

539,123

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПУЧКАМИ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Дж. Штейнбергер*

(Р. 1921 г.; ЦЕРН, Женева, Швейцария, и Высшая Нормальная школа, Пиза, Италия)

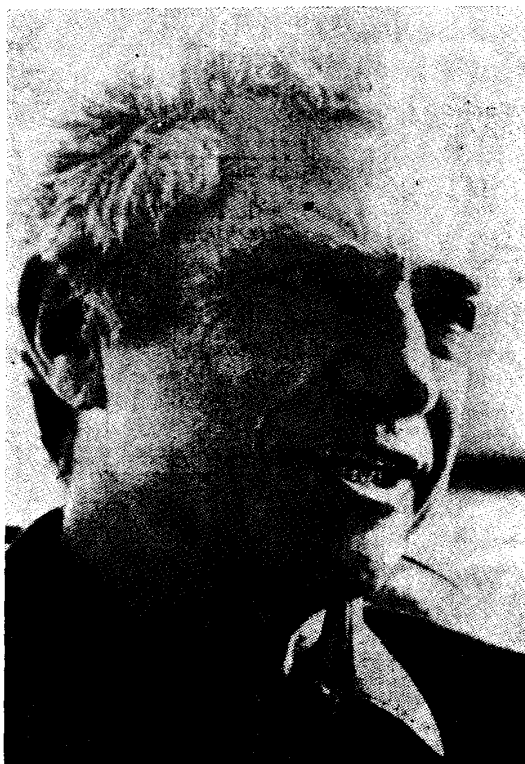
*(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1988 г.//  
Les Prix Nobel 1988 — Stockholm: Norstedts Tryckeri, 1989.— Pp. 113—132)*

**1. Введение.** В последние десятилетия пучки нейтрино высоких энергий успешно применяются в экспериментах в области физики элементарных частиц. В этом обзоре будет рассмотрено лишь несколько наиболее ярких примеров: открытие нейтральных токов, измерение угла Вайнберга, изучение слабых токов и проверка единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий, изучение кварковой структуры нуклонов и проверка квантовой хромодинамики (КХД). Другие вопросы, такие как рождение прямых нейтрино, поиск конечной массы нейтрино и нейтринных осцилляции, поиск тяжелых лептонов и других новых частиц, измерение структурных функций протона и нейтрона, упругое и квазиупругое сечения и другие эксклюзивные процессы, здесь обсуждаться не будут. Нейтринные эксперименты успешно проводятся в Брукхейвенской национальной лаборатории, Национальной ускорительной лаборатории имени Ферми (Фермилаб) и в ЦЕРНе. Отметим, что эти лаборатории внесли большой вклад в понимание физики частиц.

**2. Нейтринные пучки.** Современные нейтринные пучки формируются в четыре этапа: 1) рождение вторичных адронов при столкновении протонов высоких энергий с фиксированной мишенью; 2) отбор адронов по заряду и импульсу и фокусировка адронов; 3) прохождение пучка через вакуумную «распадную» область, в которой распадается значительная часть адронов; 4) поглощение оставшихся адронов и мюонов, генерированных вместе с нейтрино, в достаточно толстой защите. В современных пучках 97% нейтрино рождаются в двухчастичных распадах

$$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu}) \text{ и } K^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu}).$$

Нейтрино рождаются в распадах положительных адронов, а антинейтрино — в распадах отрицательных адронов. Рис. 1, а и б дают представление о двух схемах формирования адронного пучка, применяемых в ЦЕРНе. В результате получаются два различных вида адронного пучка: стандартный, так называемый узкополосный пучок (УПП), и ахроматический, широкополосный пучок (ШПП) с фокусировкой с помощью горна ван дер Меера. Как показано на рис. 2, спектры нейтрино, генерированные в этих двух пучках, сильно отличаются друг от друга. Спектры ШПП характеризуются высокой интенсивностью, крутым энергетическим спектром (нежелательным в большинстве случаев) и существенной примесью нейтрино другого «знака». УПП имеют меньшую интенсивность, более пологий энергетический спектр от каждого из двух каналов генерации и малую примесь нейтрино другого «знака». Они имеют также важную особенность, связанную с возможностью определения энергии нейтрино, если известен угол вылета нейтрино. В общем случае его можно восстановить, зная точку рождения и точку взаимодействия нейтрино.



*Jack Steinberger*

**3. Детекторы.** Малые сечения взаимодействия нейтрино отражаются в двух основных особенностях нейтринных детекторов:

- 1) детекторы массивны;
- 2) мишень используется также в качестве детектора.

В 70-х годах в качестве нейтринных детекторов с большим успехом применялись большие пузырьковые камеры. Самыми лучшими из них были криогенные приборы, построенные в ЦЕРНе и Фермилабе, объемом  $\sim 15 \text{ м}^3$  каждый, с большими магнитными полями. Они способны работать с жидким водородом, дейтерием или неоном. Картина типичного нейтринного события, зарегистрированного в пузырьковой камере в ЦЕРНе, показана на рис. 3. Это пример реакции с заряженными токами  $\nu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$ . Однако одно из основных открытий в ЦЕРНе сделано не в этой камере, а в большой пузырьковой камере, наполненной жидким фреоном и нежно названной «Гаргамель». Эта камера сделана в виде цилиндра 4,8 м длиной и 1,9 м в диаметре, объемом приблизительно  $13 \text{ м}^3$ , с магнитом, дающим поле внутри 2 Тл. Рис. 4 дает некоторые представления о ее размерах.

В настоящее время пузырьковые камеры в значительной степени заменены детекторами, основанными на электронных методах регистрации. В качестве примера я упомяну о детекторе группы CDHS (коллаборация ЦЕРН — Дортмунд — Гейдельберг — Саклей), который использовался в ЦЕРНе с 1977-го по 1985 г. Он состоял из 19 модулей, сделанных из железных пластин диаметром 3,75 м, толщина железа в каждом модуле — 75 см, а вес —  $\sim 65 \text{ т}$ . Железо тороидально намагничено до 1,7 Тл

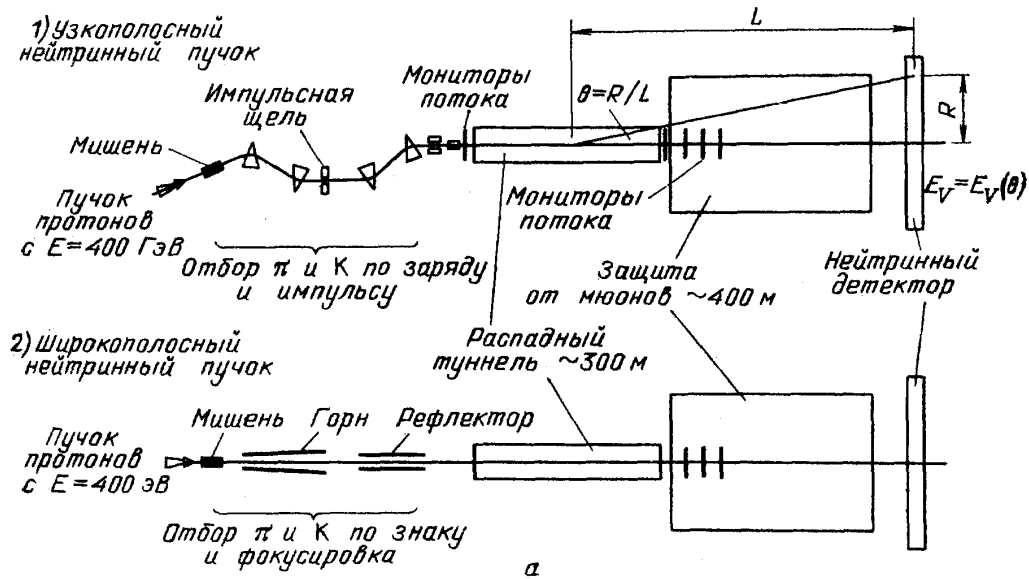


Рис. 1. а — Схема экспериментов с узкополосными и широкополосными пучками нейтрино в ЦЕРНе, показывающая расположение мишени, фокусирующих элементов, распадной области, защиты и регистрирующих приборов. б — Вид туннеля нейтринного пучка на SPS в ЦЕРНе в 1976 г. до начала работы. Линия УПП видна в центре; справа — преобразователь импульсов для горна ШПП, но сам горн еще не установлен на пьедестал слева. В самом конце можно видеть титановое окно (диаметр 2,5 м) вакуумной распадной области

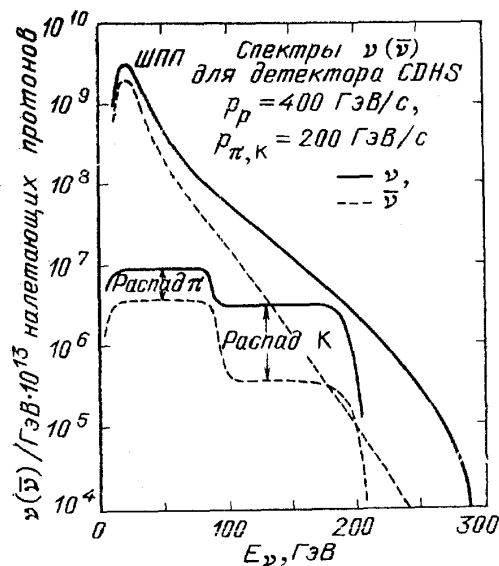


Рис. 2. Энергетические спектры нейтрино и антинейтрино, рассчитанные для ШПП с фокусировкой с помощью горна и обычного УПП

с помощью проволочных спиралей, которые проходят через отверстие в центре.

