

539.1
В 85

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Д. Хованский

Всесоюзная школа по
теоретической ядерной физике, ХГУ

СТАТУС
НЕЙТРИННОЙ
ФИЗИКИ

МОСКВА 1981

539.1

885

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

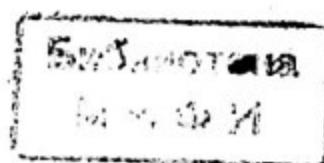
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.Д. Хованский

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, ХГУ - 8.

СТАТУС
НЕЙТРИННОЙ
ФИЗИКИ

Текст лекции



Москва 1981

Хованский В.Д. Статус нейтринной физики.
Текст лекции. —М.: Изд. МИФИ, 1981, 24 с.

В последние два года в нейтринной физике получен ряд интересных результатов. Одни из них укрепили фундамент нашего понимания проблемы, другие поколебали некоторые устоявшиеся представления. Лекция содержит краткий обзор наиболее ярких экспериментальных достижений и обсуждение планов на будущее. Акценты сделаны на следующих вопросах: 1) заряженные токи, отклонение от скейлинга; 2) нейтральные токи, модель Вайнberга-Салама; 3) образование "прямых" нейтрино в рA-соударениях, равенство потоков ν_μ и ν_e , есть ли ν_τ ; 4) нейтринные осцилляции.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЗАРЯЖЕННЫМИ ТОКАМИ

Сегодня существует большое количество фактов, указывающих на кварковую структуру нуклона. Нейтрино и антинейтрино являются прекрасным инструментом для исследования "внутреннего мира" нуклонов, поскольку, во-первых, они легко проникают внутрь и, во-вторых, в силу сохранения спиральности возможно различить их взаимодействия с кварками и антикварками.

В наивной кварк-партонной модели (КПМ) предполагается, что полное сечение складывается некогерентно из сечений взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с отдельными кварками и выражается через импульсные распределения夸арков в нуклоне. Предложенный в 1969 г. Бъеркеном скейлинг (зависимость структурных функций нуклона от безразмерной переменной $x = Q^2/2Mv$) в этой модели естественно возникает, если считать, что кварки легкие и ведут себя, как если бы они были свободными. Но невзаимодействующие кварки не могут образовывать связанных состояний. Кроме того, до сих пор не наблюдены кварки, "освободившиеся" в процессе рассеяния. Поэтому в последующем была построена более реалистичная модель, основанная на квантовой хромодинамике (КХД), в которой взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена безмассовыми векторными частицами — глюонами. Эффекты, предсказываемые КХД для процессов глубоконеупругого рассеяния, иллюстрируют диаграммы на рис. 1. Следствием обоих механизмов является отклонение от скейлинга, с ростом Q^2 должны: уменьшаться доля импульса, несомого кварками (а), и расти доля импульса, приходящаяся на море пар "кварк-антикварк" (б). В КХД зависимость константы связи от переданного импульса носит логарифмический характер:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N)\ln(Q^2/\Lambda^2)},$$

где N — число типов кварков; Λ — значение Q^2 , при котором константа связи становится большой (рост α_s при $Q^2 \rightarrow 0$, в частности, запрещает "вылетание" кварков из нуклона). Λ не предсказывается теорией и является предметом экспериментального исследования. Количественно отклонения от скейлинга, предсказываемые КХД, невелики. Их наблюдение требует прецизионных экспериментов.

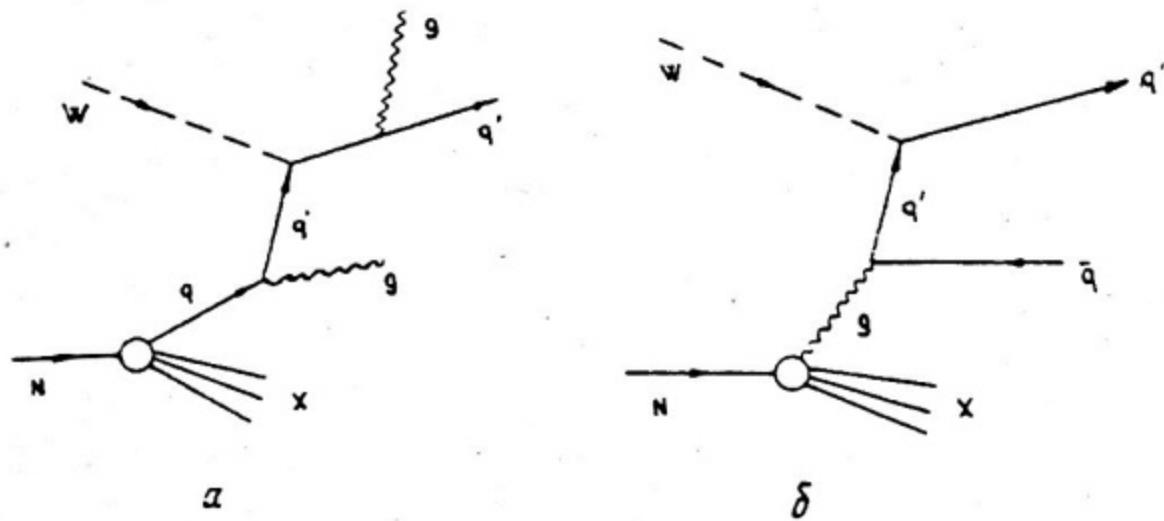


Рис. 1. Эффекты, предсказываемые КХД:

- тормозное глюонное излучение;
- рождение "пар-кварк-антикварк"

Полную информацию дает измерение дважды дифференциальных сечений

$$d^2\sigma^{y(\bar{y})}/dx dy = \frac{G_F^2}{2\pi} \left[(1-y) F_2(Q^2, y) + xy^2 F_1(Q^2, y) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3(Q^2, y) \right]. \quad (1)$$

В КПМ структурные функции F_i следующим образом выражаются через кварковые распределения:

$$\begin{aligned} 2x F_1(x) &= F_2^y(x) = F_2^{\bar{y}}(x) = g(x) + \bar{g}(x); \\ x F_3^y(x) &= g(x) - \bar{g}(x) + 2\bar{s}(x) - 2\bar{c}(x); \\ x F_3^{\bar{y}}(x) &= g(x) - \bar{g}(x) - 2\bar{s}(x) + 2\bar{c}(x), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} q(x) &= u(x) + d(x) + s(x) + c(x); \\ \bar{q}(x) &= \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Формулы (2) приведены для изоскалярных мишеней. В силу существенно большей массы очарованных $C(\bar{C})$ -кварков их вкладом обычно пренебрегают.

Для общего представления укажем, что при $\langle Q^2 \rangle = 5 \text{ ГэВ}^2$ суммарный импульс кварков и антикварков в нуклоне равен $1/2$, вторая половина уносится глюонами. Относительный импульс антикварков $\int \bar{q}(x) dx / \int (q(x) + \bar{q}(x)) dx \approx 13\%$, из него на странные антикварки приходится $\sim 1/5$.

Наибольший интерес, естественно, представляет эволюция структурных функций (соответственно кварковых и глюонных распределений) с изменением Q^2 . Все эксперименты дают в целом согласованную картину. Ее хорошо передают данные группы ЦЕРН-Дортмунд-Гайдельберг-Сакле (*CDHS*), ведущей измерения в пучках нейтрино и антинейтрино ускорителя ЦЕРН на 450 ГэВ с помощью электронной установки [1]. На сегодня эта группа располагает наибольшей статистикой (~ 130 тыс. событий, зарегистрированных в дихроматическом пучке). Рис. 2 и 3 содержат функции F_2 и $x F_3$ в различных интервалах x в зависимости от Q^2 . Кривые на рисунках — результаты фитирования в рамках КХД. Как видно, эксперимент хорошо согласуется с расчетом. Значение $\Lambda = 0,54 \pm 0,02 \pm 0,01 \text{ ГэВ}$ [2, 3]. Эволюция кварковых и глюонных распределений и среднего несомого ими импульса показана на рис. 4.

