

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.123

## НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

П. Ф. Ермолов, А. И. Мухин

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	385
2. Методика нейтринных экспериментов . . . . .	389
а) Нейтринные пучки на ускорителях (389). 1) Широкий энергетический спектр нейтрино (391); 2) Монохроматизированные (дихроматические) пучки (393); 3) Методы определения спектров нейтрино (393). б) Электронные детекторы (394). в) Пузырьковые камеры (397).	
3. Полные сечения . . . . .	398
а) Полные сечения процессов с заряженными токами (399). б) Отношение полных сечений взаимодействия на нейтронах и протонах (402). в) Полные сечения инклюзивных полуплеотонных реакций с нейтральными токами (403). г) $\mu$ — $e$ -универсальность (405).	
4. Упругие и однопионные процессы . . . . .	406
а) Квазиупругое и упругое рассеяние на нуклонах (406). б) Упругое рассеяние нейтрино на электроны (408). в) Одиночное образование $\pi$ -мезонов (410). 1) Заряженные токи (410). 2) Нейтральные токи (412).	
5. Глубоконеупругое $\nu N$ -рассеяние и кварк-партоновая модель . . . . .	413
а) Структурные функции и импульсные распределения кварков (413). б) $y$ -распределение (416). в) $x, y$ -распределения. Нарушение скейлинга (421). г) Структура адронного блока (425).	
6. Нейтринные взаимодействия и новые частицы . . . . .	428
а) Основные механизмы образования чармованных частиц (428). б) Рождение странных частиц в инклюзивных и эксклюзивных каналах (429). в) Наблюдение лептонных пар в нейтринных взаимодействиях (431). г) Другие эксперименты (434).	
7. Заключение . . . . .	435
Цитированная литература . . . . .	436

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящий обзор ставит своей целью систематизировать экспериментальные работы в области нейтринной физики, выполненные в последние несколько лет (1972—1977 гг.) на ускорителях высоких энергий.

Впервые опыты с нейтрино были поставлены в начале 60-х годов на ускорителях Брукхейвенской Национальной лаборатории (США)<sup>1</sup> и ЦЕРНа<sup>2</sup>. Эти эксперименты привели к открытию того<sup>1</sup>, что нейтрино, появляющееся в распадах совместно с электронами ( $\nu_e$ ), и нейтрино, связанное с мюоном ( $\nu_\mu$ ), являются различными частицами. В этих и дальнейших экспериментах с помощью пузырьковых камер<sup>3</sup> было показано, что все основные характерные черты взаимодействия нейтрино с нуклонами (линейный рост с энергией полных сечений, различие сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино, локальность взаимодействия, сохранение мюонного заряда, рождение мезонов) хорошо удовлетворяют универ-

сальной четырехфермионной  $V - A$ -теории слабых взаимодействий с учетом  $SU(3)$ -симметрии сильных взаимодействий <sup>4, 5</sup>.

Нейтрино как частицы, не имеющие сильных и электромагнитных зарядов, представляют в настоящее время практически единственную возможность для исследования слабых взаимодействий при больших энергиях.

Актуальность этих исследований стала еще более очевидной после ряда экспериментальных открытий и значительных успехов в теории элементарных частиц, достигнутых в последние годы.

В 1967 г. Вайнберг и Салам <sup>6</sup> предложили минимальную перенормируемую калибровочно-инвариантную модель слабых и электромагнитных взаимодействий (модель ВС). Эта модель явилась следствием многочисленных теоретических исследований спонтанно нарушенных групп симметрий элементарных частиц и попыток универсализации сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий <sup>7, 174</sup>.