Железные пластины толщиной 5 см прослоены сцинтилляционными полосами (полосами), которые служат для измерения энергии вторичных адронов по ионизации. Типичный адронный ливень имеет радиус  $\sim 25$  см и длину  $\sim 1$  м; таким образом, размеры ливня намного меньше размеров детектора. Импульсы мюонов определяются по кривизне траектории в

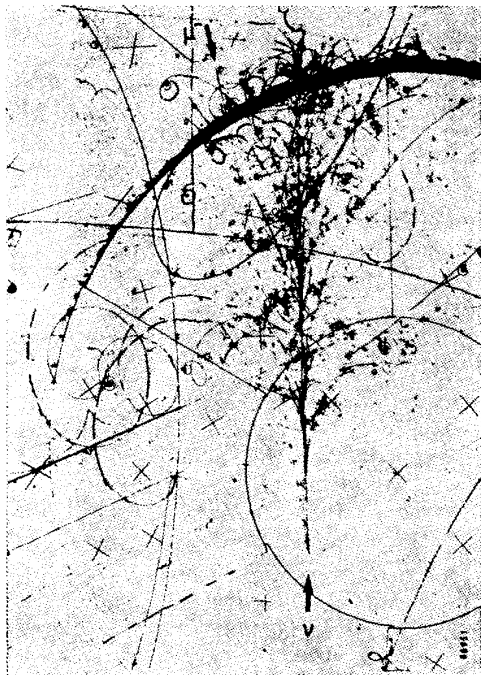


Рис. 3. Типичное нейтринное событие, зарегистрированное в Большой европейской пузырьковой камере (BEBC), наполненной неоном и установленной в ЦЕРНе на 450 ГэВ протонном синхротроне SPS. Слева можно увидеть мюон. Он отмечен внешним идентификатором мюонов. Справа виден адронный ливень, состоящий из многих частиц

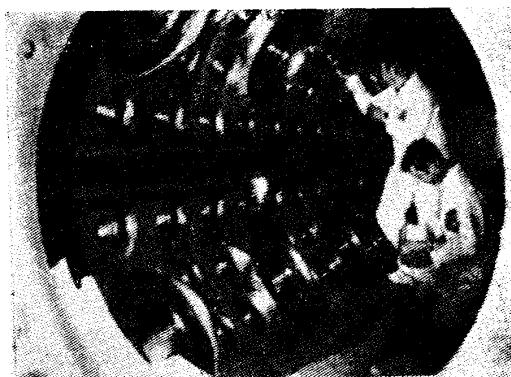


Рис. 4. Подготовка внутренней части камеры «Гаргамель» объемом  $13 \text{ м}^3$ , которая позднее будет заполнена фреоном. Именно в этом детекторе были открыты нейтральные токи

магнитном поле с помощью дрейфовых камер, расположенных между железными модулями. Таким образом измеряются положения мюонных треков в трех проекциях. Полезная масса мишени  $\sim 800$  тонн. Рис. 5 показывает эксперимент группы CDHS, а рис. 6 — типичное событие того же типа, что показано на рис. 3.

#### 4. Нейтральные токи.

**4.1. Открытие.** Развитие единой калибровочной теории электромагнитного и слабого взаимодействий в конце шестидесятых — начале семидесятых годов было удивительным достижением. Однако эта теория не оказала в то время никакого влияния на большинство ученых, занимающихся физикой частиц, в том числе и на меня, возможно потому, что она была теоретической конструкцией, которая не затронула существующую экспериментальную область. Тем не менее эта теория предсказала несколько совершенно новых явлений, среди которых первыми были открыты нейтральные слабые токи. Обнаружение нейтральных токов (NC) принесло теории известность, а последующие эксперименты по детально-

му изучению НС укрепили ее. Наблюдение нейтральных слабых токов [1] в 1973 г. группой «Гаргамель» было первым большим открытием, сделанным в ЦЕРНе. Только 10 лет спустя последовало второе, также предсказанное этой теорией,— открытие промежуточного бозона.

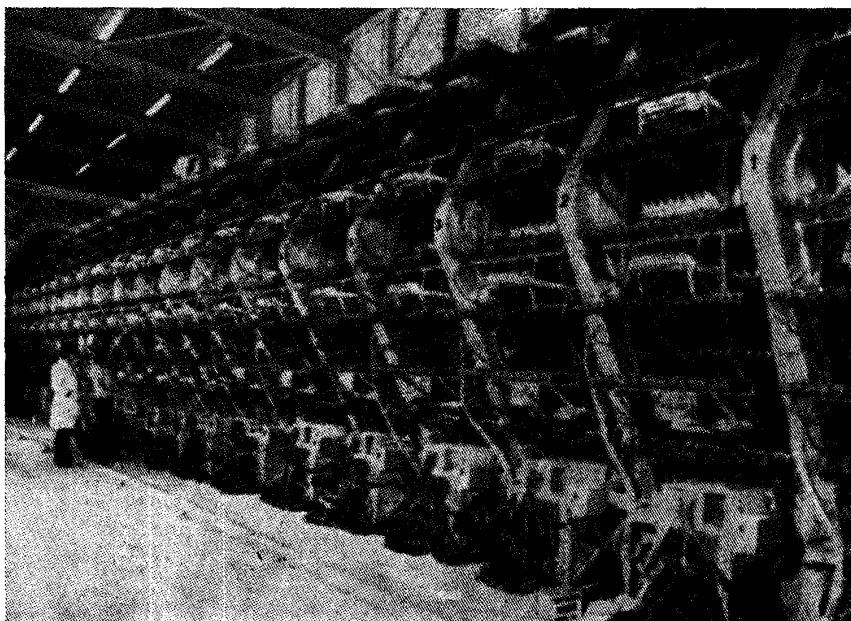


Рис. 5. Вид 19 модулей электронного нейтринного детектора CDHS на SPS. Черные светопроводники и фототрубки, используемые для измерения энергии адронов, выступают из намагниченных железных модулей. Шестиугольные алюминиевые структуры — это дрейфовые камеры, которые измеряют траектории мюонов

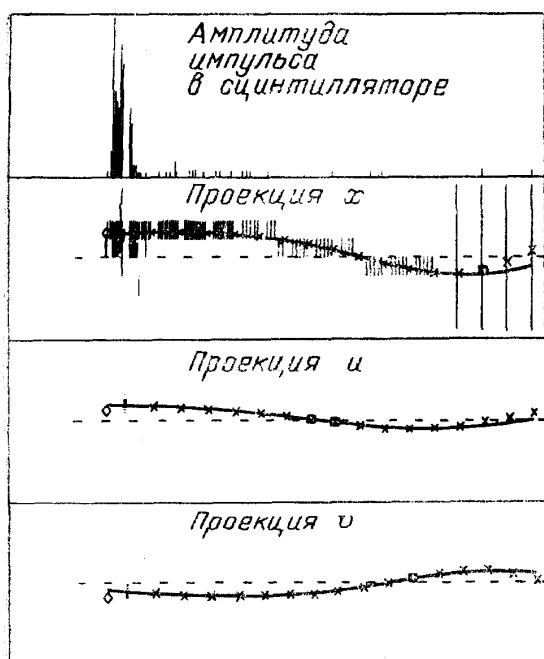


Рис. 6. Реконструкция типичного события от реакции  $\nu + \text{Fe} \rightarrow \mu^- + X$ , полученная при помощи ЭВМ. Показаны 4 вида с горизонтальными осями вдоль направления лучка. Сверху показана амплитуда импульса в сцинтилляторе, или энергия адрона, и ее распределение вдоль детектора. Далее показаны сцинтилляционные толчки (хиты), а также хиты в горизонтальных рядах проволок в дрейфовой камере и реконструированный трек в проекции  $x$ . На двух нижних рисунках показаны хиты в проволоках и реконструированные треки для проекций  $\pm 60^\circ$