Другим тестом КХД является изучение поведения моментов структурных функций

$$M_N = \int_0^1 x^{N-2} F_i(x, Q^2) dx. \quad (4)$$

Наблюдаемая в опытах с пузырьковыми камерами степенная зависимость моментов функции $x F_3$ от $\ln(Q^2/\Lambda^2)$ находится в полном соответствии с теорией (рис. 5).

Продемонстрированный материал, представляющий наиболее яркие экспериментальные достижения в изучении инклузивных реакций, убедительно подтверждает закономерности, предсказываемые КХД.

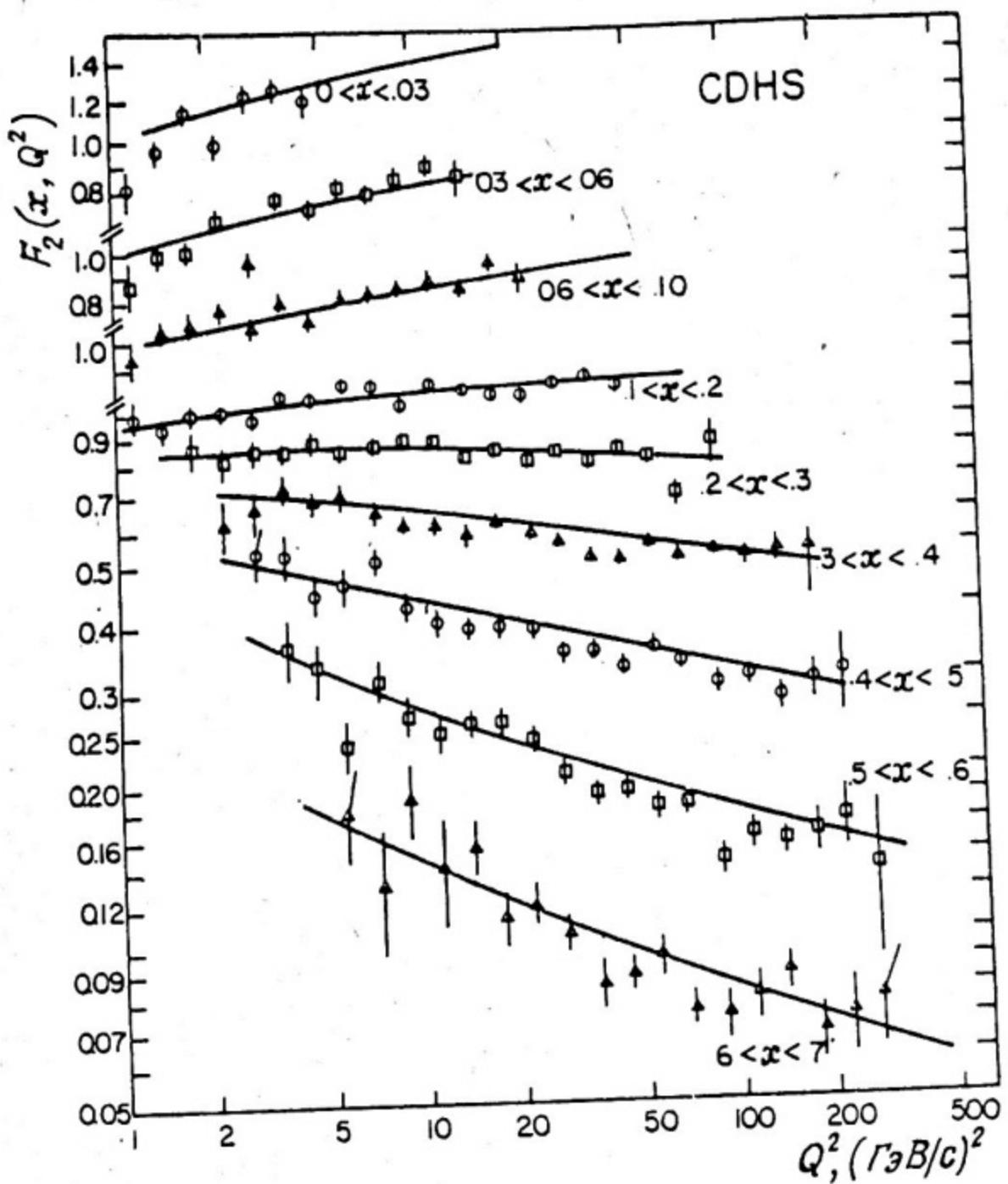


Рис. 2. Q^2 -эволюция функции $F_2(x)$ [2]

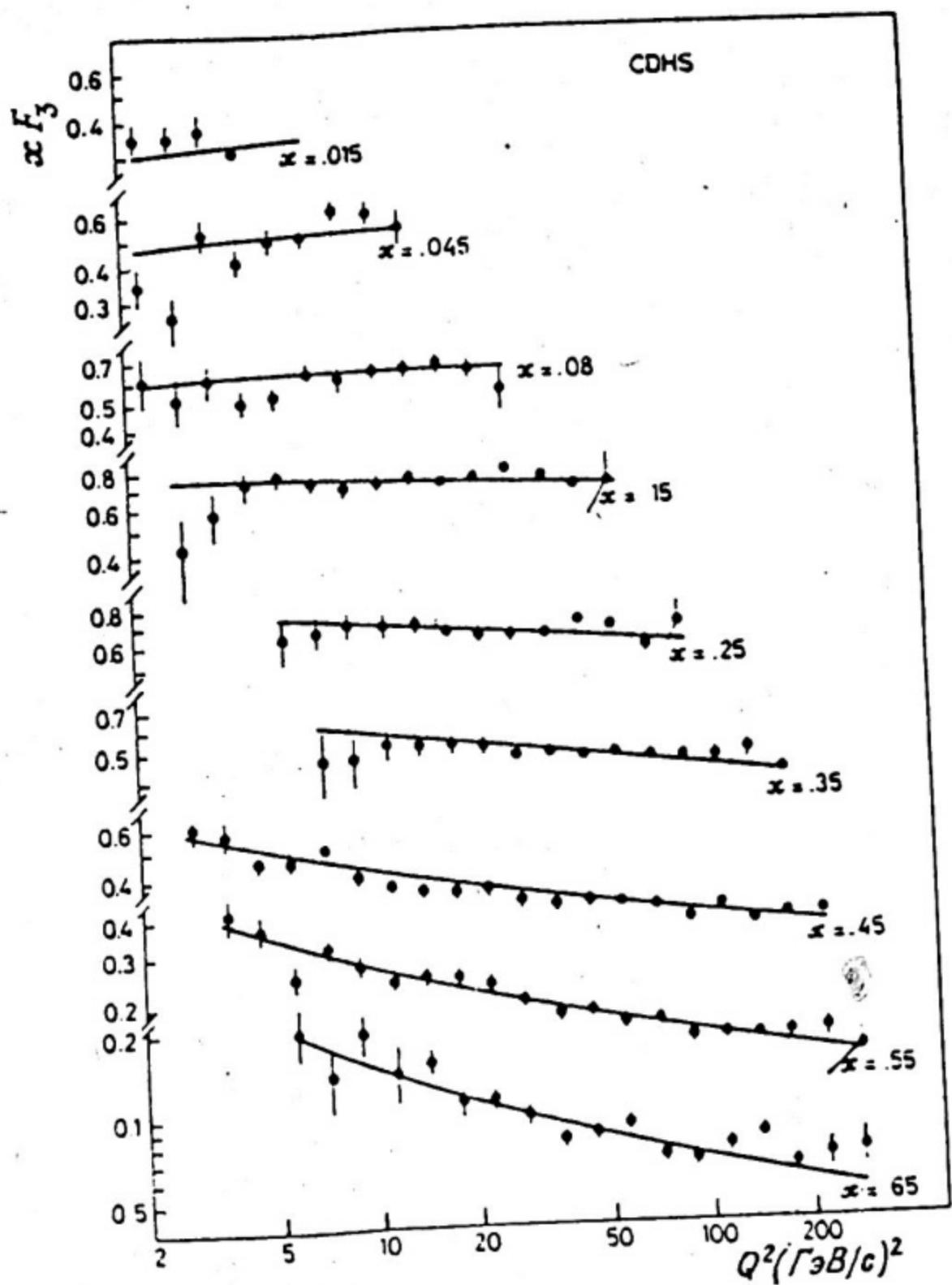


Рис. 3. Q^2 -эволюция функции $x F_3(x)$ [2]

