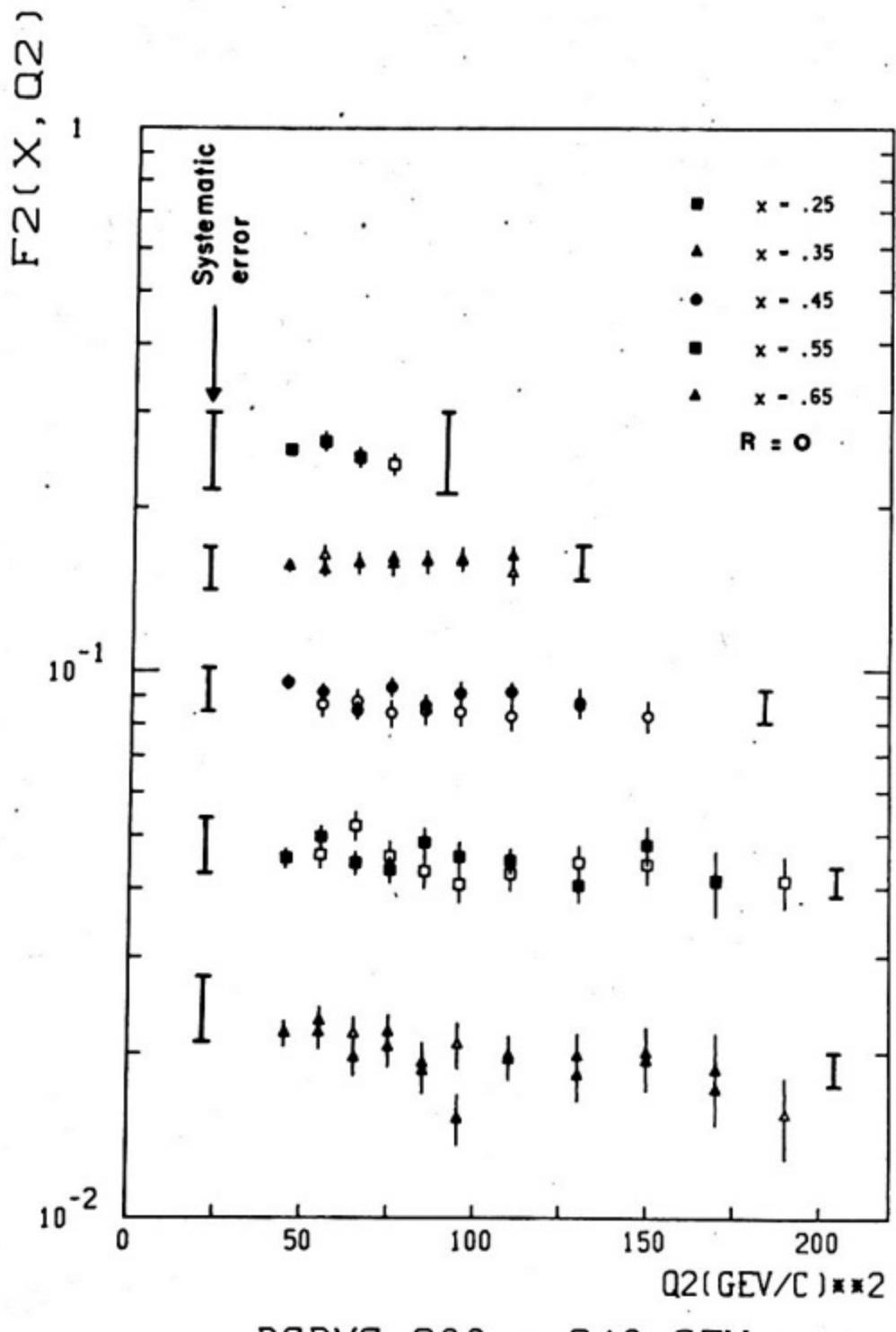


Рис. 8. Измерение $F_2(x, Q^2)$ по данным установки НА-4:
а) при энергиях 120 и 200 ГэВ



