

539.171.017

## ГЛУБОКО-НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СРАВНЕНИЕ С КВАРКОВОЙ МОДЕЛЮ

*Дж.А. Фридман*

(Массачусетский Технологический институт, Кембридж,  
шт. Массачусетс, США)

*(Нобелевская лекция. Стокгольм, 12 декабря 1990 г.  
Текст Нобелевского комитета с поправками автора, 1991)*

### **Ранние результаты**

Во второй половине 1967 г. группа физиков из Стэнфордского Центра линейного ускорителя (СЛАК) и Массачусетского Технологического института (МТИ) вместе с физиками из Калифорнийского Технологического института (Калтех), вслед за завершением предварительного исследования [1] упругого рассеяния, приступили к программе изучения неупругого электрон-протонного рассеяния. Эта работа велась на совершенно новом стэнфордском линейном ускорителе с энергией 20 ГэВ. Основной целью программы неупругого рассеяния было изучение электророждения резонансов в зависимости от переданного импульса. При этом предполагалось, что резонансы с более высокой массой могли бы быть более заметны при возбуждении виртуальным фотоном, и наше намерение было исследовать их при самых больших массах,

© The Nobel Foundation 1991

© Перевод на русский язык,

Академия наук СССР,

"Успехи физических наук" 1991



которые только могли быть достигнуты. Для полноты мы также хотели посмотреть на неупругий континуум (нерезонансную часть спектра), так как это была новая область энергий, которая до того не исследовалась. Протонные резонансы, которые мы были способны измерить [2], не обнаружили никакого неожиданного кинематического поведения. Их формфакторы спадали столь же быстро, как упругий протонный формфактор с ростом переданного четырех-импульса  $q$ . Однако мы нашли две удивительные черты, когда исследовали область континуума (которую теперь обычно называют областью глубокой неупругости)

1. Слабая  $q^2$ -зависимость. Первой неожиданной чертой этих ранних результатов [3] был тот факт, что глубоко неупругие сечения очень слабо падали с ростом  $q^2$ . Сечения рассеяния при больших значениях  $q^2$  превышали ожидаемые на один или два порядка величины.

Слабая зависимость от переданного импульса неупругих сечений для возбуждений далеко за резонансной областью иллюстрируется на рис. 1. Дифференциальное сечение, деленное на моттовское сечение  $\sigma_{\text{Мотт}}$ , изображено [4] как функция квадрата переданного четырех-импульса  $q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta)$  при постоянных значениях инвариантной массы системы осколков мишени  $W$ , где  $W^2 = 2M(E - E') + M^2 - q^2$ . Величина  $E$  — энергия начального электрона,  $E'$  — энергия конечного электрона и  $\theta$  — угол рассе-

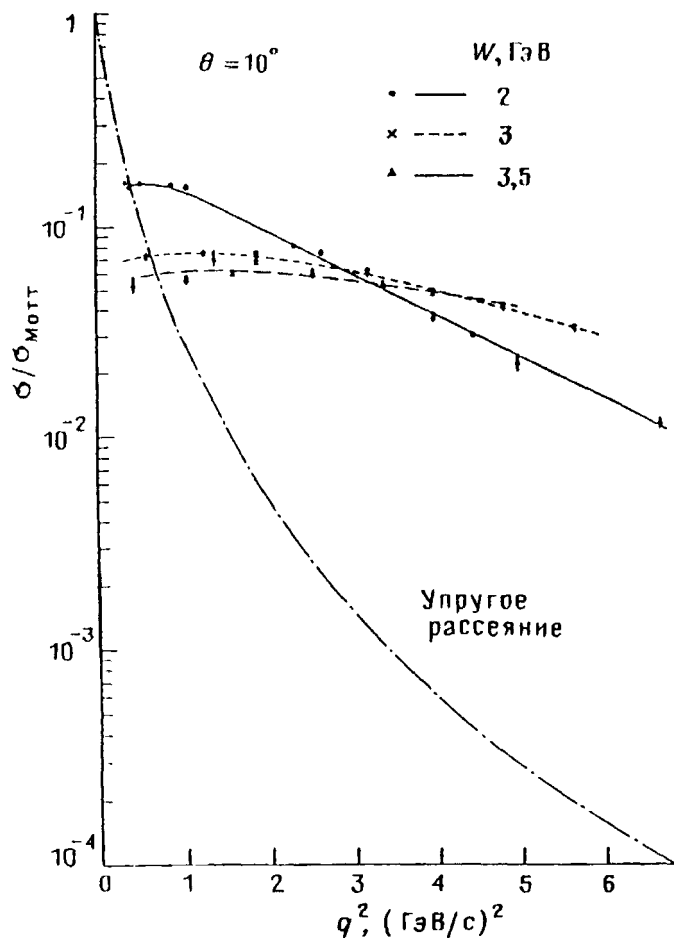


Рис. 1.  $(d^2\sigma/d\Omega dE')/\sigma_{\text{Мотт}}$  в  $\text{ГэВ}^{-1}$  для  $W = 2, 3$  и  $3,5$   $\text{ГэВ}$ . Для удобства просмотра через данные проведены линии. Показано также сечение упругого  $e-p$ -рассеяния, деленное на  $\sigma_{\text{Мотт}}$ :  $(d\sigma/d\Omega)/\sigma_{\text{Мотт}}$ , вычисленное для  $\theta = 10^\circ$  с использованием дипольного формфактора. Отчетливо видны относительно медленные изменения неупругого сечения в зависимости от  $q^2$  в сравнении с упругим

яния, причем все эти величины определены в лабораторной системе отсчета;  $M$  — масса протона. Сечение поделено на моттовское сечение для того, чтобы убрать основную часть хорошо известной зависимости от переданного четырех-импульса, возникающую из фотонного пропагатора. Зависимость от  $q^2$ , которая остается, связана в основном со свойствами мишени. Результаты для  $10^\circ$  показаны на рисунке для каждого из значений  $W$ . С ростом  $W$  обнаруживается ослабление  $q^2$ -зависимости. Удивительная разница между поведением глубоко неупругого и упругого сечений также изображена на этом рисунке, где показано упругое сечение, деленное на моттовское сечение для  $10^\circ$ .

Когда эксперимент планировался, не было ясной теоретической картины того, что следует ожидать. Наблюдения Хофштадтера [5] в его пионерских исследованиях упругого рассеяния электрона на протоне показали, что протон имеет размер около  $10^{-13}$  см и гладкое распределение заряда. Этот результат плюс теоретические взгляды, наиболее распространенные в то время, дали нашей группе возможность предположить во время планирования эксперимента, что глубоко неупругие электрон-протонные сечения должны быстро падать с ростом  $q^2$ .

**2. С к е й л и н г.** Вторая удивительная черта данных, скейлинг, была найдена, следуя предложению Бьёркена [6]. Чтобы описать концепцию скейлинга, нужно ввести общее выражение для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных электронов на неполяризованных нуклонах при детекти-

ровании только рассеянных электронов [7]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_{\text{Mott}} \left( W_2 + 2W_1 \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right).$$

Функции  $W_1$  и  $W_2$  называются структурными функциями и зависят от свойств мишени. Так как существует два состояния поляризации виртуального фотона, поперечное и продольное, требуются две такие функции, чтобы описать этот процесс. В общем ожидается, что  $W_1$  и  $W_2$  будут функциями как

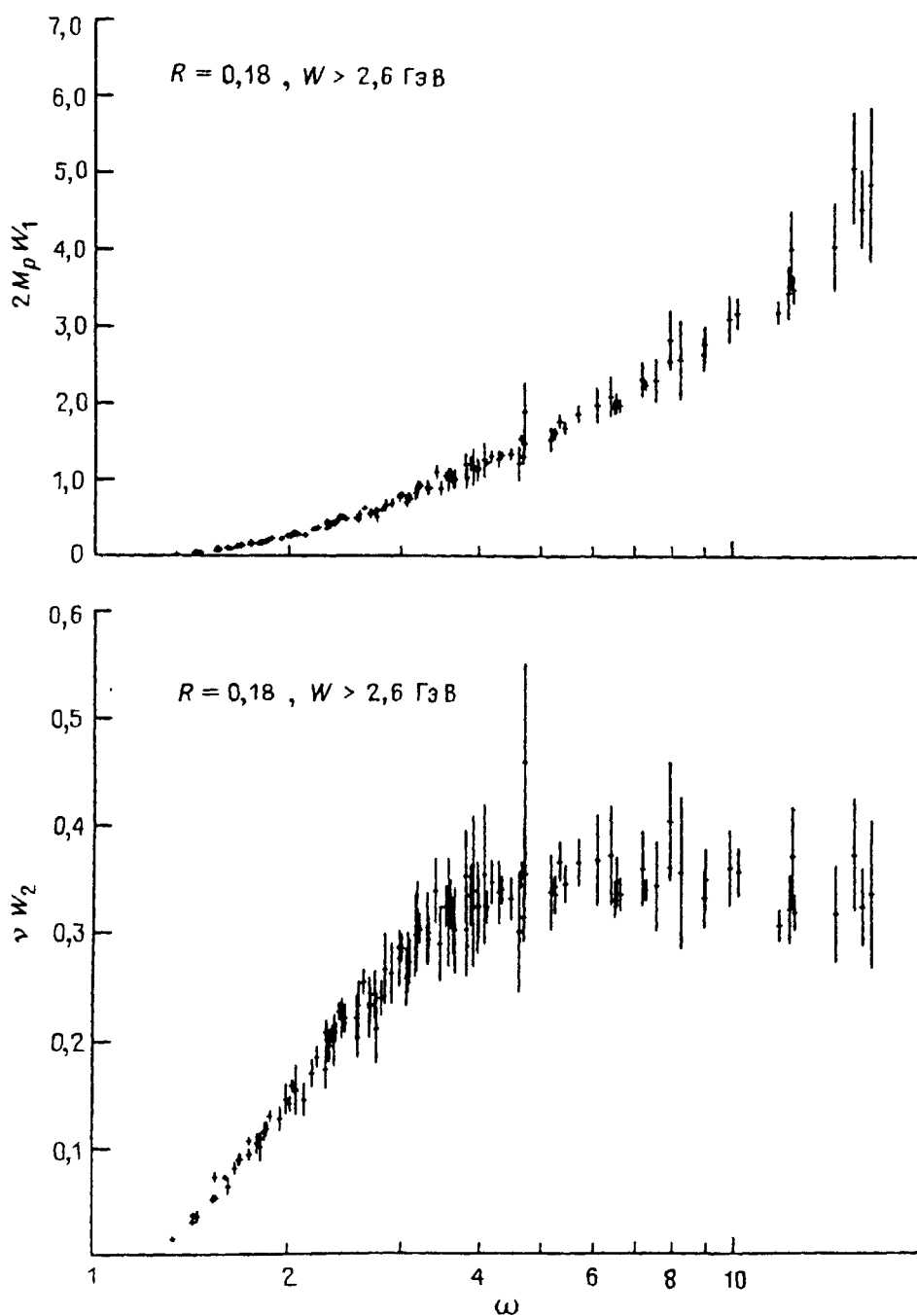


Рис. 2.  $2M_p W_1$  и  $\nu W_2$  для протона как функции  $\omega$  для  $W > 2,6 \text{ ГэВ}$ ,  $q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$  и  $R = 0,18$ . Данные взяты из [34]. Величина  $R$  обсуждается в разделе данной статьи, озаглавленном "Модели, отличные от составных"