Пузырьковая камера, построенная под руководством А. Лагаррига в Политехнической школе в Париже, экспонировалась в широкополосном пучке нейтрино и антинейтрино на ускорителе протонов (24 ГэВ) в ЦЕРНе. Были обнаружены обычные реакции, обусловленные заряженными токами (CC)

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \mu^-(\mu^+) + \text{адроны},$$

а также найдены безмюонные реакции, обусловленные нейтральными токами

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + \text{адроны},$$

которые вряд ли кто искал до этого момента, и поэтому они и не были обнаружены. Такое событие показано на рис. 7. Эти события отбирались



Рис. 7. «Безмюонное» событие в «Гаргамели». Все треки останавливаются или испытывают взаимодействие в камере. Ни один из треков не может быть мюоном. Нейтрино рождает один  $K^+$ -мезон и один  $K^0$ -мезон.  $K^+$ -мезон взаимодействует в жидкости и распадается. Невидимый  $K^0$ -мезон распадается на два пиона

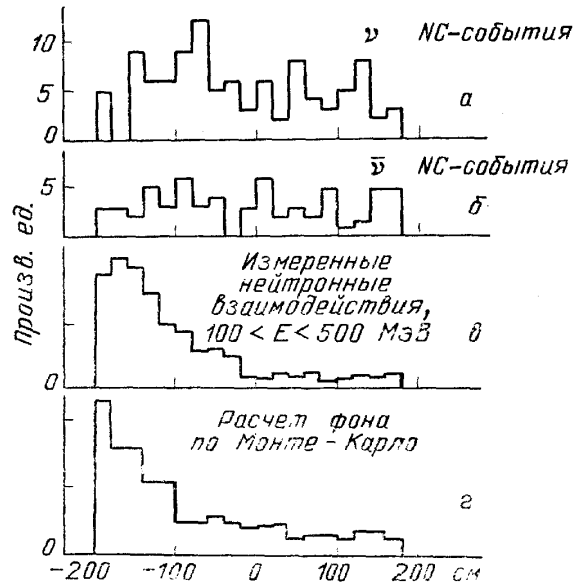


Рис. 8. Распределение вершин безмюонных событий в «Гаргамели» вдоль направления пучка. Ожидается, что нейтринные события распределены равномерно, в то время как число нейтронных событий должно уменьшаться с расстоянием из-за поглощения нейтронов во фреоне. Средний свободный пробег на ядерное взаимодействие составляет примерно 80 см. Ожидаемое и наблюдаемое распределения нейтронных взаимодействий показаны на двух нижних гистограммах. Распределение безмюонных событий согласуется с нейтринным и не согласуется с нейтронным происхождением этих событий [1]

по критерию отсутствия кандидатов на мюоны среди наблюдаемых частиц. Основная экспериментальная проблема состояла в том, чтобы показать, что процессы, обусловленные нейтральными токами, не связаны со случайными нейтронами в пучке. Я сам в течение длительного времени скептически относился к нейтральным токам и проспорил из-за этого бутылку или две хорошего вина. Однако нейтронный фон, как ожидалось, должен экспоненциально уменьшаться с расстоянием вдоль камеры. Вместо этого распределение событий было плоским, как и ожидалось для нейтринных событий (рис. 8). Я никогда так не радовался, проигрывая пари, как на обеде, который мы давали в честь победителей, хороших друзей, Жака Прентки, Джона Илиопулоса и Анри Эпстейна.

Отношения сечений

$$R_{\nu} = \frac{\sigma_{\nu}^{NC}}{\sigma_{\nu}^{CC}} \quad \text{и} \quad R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}^{NC}}{\sigma_{\bar{\nu}}^{CC}}$$

определяются в электрослабой теории в терминах угла Вайнберга  $\theta_W$ :

$$R_v = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + (1+r) \cdot \frac{5}{9} \sin^4 \theta_W; \quad (1)$$

и

$$R_{\bar{v}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \left(1 + \frac{1}{r}\right) \cdot \frac{5}{9} \sin^4 \theta_W, \quad (2)$$

где  $r$  — отношение полных сечений взаимодействий, обусловленных заряженными токами, для антинейтрино и нейтрино:  $r = \sigma^{\text{CC}, \bar{\nu}} / \sigma^{\text{CC}, \nu} = 0,48 \pm \pm 0,02$  — экспериментальное значение. Основываясь на этих отношениях, было получено первое экспериментальное значение  $\sin^2 \theta_W$ , которое не слишком отличается от современных, более точных результатов. В том же самом эксперименте был также обнаружен прекрасный пример другого процесса, обусловленного нейтральными токами — рассеяние нейтрино на электроны [2].

4.2. Точное измерение  $\sin^2 \theta_W$  и правые нейтральные токи. Более высокие энергии, которые стали доступны несколько лет спустя в Фермилабе и ЦЕРНе, намного облегчили изучение процессов, обусловленных нейтральными токами. Сейчас мюоны, рождаемые в процессах с заряженными токами, имеют большую проникающую способность, что позволяет более точно различать события с заряженными и нейтральными токами. К тому же с переходом к более высоким энергиям

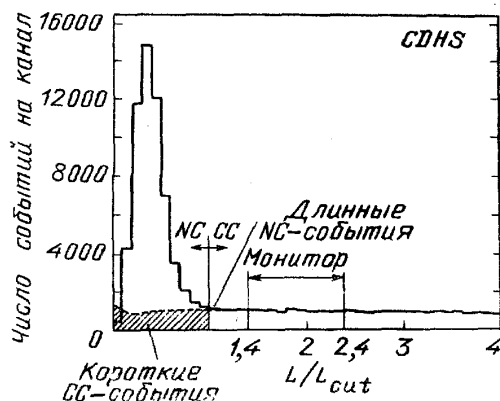


Рис. 9. Идентификация событий с нейтральными токами по их короткой длине, проведенная группой CDHS. Пик на малых длинах событий обусловлен событиями с нейтральными токами. Длинный хвост обязан мюонным событиям, которые необходимо вычесть из пика, чтобы получить темп счета событий с нейтральными токами [3]

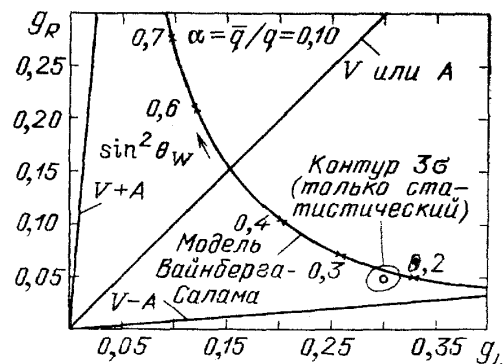


Рис. 10. Вклад левых и правых нейтральных токов. Если бы нейтральные токи были бы целиком левыми, как заряженные токи, то экспериментальная точка лежала бы на линии  $V-A$ . Эксперимент показывает правую компоненту, точно такую, какую предсказывает электрослабая теория (модель Вайнберга — Салама [4])

изучение инклюзивного рассеяния нейтрино стало проводиться преимущественно с помощью электронных методов детектирования. С 1977-го по 1985 г. группа CDHS в ЦЕРНе широко изучала рассеяние нейтрино на адронах, обусловленное нейтральными токами, с целью получить более точное значение  $\theta_W$  [3] и проверить предсказанное электрослабой теорией отношение правых и левых нейтральных токов [4]. События с нейтральными токами отбирались по короткой длине события, т. е. по небольшому проникновению адронного ливня по сравнению с мюонами из событий с заряженными токами. Такой отбор проиллюстрирован на рис. 9. 15%-ный фон от событий с заряженными токами вычтен. Из отношения сечений взаимодействия с нейтральными и заряженными тока-

ми,  $R_\nu$ , следует наиболее точное значение угла смешивания, известное в настоящее время,  $\sin^2\theta_W = 0,227 \pm 0,006$ . Если  $\sin^2\theta_W$  известен, то отношение для антинейтрино,  $R_{\bar{\nu}}$ , следует из формулы (2). Его измерение обеспечило чувствительную проверку электрослабой теории и подтвердило ее в самой простой форме. Наличие правых нейтральных токов (заряженные токи целиком левые) в количествах, предсказываемых теорией, может быть продемонстрировано сравнением энергетических распределений адронов в процессах, обусловленных нейтральными и заряженными токами. Результаты показаны на рис. 10.