б) при энергиях 200 и 240 ГэВ

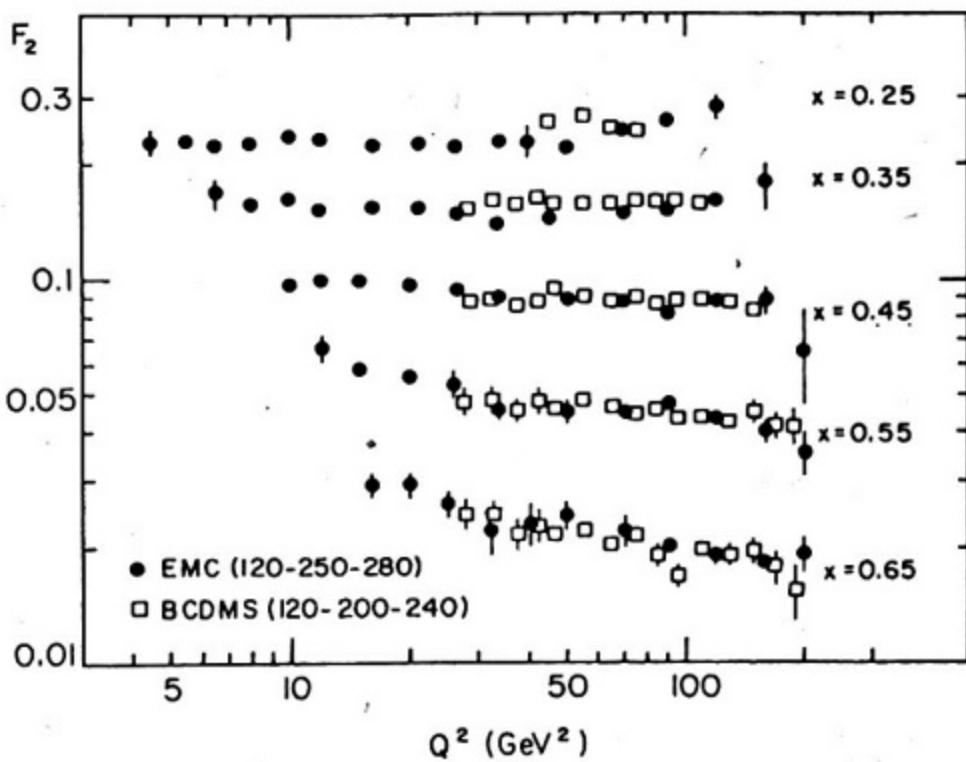


Рис. 9. Сравнение измерений $F_2(x, Q^2)$ по данным EMC и установки НА-4

5. АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ

5.1. Нарушение скейлинга

Нарушение скейлинга в области малых значений Q^2 было установлено в нейтринных экспериментах и в опытах СЛАК. Из нейтринных экспериментов следовало, что вероятность скейлингового поведения структурных функций не превышает 10^{-3} для $Q^2 > 3 \text{ (ГэВ/c)}^2$. В опытах СЛАК эта же вероятность составляет 10^{-10} для $Q^2 > 5 \text{ (ГэВ/c)}^2$ и $W > 2 \text{ ГэВ}$ с учетом статистических и систематических ошибок.

Количественная проверка гипотезы скейлингового поведения новых данных EMC показан в табл. 2, где представлены результаты фита в предположении, что F_2 не зависит от Q^2 .