$q^2$ , так и  $\nu$ , где  $\nu$  — потеря энергии рассеянного электрона. Однако на основе моделей, которые удовлетворяют алгебре токов, Бьёркен предположил, что в пределе  $q^2$  и  $\nu$ , стремящихся к  $\infty$ , две величины  $\nu W_2$  и  $W_1$  становятся функциями одного только отношения  $\omega = 2M\nu/q^2$ , т.е.

$$2MW_1(\nu, q^2) \rightarrow F_1(\omega),$$

$$\nu W_2(\nu, q^2) \rightarrow F_2(\omega).$$

Скейлинговое поведение структурных функций показано на рис. 2, где экспериментальные значения  $\nu W_2$  и  $2MW_1$  изображены как функция  $\omega$  для значений  $q^2$  в области от 2 до 20 ГэВ<sup>2</sup>. Данные демонстрировали скейлинг в пределах экспериментальных ошибок для  $q^2 > 2$  ГэВ<sup>2</sup> и  $W > 2,6$  ГэВ.

Динамический источник скейлинга не был ясен в то время, был предложен ряд моделей для объяснения такого поведения, а также слабой  $q^2$ -зависимости неупругих сечений. Хотя большинство этих моделей было сильно связано с формализмом S-матрицы и полюсов Редже, экспериментальные результаты инициировали некоторые гипотезы, касающиеся возможной точечно-подобной структуры в протоне. В своем пленарном докладе на XIV международной конференции по физике высоких энергий, проходившей в Вене в 1968 г., где впервые были представлены предварительные результаты о слабой  $q^2$ -зависимости и скейлинге, Пановский докладывал [2]: "...Теоретические размышления сфокусированы на той возможности, что эти данные могли бы давать указание на точечно-подобные заряженные структуры в нуклоне". Однако это не было преобладающей точкой зрения. Даже если бы кто-нибудь и представил составную модель в то время, не было бы ясно, что является разумным кандидатом на роль составляющих. Кварки, которые были независимо предложены в 1964 г. Гелл-Манном [8] и Цвейгом [9] как строительные блоки унитарной симметрии, не удавалось найти ни в многочисленных исследованиях на ускорителях и в космических лучах, ни в поисках в земной среде. Хотя кварковая модель давала наилучший доступный метод понимания свойств большого числа недавно открытых адронных резонансов, многие думали о ней просто как о математическом, хотя и эвристически ценном, представлении некоторой более глубокой динамики. Нужно было собрать значительно больше экспериментальных и теоретических данных для того, чтобы возникла ясная картина. Более детальные описания развития программы глубоко неупругого рассеяния и ее ранних результатов даны в нобелевских лекциях по физике за 1990 г. Р.Э. Тэйлора [11] и Г.У. Кендалла [12].

### Модели, отличные от составных

Первоначальные измерения в области глубокой неупругости стимулировали шквал теоретических работ. Для того чтобы объяснить удивительные черты экспериментальных данных, был выдвинут ряд несоставных моделей, основанных на многообразных теоретических подходах. Один подход связывал неупругое рассеяние с виртуальным комптоновским рассеянием вперед, которое было описано в терминах реджевского обмена [13 — 17], используя траекторию Померанчука (померон) или ее комбинацию с недифракционными траекториями. Такие модели не требуют слабой  $q^2$ -зависимости, и скейлинг должен был быть добавлен "руками". Чтобы объяснить данные, были также

предложены резонансные модели. Среди них, например, была модель венециановского типа [18], в которой плотность резонансов растет с достаточно быстрой скоростью для того, чтобы компенсировать уменьшение вклада каждого резонанса с ростом  $q^2$ . Другой тип резонансной модели [19] восстанавливал структурные функции из бесконечного набора N- и  $\Delta$ -резонансов. Ни одна из этих моделей не была полностью согласована со всем набором данных, аккумулированных в программе глубоко неупругого рассеяния.

В одной из первых попыток объяснения результатов глубоко неупругого рассеяния была использована модель векторной доминантности, которая применялась, чтобы описать фотон-адронные взаимодействия в широкой области энергий. Эта модель, в которой предполагалось, что фотон связан с векторным мезоном, взаимодействующим затем с адроном, была обобщена с использованием  $\rho$ -мезонной доминантности на глубоко неупругое электронное рассеяние. Модель воспроизводила главные свойства данных — тот факт, что  $\nu W_2$  стремилась к функции одной переменной  $\omega$  для значений  $\nu$ , много больших массы  $\rho$ -мезона  $M_\rho$ . Модель также предсказывала, что

$$R = \frac{\sigma_S}{\sigma_T} = \frac{\epsilon q^2}{M_\rho^2} \left( 1 - \frac{q^2}{2M\nu} \right),$$

где  $R$  — отношение  $\sigma_S$  и  $\sigma_T$ , сечения фотопоглощения соответственно продольных и поперечных виртуальных фотонов, а  $\epsilon$  — отношение полных сечений рассеяния векторных мезонов на нуклонах с поляризацией векторных мезонов соответственно параллельной и перпендикулярной к направлению их движения. Поскольку ожидалось, что параметр  $\epsilon$  имеет значение, близкое к единице при высоких энергиях, эта теория предсказывала очень большие значения  $R$  для области  $q^2 \gg M_\rho^2$ . Отношение  $R$  может быть связано со структурными функциями следующим образом:

$$R = \frac{W_2}{W_1} \left( 1 + \frac{\nu^2}{q^2} \right) - 1.$$

Измерения глубоко неупругого рассеяния в некоторой области углов и энергий позволило выделить  $W_1$  и  $W_2$  и экспериментально определить  $R$ . Ранние результаты для  $R$  и предсказания модели векторной доминантности изображены на рис. 3. Результаты показывали, что  $R$  мало и не растет с  $q^2$ . Это

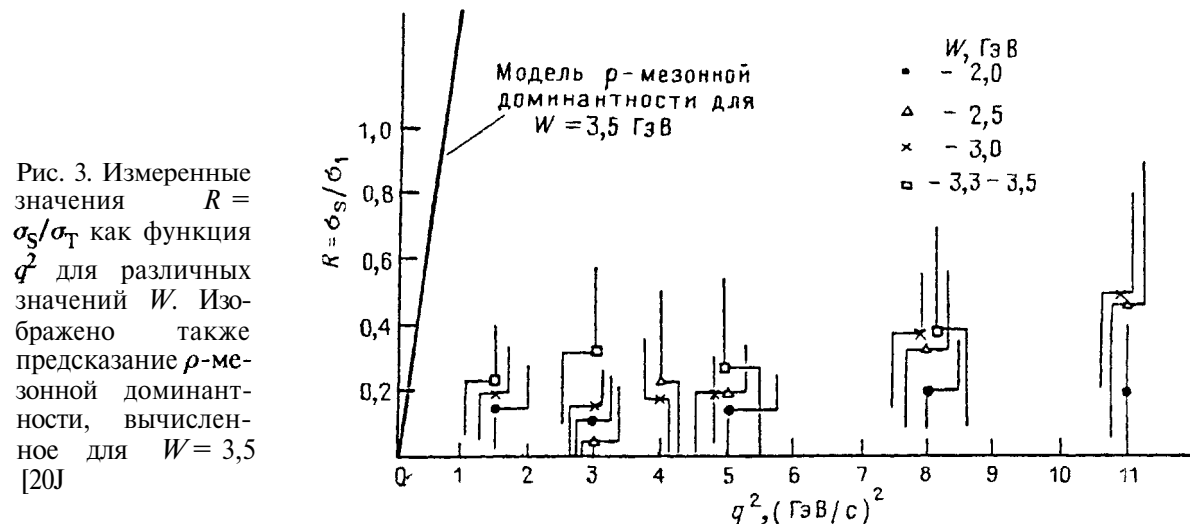


Рис. 3. Измеренные значения  $R = \sigma_S / \sigma_T$  как функция  $q^2$  для различных значений  $W$ . Изображено также предсказание  $\rho$ -мезонной доминантности, вычисленное для  $W = 3,5$  [20]

отвергало модель в качестве кандидата на возможное описание глубоко неупругого рассеяния.

Были предприняты различные попытки [21] спасти подход в рамках модели векторной доминантности путем расширения спектральной функции векторных мезонов на большие массы, включая бесструктурный континуум состояний с высшими массами. Эти вычисления в обобщенной модели векторной доминантности потерпели неудачу при описании данных во всей кинематической области.