4.3. Рассеяние нейтрино на электронах. Реакции упругого рассеяния нейтрино на электронах атома

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-, \quad \bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$$

протекают через нейтральные токи. Они характеризуются малым сечением, меньшим, чем соответствующие сечения на адронах в отношении масс  $m_e/m_p$  из-за меньших энергий в системе центра масс, и по этой же причине — меньшим углом вылета электрона,  $\theta_e \approx (m_e/E)^{1/2}$ . До настоящего времени эти углы не разрешались экспериментально, поэтому измерены только полные сечения процессов. Из электрослабой теории следует, что

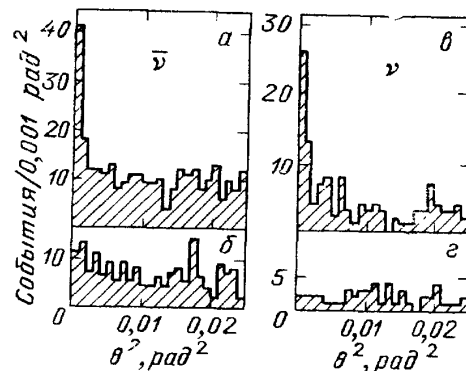
$$\sigma^{\nu,e} = \frac{G_F^2 E m_e}{\pi} \left( 1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W \right)$$

и

$$\sigma^{\bar{\nu},e} = \frac{G_F^2 E m_e}{\pi} \left( \frac{1}{3} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W \right).$$

Эти реакции можно также использовать для проверки этой теории. Они имеют то преимущество, что в них отсутствуют сильновзаимодействующие частицы и при интерпретации нет необходимости в знании поправок для сильных взаимодействий. Их экспериментальный недостаток состоит в малой частоте событий и, следовательно, в большом фоне.

Рис. 11. Идентификация событий  $\nu e$ -рассеяния по малому углу отклонения относительно пучка в эксперименте Аренса и др. [5]. Пик при малых углах на верхних двух графиках обусловлен рассеянием нейтрино на электронах. Нижние графики показывают плоское распределение, наблюдаемое в случае регистрации фотонов, а не электронов, что соответствует угловому распределению фоновых событий



В настоящее время самые лучшие результаты получены в Брукхейвенской национальной лаборатории [5] в экспериментах с нейтрино относительно низких энергий,  $E \approx 1,5$  ГэВ, и с детектором массой 140 т, полностью состоящим из многих слоев пластических сцинтилляторов и дрейфовых камер. Фон вычитается на основе распределения событий по углу рождения электронного ливня (рис. 11). Вместо непосредственного сравнения сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино с теорией авторы находят отношение двух сечений, которое менее чувствительно к некоторым систематическим ошибкам. Из соотношения сечений они определили  $\sin^2\theta_W = 0,209 \pm 0,032$ . Группа ЦЕРНа сообщила похожий результат [6]:  $\sin^2\theta_W = 0,211 \pm 0,037$ . Согласие этих результатов со значениями  $\sin^2\theta_W$ ,



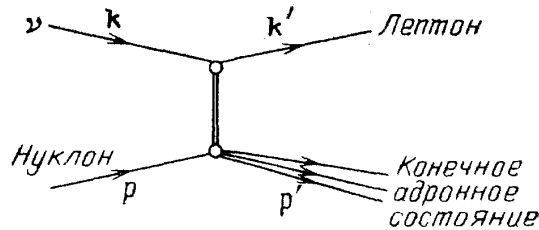
полученными другими методами, является важным подтверждением теории. Сейчас для улучшения точности в ЦЕРНе готовится новый крупный эксперимент.

## 5. Инклюзивное рассеяние нейтрино на нуклонах и кварковая структура адронов.

**5.1. Феноменология.** Рассмотрим реакции, обусловленные заряженными токами,

$$\nu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}, \quad \bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны},$$

не обращая внимания на конечное состояние адронов. В этом случае процесс называется инклюзивным. Предполагается, что лептонная вершина описывается  $V-A$  (вектор — аксиальный вектор)-током в электрослабой теории. Пусть  $k$  — начальный, а  $k'$  — конечный четырехимпульсы лептонов,  $p$  — четырехимпульс первичного нуклона, а  $p'$  — четырехимпульс конечного адронного состояния:



Определим кинематические переменные:

$$Q^2 \equiv (k - k')^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

$$\nu \equiv \frac{pQ^2}{m_p} = E_h - m_p \approx E_h$$

(энергия конечного адронного состояния в лабораторной системе),

$$x \equiv \frac{Q^2}{2m_p \nu}, \quad 0 \leq x \leq 1,$$

$$y \equiv \frac{\nu}{E} \approx \frac{E_h}{E}, \quad 0 \leq y \leq 1,$$

где  $E$  и  $E'$  — энергии первичного нейтрино и конечного мюона соответственно и  $\theta$  — угол между направлениями их движения, все относится к лабораторной системе. Сечения можно записать в терминах трех структурных функций, каждая является функцией переменных  $x$  и  $Q^2$ , которые характеризуют адронную вершину:

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G^2 m_p E_\nu}{2\pi} \{ F_2(x, Q^2) [1 + (1 - y)^2] - y^2 F_L(x, Q^2) \} x F_3(x, Q^2) [1 - (1 - y)^2].$$

Функции  $F_2(x, Q^2)$ ,  $x F_3(x, Q^2)$  и  $F_L(x, Q^2)$  — три структурные функции, которые содержат информацию о том, что происходит в адронной вершине. Сумма сечений нейтрино и антинейтрино имеет ту же самую зависимость от структурных функций, как и сечение для заряженных лептонов:

$$\frac{d^2 \sigma^{l^\pm}}{dx dy} = \frac{2\pi \alpha^2 m_p E}{Q^4} \{ F_2^{l^\pm}(x, Q^2) [1 + (1 - y)^2] - y^2 F_L(x, Q^2) \}.$$

**5.2. Кварковая структура нуклона.** В 1969 г. на новом двухмильном линейном ускорителе электронов в Станфорде было обнаружено [7], что в столкновениях электронов с протонами при больших передачах импульса форм-факторы не зависят от  $Q^2$ . Это так называемое «скейлинговое» поведение является характеристикой точечных бесструктурных частиц. Как было показано Бьеркеном [8] и Фейнманом [9], этот факт объясняется составной структурой протонов, т. е. протоны состоят из точечноподобных кварков.

Нейтрино являются прекрасными «снарядами» для исследования этой структуры частично из-за большой массы промежуточного бозона, частично из-за того, что кварки и антикварки по-разному рассеиваются нейтрино вследствие  $V-A$ -характера слабых токов; их можно, следовательно, различить при рассеянии нейтрино, в то время как при рассеянии заряженных лептонов это невозможно. Кварковая модель дает предсказания для рассеяния нейтрино адронами, которые прекрасно подтверждаются экспериментально. Многие предсказания основывались на том факте, что кинематическая переменная  $x$  имеет физический смысл: она может быть интерпретирована как часть импульса или массы нуклона, передаваемая кварку, на котором происходит рассеяние. В нейтринных экспериментах, которые мы здесь рассматриваем, в качестве материала мишени в основном использовалось железо. Железо имеет примерно равное число протонов и нейтронов. Для таких ядер сечения взаимодействия можно выразить через распределения всех кварков и всех антикварков в протоне. Пусть  $u(x)$ ,  $d(x)$ ,  $s(x)$ ,  $c(x)$  и т. д. — распределения соответствующих кварков в протоне. Протон содержит три «валентных» кварка: два  $u$ -кварка и один  $d$ -кварк. Кроме того, он содержит море виртуальных кварк-антикварковых пар. Распределение валентных  $u$ -кварков —  $u(x) - \bar{u}(x)$ , распределение валентных  $d$ -кварков —  $d(x) - \bar{d}(x)$ . Кварки и антикварки моря имеют одинаковые распределения, так что  $s(x) = \bar{s}(x)$ ,  $c(x) = \bar{c}(x)$  и т. д. Для нейтрона  $u$ - и  $d$ -кварки меняются ролями, а  $s$  и  $c$  — остаются такими же. Пусть

$$q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x) + \dots,$$

и

$$\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x) + \dots$$

— распределения всех кварков и антикварков в протоне соответственно. Для кварков со спином  $1/2$ , взаимодействующих согласно стандартной модели, для мишени с равным числом протонов и нейтронов и для  $Q^2 \ll m_W^2$  и  $m_p \ll E$ :

$$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} = \frac{G_F^2 E m_p}{\pi} x [q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x)]$$

и

$$\frac{d^2\bar{\sigma}^{\bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G_F^2 E m_p}{\pi} x [\bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x)].$$

Сравнив эти формулы с сечением взаимодействия в терминах структурных функций, можно выразить эти функции через распределения кварков:

$F_2(x, Q^2) = x(q(x) + \bar{q}(x))$ :  $q(x) + \bar{q}(x)$  — распределение всех кварков и антикварков;

$xF_3(x, Q^2) = x(q(x) - \bar{q}(x))$ :  $q(x) - \bar{q}(x)$  — распределение валентных кварков;

$F_L(x, Q^2) = 0$ : это следствие того, что кварки имеют спин  $1/2$ . Используя эти простые выражения для сечений взаимодействий в терминах кварковой структуры, можно получить несколько вариантов проверок

кварковой модели. В качестве экспериментальных проверок мы рассмотрим эксперименты группы CDHS [10]. Следует отметить, что измерения в детекторе энергии адронов и импульсов мюонов достаточны для того, чтобы считать процесс инклюзивным.