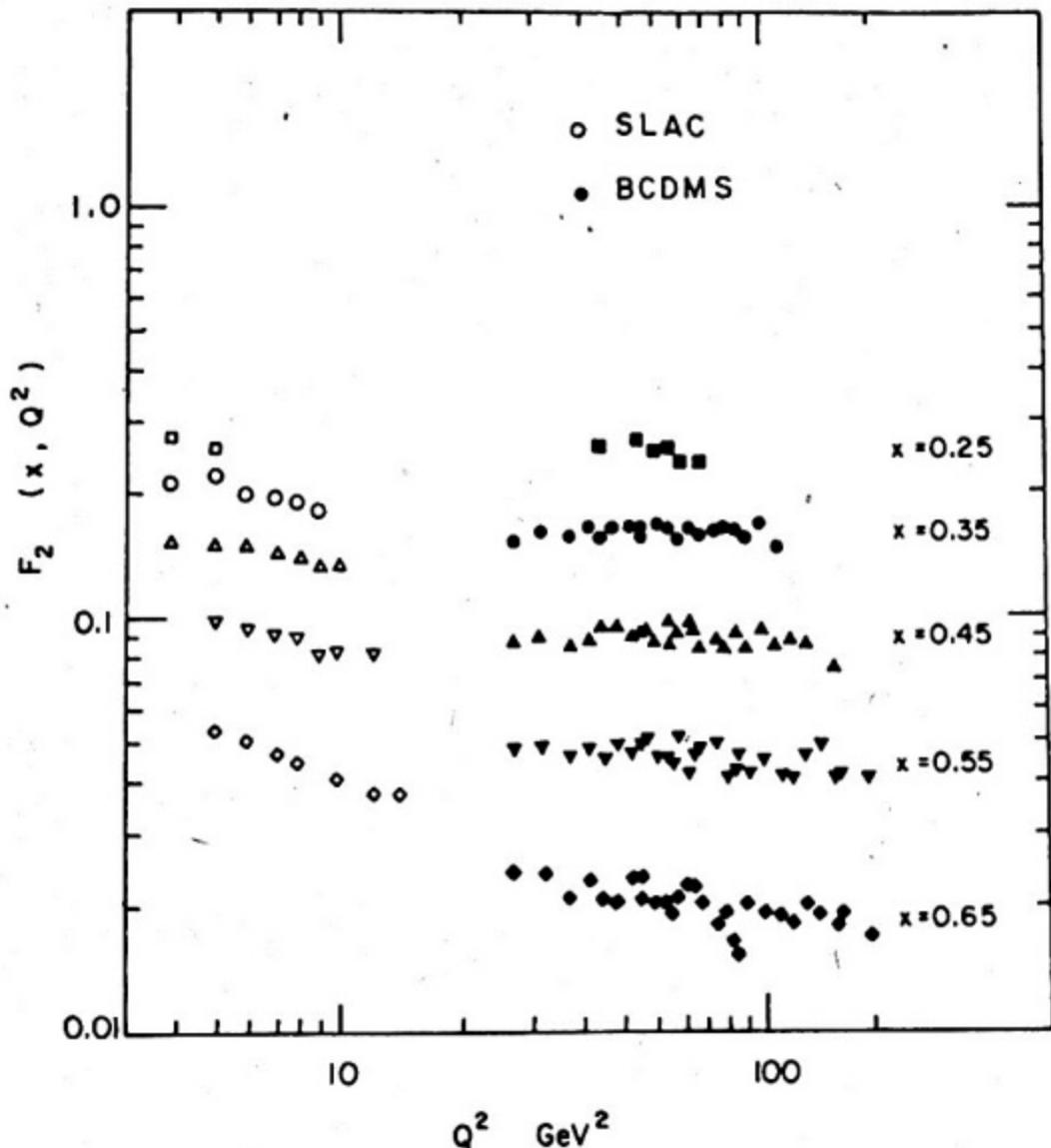


Рис. 10. Сравнение измерений $F_2(x, Q^2)$ по данным СЛАК и НА-4

Таблица 2
Проверка гипотезы Q -независимости
 F_2 по данным EMC

Данные EMC	χ^2/DF Все x -интервалы	χ^2/DF $x \geq 0,25$
H_2 : 120 + 280 ГэВ	432/134	80/70
Fe : 120 + 250 + 280 ГэВ	688/123	201/69

Эта гипотеза имеет плохой уровень достоверности, если взять все интервалы x , как для F_2 , так и для H_2 . В области больших x эффект нарушения скейлинга не такой явный.

Нарушение скейлинга характеризуют параметром наклона $b(x)$ эмпирической зависимости

$$F_2(x, Q^2) = F(x) \cdot (Q^2/Q_0^2)^{b(x)},$$

откуда

$$b(x) = d(\ln F_2)/d(\ln Q^2).$$

Значения параметра $b(x)$, определенные по H_2 и F_2 — данным EMC отличаются от нуля при малых (меньше 0,2) и больших (больше 0,4) значениях x . При больших значениях x нарушение скейлинга незначительно. Можно видеть некоторую разницу в значениях $b(x)$, определенных из данных на жидкой и твердой мишени, особенно при $x \geq 0,5$.