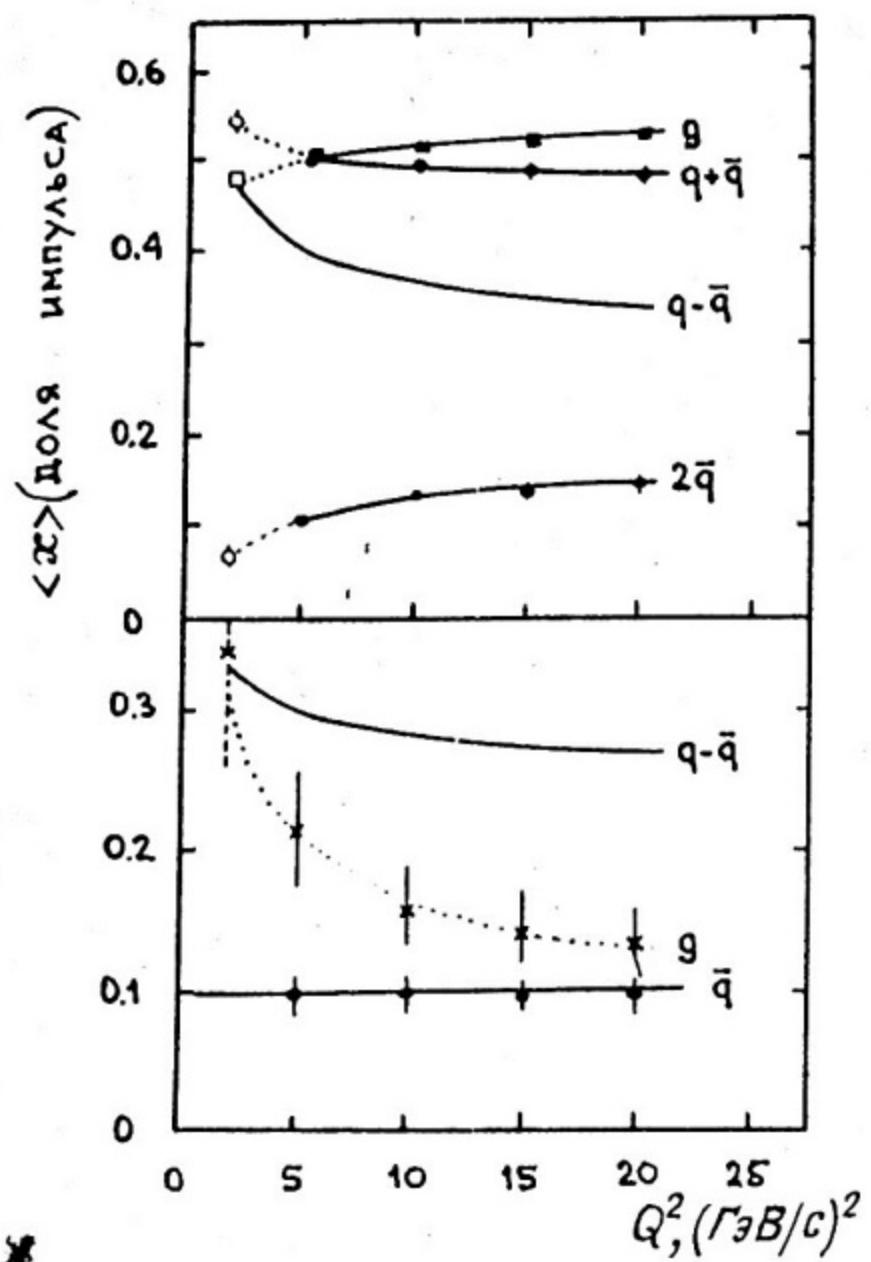


Рис. 4. Зависимость доли импульса, несомого нуклонными компонентами, и их $\langle x \rangle$ от Q^2 [4]

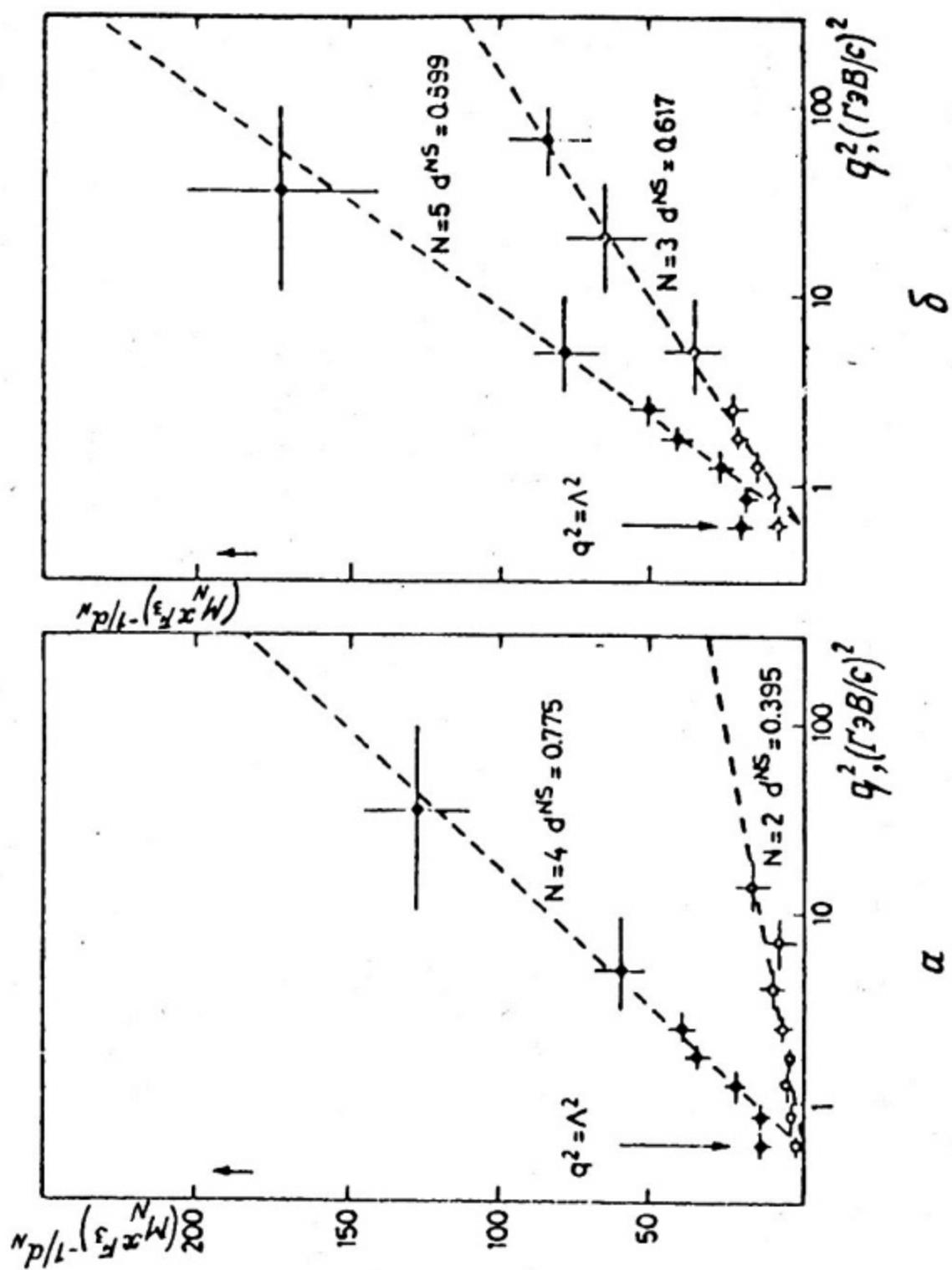


Рис. 5. Моменты $(M_N^{-x} F_3^{-1})^{-1/d_N}$ как функция q^2/λ^2 :
 а — четные моменты; б — нечетные моменты