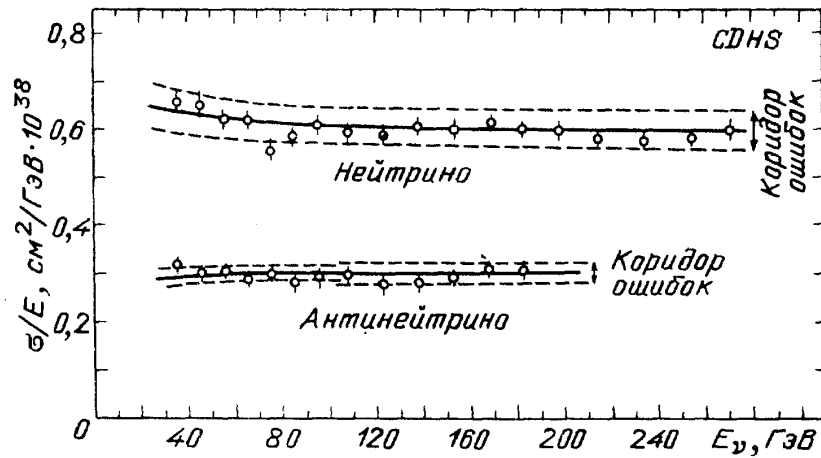


Рис. 12. Полные сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино на нуклон, деленные на энергию нейтрино. Плоская «скейлинговая» форма является следствием точечно-подобного взаимодействия составляющих [10]

1) *Скейлинг*. Независимость дифференциальных сечений взаимодействий от  $Q^2$  существует в большой области значений  $Q^2$ . Как один из примеров, на рис. 12 показана линейная зависимость полного сечения взаимодействия от энергии нейтрино; в качестве другого примера на рис. 13 показано постоянство среднего значения  $y$  в зависимости от

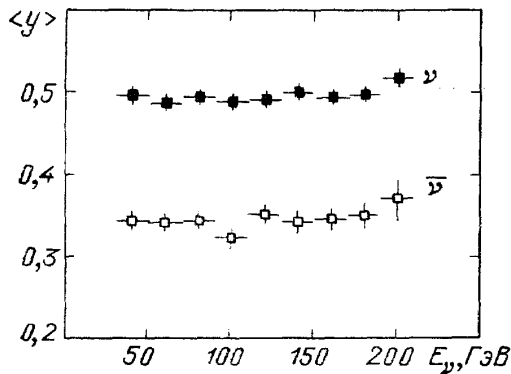


Рис. 13. Среднее значение  $y$  (части энергии нейтрино, переданной в конечное адронное состояние) как функция энергии нейтрино для нейтрино и антинейтрино. Плоское распределение является следствием скейлинга, который, в свою очередь, является следствием точечноподобного взаимодействия кварков [10]

энергии нейтрино; оба примера являются следствием скейлинга. Как мы увидим позже, для структурных функций наблюдаются небольшие отклонения от скейлинга, но этот эффект объясняется сильными взаимодействиями кварков.

2) *Зависимость сечения взаимодействия от  $y$* . Ожидается, что

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} + \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \propto [1 + (1 - y)^2] \int x (q(x) + \bar{q}(x)) dx$$

и

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} - \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} \propto [1 - (1 - y)^2] \int x (q(x) - \bar{q}(x)) dx.$$

Как видно из рис. 14, согласие с этим предсказанием достаточно хорошее. Следствием этого согласия является то, что  $F_L(x)$  мала. Най-

дено, что  $\int F_L(x) dx / \int F_2(x) dx \approx 0,1$ . Отклонение от простой кварковой картины объясняется сильным взаимодействием кварков, что мы увидим позже.

3) *Соответствие между  $F_2^{l\pm}(x)$  и  $F_2^v(x)$* . Обе функции пропорциональны сумме  $q(x) + \bar{q}(x)$  и, следовательно, как ожидается, имеют одинаковую зависимость от  $x$  в простой кварковой модели. Их отношение

$$\frac{F_2^{l\pm}(x)}{F_2^v(x)} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{2}{3} \right)^2 + \left( -\frac{1}{3} \right)^2 \right] = \frac{5}{18}.$$

Здесь  $2/3$  и  $-1/3$  — электрические заряды  $u$ - и  $d$ -кварков соответственно. Согласие по форме и величине, показанное на рис. 15, не только подтверждает кварковую картину, но также демонстрирует, что заряды кварков кратны  $1/3$  заряда электрона.

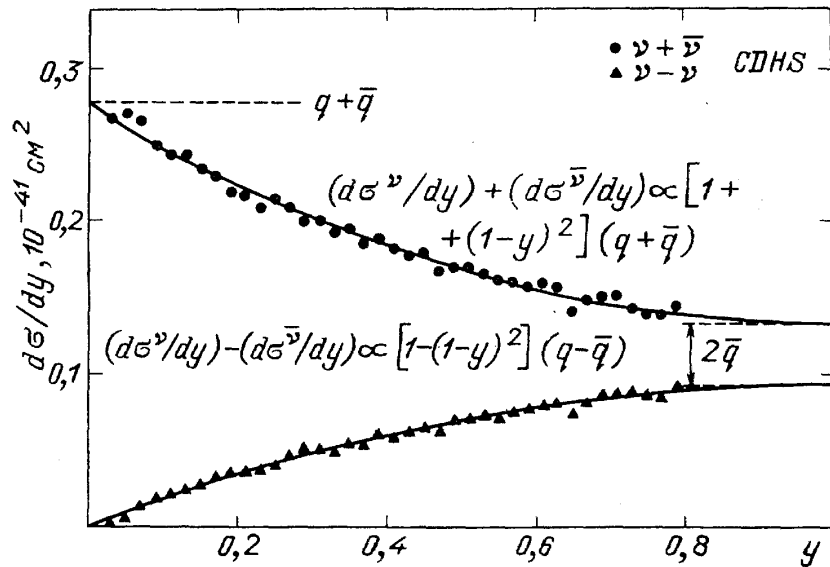


Рис. 14. Зависимость суммы и разности сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино от  $y$ . Ожидается, что кварки со спином  $1/2$  имеют зависимости от  $y$ :  $1 + (1-y)^2$  для суммы и  $1 - (1-y)^2$  для разности [10] ( $\bullet \nu - \bar{\nu}$ )

4)  $\int x F_3(x) dx / x = 3$ . Так как в кварковой модели  $x F_3(x) = x(q(x) - \bar{q}(x))$ , а  $q(x) - \bar{q}(x)$  — распределение валентных кварков, то это правило сумм утверждает, что в нуклоне существует три валентных кварка. Экспериментальное подтверждение этого факта проблематично, потому что сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино ограничены при  $x \rightarrow 0$ , а их разность, равная  $x F_3(x)$ , имеет большую ошибку при малых  $x$ , которая делится на  $x$  при  $x \rightarrow 0$ . Однако все эксперименты дают величину, приблизительно равную 3, с характерными неопределенностями  $\sim 10\%$ .

Как и эксперименты с инклюзивным рассеянием заряженных лептонов, нейтринные эксперименты не оставляют сомнений в правильности кварковой структуры нуклона. Кроме того, нейтринные эксперименты уникальны по возможности измерений распределений кварков и антикварков в нуклоне независимо (см. рис. 15).