### Составные модели

Впервые предположение, что глубоко неупругое рассеяние могло бы давать указание на элементарные составляющие, было высказано Бьёркеном в его вареннской лекции в 1967 г. [22]. Изучая предсказания правил сумм, выведенных из алгебры токов [23], он утверждал: "...Мы считаем эти результаты настолько ясными, что, вспоминая об исторических примерах, предлагаем их интерпретацию в терминах "элементарных составляющих нуклона". По сути Бьёркен обнаружил, что правило сумм для нейтринного рассеяния, выведенное Адлером [24] из коммутатора двух **временных** компонент слабых токов, ведет к следующему неравенству [25] для неупругого электронного рассеяния:

$$\int_{q^2/2M}^{\infty} (W_2^p(\nu, q^2) + W_2^n(\nu, q^2)) d\nu \geq \frac{1}{2},$$

где  $W_2^p$  и  $W_2^n$  — структурные функции протона и нейтрона соответственно.

Это эквивалентно

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \left( \frac{d\sigma_{ep}}{dq^2} + \frac{d\sigma_{en}}{dq^2} \right) \geq \frac{2\pi\alpha^2}{q^4}.$$

Это неравенство устанавливает, что когда энергия электрона стремится к бесконечности, сумма электрон-протонного и электрон-нейтронного полных сечений (упругого плюс неупругого) при фиксированных больших  $q^2$  будет больше, чем половина сечения рассеяния электронов на точечной частице. Бьёркен также вывел подобные результаты для рассеяния электрона назад [26]. Эти соотношения были получены задолго до того, как появились наши первые результаты по неупругому рассеянию. Глядя назад, мы видим, что эти неравенства подразумевают точно-подобную структуру протона и большие сечения при высоких  $q^2$ , но в то время бьёркеновские результаты произвели на нас малое впечатление. Возможно, так произошло потому, что эти результаты основывались на алгебре токов, которую мы находили в большой степени теорией для посвященных. Или, быть может, это определялось тем, что мы были слишком пропитаны физикой того времени, которая предполагала, что адроны являются протяженными объектами с диффузными подструктурами.

Составной моделью, которая открыла путь для простой динамической интерпретации результатов глубоко неупругого рассеяния, явилась партонная модель Фейнмана. Он развил эту модель для описания адрон-адронных взаимодействий [27], в которых составляющие одного адрона взаимодействуют

с составляющими другого. Эти составляющие, называемые партонами, идентифицировались с фундаментальными голыми частицами пока еще неопределенной фундаментальной полевой теории сильных взаимодействий. Фейнман применил эту модель к глубоко неупругому рассеянию электронов после того, как он узнал ранние результаты по скейлингу, которые были представлены спустя короткое время на XIV Международной конференции по физике высоких энергий в Вене в конце лета 1968 г. Глубоко неупругое рассеяние электрона было идеальным процессом для применения этой модели. В электрон-адронном рассеянии были известны как взаимодействия электронов, так и структура рассеяния, в то время как в адрон-адронном рассеянии в то время не были поняты ни структура, ни взаимодействия.

В таком применении модели предполагается, что протон состоит из точечно-подобных партонов, на которых и рассеивается электрон. Эта модель существует в системе отсчета с бесконечным импульсом (в которой импульс частицы стремится к бесконечности), в которой релятивистская временная задержка замедляет движение составляющих почти до полной остановки. Падающий электрон, таким образом, "видит" партоны и некогерентно на них рассеивается, причем партоны не взаимодействуют друг с другом в течение времени обмена виртуальным фотоном. Предполагается, что в этой системе отсчета выполняется импульсное приближение, так что процесс рассеяния чувствителен только к свойствам и импульсам партонов. Партон отдачи в конечном состоянии взаимодействует в нуклоне, рождая вторичные частицы, которые и излучаются в процессе неупругого рассеяния. Диаграмма рассеяния в этой модели изображена на рис. 4.

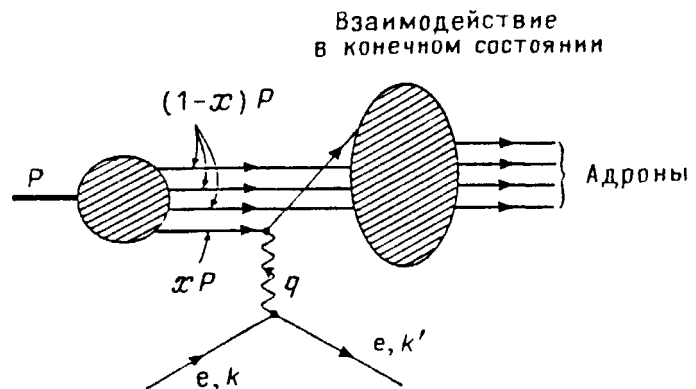


Рис. 4. Описание неупругого электрон-нуклонного рассеяния в партонной модели.  $k$  и  $k'$  — начальный и конечный импульсы электрона. Другие величины определены в тексте

Рассмотрим протон с импульсом  $P$ , "сделанный" из партонов, в системе отсчета с бесконечным импульсом. Поперечным импульсом любого партона можно пренебречь, так что  $i$ -й партон имеет импульс  $P_i = x_i P$ , где  $x_i$  — доля импульса протона. В предположении, что электрон рассеивается на точечном партоне с зарядом  $Q_i$  (в единицах  $e$ ) без изменения его массы и заряда, можно получить вклад в  $W_2(\nu, q^2)$  от этого рассеяния:

$$W_2^{(i)}(\nu, q^2) = Q_i^2 \delta(\nu - (q^2/2Mx_i)) = Q_i^2 x_i^{-1} \delta(x_i - (q^2/2M\nu)).$$

Распределение партонов  $\nu W_2$  дается выражением

$$\nu W_2(\nu, q^2) = \sum_N \mathcal{P}(N) \left( \sum_{i=1}^N Q_i^2 \right) x f_N(x) = F_2(x),$$



где

$$x = \frac{q^2}{2M\nu} = \frac{1}{\omega}$$

и где  $\mathcal{P}(N)$  — вероятность найти  $N$  партонов. Сумма

$$\sum_{i=1}^N Q_i^2$$

является суммой квадратов зарядов  $N$  партонов и  $f_N(x)$  — распределение заряженных партонов по продольному импульсу.

Было ясно, что партонная модель, в предположении точечных составляющих, автоматически дает скейлинговое поведение. Также являлось очевидным, что бёркеновская скейлинговая переменная  $\omega$  является величиной, обратной доле импульса  $x$  "выбитого" партона, и было показано, что  $\nu W_2$  является распределением доли импульса партонов с весом, равным квадратам их зарядов.

Предлагая партонную модель, Фейнман не конкретизировал, чем именно являются партоны. Было два конкурирующих предложения по их идентификации. В приложениях партонной модели партоны идентифицировались с затравочными нуклонами и пионами [28 — 30], а также с кварками [31 — 33]. Однако партонная модель, включающая кварки, приводила к вопиющей несогласованности. Требовалось сильное взаимодействие кварков в конечном состоянии для учета того факта, что эти составляющие не должны наблюдаться в лабораториях. До развития квантовой хромодинамики (КХД) имелась серьезная проблема с согласованием "свободного" поведения составляющих во время поглощения фотонов с необходимым сильным взаимодействием в конечном состоянии. Один из путей избежать эту трудность состоял в том, чтобы приписать кваркам очень большие массы, но это не казалось вполне удовлетворительным. Этой проблемы удалось избежать в партонных моделях, использующих затравочные нуклоны и пионы, поскольку партонам отдачи было разрешено распадаться в реальные частицы, когда они излучались из нуклона.

Дрелл, Леви и Ян [28] вывели партонную модель, в которой партонами являются голые нуклоны и пионы, из канонической полевой теории пионов и нуклонов с добавленным обрезанием по поперечным импульсам. Вычисления показали, что свободные точечные элементарные составляющие, которые взаимодействуют с электромагнитным током, во всех порядках теории возмущений и в лидирующем порядке по логарифму  $iM\nu/q^2$  являются затравочными нуклонами, составляющими протон, но не являются пионами в пионном облаке.

Дальнейшим развитием подхода, позволившим идентифицировать голые нуклоны и пионы с партонами, явилось вычисление Ли и Дрелла [30], которое обеспечило полностью релятивистское обобщение партонной модели, более не ограниченное системой с бесконечным импульсом. В этой теории решения уравнения Бете—Солпитера описывали связанные состояния затравочного нуклона и затравочных мезонов, причем наблюдаемая масштабная инвариантность увязывалась с быстрым падением упругих электромагнитных форм-факторов.

Когда кварковая модель была предложена в 1964 г., она содержала три типа кварков: верхний ( $u$ — от up), нижний ( $d$ —down) и странный ( $s$ —strange),

имеющие заряды  $2/3$ ,  $-1/3$  и  $-1/3$  соответственно и спин  $1/2$  каждый. В этой модели нуклоны (и все прочие барионы) состоят из трех кварков, а все мезоны — из кварка и антикварка. Так как протон и нейтрон оба имеют нулевую странность, они являются  $(u, u, d)$  и  $(d, d, u)$  системами соответственно. Бьёркен и Пачос [31] рассмотрели партонную модель для системы трех кварков, обычно называемых валентными кварками, в присутствии кварк-антикварковых пар, часто называемых морем, и предложили дальнейшие проверки модели. Более детальное описание кварк-партонной модели было дано позднее Кути и Вайскопфом [32]. Их модель нуклона содержала, в дополнение к трем валентным кваркам и морю кварк-антикварковых пар, также нейтральные глюоны, являющиеся квантами поля, ответственного за связь кварков. Распределение импульса кварков, соответствующее большим  $\omega$ , было получено из требований реджевского поведения.

Точные проверки этих моделей были обеспечены обширными измерениями с водородной и дейтериевой мишенями, которые последовали за более ранними результатами.