Оставим на совести авторов достоверность оценки систематических погрешностей, которые доминируют в определении Λ , и лишь перечислим основные их источники.

Во-первых, это поправки на: разрешение; эффективность реконструкции событий (эффективность может быть скоррелирована с кинематическими переменными); аксептанс.

Во-вторых, учет ферми-движения нуклонов внутри ядер и радиационные поправки (последние немалы; например, в пучке нейтрино введение радиационных поправок увеличивает вклад антикварков в два раза).

В-третьих, не вся область x перекрывается в эксперименте, что при определении моментов структурных функций требует экстраполяции в "пропущенные" области. Так, $x < 0,1$ при больших Q^2 в существующих нейтринных пучках не достигнуты, а $x > 0,7$ — опущены в силу больших систематических неопределенностей (здесь наиболее сильно сказываются эффекты разрешения).

В заключение обратим внимание на то, что исторически данные сравниваются с расчетами КХД, выполненными в рамках теории возмущений. Существуют дополнительные так называемые степенные поправки. Включение их в виде

$$F_i(x, Q^2) = F_i^{KHD}(x, Q^2) \left(1 + \frac{x}{1-x} \frac{M^2}{Q^2} \right), \quad (5)$$

где M — свободный параметр, уменьшает значение Λ от 0,5 до 0,2 ГэВ ($M^2 = 1 \pm 0,1 \text{ ГэВ}^2 / 2$). Этот результат, однако, не следует воспринимать буквально. Вопрос детально не изучен, и анализ носит предварительный характер. Серьезность проблемы очевидна.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ

Последние два-три года следует охарактеризовать как триумфальные для теории Вайнберга-Салама. Эксперименты в различных физических областях: нейтральные токи в нейтринных взаимодействиях, рассеяние поляризованных электронов на дейтерии, несохраняющие четность атомные переходы стали единодушными в измерении единственного параметра теории — угла Вайнберга. "Изменение" со временем угла Вайнберга иллюстрирует рис. 6. Помимо замедления темпа производной обращает на себя внимание существенное улучшение качества данных.

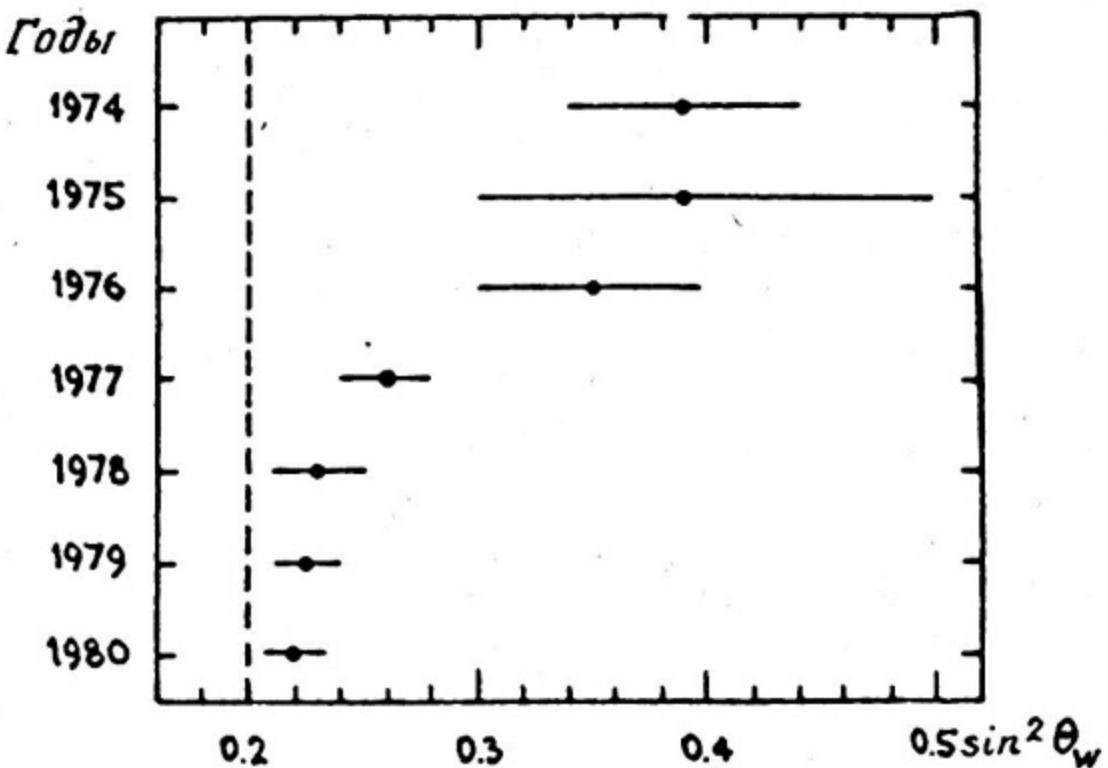


Рис. 6. $\sin^2 \theta_W$ по измерениям разных лет

Наибольший прогресс в нейтринных исследованиях был достигнут с помощью электронных детекторов нового поколения, сначала *CDHS* (1977), затем *CHARM* [6] (1980) (ЦЕРН-Гамбург-Амстердам-Рим-Москва). Остановимся на результатах последнего эксперимента [7], выполненного в новом для электронных детекторов подходе.

Поскольку в реакциях $\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + X$ нейтрино (антинейтрино) в конечном состоянии не регистрируется (что делает невозможным измерение полной энергии события = начальной энергии), бесспорным преимуществом обладают экспозиции в пучках с дихроматическим спектром. К тому же характеристики этих пучков лучше известны.

Ключевой проблемой является разделение 0μ - и 1μ -событий (обусловленных соответственно нейтральными и заряженными токами).

В эксперименте *CHARM* это делается на основе анализа каждого события. μ -события выделяются по признаку наличия трека без взаимодействий с видимым пробегом, отвечающим $P_{\mu} \geq 1 \text{ ГэВ/с}$. Все остальные события классифицируются как ν . Детектор имеет практически 100% эффективность регистрации адронных ливней с энергией $> 2 \text{ ГэВ}$ и обладает высоким энергетическим разрешением $\Delta E_H/E_H = (1 + 43/\sqrt{E_H})\%$.

Группа *CDHS* использует статистический метод разделения событий, основанный на геометрической длине события. Порог на обрезание по адронной энергии существенно выше, $E_H > 10 \text{ ГэВ}$.

Таблица 1 содержит сравнение поправок, применяемых обеими группами, на фон, вызванный распадами пионов и ка-
нонов до их селекции по импульсу (фон от широкого спектра); ошибки в классификации событий; П/К-распады, имитирующие мюонные треки; примесь $\bar{\nu}_e$.