Из рис. 8 видно, что Q^2 — зависимость структурных функций, измеренных в эксперименте НА-4, очень слабая. Параметризация $F_2(x, Q^2)$ полиномом, содержащим Q^2 -зависимые члены, имеет только незначительное преимущество перед параметризацией, не содержащей членов, пропорциональных $\ln Q^2$.

5.2. Сравнение структурных функций с предсказаниями КХД

Как уже сказано выше, имеется два альтернативных способа проверки предсказаний КХД для ГНР лептонов: прямое использование $F_2(x, Q^2)$ или использование моментов. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки.

Для использования структурных функций и уравнений Альтарелли — Паризи [15] необходимо знать $F_2(x, Q^2)$ при фиксированном значении Q^2 . Поскольку на практике это условие не удовлетворяется, то структурные функции описываются с помощью свободных параметров, куда входит Λ и осуществляется фитирование всех данных при разных значениях Q^2 . Обычно анализ ограничивается областью $x \geq 0,25$, где преобладает вклад синглетной части структурной функции. Он параметризуется в виде

$$F_2(x, Q_0^2) = \Lambda x^\alpha (1-x)^\beta (1-\gamma x).$$

Константа A либо фиксируется из правила сумм, либо остается свободной. Λ не меняется существенно от этого выбора. Результаты анализа данных EMC при 250 и 280 ГэВ (Fe) в лидирующем порядке по константе взаимодействия показали их устойчивость при изменении параметра Q^2 от 2 до 20 (ГэВ/с)². В табл. 3 приведены результаты анализа данных EMC и СЛАК для $Q^2 = 2$ (ГэВ/с)².

Таблица 3

Аппроксимация данных EMC и СЛАК формулами КХД
в лидирующем порядке по константе взаимодействия

Данные	Λ , МэВ	χ^2/DF	B
СЛАК $e\bar{d}$	340	18*/39	0,65 2,46 0,32
СЛАК $e\bar{p}$	250	145**/39	0,69 2,3 0,34
EMC 120/250/280 Fe	100	83/72	0,74 3,4 0,59
"—" 120/280 H_2	100	85/78	0,71 3,2 0,23

* / вкл. стат. и систем. ошибки

** / только стат. ошибки

Данные EMC указывают на то, что даже в лидирующем порядке параметр Λ меньше 100 МэВ и меньше, чем величина СЛАК. Результаты этого фита показаны на рис. 3 для H_2 и на рис. 6 для твердой мишени. Систематическая ошибка в определении Λ из данных EMC оценивается в 100 МэВ.

Данные группы МСУ также были проанализированы в рамках уравнений Альтарелли — Паризи. Результаты фита показаны на рис. 4 пунктиром и дают $\Lambda = 100 \pm 50$ МэВ. Если в этот фит включить также данные СЛАК, то результат изменяется /сплошные линии/ и дает $\Lambda = 500 \pm 200$ МэВ. Авторы предполагают, что вклад высших твистов при малых Q^2 может объяснить эту разницу.

Для сравнения с предсказаниями КХД [26] группа БФП фитировала свои данные зависимостью $\ln F_2 = \alpha + \beta \ln \ln Q^2$ ($Q^2 / 0,09$). Параметры наклона β определены надежно только для $x > 0,2$, где результаты совпадают с нейтринными

данными. Из сравнения экспериментальных данных и теоретических значений для β , вычисленных по формулам [26] при различных величинах параметра следует, что $\Lambda = 300$ МэВ является предпочтительной.

Альтернативный метод сравнения данных ГНР с предсказаниями КХД для моментов структурных функций имеет преимущество в том, что не требуется никаких предположений относительно x -зависимости $F_2(x, Q^2)$. Более того, в литературе имеются высказывания [17], что определять величину Λ из экспериментальных данных только в лидирующем порядке бессмысленно. Формулы поправок в следующем порядке получены тоже только для моментов. Однако недостатком такого метода является то, что данные должны покрывать большую часть интервала x от 0 до 1. Ограничение области x приводит к необходимости экстраполяций, вносящих в результаты дополнительные неопределенности.