Если бы кварки были единственными составляющими нуклона, мы должны были ожидать, что  $\int F_2 dx = \int x(q(x) + \bar{q}(x)) dx$  равно 1. Экспериментально получено, что  $\int F_2(x) dx = 0,48 \pm 0,02$ . Из этого следует, что часть импульса нуклона уносится глюонами — мезонами, связывающими

кварки. Следовательно, экспериментальные результаты означают, что глюоны отвечают приблизительно за половину импульса (или массы) нуклона.

**5.3. Рассеяние нейтрино и квантовая хромодинамика (КХД).** КХД — новая элегантная калибровочная теория взаимодействия кварков и глюонов, которая описывает связь кварков в адронах. Глубоконеупругое рассеяние лептонов предоставило способ проверки

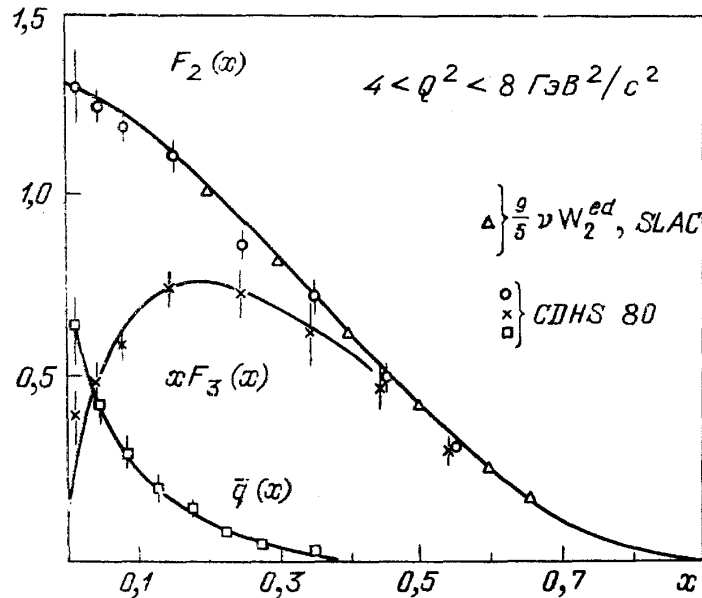


Рис. 15. Структурные функции  $xF_3(x)$ ,  $F_2(x)$  и  $\bar{q}(x)$ . В простой кварковой модели  $F_2(x) = x(q(x) + \bar{q}(x))$  и  $xF_3(x) = x(q(x) - \bar{q}(x))$

этой теории и дало ее первое экспериментальное подтверждение. Тем не менее никто не преуспел в расчете адронных явлений при низких энергиях, таких как волновые функции кварков в адронах, из-за большой константы связи, что делает неприменимыми методы теории возмущений при низких энергиях. Однако при больших  $Q^2$  эффективная константа связи логарифмически уменьшается и вычисления в рамках теории возмущений становятся возможными. Теория предсказывает «нарушение скейлинга» в форме «сжатия» структурных функций в сторону малых  $x$  при увеличении  $Q^2$ . Это наблюдается экспериментально, что можно видеть из рис. 16. В теории «сжатие» является следствием испускания глюонов в процессе рассеяния, что поддается расчету при достаточно больших  $Q^2$ . Следовательно, зависимость от  $Q^2$  предсказывается теорией количественно. Зависимость от  $Q^2$  была измерена в нейтринных экспериментах, и эти эксперименты подтверждают и укрепляют теорию. Для  $xF_3$  в теоретических предсказаниях есть только один свободный параметр — константа связи  $\alpha_s$ . Для  $F_2$  зависимость от  $Q^2$  связана с распределением глюонов  $G(x, Q^2)$ . Экспериментальная зависимость  $xF_3$  и  $F_2$  от  $Q^2$ , измеренная в последнем эксперименте группы CDHS, показана на рис. 17 и 18 вместе с предсказаниями КХД. Теория хорошо согласуется с измерениями. Наилучшее согласие достигается при значении параметра  $\Lambda \approx 100$  МэВ в «бегущей» константе сильного взаимодействия

$$\alpha_s = 6 \left[ (33 - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right]^{-1},$$

где  $N_f$  — число возбужденных кварковых ароматов (в этом эксперименте

$N_f \approx 4$ ). Из процедуры фитирования структурных функций можно получить также распределение глюонов, показанное на рис. 19. Такое сравнение с предсказаниями КХД немного страдает из-за того, что  $Q^2$  слишком мало, чтобы уменьшить непертурбативные эффекты до незначимого уровня, хотя вычисляемые эффекты возмущения доминируют и подтверждаются экспериментами. Пертурбативная КХД также предсказывает ненулевую продольную структурную функцию  $F_L(x, Q^2)$  как другое

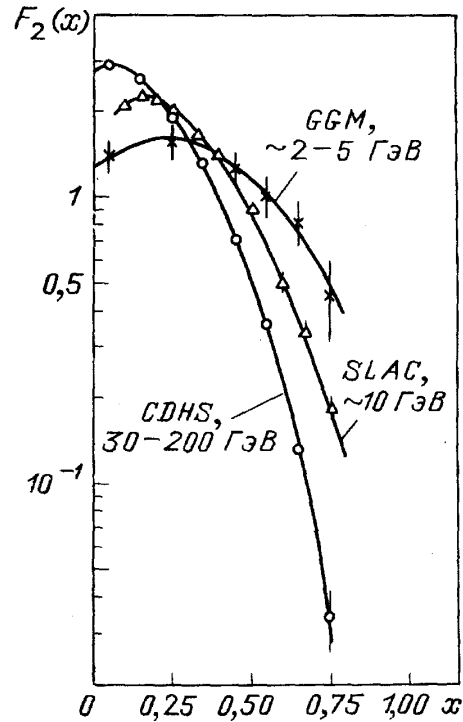


Рис. 16. Скейлинг выполняется приблизительно только для структурных функций. Измерения  $F_2(x)$  в трех различных областях энергий показали эффект «сжатия» структурных функций, как и ожидалось в теории КХД

следствие испускания глюонов. Это предсказание сравнивается с экспериментальными результатами группы CDHS на рис. 20. Снова эксперимент подтверждает теорию.

**6. Взаимодействия нейтрино, слабый ток ГИМ и странный кварк в нуклоне.** Одним из наиболее интересных результатов, полученных в экспериментах с нейтринными пучками, являются "димюонные" события с мюонами противоположных знаков, которые впервые наблюдались в Фермилабе [11] и детально изучались в экспериментах группы CDHS [12]. Такие события появляются приблизительно в 100 раз реже обычных событий с одиночными мюонами. Эти эксперименты интересны с одной стороны тем, что они подтверждают дублетную структуру кваркового слабого тока, предложенную несколько лет назад Глэшоу, Илиопулосом и Майани [13] (в дальнейшем ГИМ) и являющуюся фундаментальным фактом в электрослабой теории, а с другой стороны — тем, что они полностью подтверждают кварковую структуру нуклона. Вскоре стало понятно, что дополнительный мюон обязан своим происхождением рождению чармированных кварков и их последующему распаду на мюоны. В модели ГИМ реакции рождения чарма следующие:

$$\begin{array}{lll} \nu + d \rightarrow \mu^- + c, & c \rightarrow \mu^+ + \dots & \text{по модели ГИМ сечение} \\ & & \text{пропорционально} \end{array} \quad x d(x) \sin^2 \theta_c, \quad (3)$$

$$\nu + s \rightarrow \mu^- + c, \quad c \rightarrow \mu^+ + \dots \quad x s(x) \cos^2 \theta_c \quad (4)$$

и

$$\bar{\nu} + \bar{d} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}, \quad \bar{c} \rightarrow \mu^- + \dots \quad x \bar{d}(x) \sin^2 \theta_c, \quad (5)$$

$$\bar{\nu} + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + \bar{c}, \quad \bar{c} \rightarrow \mu^- + \dots \quad x \bar{s}(x) \cos^2 \theta_c. \quad (6)$$