Таблица 1
Сравнение поправок

Поправки, %	Нейтрино		Антинейтрино	
	<i>CHARM</i>	<i>CDHS</i>	<i>CHARM</i>	<i>CDHS</i>
	9200 соб.	21274 соб.	3800 соб.	4539 соб.
Фон от широкого спектра	-0,8	-3,9	-4,4	-30,4
Ложные СС	-6,7	-17,8	-2,4	-7,1
П/К-распады	+1,6	<0,5	+1,6	<0,5
$\bar{\nu}_e$ (K_{e3})	-7,0	-11,6	-2,0	-5,7
Длина события	-	+1,7	-	+1,6

Предпочтение в этом сравнении следует отдать детектору *CHARM*.

Для уменьшения влияния систематических неопределенностей, вызванных эффектами разрешения, нормировкой, поправками на акцептанс и т.д., анализируются не сечения, а их отношения:

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu \rightarrow \nu)}{\sigma(\nu \rightarrow \mu^-)}, \quad R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu})}{\sigma(\bar{\nu} \rightarrow \mu^+)} \quad (6)$$

$$r = \frac{\sigma(\bar{v} \rightarrow \mu^+)}{\sigma(v \rightarrow \mu^-)} .$$

Комбинация отношений просто выражается через угол Вайнберга:

$$\frac{R_v - r R_{\bar{v}}}{1 - r} = \rho^2 (\tfrac{1}{2} - \sin^2 \theta_W), \quad (7)$$

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} .$$

В предположении $\rho = 1$ (модель Вайнберга-Салама) результат группы *CHARM* при обрезании $E_H > 2$ ГэВ

$$\sin^2 \theta_W = 0,230 \pm 0,023 . \quad (8)$$

Другой подход, основанный на анализе R_v и $R_{\bar{v}}$ с привлечением относительного вклада антикварков, заимствованного из данных по заряженным токам, дает

$$\sin^2 \theta_W = 0,220 \pm 0,014 . \quad (9)$$

К указанной ошибке следует добавить $\pm 0,009$ — неопределенность, обусловленную модельными расчетами. Этот результат показан на рис. 7 совместно со всеми другими, полученными в нейтринных экспериментах.

Константы связи определенной спиральности найдены равными

$$g_L^2 = \rho^2 (u_L^2 + d_L^2) = 0,305 \pm 0,013 ; \quad g_R^2 = \rho^2 (u_R^2 + d_R^2) = 0,036 \pm 0,013 . \quad (10)$$

Ненулевой вклад правой спиральности установлен с более чем 90%-ной достоверностью.

Результат (10) может быть также представлен в виде:

$$\begin{aligned} \rho &= 1,027 \pm 0,023 ; \\ \sin^2 \theta_W &= 0,247 \pm 0,038 . \end{aligned} \quad (11)$$

Несколько слов о x -, y -распределениях. Полученные предварительные результаты демонстрируют согласие квarkовых распределений, определенных из *NC*- и *CC*-взаимодействий, но пока они не содержат количественно новой информации. Здесь уместно отметить, что в статическом плане возможности экспе-

римента еще не исчерпаны. В частности, в ближайшие год-два видится реальным снизить ошибку в измерении $\sin^2 \theta_W$ до 0,01.

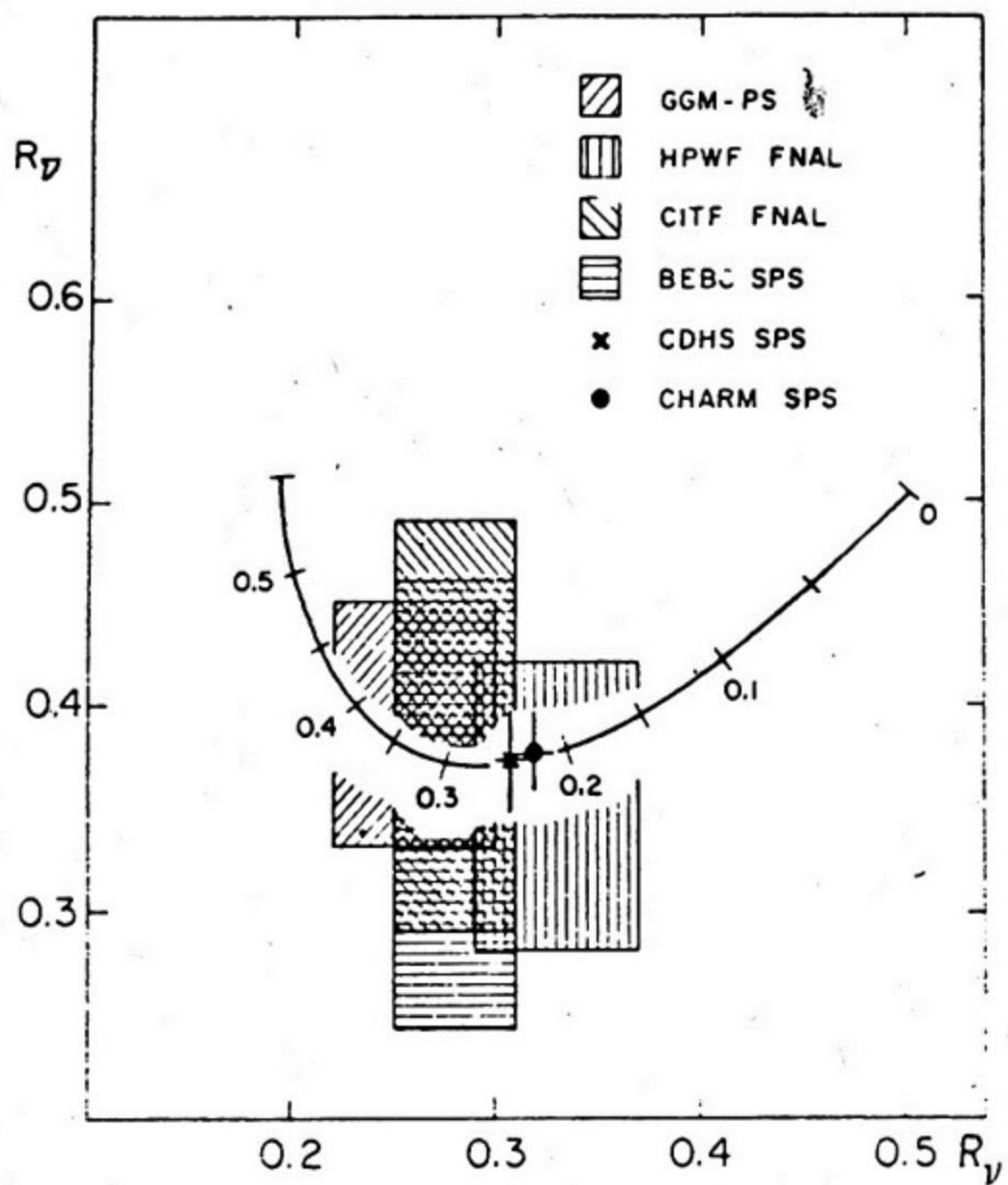


Рис. 7. Сравнение измерений R_v и R_d с модельными расчетами

3. НЕЙТРИНО ОТ РАСПАДА КОРОТКОЖИВУЩИХ РОДИТЕЛЕЙ

За экспериментами такого типа укоренилось название "beam dump". Сущность их следующая. Пучок протонов "гасится" в мишени из тяжелого вещества. Из-за короткой длины распада, равной длине поглощения, происходит подавление потоков "стандартных" нейтрино от распадов Λ , K , π , ..., и тем самым облегчается выделение сигнала "прямых" нейтрино от распадов короткоживущих частиц ($\tau \lesssim 10^{-11}$ с).