### Измерения структурных функций протона и нейтрона

Первые результаты по глубоко неупругому рассеянию электронов были получены в период 1967 — 1968 гг. на водородной мишени со спектрометром на 20 ГэВ, предназначенным для углов рассеяния  $6^\circ$  и  $10^\circ$ . К 1970 г. данные по протону [34] были расширены на углы рассеяния  $18^\circ$ ,  $26^\circ$  и  $34^\circ$  благодаря использованию спектрометра на 8 ГэВ. Измерения покрывали область  $q^2$  от  $1 \text{ ГэВ}^2$  до  $20 \text{ ГэВ}^2$  и область  $W^2$  вплоть до  $5 \text{ ГэВ}^2$ . К 1970 г. были также получены данные с дейтериевой мишенью [35] для углов рассеяния  $6^\circ$  и  $10^\circ$ . Последовательно была проделана серия связанных измерений с водородной и дейтериевой мишенями [36 — 38] с лучшей статистикой, покрывающая расширенную область по  $q^2$  и  $W^2$  и использующая спектрометры на 20 ГэВ, 8 ГэВ и 1,6 ГэВ. Эти наборы данных обеспечили, кроме более детальной информации о структурных функциях протона, проверку скейлинга для нейтрона. Вдобавок к этому, измеренное отношение структурных функций нейтрона и протона дало точные указания на выбор между различными моделями, предложенными для объяснений ранних результатов по протону.

Нейтронные сечения были выделены из измеренных дейтронных сечений при помощи импульсного приближения совместно с процедурой учета эффектов фермиевского движения. Именно, использовался метод Атвуда и Веста [39], с малыми модификациями [40], представляющими поправки вне массовой оболочки. В этом методе, измеренные структурные функции протона  $W_1$  и  $W_2$ , кинематически размазанные по распределению фермиевских моментов дейтрона, комбинировались, чтобы дать размазанное протонное сечение  $\sigma_{ps}$ . Вычитание размазанного протонного сечения из измеренного дейтронного сечения давало размазанное нейтронное сечение  $\sigma_{ns} = \sigma_d - \sigma_{ps}$ . Для получения неразмазанного нейтронного сечения использовалась соответствующая процедура [37] для  $\sigma_{ns}$ . Из него и измеренного сечения протона  $\sigma_p$  было определено отношение  $\sigma_n/\sigma_p$ , которое свободно от кинематического размазывания. Результаты были нечувствительны к выбору волновой функции дейтрона, использованной для вычисления распределения по импульсам связанных нуклонов, пока волновые функции согласовывались с известными свой-

ствами дейтрона и  $n$ - $p$ -взаимодействия.

Анализ этих обширных наборов данных привел к следующим заключениям:

1) Структурные функции нейтрона и дейтрона обнаруживают то же скейлинговое поведение, что и протонная функция. Это показано на рис. 5, ко-

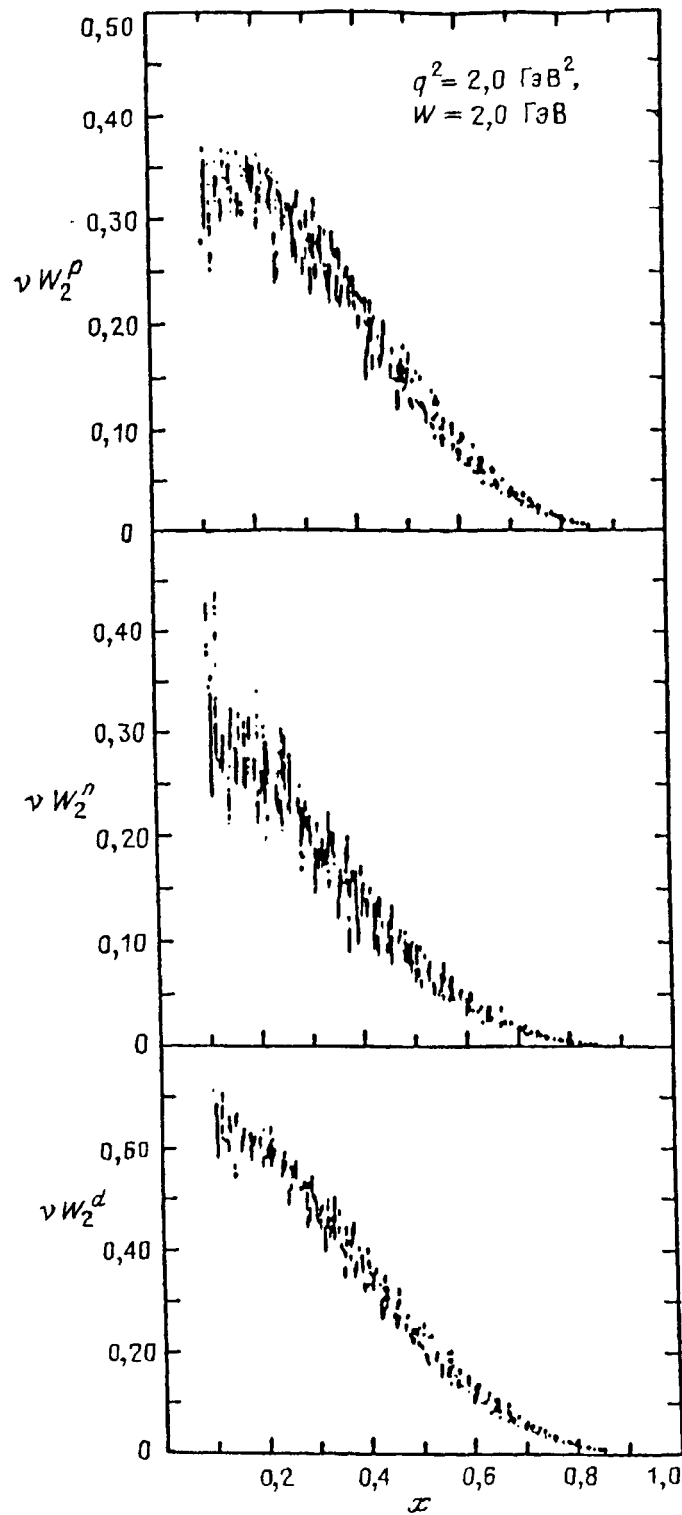


Рис. 5. Значения  $\nu W_2^p$ ,  $\nu W_2^n$  и  $\nu W_2^d$  в зависимости от  $x$ . Данные взяты из [36]

торый представляет  $\nu W_2$  для протона, нейтрона и дейтрона как функцию  $x$  для данных в области  $q^2$  от 2 до 20 ГэВ<sup>2</sup>.

2) Значения  $R_p$ ,  $R_n$  и  $R_d$  были равны в пределах экспериментальных ошибок. Это показано на рис. 6, где изображена разница  $R_d$  и  $R_p$ .

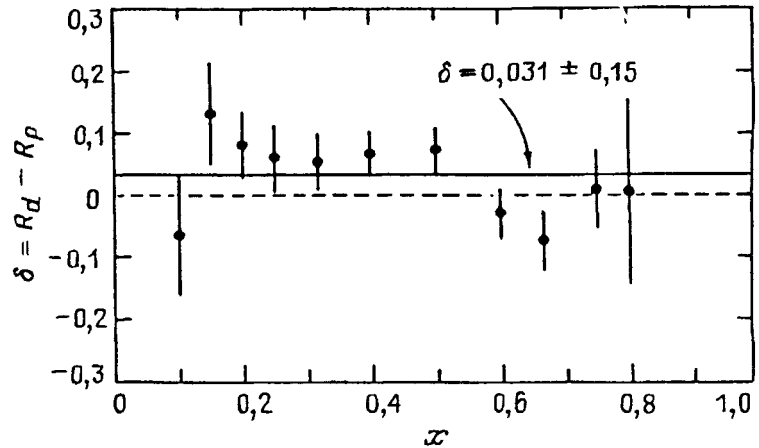


Рис. 6. Средние значения величины  $\delta = R_d - R_p$  изучены для каждого из 11 значений  $x$ . Отмеченные ошибки — чисто случайные. Систематическая ошибка в  $\delta 0,036$ . Данные взяты из [36, 37]

(3) Отношение неупругих сечений нейтрона и протона непрерывно падает с приближением скейлинговой переменной  $x$  к 1. От значения около 1 вблизи  $x = 0$  экспериментальное отношение падает до приблизительно 0,3 в окрестности  $x = 0,85$ . Это показано на рис. 7, на котором  $\sigma_n/\sigma_p$  изображено как функция  $x$ . Эти результаты налагают сильные ограничения на различные модели структуры нуклона, как обсуждается ниже.

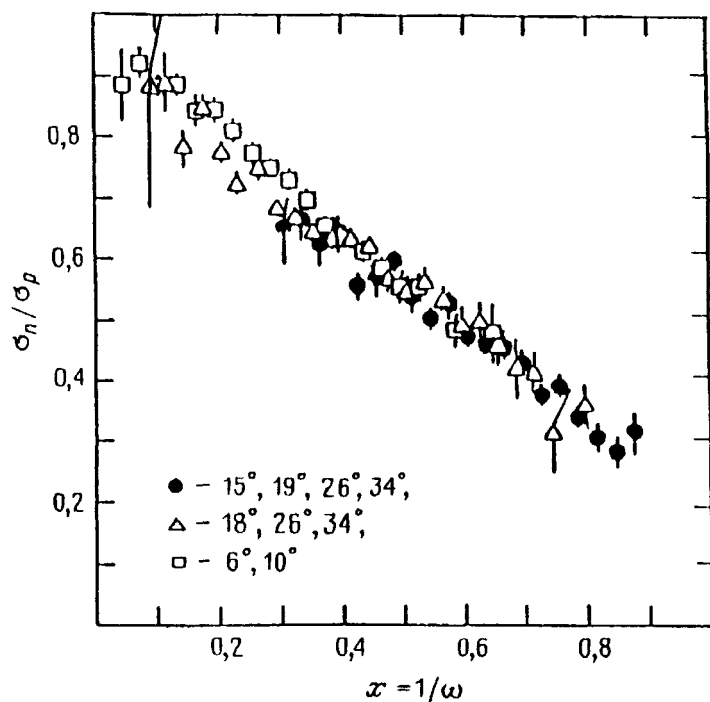


Рис. 7. Значения  $\sigma_n/\sigma_p$  как функция  $x$ , определенные из результатов, представленных в [36, 37]