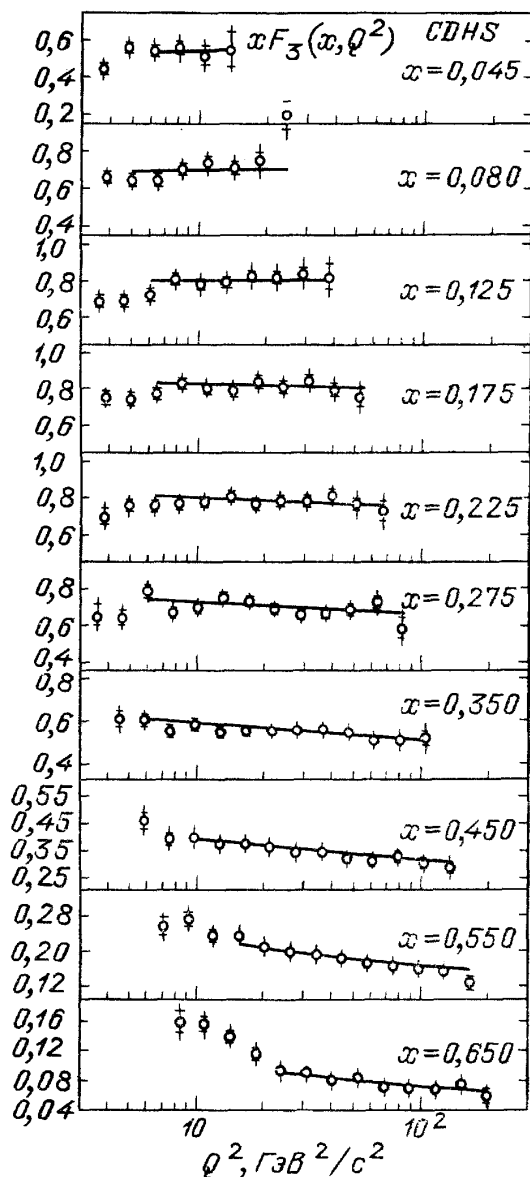


Рис. 17. Зависимость  $xF_3(x, Q^2)$  от  $\ln Q^2$  для различных значений  $x$ . Показаны также предсказания КХД с  $\Lambda = 128$  МэВ [10]

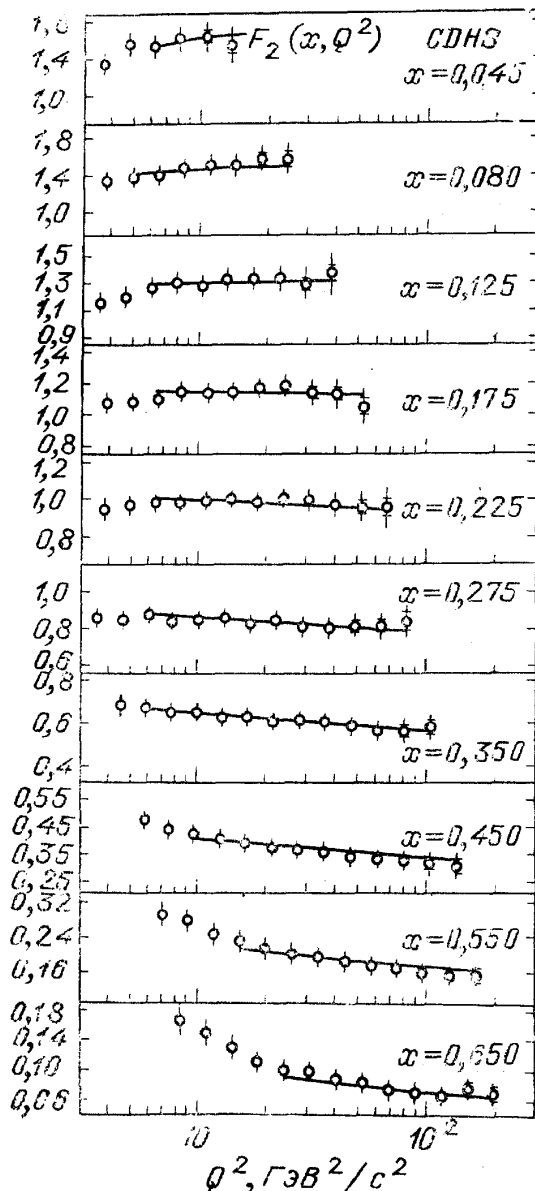


Рис. 18. Зависимость  $F_2(x, Q^2)$  от  $\ln Q^2$ . Показаны также предсказания КХД

Отождествление димюнных событий с распадом чарма экспериментально подтверждается несколькими фактами:

- 1) рождаются противоположно заряженные мюоны; мюоны с одинаковыми зарядами не рождаются;
- 2) в общем дополнительные мюоны имеют небольшую энергию;
- 3) как ожидалось, направление движения дополнительного мюона коррелирует с направлением адронного ливня, частью которого является чармированная частица.

Статья ГИМ [13] на пять лет опередила экспериментальное открытие чарма. Она была предложена из-за теоретической привлекательности дублетной структуры слабых токов. Предсказания были точными. Сечения пропорциональны  $\sin^2 \theta_c$  для  $d$ - и  $\bar{d}$ -кварков и  $\cos^2 \theta_c$  для  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварков. Угол Кабиббо  $\theta_c$  был заранее известен,  $\cos^2 \theta_c = 0.97$ , что близко к 1, а  $\sin^2 \theta_c = 0.05$  — гораздо меньшая величина. Реакции (3) и (4), а также (5) и (6) не различаются экспериментально; нуклон мишени содержит как  $s$ -, так и  $d$ -кварки, и конечное состояние то же самое.

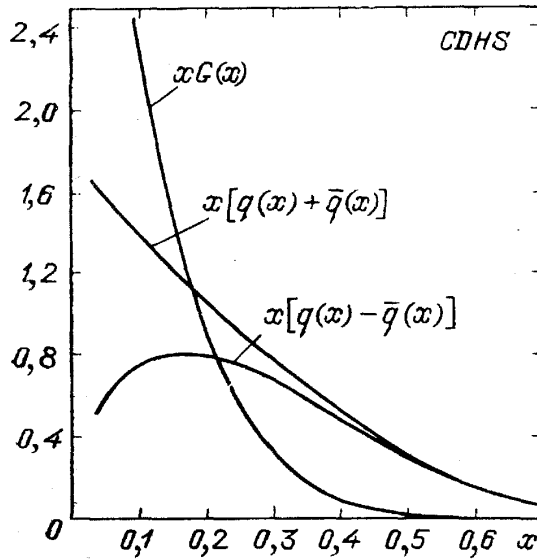


Рис. 19. Распределение глюонов  $G(x)$ , полученное из фитирования функций  $F_2(x, Q^2)$ ,  $\bar{q}(x, Q^2)$  и  $xF_3(x, Q^2)$  по КХД [10]

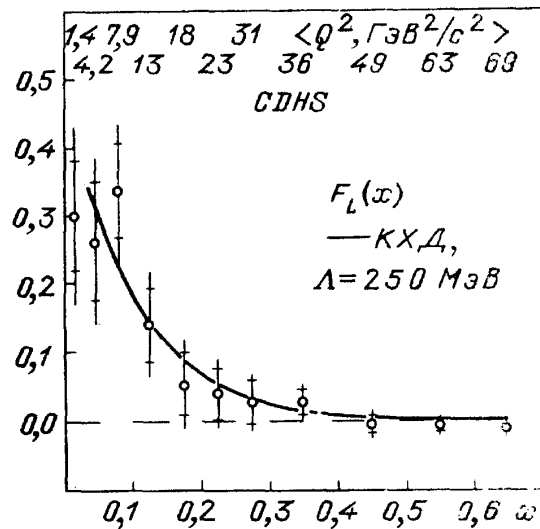


Рис. 20. Структурная функция  $F_L(x)$ , связанная с продольно поляризованными промежуточными бозонами, и предсказания КХД. В простой кварковой модели  $F_L$  равно нулю [10]

В случае антинейтрино реакция (6) доминирует над реакцией (5), так как  $\sin^2 \theta_c$  очень мал. Для каждого события  $x$  и  $y$  измерялись, как для однокюонных событий. Следовательно,  $x$ -распределение для рождения димюонов в реакциях с антинейтрино, показанное на рис. 21 а, соответствует распределению странных кварков моря  $s(x)$ .