Первый эксперимент, давший положительный результат, был выполнен в ЦЕРНе в 1977 году. В 1979 году был проведен новый эксперимент, преследовавший поиск прямых ν_μ , которые в 1977 году увидеть не удалось. В новом эксперименте был улучшен контроль возможных взаимодействий протонов на их пути до мишени, которые имитируют эффект.

В 1979 году в экспозиции участвовали три детектора: BEBC (большая европейская пузырьковая камера), *CDHS* и *CHARM*. Каждый из этих детекторов имеет свои достоинства. BEBC обладает высокой эффективностью регистрации e^\pm ; о *CDHS* тоже самое можно сказать в отношении μ^\pm , и, кроме того, детектор имеет большую массу; *CHARM* отличает высокий уровень разделения *NC*- и *CC*-событий, а также возможность выделять электромагнитную компоненту в конечном состоянии и измерять ее энергию. Детекторы располагались на расстоянии ~ 900 м от мишени. Экспозиции были проведены с мишениями из меди двух плотностей ($\rho/\rho_\omega = 1$ и $\rho/\rho_\omega = 1/3$). Полное число протонов за время измерений составило 10^{18} .

Для определения потоков прямых ν_μ были использованы два метода:

- 1) Экстраполяция к мишени бесконечной плотности.
- 2) Процедура вычитания из наблюденных потоков фоновых потоков стандартных нейтрино. Фон был определен путем расчета, основанного на непрерывно измеряемых в эксперименте потоках мюонов в разрезах стальной защиты. Точность расчета $\sim 12\%$.

Как видно из рис. 8, где показан выход 1ν -событий как функция обратной плотности, стандартный фон большой. Это осложняет выделение прямого сигнала и приводит к большим ошибкам.

Результаты всех групп даны в таблице 2.

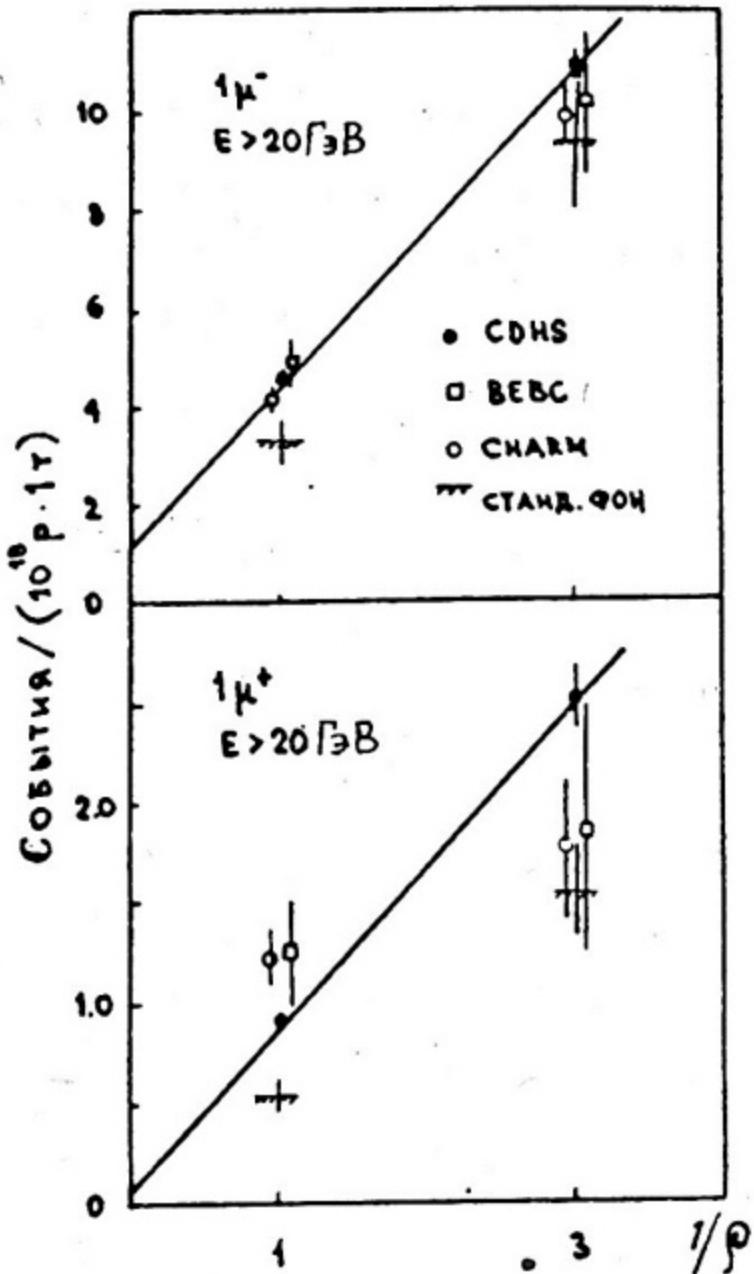


Рис. 8. Нормированные выходы 1μ -событий с $E > 20 \text{ ГэВ}$ как функция обратной плотности мишени.
Прямые линии относятся к экстраполяции данных CDHS[8]

Таблица 2

Выход $1\mu^-$ -событий от прямых нейтрино с $E > 20$ ГэВ,
нормированный на 10^{10} р и 1 т массы детектора [8]

	<i>BEBC*</i>	<i>CDHS</i>	<i>CHARM*</i>
$1\mu^-$ экстр. вычит.	—	$1,17 \pm 0,26 \pm 0,32$	$1,11 \pm 0,56$
$1\mu^+$ экстр. вычит.	$1,70 \pm 0,61$	$1,33 \pm 0,13 \pm 0,49$	$1,12 \pm 0,28 \pm 0,34$
$1\mu^+$ экстр. вычит.	—	$0,05 \pm 0,12 \pm 0,07$	$0,95 \pm 0,30$
	$0,65 \pm 0,30$	$0,38 \pm 0,06 \pm 0,08$	$0,71 \pm 0,16 \pm 0,06$

* Числа пересчитаны на геометрическую позицию детектора *CDHS*

Для $1\mu^-$ -событий согласие хорошее. Для $1\mu^+$ -событий данные *CDHS* показывают меньший выход, чем BEBC и *CHARM*. Кроме того, у этой группы имеется расхождение между процедурами экстраполяции и вычитания. Измерения BEBC и *CHARM* согласуются с равенством потоков ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ (чтобы конвертировать выходы в потоки, надо разделить их на сечения взаимодействия, $\sigma^{\bar{\nu}N}/\sigma^{\nu N} \approx 0,5$). Измерения *CDHS* дают меньшие по сравнению с нейтрино потоки антинейтрино.

Прежде чем начать обсуждение сигнала прямых $e^\pm \nu_e$, поясним процедуру анализа. Надежная идентификация $e^\pm \nu_e$ -событий пока остается неоспоримым преимуществом пузырьковых камер. Электронные детекторы "умеют выделять" 0_μ -события. Дальнейший анализ в этом случае протекает в два этапа. На первом — вычитываются *NC*-события, вызванные $\bar{\nu}_\mu$. Это делается путем умножения наблюденного числа $1\mu^+$ -событий на $R^{\nu(\bar{\nu})} = NC/CC$. При этом природа происхождения $\bar{\nu}_\mu$ (прямые или стандартные) не играет никакой роли. На втором — вычитается стандартный ν_e фон. Типично он $\sim 15\%$. В итоге (если есть избыток) остаются *CC*- и *NC*-взаимодействия прямых ν_e , а также взаимодействия нейтрино другого типа, например $\bar{\nu}_\tau$, без мюона в конечном состоянии (табл. 3).