### Результаты исследования правил сумм

Правило сумм, абстрактно говоря, связывает интеграл от сечения (или величины, выведенной из него) со свойствами взаимодействия, которое, как предполагается, приводит к данной реакции. Экспериментальная проверка таких соотношений, таким образом, кардинально важна для тестирования теоретических моделей. Оценки правил сумм в рамках партонной модели сыграли важную роль в идентификации нуклонных составляющих. Ранние вычисления взвешенных интегралов  $\nu W_2(\omega)$  по  $\omega$  основывались на предположении, что импульс нуклона в среднем равномерно распределен среди партонов. Для нейтронов и протонов было исследовано два важных правила сумм

$$I_1 = \int_1^{\infty} \nu W_2(\omega) \frac{d\omega}{\omega^2} = \sum_N \mathcal{P}(N) \frac{\sum_{i=1}^N Q_i^2}{N},$$

$$I_2 = \int_1^{\infty} \nu W_2(\omega) \frac{d\omega}{\omega} = \sum_N \mathcal{P}(N) \left( \sum_{i=1}^N Q_i^2 \right),$$

где  $I_2$  — взвешенная сумма квадратов партонных зарядов, а  $I_1$  [31, 41] — среднеквадратичный заряд, приходящийся на один партон. Сумма  $I_2$  эквивалентна правилу сумм, выведенному Готфридом [42], который показал, что для протона, состоящего из трех нерелятивистских точечных кварков,  $I_2^p$  равно 1 при высоких  $q^2$ . Экспериментальное значение этого интеграла при интегрировании по области данных коллаборации МТИ—СЛАК дало

$$I_2^p = \int_1^{20} \frac{d\omega}{\omega} \nu W_2(\omega) = 0,78 \pm 0,04,$$

где интеграл был обрезан при  $\omega > 20$  из-за недостаточной информации об  $R_p$ . Так как экспериментальные значения  $\nu W_2$  при больших  $\omega$  не исключали постоянного значения (см. рис. 2), имелось некоторое подозрение, что эта сумма может расходиться. Это подразумевало бы, что когда  $\nu$  стремится к  $\infty$ , рассеяние в кварковой модели происходит на бесконечном море кварк-антикварковых пар. В таблице даны суммарные результаты ранних экспериментальных сравнений правил сумм с предсказаниями различных моделей. В отличие от  $I_2$  экспериментальное значение  $I_1$  было не очень чувствительно к поведению  $\nu W_2$  при  $\omega > 20$ . Эксперимент давал значение около половины предсказанного на основе простой трехкварковой модели протона. Это было слишком мало и для протона, имеющего три валентных кварка в море кварк-антикварковых пар. В то же время модель Кути—Вайскопфа [32], которая включала нейтральные глюоны вдобавок к валентным кваркам и морю кварк-антикварковых пар, предсказывала значение  $I_1^p$ , которое было совместимо с экспериментальным результатом.

Ранние результаты сумм<sup>а</sup> — теория<sup>б</sup> и измерение<sup>в</sup>

Ожидавшиеся значения <sup>д</sup>	3 кварка	3 кварка + "море"	Измерения	$\omega_m^e$	$q^2, (\text{ГэВ}/c)^2$
$I_1^p$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{9} + \frac{1}{3\langle N \rangle}$	$0,159 \pm 0,005$	20	1,0
			$0,165 \pm 0,005$	20	1,5
			$0,172 \pm 0,009^g$	$20^g$	$1,5^g$
			$0,154 \pm 0,005$	12	2,0
$I_1^n$	$\frac{2}{9}$	$\frac{2}{9}$	$0,120 \pm 0,008$	20	1,0
			$0,115 \pm 0,008$	20	1,5
			$0,107 \pm 0,009$	12	2,0
$I_2^p$	1	$\frac{1}{3} + \frac{2\langle N \rangle}{9}$	$0,739 \pm 0,029$	20	1,0
			$0,761 \pm 0,027$	20	1,5
			$0,780 \pm 0,04^g$	$20^g$	$1,5^g$
			$0,607 \pm 0,021$	12	2,0
$I_2^n$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2\langle N \rangle}{9}$	$0,592 \pm 0,051$	20	1,0
			$0,584 \pm 0,050$	20	1,5
			$0,429 \pm 0,036$	12	2,0
$I_2^p - I_2^n$		$\frac{1}{3}$	$0,147 \pm 0,059$	20	1,0
			$0,177 \pm 0,057$	20	1,5
			$0,178 \pm 0,042$	12	2,0

<sup>а</sup> Из: *Friedman J.L., Kendall H.W.* // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* (1972). V. 22. P. 203. <sup>б</sup> Работа [31].  
<sup>в</sup> Вычислено, исходя из предварительных результатов, позднее опубликованных в работах [35, 36] (за исключением специально отмеченных случаев). <sup>г</sup> Данные из работы [3]. <sup>д</sup> Ожидаемое значение числа кварков  $\langle N \rangle$ . <sup>е</sup>  $\omega_m$  — верхний предел интеграла.

Разность  $I_2^p - I_2^n$  представляла большой интерес, поскольку считалось, что она чувствительна только к валентным кваркам в протоне и нейтроне. В предположении, что кварк-антикварковое море является изотопическим скаляром, эффекты моря зануляются в вышеуказанной разности, давая  $I_2^p - I_2^n = 1/3$ . К сожалению, из данных трудно выделить осмысленное значение из-за важности вклада  $\nu W_2$  при больших  $\omega$ . Экстраполируя  $\nu W_2^p - \nu W_2^n$  к  $\omega \rightarrow \infty$  для  $\omega > 12$  с асимптотическим поведением  $(1/\omega)^{1/2}$ , ожидаемым на основе теории Редже, мы получили грубую оценку  $I_2^p - I_2^n = 0,22 \pm 0,07$ . Это согласовывалось с ожидавшимся значением при имевшейся ошибке и неопределенностях в экстраполяции. Разница  $\nu W_2^p(x) - \nu W_2^n(x)$ , изображенная на рис. 8, показывает пик, который следовало бы ожидать в теоретических моделях [31, 32], включающих квазисвободные элементарные составляющие.

Также было исследовано обсуждавшееся до этого неравенство Бьёркена, именно:

$$\int_{q^2/2M}^{\infty} (W_2^p(\nu, q^2) + W_2^n(\nu, q^2)) d\nu \geq \frac{1}{2}.$$

Было найдено, что это неравенство удовлетворяется при  $\omega \approx 5$ .

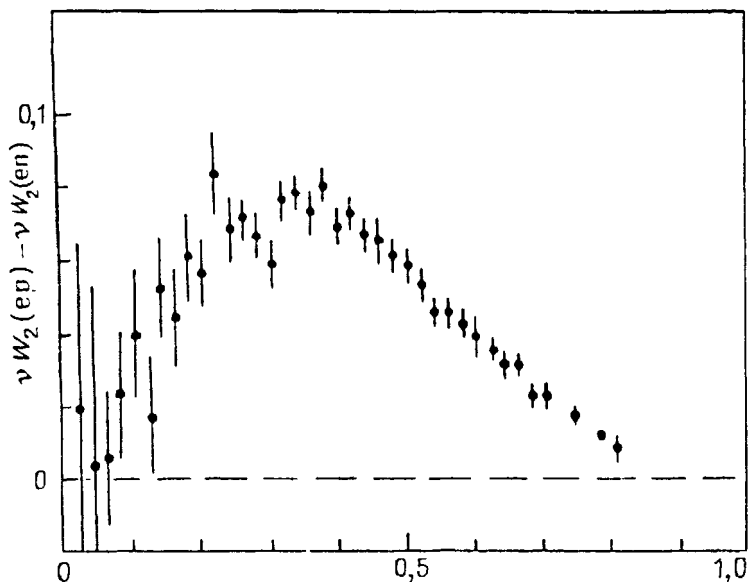


Рис. 8. Значения  $\nu W_2^p - \nu W_2^n$  как функция  $x$

Обобщения кварк-партонной модели допускали теоретическое вычисление взвешенной суммы

$$\int \nu W_2 \frac{d\omega}{\omega^2}$$

без предположения о том, что импульс нуклона равномерно распределен между разными типами партонов. Если определить  $u_p(x)$  и  $d_p(x)$  как распределения импульса верхних и нижних кварков в протоне, тогда  $F_2^p(x)$  дается выражением

$$F_2^p(x) = \nu W_2^p(x) = x[Q_u^2(u_p(x) + \bar{u}_p(x)) + Q_d^2(d_p(x) + \bar{d}_p(x))],$$

где  $\bar{u}_p(x)$  и  $\bar{d}_p(x)$  определены как распределения верхних и нижних антикварков, а  $Q_u^2$  и  $Q_d^2$  — квадраты зарядов верхнего и нижнего кварков соответственно. Морем странного кварка пренебрегалось.

Используя зарядовую симметрию, можно показать, что

$$\frac{1}{2} \int_0^1 (F_2^p(x) + F_2^n(x)) dx = \frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2} \int_0^1 x(u_p(x) + \bar{u}_p(x) + d_p(x) + \bar{d}_p(x)) dx.$$

Интеграл в правой стороне уравнения является полной долей импульса, переносимого кварками и антикварками, которая должна быть равна 1,0, если они переносят весь импульс нуклона. В этом предположении ожидаемое значение суммы должно быть равно

$$\frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{4}{9} + \frac{1}{9} \right) = \frac{5}{18} = 0,28.$$

Оценка экспериментальной суммы из протонных и нейтронных результатов по всей кинематической области дала значение

$$\frac{1}{2} \int_0^1 (F_2^p(x) + F_2^n(x)) dx = 0,14 \pm 0,005.$$

Это опять предполагает, что половина импульса нуклона переносится нейтральными составляющими — глюонами, которые не взаимодействуют с электроном.

### Идентификация нуклонных составляющих как кварков

Подтверждение составной модели нуклона и идентификация элементарных составляющих как кварков потребовали ряда лет и были результатом непрерывного взаимодействия между экспериментом и теорией. Ко времени XV Международной конференции по физике высоких энергий, проходившей в Киеве в 1970 г., среди некоторой части сообщества физиков, занимающихся высокими энергиями, уже была принята точка зрения, что протон состоит из точечно-подобных составляющих. В то время мы были достаточно убеждены, что мы видим составную структуру нуклона в наших экспериментах, и впоследствии наша группа направляла свои усилия на попытки идентификации этих составляющих и сравнение с остающимися конкурирующими моделями.