Роль следующих порядков разложения была показана, например, в работе [27] на примере анализа моментов структурных функций, вычисленных по данным СЛАК и *CHIO*. Результаты их фитирования как в лидирующем порядке, так и с учетом высших поправок, представлялись как зависимость χ^2/DF в функции Λ для различных моментов $M_2(n)$, $n = 2, 4, 6, 8$ и 10. В первом случае область минимума ($\chi^2/\text{DF} \leq 1$) соответствовала интервалу $\Lambda = 0,7 - 1,1$; а во втором — $\Lambda = 0,3 - 0,6$ ГэВ. Результаты фита данных СЛАК и *CHIO* формулами КХД с $\Lambda = 300$ МэВ и с учетом высших поправок по \bar{g} и его экстраполяция в область современных мюонных экспериментов показаны на рис. 11. Там же показаны данные [9] НА-4. В тех же условиях фит только данных НА-4 дает значение для $\Lambda \leq 100$ МэВ.

Более позднее вычисление моментов из данных НА-4 показаны на рис. 12. Детальное сравнение их с предсказаниями КХД не производилось, так как группа предпочитает сначала устранить еще имеющиеся систематические ошибки, а затем, объединив данные при всех энергиях, получить точные количественные закономерности в Q^2 -поведении F_2 и моментов.

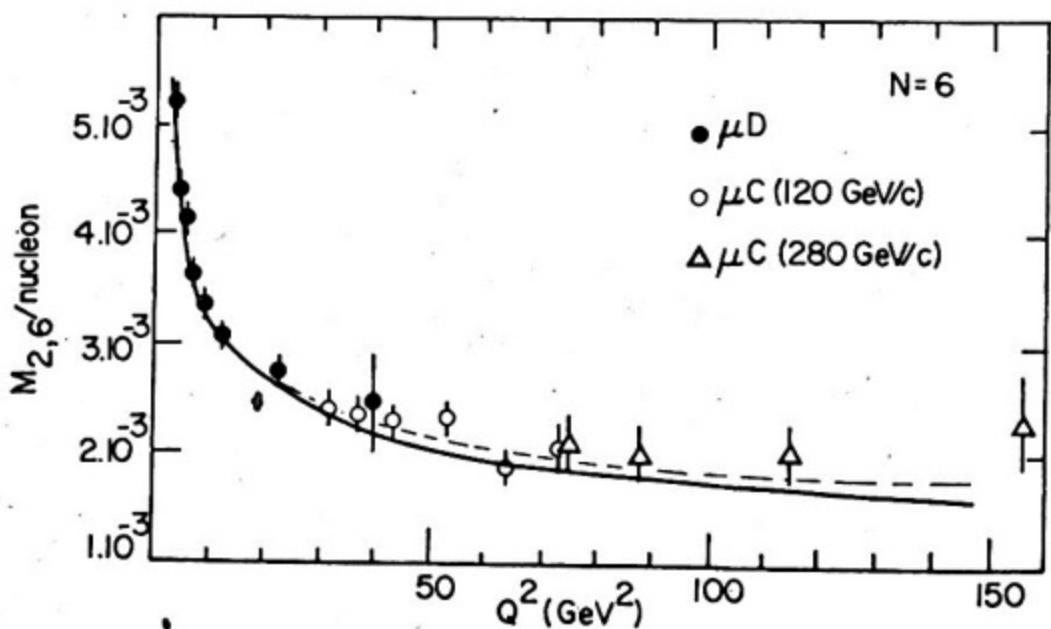
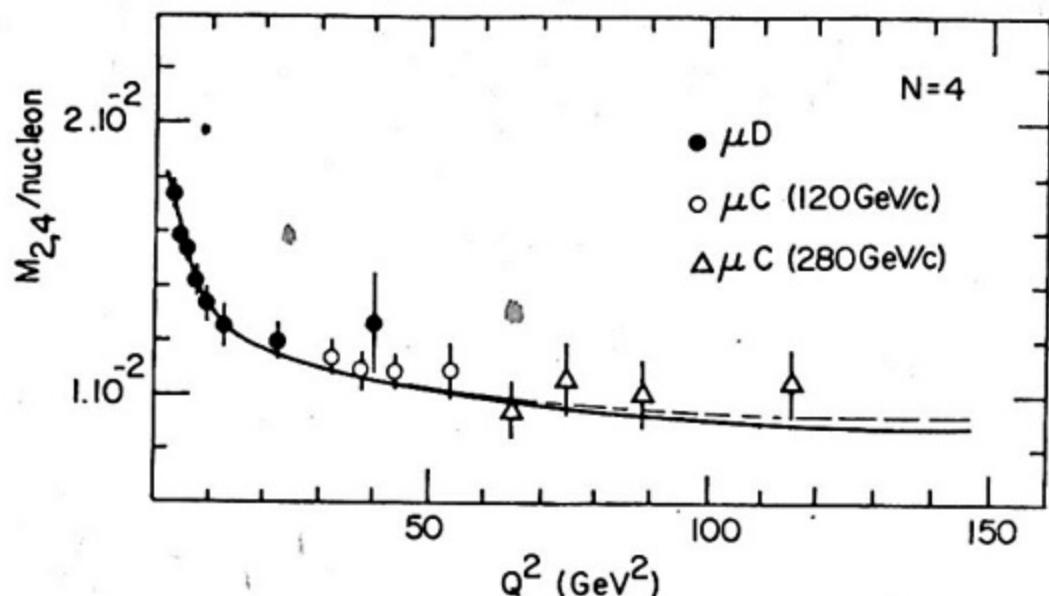