Таблица 3

Избыток $\bar{\nu}_\mu$ -событий и выход $1e^+$ -событий от прямых нейтрино с $E > 20$ ГэВ, нормированные на 10^{18} р и 1 т массы детектора [8]

	<i>VEBC*</i>	<i>CDHS</i>	<i>CHARM*</i>
Избыток $\bar{\nu}_\mu$ -событий	—	$1,16 \pm 0,11 \pm 0,11$	$1,18 \pm 0,20 \pm 0,09$
$1e^+$ -события	$1,18 \pm 0,28$	$0,96 \pm 0,09$	$0,98 \pm 0,17 \pm 0,07$

* Числа пересчитаны на геометрическую позицию детектора *CDHS*.

В таблице 3 помимо избытка $\bar{\nu}_\mu$ -событий для электронных детекторов даны также выходы $1e^+$ -событий. Выделение *CC* - вклада из суммы *CC + NC* сделано на основе модельных расчетов. Расхождений в оценке $1e^+$ -событий между экспериментами нет.

Избыток $\bar{\nu}_\mu$ -событий как функция энергии показана на рис. 9. Пунктиром дано распределение, ожидаемое в модели рождения в протон-ядерных взаимодействиях очарованных $D\bar{D}$ -мезонов с последующим их полулептонным распадом. В случае параметризации инклузивного сечения в виде

$$d^2G/dx_F d\rho_T = a(1-x_F)^4 \frac{\rho_T}{E_D} \exp(-2\rho_T), \quad (12).$$

$$\sigma(pp \rightarrow D\bar{D} + X) \cdot BR(D \rightarrow \nu_e e X) = 1.5 \pm 0.5 \text{ мкб} [9]. \quad (13)$$

В диапазоне энергий 2 \div 20 ГэВ группа *CHARM* наблюдает избыток в $54 \pm 19 \pm 9$ событий над предсказаниями модели рождения $D\bar{D}$. С меньшим энергетическим шагом, чем на рис. 9, его можно видеть на рис. 10. В этой области энергий детектор *CHARM* с точки зрения методики имеет преимущество перед детектором *CDHS* (см. п. 2).

На рис. 11 показан спектр по полной энергии $1e^+$ -событий, непосредственно идентифицированных в детекторе *CHARM*. Это сделано с помощью метода, основанного на трех характерных чертах электромагнитного ливня: его узкой ширине, регулярном

продольном профиле и корреляции между полной энергией ливня и энергией в его максимуме. Точками приведена сумма $1 e^\pm$ -событий, ожидаемых от стандартного фона и от распада $D(\bar{D})$ -мезонов. Согласие измеренных и расчетных спектров поддерживает разумность использования модели рождения $D\bar{D}$ в оценке избытка ∂_{μ} -событий над ожидаемыми от $\bar{\nu}_e$ в диапазоне $2 \div 20$ ГэВ.

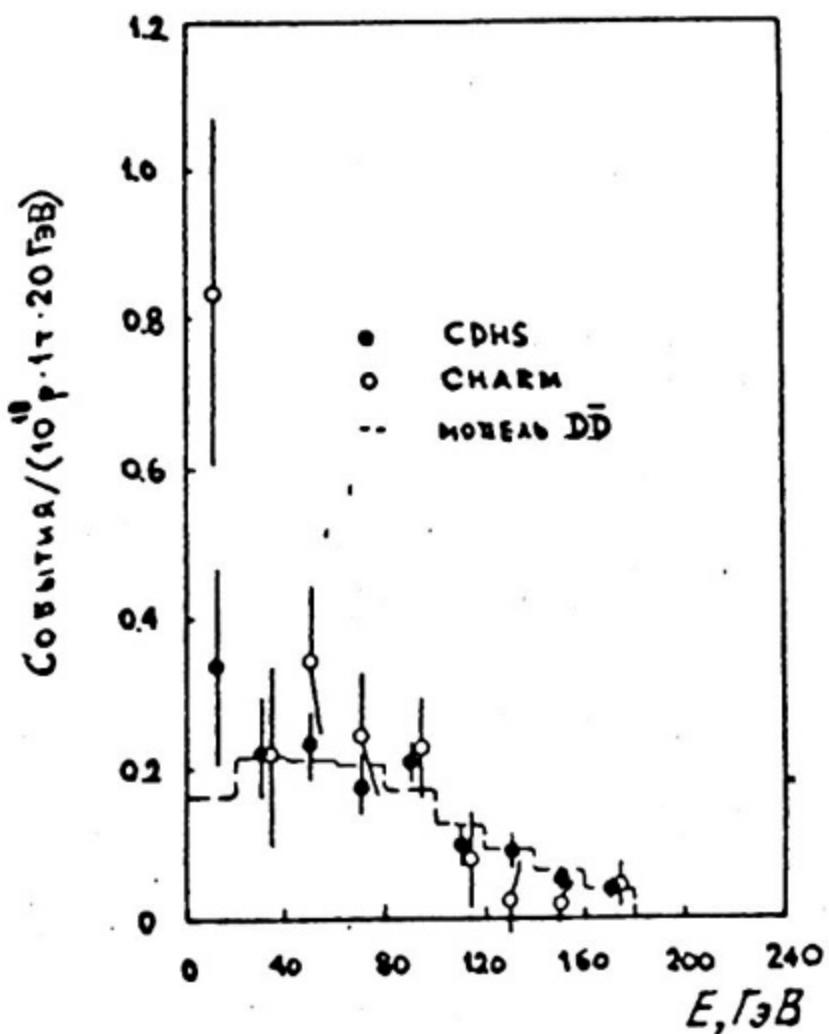


Рис. 9. Энергетические спектры избытка ∂_{μ} -событий по данным $CHARM$ ($E > 2$ ГэВ) и $CDHS$ ($E > 5$ ГэВ). Гистограмма — предсказания модели рождения и распада $D\bar{D}$ -мезонов