Результаты рассеяния электронов, которые играли ключевую роль в идентификации составляющих протонов и нуклонов и в выборе среди конкурирующих моделей, были таковы:

**1. Измерение  $R$ .** На четвертом Международном симпозиуме по электронным и фотонным взаимодействиям при высоких энергиях, проходившем в Ливерпуле в 1969 г., были представлены данные коллаборации МТИ—СЛАК, которые показали, что  $R$  мало, и которые согласовывались с предположением о независимости  $R$  от  $q^2$ . Последующие измерения [36, 37] с уменьшенными ошибками согласовались с этими выводами.

Как отметили Каллан и Гросс [43], экспериментальный результат о малости отношений  $R$  для протона и нейтрона при больших значениях  $q^2$  и  $\nu$  требует, чтобы составляющие, ответственные за рассеяние, имели спин  $1/2$ . Эти результаты исключили пионы как кандидатов на роль элементарных составляющих, но согласовывались с кварками или голыми протонами в качестве таковых.

**2. Отношение  $\sigma_n/\sigma_p$ .** Как обсуждалось в предыдущем разделе,  $\sigma_n/\sigma_p$  падает от 1 около  $x = 0$  до 0,3 в окрестности  $x = 0,85$ . Отношение  $\sigma_n/\sigma_p$  эквивалентно  $W_2^n/W_2^p$  при  $R_p = R_n$ , а в кварковой модели налагается ограничение снизу на  $W_2^n/W_2^p$ , равное 0,25. Экспериментальные значения согласовывались с этим нижним пределом и приближались к нему. В то же время, в реджевской и резонансной моделях возникали трудности при больших  $x$ , так как эти модели предсказывали, что вблизи  $x = 1$  отношение равно приблизительно 0,6 и 0,7 соответственно, а чисто дифракционная модель предсказывала 1,0. Релятивистская партонная модель, в которой партоны ассоциировались с затравочными нуклонами и мезонами, предсказывала для  $W_2^n/W_2^p$  результат, который падал до нуля при  $x = 1$  и был приблизительно 0,1 при  $x = 0,85$ , в очевидном противоречии с нашими результатами.

Кварковая модель, в которой верхний и нижний кварки имели тождественные импульсные распределения, давала значение  $W_2^n/W_2^p = 2/3$ . Таким образом, маленькое значение, наблюдаемое экспериментально, требовало отличий этих распределений и кварк-кварковых корреляций при малых  $x$ . Чтобы



получить отношение 0,25 (нижний предел кварковой модели), только нижний кварк в нейтроне и верхний в протоне должны были давать вклад в рассеяние при том значении  $x$ , при котором достигается предел.

**3. Правила сумм.** Как обсуждалось ранее, некоторые предсказания правил сумм предполагали точечно-подобную структуру нуклона. Экспериментальные оценки правила сумм, связанного со среднеквадратичным зарядом составляющих, согласовывались с введением дробного заряда в модели кварков, при условии, что половина импульса нуклона переносится глюонами.

### Ранние результаты по нейтрино

Глубоко-неупругое рассеяние нейтрино дало дополнительную информацию, которая обеспечила убедительную проверку вышеописанной интерпретации. Так как взаимодействия нейтринных заряженных токов с кварками, как ожидалось, не зависят от зарядов кварков, но, как предполагалось, зависят от распределений импульса кварка так же, как взаимодействия электронных токов, было предсказано, что отношение интегралов для глубоко неупругого рассеяния электрона и нейтрино зависит от зарядов кварков, а зависимости от импульсных распределений сокращаются.

Именно,

$$\frac{\frac{1}{2} \int (F_2^{\text{ep}}(x) + F_2^{\text{en}}(x)) dx}{\frac{1}{2} \int (F_2^{\text{vp}}(x) + F_2^{\text{vn}}(x)) dx} = \frac{Q_u^2 + Q_d^2}{2},$$

где  $(1/2) \int (F_2^{\text{vp}}(x) + F_2^{\text{vn}}(x)) dx$  — структурная функция  $F_2$ , полученная из нейтрино-нуклонного рассеяния на мишени, имеющей равное число нейтронов и протонов. Интеграл от этой нейтринной структурной функции по  $x$  равен полной доле нуклонного импульса, переносимой составляющими нуклона, которые взаимодействуют с нейтрино. Он непосредственно дает долю импульса, переносимую кварками и антикварками, поскольку ожидалось, что глюоны не взаимодействуют с нейтрино.

Первые нейтринные и антинейтринные сечения были представлены в 1972 г. на XVI Международной конференции по физике высоких энергий, проходившей в Фермилабе (Fermilab) и Чикагском Университете. Измерения были сделаны в ЦЕРНе (CERN — Центр Европейских Ядерных Исследований) на синхротроне с энергией 24 ГэВ с использованием камеры "Гаргамель" (Gargamele) — большой пузырьковой камеры на тяжелой воде. На этой встрече Перкинс [44], который докладывал эти результаты, констатировал, что "...предварительные данные о сечениях дают изумительную проверку кварковой модели адронов Гелл-Манна—Цвейга".

Эти результаты о полных сечениях, представленные на рис. 9, демонстрируют их линейную зависимость от энергии как для нейтрино, так и для антинейтрино, которая является следствием бьёркеновского скейлинга структурных функций в области глубокой неупругости. Комбинируя нейтринное и антинейтринное сечения, группа Гаргамель смогла показать, что

$$\frac{1}{2} \int (F_2^{\text{vp}} + F_2^{\text{vn}}) dx = \int x(u_p(x) + \bar{u}_p(x) + d_p(x) + \bar{d}_p(x)) dx = 0,49 \pm 0,07,$$

подтвердив интерпретацию результатов электронного рассеяния, которая

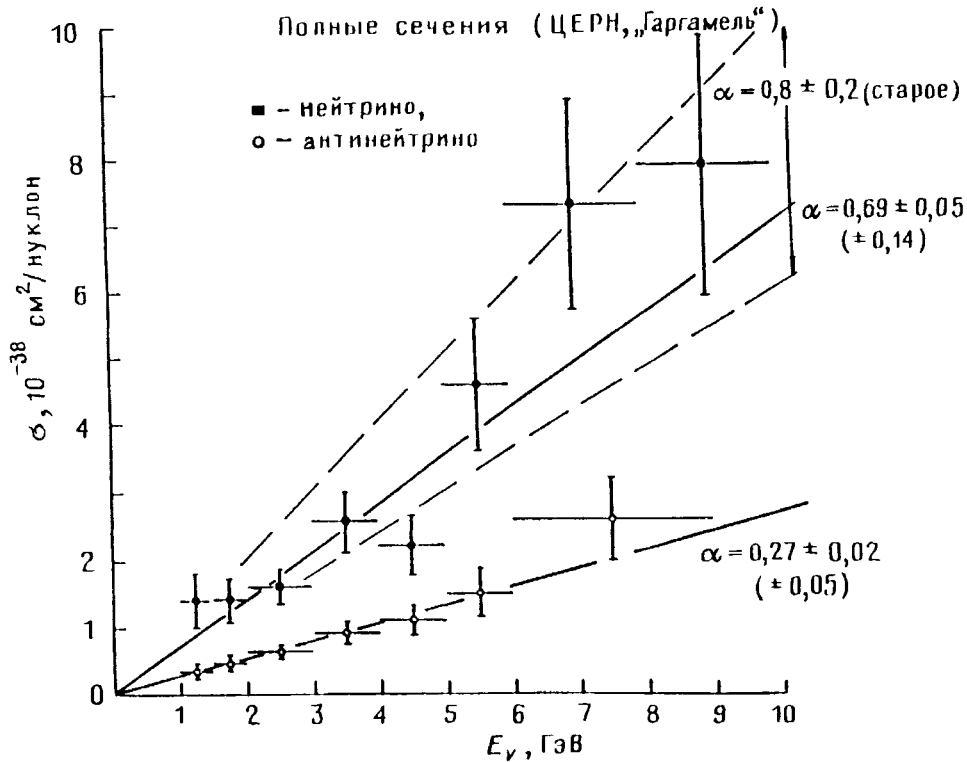


Рис. 9. Ранние результаты группы Гаргамель для нейтрино-нуклонных и антинейтрино-нуклонных сечений как функций энергии. Эти результаты были представлены на XVI Международной конференции по физике высоких энергий, НАЛ — Чикаго, 1972, [44]

предполагала, что кварки и антикварки переносят только около половины нуклонного импульса. Сравнив этот результат с

$$\frac{1}{2} \int (F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)) dx,$$

экспериментаторы из этой группы нашли, что отношение интегралов для нейтрино и электрона равно  $3,4 \pm 0,7$ , что нужно сравнивать со значением  $18/5 = 3,6$ , предсказанным для кварковой модели. Это был поразительный успех кварковой модели.

В течение следующих нескольких лет нейтринные результаты подтвердили эти заключения. Результаты, представленные [45] на XVII Международной конференции по физике высоких энергий, состоявшейся в Лондоне в 1974 г., продемонстрировали, что отношение  $18/5$  надежно как для функций  $x$ , так и для функций энергии нейтрино. Рис. 10, взятый из данных группы Гаргамель, дает сравнение  $F^{\nu N}(x)$  и  $18/5 F_2^{eN}(x)$ , где  $F^{\nu N}(x)$  и  $F_2^{eN}(x)$  представляют среднее соответственно по протонной и нейтронной структурным функциям, а рис. 11 показывает отношение интегралов двух структурных функций как функцию энергии нейтрино, и основан на данных группы Гаргамель и коллаборации КТИ—НАЛ (СГТ — то же, что Калтех, НАЛ — то же, что Фермилаб). Кроме того, группа Гаргамель исследовала правило сумм Гросса—Левелин-Смита [46] для структурной функции  $F_3$ , единственной, которая возникает в общих выражениях для неупругих сечений нейтрино и антинейтрино на нуклоне вследствие нарушения четности в слабом взаимодействии.