Для реакций с нейтрино малое значение  $\sin^2 \theta_c$  для реакций (3) с большой точностью компенсируется тем фактом, что  $d(x)$ , содержащее также валентные кварки, намного больше, чем  $s(x)$  в реакции (4). При подгонке можно увидеть, что  $x$ -распределение, показанное на рис. 21, б, приблизительно равно смеси  $s(x)$ , полученной для антинейт-

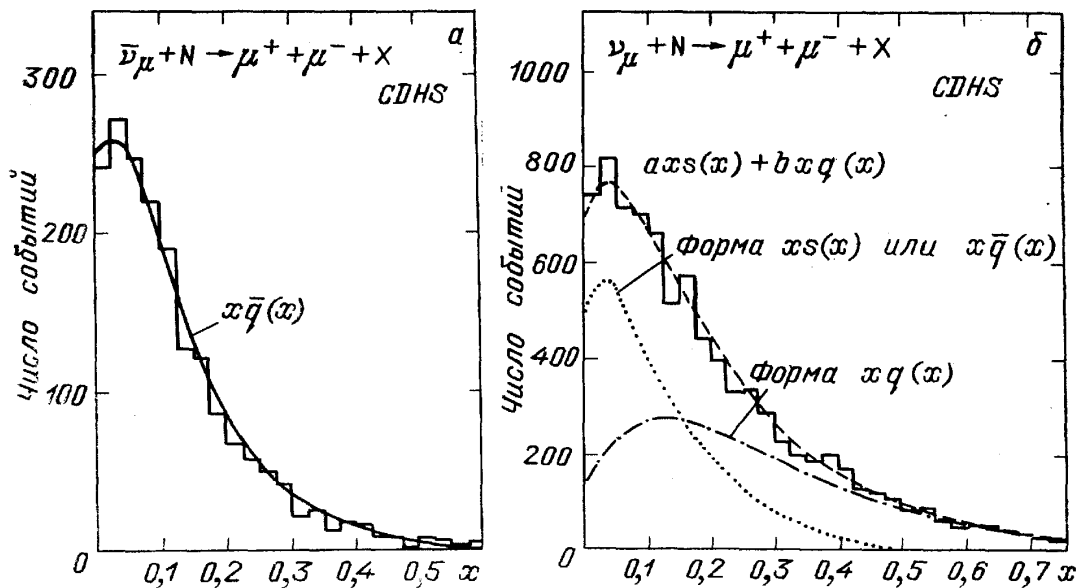


Рис. 21.  $x$ -распределения для димюонных событий с противоположными зарядами. а — Для антинейтрино. Доминирующий процесс  $\bar{\nu} + s \rightarrow \mu^+ + c$ . Наблюдаемое  $x$ -распределение является, следовательно, распределением странных кварков моря в нуклоне. б — Для нейтрино. Процесс  $\nu + s$  или  $d \rightarrow \mu^- + c$ . Форма распределения позволяет определить относительные вклады  $s$ - и  $d$ -кварков и, следовательно, относительную константу связи. Это подтверждает предсказания ГИМ [12]



рино, и  $d(x)$ , предварительно известного из обычных реакций с заряженными токами. Из отношения этих двух вкладов можно найти  $\theta_c$ , так как он входит в формулы для сечений рождения чарма. Угол Кабиббо, полученный таким путем, равен в пределах ошибок значению  $\theta_c$ , измеренному в реакциях с распадом странных частиц, как и предполагалось в гипотезе ГИМ. Дополнительное подтверждение тока ГИМ следует из  $y$ -распределений. Они отражают относительные спиральности нейтрино и взаимодействующего кварка: если спиральности одинаковые, как это

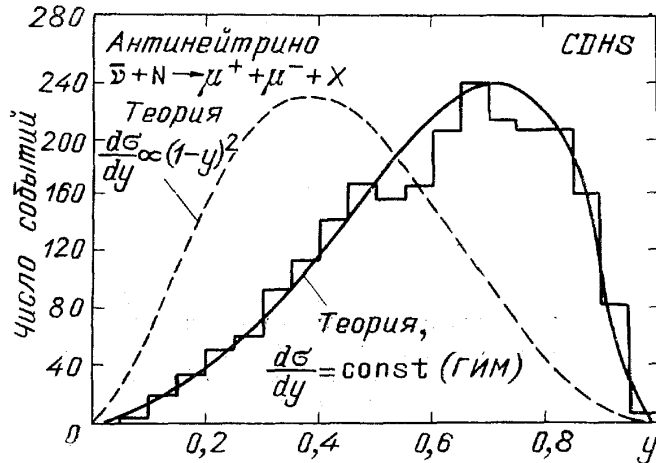


Рис. 22.  $y$ -распределение димюонов, рожденных в реакциях с  $\nu$ . Апертура установки, к сожалению, была различной для разных  $y$ , потому что энергетический порог составлял 5 ГэВ для каждого мюона. Наблюдаемое  $y$ -распределение согласуется с плоским  $y$ -распределением, модифицированным за счет различия в апертуре, как и предсказывается в модели ГИМ, и сильно отличается от распределения  $(1-y)^2$ , характерного для сечения нейтринной одномюонной реакции [12]

имеет место в случае всех четырех реакций рождения чарма, то ожидаемое  $y$ -распределение плоское; если спиральности противоположны, как, например, в случае  $\nu + \bar{q}$  и  $\bar{\nu} + q$ , то ожидаемое распределение  $(1-y)^2$ . Нейтринные и антинейтринные реакции с рождением одного мюона являются смесью этих двух случаев, как можно видеть из рис. 14. Контраст особенно заметен для антинейтрино, где в экспериментальном одномюонном распределении доминирует  $(1-y)^2$ -распределение, в то время как димюонное распределение плоское, как показано на рис. 22, что снова подтверждает картину ГИМ.

**7. Заключительные замечания.** Я привел некоторые примеры для иллюстрации влияния, которое оказывают в последние годы исследования нейтрино высоких энергий на прогресс физики частиц, как в области слабых взаимодействий, так и в области структуры нуклона. Как это будет развиваться в будущем? Конечно, я не знаю. Увеличение энергий протонных ускорителей до диапазона 10 ТэВ, конечно, обеспечит лучшую проверку КХД, чем эксперименты, упомянутые выше. Однако в общем можно ожидать, что прогресс в физике частиц будет все больше и больше зависеть от коллайдеров из-за их более высоких энергий в системе центра масс.  $e$ - $p$ -ускорители высоких энергий, такие как HERA, позволят перенести исследование инклюзивного рассеяния в область более высоких  $Q^2$ , чем те, которые возможны в нейтринных пучках с фиксированной мишенью.

Однако привлекательность нейтрино и вопросы, касающиеся нейтрино и оставшиеся без ответа, например о массе нейтрино, породили большую серию экспериментов в астрофизике, ускорительной и ядерной физике. Одним из первых и наиболее важных результатов, ожидаемых от двух больших  $e^+e^-$ -коллайдеров, которые только что начали работать (Станфордского линейного коллайдера и LEP в ЦЕРНе) и в которых будет рождаться большое количество  $Z^0$ -мезонов, является определение числа существующих поколений лептонов и кварков. Существуют ли другие, кроме трех уже известных? Ответ на этот фундаментальный вопрос будет получен после определения частоты распада  $Z^0$  на нейтри-

но, даже если массы других членов возможных дополнительных поколений слишком велики для того, чтобы они могли рождаться при этих энергиях.

(Перевод с англ. Е. В. Корольковой)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Hasert F. J. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. 1973. V. 46. P. 138.
2. *Hasert F. J. et al.*//Ibidem. P. 121.
3. *Holder M. et al.*//Ibidem. 1977. V. 71. P. 222.  
*Abramowicz H. et al.*//Zs. Phys. Kl. C. 1985. Bd. 28. S. 51; Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 298.
4. *Holder H. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 72. P. 254.
5. *Ahrens L. H. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 18.
6. *Dorenbosch J. et al.* Experimental results on electron-neutrino scattering//Submitted to Zs. Phys. Kl. C.
7. *Bloom E. D. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 930.  
*Breitenbach M. L. et al.*//Ibidem. P. 935.  
*Bloom E. D. et al.* Recent results in elastic electron scattering.—Stanford preprint SLAC-PUB 796-1970; Paper 7b-17 submitted to the 15th Intern. Conference on High-Energy Physics.—Kiev, 1970; CM: Proc. talk: *Wilson R.*—Kiev: Naukova Dumka, 1972 — P. 238
8. *Bjorken J. D.*//Phys. Rev. 1969. V. 179. P. 1547.
9. *Feynman R. P.* Photon-Hadron Interactions.—New York: Benjamin, 1972.
10. *De Groot J. G. H. et al.*//Zs. Phys. Kl. C. 1979. Bd. 1. S. 143.  
*Abramowicz H. et al.*//Ibidem, 1982. Bd. 12. S. 289; 1983. Bd. 17. S. 283.  
*Abramowicz H. et al.* A measurement of differential cross-sections and nucleon structure functions in charged-current neutrino interactions on iron//To be submitted to Zs. Phys. Kl. C.
- [11] *Benvenuti A. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 419.
12. *Holder M. et al.*//Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 69. P. 377.  
*Abramowicz H. et al.*//Zs. Phys. Kl. C. 1982. Bd. 15. S. 19.
13. *Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.*//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 2. P. 1285.