FIG.5

Рис. 11. Экстраполяция моментов, вычисленных по данным СЛАК и *CH10* с использованием КХД формул с высшими поправками и $\Lambda = 300$ МэВ. Показаны также точки установки НА-4 из [9]

Nachtmann moments

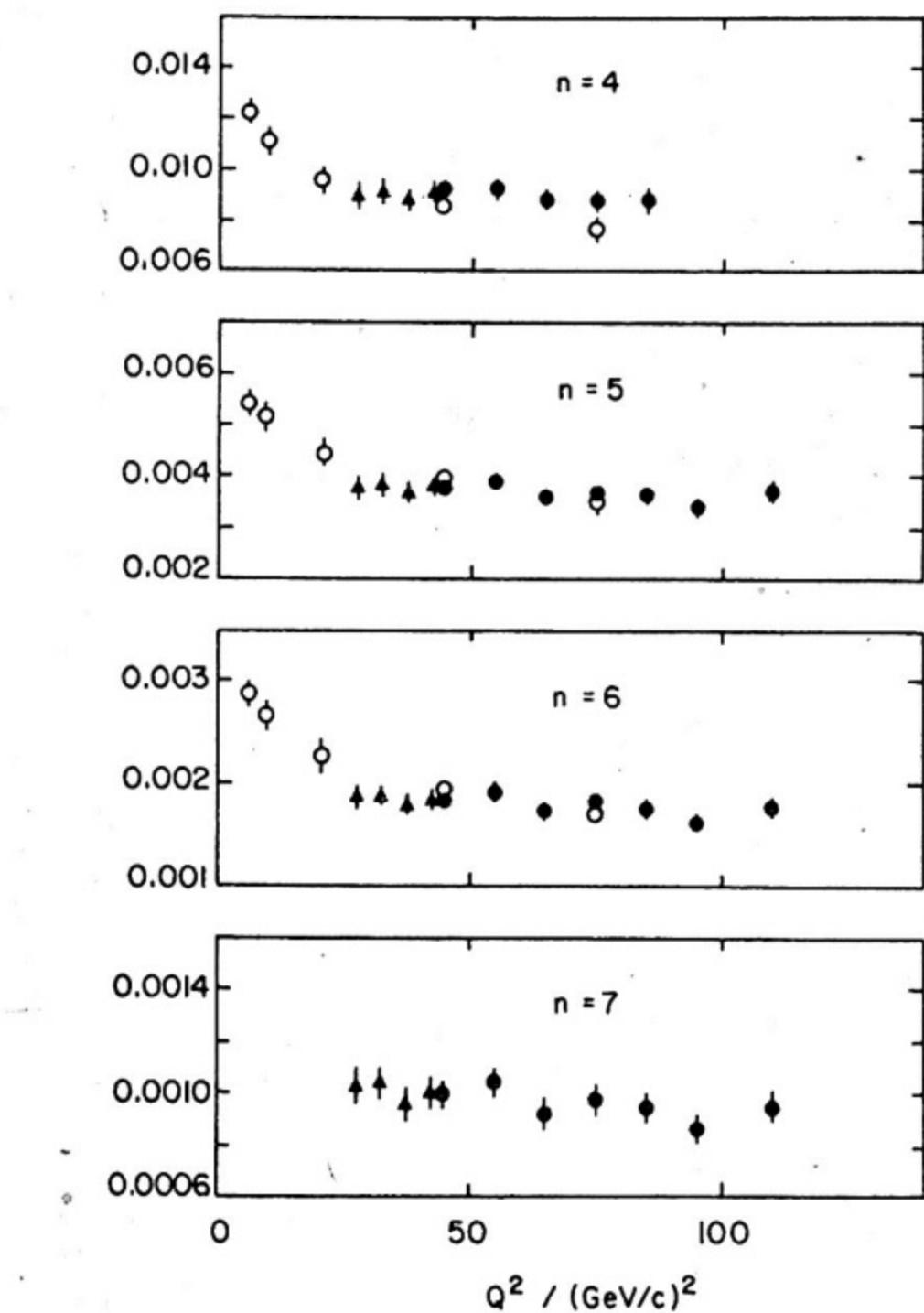


Рис. 12. Нахтмановские [14] моменты при $\nu = 4 \div 7$, вычисленные по данным НА-4 [23] при 120 ГэВ (треугольники) и 200 ГэВ (закр. круги). Открытые круги — данные нейтринных экспериментов

5.3. Эффекты высших твистов

Для выяснения роли когерентных эффектов в ГНР была осуществлена попытка [17] объяснить нескейлинговое поведение структурных функций $F_2(x, Q^2)$, измеренных в опытах СЛАК, степенной зависимостью от Q^2 . Оказалось, что данные прекрасно описываются зависимостью, приведенной в конце п. 3, где μ_2 может быть также положено равным 0.

Предполагая, что среди всех когерентных эффектов рассеяние на дикварках является доминирующим процессом, в работе [24] получено удовлетворительное согласие модели с имеющимися данными по величине $R(Q^2, x)$.

Развивая идею доминирующего вклада дикварковых состояний, авторы работы [25] предположили, что в результате взаимодействия дикварк возбуждается в состояние с более высокой инвариантной массой и, следовательно, его вклад в F_2 падает с увеличением Q^2 значительно медленнее, чем предполагалось раньше. Такой гипотезе соответствует параметризация