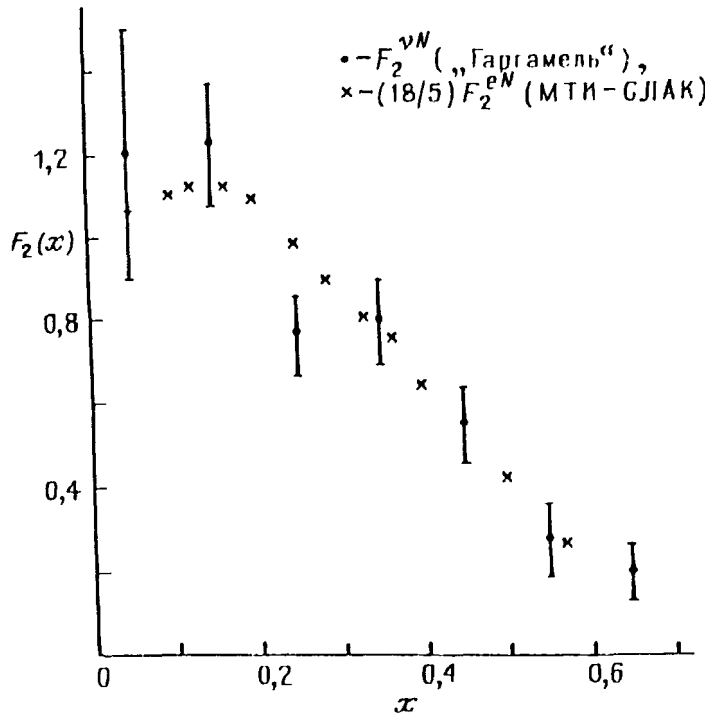


Рис. 10. Ранние измерения  $F_2^{\nu p}$  на Гаргамеле в сравнении с  $(18/5)F_2^{ep}$ , вычисленным из результатов МТИ—СЛАК

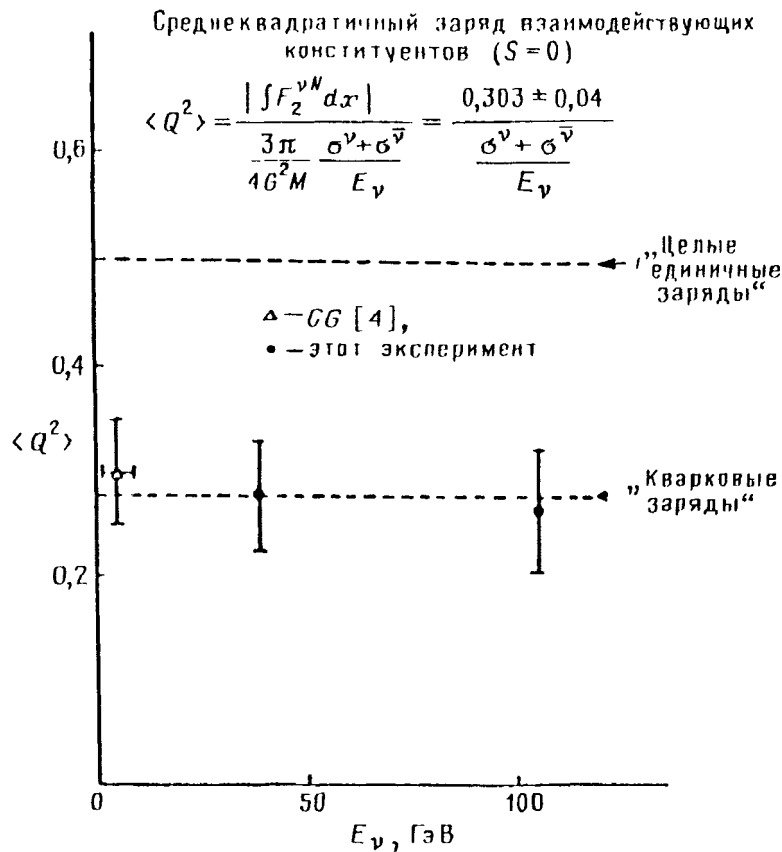


Рис. 11. Сравнение отношения интегралов от электрон-нуклонной и нейтрино-нуклонной структурных функций со значением 5/18, полученным из ожидаемых кварковых зарядов. Данные, отмеченные светлыми треугольниками, взяты из результатов группы Гаргамель, а темными кружками — из данных группы КТИ—НАЛ — см. [45]. Величина  $\langle Q^2 \rangle$  — среднеквадратичный заряд кварков мишени, состоящей из равного числа протонов и нейтронов

Это правило сумм утверждает, что

$$\int F_3^{\nu N}(x) dx = (\text{число кварков}) - (\text{число антикварков}),$$

и равно 3 для нуклона в кварковой модели. Находя значения  $F_3^{\nu N}(x)$  из разностей сечений нейтрино и антинейтрино, группа Гаргамель обнаружила, что интеграл равен  $3,2 \pm 0,6$  — другой значительный успех кварковой модели.

### Принятие физическим сообществом взгляда на кварки как на нуклонные составляющие

После лондонской конференции 1974 г. с сильной аргументацией в пользу составной кварковой модели произошло общее изменение взглядов на структуру адронов. Были отклонены бутстрапный подход и концепция ядерной демократии, и к концу 1970-х гг. вера в кварковую структуру адронов стала доминирующей при развитии теории и планировании экспериментов. Ключевым элементом в таком изменении взглядов было всеобщее принятие КХД [47, 48], которая исключила последний парадокс, именно, объяснила, почему нет свободных кварков. Таким образом, механизм инфракрасного удержания в КХД явился причиной принятия кварков как физических составляющих нуклона без необходимости требования свободных кварков. Свойство асимптотической свободы КХД также с легкостью обеспечило объяснение скейлинга, но в этой теории неизбежны логарифмические отклонения от скейлинга. Эти отклонения были подтверждены позже в экспериментах по мюонному и нейтринному рассеянию во ФНАЛ (FNAL — Национальный Ускорительный центр им. Ферми — эквивалентно Фермилабу) и в ЦЕРНе. Был также ряд других важных экспериментальных результатов, доложенных в 1974 г. и во второй половине десятилетия, давших дальнейшие сильные подтверждения кварковой модели. Среди этих результатов было открытие чармония [49, 50] и его возбужденных состояний [51], исследования полного сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны [52] и открытие кварковых [53] и глюонных [54] струй. Составная кварковая модель со взаимодействием кварков, описываемым КХД, стала общепринятым взглядом на структуру адронов. Против этой картины, которая стала одним из оснований стандартной модели, не было никаких экспериментальных указаний в прошедшие годы.

*Благодарности.* Существенный вклад в эту работу внесли многие люди. Список благодарностей дан в общей части всех трех лекций.

(Перевод с англ. А.Д. Миронова)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ И ПРИМЕЧАНИЙ

- [1] Coward D.H. et al.//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 292.
2. Panofsky W.K.H.//Proc. of the 14th Intern. Conference on High Energy Physics. — Vienna, 1968. — 23. — Экспериментальный доклад, представленный автором, не опубликован в трудах конференции. Он был, однако, опубликован как препринт СЛАК.
3. Bloom E.D. et al.//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 930.  
Breidenbach M. et al.//Ibidem. P. 935.
4. Моттовское сечение равно
 
$$\sigma_{\text{Mott}} = \frac{e^4}{4E^2} \frac{\cos^2(\theta/2)}{\cos^4(\theta/2)}.$$
5. McAllister R.W., Hofstadter R.//Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 851.
6. Bjorken J.D.//Ibidem. 1969. V. 179. P. 1547. — В частной беседе Бьёркен рассказал группе

МТИ—СЛАК о скейлинге в 1968 г.