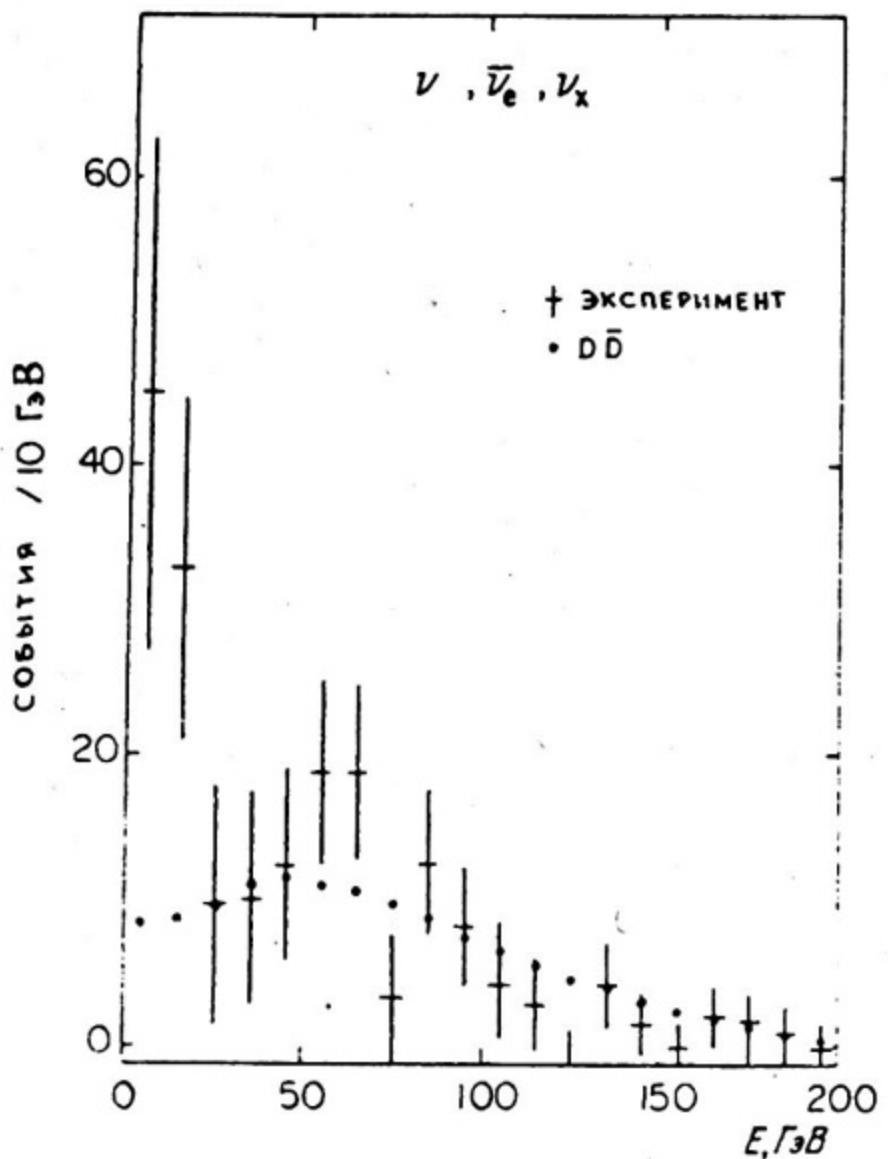


Рис. 10. Энергетический спектр избытка ∂_{ν} -событий по измерениям *CHARM* [9]

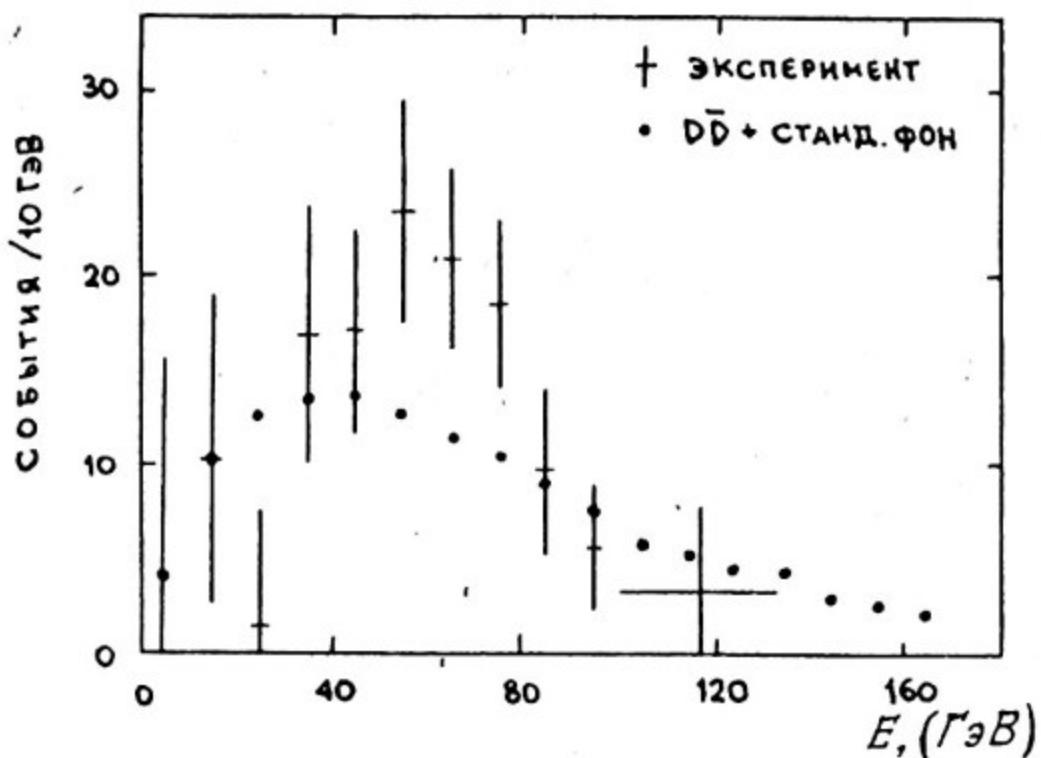


Рис. 11. Энергетический спектр CC ($1e^{\mp}$ -событий) по измерениям *CHARM*. Точками показана сумма CC -событий, ожидаемых от рождения $D\bar{D}$, и CC -событий от стандартных ($\nu_e + \bar{\nu}_e$)

$\bar{\nu}_\mu$ Неожиданность принесло сравнение потоков прямых $\bar{\nu}_e$ и (таблица 4).

Таблица 4

Отношение потоков прямых нейтрино

$$\Phi(\bar{\nu}_e + \bar{\nu}'_e) / \Phi(\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}'_\mu)$$

Метод определения потоков $\bar{\nu}_\mu$	BEBC	CDHS	CHARM
Экстраполяция	—	$0,78 \pm 0,20 \pm 0,24$	$0,49 \pm 0,21$
Вычитание	$0,59 \pm 0,35$ $- 0,21$	$0,56 \pm 0,07 \pm 0,19$	$0,48 \pm 0,12 \pm 0,10$ $0,44 \pm 0,11 \pm 0,10^*$

* Потоки $\bar{\nu}'_e$ определены прямой идентификацией $1e^\pm$ - событий.

Все измерения дают R_ϕ меньше единицы.

Аномалии в эксперименте "beam dump" вызвали широкие обсуждения. В качестве возможного объяснения наиболее часто называются осцилляции $\bar{\nu}'_e \rightarrow \bar{\nu}'_\tau$. Если это так, то разность квадратов масс двух нейтринных состояний $\Delta m^2 = 50$ эВ². На сегодня исключить эту гипотезу нельзя. Приведенные в таблице 4 R_ϕ не противоречат измеренному группой BEBC в дихроматическом пучке отношению наблюденного потока $\bar{\nu}_e$ к ожидаемому из Ke_3 -распада $1,04 \pm 0,15$ [10].

Эксперимент 1979 года скорее поставил больше вопросов, чем дал ответов.

Для выяснения: симметричны ли потоки нейтрино и антинейтрино? асимметричны ли потоки $\bar{\nu}'_e$ и $\bar{\nu}'_\mu$? есть ли в пучке помимо $\bar{\nu}'_e$ и $\bar{\nu}'_\mu$ другие нейтрино? — запланирован третий эксперимент с чувствительностью на порядок лучше.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 . M.Holder et al.-Nucl.Inst.Meth. 148,
235(1978); 151,69(1978) .
- 2 . J.Steinberger:Preprint CERN-EP/80-222(1980).
- 3 . J.de Groot et al.-Z.Physik C1,143(1979) .
- 4 . J.de Groot et al.-Phys.Lett. 82B,292(1979).
- 5 . P.Bosetti et al.-Nucl.Phys. B142,1(1979) .
- 6 . A.Diddens et al.-Preprint CERN-EP/80-63(1980);
Nucl.Inst.Meth.(in press).
- 7 . M.Jonker et al.-Preprint CERN-EP/80-215(1980);
Phys.Lett.(in press) .
- 8 . F.Dydak. -Preprint CERN-EP/80-204(1980);
Proc.of the Int.Conf."Neutrino-80" (in press).
- 9 . M.Jonker et al.-Phys.Lett. 96B,435(1980).
- 10 H.Deden et al.-Preprint CERN-EP/80-164(1980);
Phys.Lett.(in press).

В.Д. ХОВАНСКИЙ

**СТАТУС
НЕЙТРИННОЙ
ФИЗИКИ**

*Редактор Е. Н. Ко ч у б е й
Техн. редактор Н.М. Г е н к и н а
Корректор Т. В. С та ф е р о в а*

*Л—86143 Подписано в печать 4/IV-81г. Формат 60x84 1/16
Объем 1,5л. Уч.-изд.л 1 Изд. № 055—1 Заказ 627 Тираж 800 экз.
Цена 6 коп.*

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1