$$F_2(x, Q^2) = A(x) + \frac{B(x)}{1 + Q^2/M^2(x)},$$

которая хорошо описывает данные СЛАК. Значение массы $M(x)$ близко к разумной величине ~ 1 ГэВ. Добавление эффектов КХД стандартным образом с $\Lambda \approx 100$ МэВ приводит к тому, что функции $A(x)$ и $B(x)$ становятся также зависимыми от Q^2 . Это изменяет форму кривых $F_2(x, Q^2)$, но лишь при больших Q^2 (> 20 (ГэВ/с²) за пределами данных СЛАК).

Группа ЕМС попыталась оценить влияние высших твистов на результаты КХД анализа, используя при фиксированном Q_0^2 параметризацию

$$F_2(x, Q_0^2) = Ax^\alpha(1-x)^\beta + ax^\alpha(1-x)^{\beta-1}/Q_0^2.$$

Были отмечены большие корреляции между значениями Λ и параметром α , характеризующим присутствие твистов. Минимум χ^2 для различных комбинаций пар α, Λ оказался очень плоским. В согласии с работой [25] был получен вывод, что данные СЛАК можно хорошо описать в рамках КХД с параметром $\Lambda = 100$ МэВ, если учесть присутствие твистов с параметром $\alpha = 0,1 - 0,2$ ГэВ². Для водородных данных ЕМС также обнаружена большая корреляция между Λ и α , но здесь вели-

чина α оказывается большой и отрицательной. Это можно понять так, что высшие твисты необходимы для описания данных СЛАК, но они не имеют значения в области данных EMC.