7. *Drell S.D., Walecka J.D.*// Ann. Phys. New York. 1964. V. 28. P. 18.
8. *Gell-Mann M.*//Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 214.
9. *Zweig G.* CERN preprints 8182/TH 401; 8419/TH 412. — Geneva, 1964.
10. *Gell-Mann M.* Caltech Synchrotron Laboratory Report CTSL-20. — 1961. *Neeman Y.*//Nucl. Phys. 1961. V. 26. P. 222.
- [11] *Taylor R.E.* 1990 Nobel Lecture in Physics. — (Перевод в этом номере "УФН".)
12. *Kendall H.W.* 1990 Nobel Lecture in Physics. — (Перевод там же).
13. *Abarbanel H.D., Goldberger M.L., Treiman S.B.*//Phys. Rev. Lett. 1969.V. 22. P. 500.
14. *Harari H.*//Ibidem. P. 1078; 1970. V. 24. P. 286.
15. *Akiba T.*// Lett. Nuovo Cimento. 1970. V. 4. P. 1281.
16. *Pagels H.*// Phys. Rev. 1971. V. D3. P. 1217.
17. *Moffay J.W., Snell V.C.*//Ibidem. P. 2848.
18. *Landschoff P.V., Polkinghorne J.C.* DAMPT 70/36. — 1970.
19. *Domokos G., Kovesi-Domokos S., Shonberg E.*//Phys. Rev. 1971. V. D3. Pp. 1184, 1191.
20. *Sakurai J.J.*//Phys. Rev. Lett. 1970. V. 31. P. 22.  
*Chou J., Sakurai J.J.*// Phys. Lett. 1970. V. 31B. P. 22.
- [21] В качестве обзора моделей векторной доминантности и обобщенной векторной доминантности см.: *Bauer T.H., Spital R.E., Yennie D.R., Pipkin F.M.*// Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 261.
22. *Bjorken J.D.* Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi". Course XLI: Selected Topics in Particle/Ed. J. Steinberger. — New York; Academic Press, 1968.
23. *Gell-Mann M.*//Phys. Rev. 1962. V. 125. P. 1062.  
В качестве обзора по алгебре токов см.: *Bjorken J.D., Nauenberg M.*// Ann. Rev. Nucl. Sci. 1968. V. 18. P. 229.
24. *Adler S.L.*// Phys. Rev. 1966. V. 143. P. 1144.
25. *Bjorken J.D.*//Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 408.
26. *Bjorken J.D.*//Phys. Rev. 1967. V. 163. P. 1767.
27. *Feynman R.P.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415.  
Proceedings of the III International Conference on High Energy Collisions, organized by C.N. Yang et al. — New York: Grodon and Breach, 1969.
28. *Drell S., Levy D.J., Yan T.M.*// Phys. Rev. 1969. V. 187. P. 2159; 1970. V. D1. Pp. 1035, 1017.
29. *Cabbibo N., Parisi G., Testa M., Verganelakis A.*//Lett. Nuovo Cimento. 1970. V. 4. P. 569.
30. *Lee T.D., Drell S.D.*//Phys. Rev. 1972. V. D5. P. 1738.
- [31] *Bjorken J.D., Paschos E.A.*//Ibidem. 1969. V. 185. P. 1975.
32. *Kuti J., Weisskopf V.F.*//Ibidem. 1971. V. D4. P. 3418.
33. *Landschoff P.V., Polkinghorne J.C.*//Nucl. Phys. 1971. V. B28. P. 240.
34. *Miller G. et al.*//Phys. Rev. 1972. V. D5. P. 528.
35. *Poucher J.S. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 118.
36. *Bodek A. et al.*//Ibidem. 1973. V. 30. P. 1087; Phys. Lett. 1974. V. B51. P. 417; Phys. Rev. 1979. V. D20. P. 1471.
37. *Riordan E.M. et al.*// Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 561; Phys. Lett. 1974. V. B52. P. 249.
38. *Atwood W.B. et al.*// Ibidem. 1976. V. B64. P. 479.
39. *Atwood W.B., West G.B.*// Phys. Rev. 1973. V. D7. P. 773.
40. *Bodek A.*//Ibidem. V. D8. P. 3231.
- [41] *Gallen C.G., Gross D.J.*//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 311.
42. *Gottfried K.*//Ibidem. 1967. V. 18. P. 1174.
43. *Gallen C.G., Gross D.J.*// Ibidem. 1969. V. 22. P. 156.
44. *Perkins D.H.*//Proc. of the XVI Intern. Conference on High Energy Physics. — Chicago NAL, 1972. — V. 4. P. 189.
45. *Haguenauer M.*//Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Physics. — London, 1974. — P. IV-95.  
*Sciulli F.*//Ibidem. — P. IV-105.  
*Cundy D.C.*//Ibidem. — P. IV-131.
46. *Gross D.J., Llewellyn Smith C.H.*// Nucl Phys. 1969. V. B14. P. 337.
47. *Gross D.J., Wilczek F.*//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1343.
48. *Politzer H.D.*//Ibidem. P. 1346.
49. *Aubert J.J. et al.*//Ibidem. 1974. V. 33. P. 1404.
50. *Augustin J.E.*// Ibidem. — P. 1406.
- [51] В качестве резюме препринтов и ссылок, покрывающего открытия  $J/\psi$ -частицы и ее возбужденных состояний см.: *Cahn R.H., Goldhaber G.* The Experimental Foundations of Particle Physics. — Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1989. — P. 257.
52. *Schwitters R.F., Strauch K.*//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1976. V. 26. P. 89.

53. *Hanson G. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1609.

54. В качестве опорных обзоров ранних данных по глюонным струям см.:  
*Duinker P., Lackey D.*//Comm. Nucl. and Part. Phys. 1980. V. 9. P. 123.  
*Söding P., Wolf G.*// Ann. Rev. Nucl. Sci. 1981. V. 31. P. 231.

539.171.017

## ГЛУБОКО-НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ.

### БЛАГОДАРНОСТИ

*Дж.Л. Фридман, Г.У. Кендалл, Р.Э. Тэйлор*

(Массачусетский Технологический институт, Кембридж,  
шт. Массачусетс, США, 6 марта 1991 г.)

Физические эксперименты (см. список литературы), которые в 1990 г. цитировала Королевская Шведская академия наук, — это исследования глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклоне. Эта экспериментальная программа была проведена сотрудниками МТИ (Массачусетский Технологический институт) и СЛАКа (Центр Стэнфордского линейного ускорителя) и состоялась, благодаря групповым усилиям. Мы благодарны нашим коллегам, которые участвовали в совместной с нами коллаборации, и каждый из которых сыграл существенную роль в программе экспериментов. Д. Квард (D. Coward) и Х.Де-Стэблер (H. DeStabler) участвовали в экспериментах с самого начала и вносили необходимый вклад на всем их протяжении. Вот список других участников коллаборации, чьи усилия сделали программу возможной: У.Б. Этвуд (W.B. Atwood), Э. Блум (E. Bloom), А. Бодек (A. Bodek), М. Брейденбах (M. Breidenbach), Г. Бушхорн (G. Buschhorn), Р. Котрелл (R. Cottrell), Р. Дицлер (R. Ditzler), Дж. Дриз (J. Drees), Дж. Элиас (J. Elias), Дж. Хартман (G. Hartmann), К. Йордан (C. Jordan), М. Местейер (M. Mestayer), Г. Миллер (G. Miller), Л. Мо (L. Mo), Г. Пиль (H. Piel), Ж. Пушер (J. Poucher), К. Прескотт (C. Prescott), М. Риордан (M. Riordan), Л. Рочестер (L. Rochester), Д. Шерден (D. Sherden), М. Согард (M. Sogard), С. Стейн (S. Stein), Д. Тринес (D. Trines) и Р. Вердые (R. Verdier). Ценную помощь в вычислениях оказали Д. Дубин (D. Dubin), Р. Эрли (R. Early), А. Громм (A. Gromme) и Э. Миллер (E. Miller).

Неупругие эксперименты были частью большой программы рассеяния электронов, проводимой на линейном ускорителе. Многие из наших коллег, участвующих в других экспериментах, внесли свой вклад, существенный непосредственно для развития экспериментов по неупругому рассеянию. Б. Барриш (B. Barish), К. Браун (K. Brown), П. Кирк (P. Kirk), Дж. Литт (J. Litt), С. Локен (S. Loken), Дж. Мар (J. Mar), А. Минтен (A. Minten), К. Пек (C. Peck) и Дж. Пайн (J. Pine) внесли свой вклад в начале программы, в то время как К. Синклер (C. Sinclair) обеспечил помощь в поздних экспериментах. Мы благодарны за помощь А. Боярскому (A. Boyarski), Ф. Булосу (F. Bulos), Р. Дибольду (R. Diebold), Э. Гарвину (E. Garwin), Р.С. Ларсену (R.S. Larsen), Р. Миллеру (R. Miller), Б. Рихтеру (B. Richter) и Д. Ритсону (D. Ritson).

Эта работа не могла быть сделана без усилий директора лаборатории СЛАК У.К.Г. Пановского (W.K.H. Panofsky), который основал и возглавил выдающуюся лабораторию, обеспечив нас великолепным ускорителем и воз-

возможностью проводить эти эксперименты. Р. Нил (R. Niel) и технический отдел СЛАКа сыграли важную роль в строительстве, оснащении и эксплуатации ускорителя. Мы глубоко благодарны ему и его отделу. Мы также благодарны Дж. Балламу (J. Ballam) и исследовательскому отделу СЛАКа вместе с Ф. Пиндаром (F. Pindar), а также административной службе за многочисленную полезную помощь в программе Дж.А. Фридман и Г.У. Кендалл также желали бы поблагодарить за помощь и поддержку многих своих коллег из МТИ, включая В. Бюхнера (ныне покойного) (W. Büchner), П. Демоса (P. Demos), М. Дойча (M. Deutsch), Ф. Иплинга (F. Erpling), Г. Фешбаха (H. Feshbach), А. Хилла (A. Hill) и В.Ф. Вайскопфа (V.F. Weisskopf).

Мы много получили от всегда шедшего нам навстречу Дж. Бьёркена (J.D. Bjorken), который помог нам понять как его собственные важные работы по неупругому рассеянию, так и работы других теоретиков. Наше понимание ряда физических вопросов, возникавших в этой программе экспериментов, было также улучшено в результате обсуждений с С. Дреллом (S. Drell), М. Гелл-Манном (M. Gell-Mann), Ф. Гилманом (F. Gilman), К. Готфридом (K. Gottfried), Р. Джаффом (R. Jaffe), К. Джонсоном (K. Johnson), Дж. Кути (J. Kuti), Ф. Лоу (F. Low), П. Цаем (P. Tsai), В. Вайскопфом (V. Weisskopf) и Г. Вестом (G. West).

Оборудование спектрометра было спроектировано и сконструировано большой командой инженеров и техников под руководством Э. Тэйлора (E. Taylor). Эта группа включала, среди других, М. Берндта (M. Berndt), Л. Брауна (L. Brown), М. Брауна (M. Brown), Дж. Кука (J. Cook), В. Дэвис-Уайта (W. Davies-White), С. Дайера (S. Dyer), Р. Эйзеля (R. Eisele), А. Галлахера (A. Gallagher), Н. Хейнена (N. Heinen), Э.К. Джонсона (E.K. Johnson), Т. Лоренса (T. Lawrence), Дж. Марка (J. Mark), Р. Пауля (R. (Lou) Paul) и Р. Педерсона (R. Pederson).

Мы глубоко признательны за поддержку этой работы Департаменту энергетики США и его предшественникам.

(Перевод с англ. А.Д. Миронова)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Taylor R.E.* Deep Inelastic Scattering: The Early Years. — The Nobel Lecture in Physics, 1990 — (Перевод см. выше в этом номере "УФН"). — (Также://Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63. P.573).
- Kendall H. W.* Deep Inelastic Scattering: Experiments on the Proton and the Observation of Scalling. — The Nobel Lecture in Physics, 1990 — (Перевод там же). — (Также://Ibidem. P. 597).
- Friedman J.I.* Deep Inelastic Scattering: Comparisons with the Quark Model. — The Nobel Lecture in Physics, 1990 — (Перевод там же). — (Также://Ibidem. P. 615).