5.4. Краткие итоги анализа

Итоги весьма предварительного анализа новых мюонных данных можно суммировать следующим образом:

1. Нарушение гипотезы скейлинга подтверждается.
2. Проверка предсказаний КХД с использованием уравнений Альтарелли — Паризи в лидирующем порядке по константе связи \bar{g} дает значение $\Lambda = 100$ МэВ /в основном для области $x > 0,25$, где преобладает синглетная часть структурной функции/ с возможной систематической ошибкой около 100 МэВ. Высшие поправки по \bar{g} могут изменять это значение.
3. В области данных СЛАК поведение структурных функций может быть объяснено только высшими твистами, в области новых экспериментов высшие твисты, по-видимому, дают малый вклад.
4. Анализ моментов структурных функций по новым данным еще не проводился. Предварительные данные НА-4 указывают на их очень слабую зависимость от Q^2 .

Список литературы

1. W.B.Atwood,SLAC-PUB-2428,Stanford,1979
2. B.A.Gordon et al.Phys.Rev.,1979,D20,p.2645
3. R.Cliff et al. CERN report,to be published
4. V.G.Kadyshevsky,FERMILAB-PUB-78/70,Batavia,1978
5. I.Golutvin et al.,CERN/SPSC/74-79/P19,Geneva,1974
6. C.Y.Prescott et al.,Phys.Lett.,1978,77B,p.347
7. A.R.Clark et al.,LBL-9912,Berkeley,1979
8. J.J.Aubert et al.,CERN-EP/80-134,Geneva,1980
9. D.Bollini et al.In Proc.of the Xth Intern.Symp.on Lepton and Photon Interactions at High Energies,Batavia,1979,p.149.
10. A.Buras,Rev.Mod.Phys.,1980,52,No 1,p.199
11. J.D.Bjorken,Phys.Rev.,1969,179,p.1547
12. R.P.Feynman,Phys.Rev.Lett.,1969,23,p.1415
13. C.G.Callan and D.J.Gross,Phys.Rev.Lett.,1969,22,p.156
14. O.Nachtmann,Nucl.Phys.,1973,B63,p.237
15. G.Altarelli and G.Parisi,Nucl.Phys.,1977,B126,p.298 ;
Ю.Докшицер,Д.Дьяконов,С.Троян.В кн.:Материалы 13 зимней школы ЛИЯФ по физике элементарных частиц,Ленинград,1978г.,стр.1-89.
16. M.Klein,I.Savin,J.Zacek,JINR,E1-12644,Dubna,1979.
17. M.Barnett,SLAC-PUB-2396,Stanford,1979;
L.Abbot and R.Barnet,SLAC-PUB-2325 T/E,Stanford,1979.
18. L.W.Mo and Y.S.Tsai,Rev.Mod.Phys.,1969,41,p.205.
19. Ахундов и др.ЯФ,1977,26,стр.1251.
20. H.E.Montgomery,CERN-EP/80-177,Geneva,1980.

21. R.C.Ball et al. MSU-CSL-80, Michigan, 1980.
22. R.C.Ball et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.866.
23. D.Bollini et al. CERN/EP-80-133, Geneva, 1980.
24. L.F.Abbot et al. SLAC-PUB-2327, Stanford, 1979.
25. A.Donnachie, P.V.Landshoff, M/C TH 80/11, Manchester, 1980.
26. A.Buras and K.Gaemers, Nucl.Phys., 1979, B132, p.249.
27. P.Aurenche et al. CERN Ref.TH2887, Geneva, 1980.

Игорь Алексеевич Савин

**ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ И СТРУКТУРА НУКЛОНОВ**

**Редактор Н.В. Шумакова
Техн. редактор Н.М. Генкина
Корректор Т.В. Стадфера**

Л-86083 Подп. в печать 16/IV-1981г. Формат 60 x 84 1/16 Объем 2,25 л.
Чт.-изд.л.2 Цена 10 коп. Изд. № 061-1 Заказ 658 Тираж 800 экз.
Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1