В модели ВС<sup>175</sup> введена калибровочно-инвариантная группа, в которой калибровочные векторные поля образуют триплет группы  $SU(2)$  и синглет группы  $U(1)$ . Они взаимодействуют с двумя типами лептонных полей: одно, отвечающее левоспиральным лептонам, объединенным в  $SU(2)$ -дублет, и другое — правоспиральным заряженным лептонам, объединенным в  $U(1)$ -синглет. Мюонный и электронный лептонные заряды при этом сохраняются по отдельности. Поле фотонов есть линейная комбинация из двух нейтральных полей синглета и нейтральной компоненты триплета, и она соответствует ненарушенной подгруппе симметрии, связанной с сохранением электрического заряда, в то время как ортогональная линейная комбинация полей отвечает нейтральному промежуточному  $Z$ -бозону. Другие калибровочные поля образуют поле тяжелых промежуточных заряженных бозонов  $W^\pm$ . Два нейтральных поля связаны различными константами  $g$  и  $g'$  со «слабым» изотоп-спином  $T$  и «лептонным» гиперзарядом  $Y = T_3 - Q$ . Нарушение  $\gamma - Z$ -симметрии возникает из спонтанного нарушения группы  $SU(2) \cdot U(1)$  посредством хиггсовых <sup>8</sup> скалярных, несильно взаимодействующих частиц, что дает массы промежуточным бозонам. Константы  $g$  и  $g'$  связаны соотношением  $\operatorname{tg} \theta_W = g'/g$ ,  $e = g \sin \theta_W$ , где  $\theta_W$  — неизвестный угол смешивания (угол Вайнберга). Модель ВС приводит к важным следствиям.

Теория в этом случае является перенормируемой и оказывается возможным использовать теорию возмущений в любом порядке и давать в рамках выбранной схемы определенные предсказания. В старой теории, как хорошо известно, имеются принципиальные трудности. Например, в четырехфермионной реакции <sup>4</sup>

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-,$$

которая идет только через  $s$ -состояние, сечение, выраженное через импульс  $\nu_\mu$  в СЦМ  $P_\nu$ , имеет вид

$$\sigma = \frac{4}{\pi} (GP_\nu)^2,$$

где  $G$  — константа Ферми. Так как из условия унитарности следует, что  $\sigma < (\pi/2) \lambda^2$ , то вышеприведенное выражение справедливо только при  $P_\nu < 300 \text{ Гэв/с}$ . При таких энергиях в фермиевской теории необходимо учитывать все высшие порядки теории возмущений <sup>9</sup>. В модели ВС изменение режима энергетического хода сечения должно наблюдаться при

энергиях в СЦМ порядка масс  $W$  и  $Z$ , которые определяются через  $\sin \theta_W$  следующим образом:

$$m_W = \frac{2^{-5/4} G^{-1/2} e}{\sin \theta_W} = \frac{37,3}{\sin \theta_W} G\text{эв}, \quad m_Z = \frac{74,6}{\sin 2\theta_W} G\text{эв}.$$

При  $\sin^2 \theta_W = 0,35$ ,  $m_W = 63 G\text{эв}$ ,  $m_Z = 77 G\text{эв}$ .

Рождение частиц с такой массой и проверка изменения режима энергетического хода сечений пока невозможны на современных ускорителях ( $\sqrt{s} \leq 20 G\text{эв}$ ). По-видимому, это станет возможным в ближайшие несколько лет на новых ускорителях с встречными протонными пучками с энергией  $E \geq 200 G\text{эв}$ .

Прямым доказательством калибровочно-инвариантной теории было бы обнаружение хиггс-мезона. Однако, как показывает анализ<sup>10</sup>, экспериментальное обнаружение таких частиц из-за их большой массы (несколько гигаэлектрон-вольт или даже  $\geq 10 G\text{эв}$ ), и относительно малого сечения взаимодействия в настоящее время сильно затруднено.

Из модели ВС естественным образом следует существование нейтральных токов в слабом взаимодействии. Поэтому они стали предметом интенсивных экспериментальных поисков и были действительно открыты в  $\nu_\mu N$ -, а затем и в  $\nu_\mu e$ -рассеянии. Обзор первых экспериментальных работ по нейтральным токам дан в обзоре Шехтера<sup>83</sup>.

Детальное исследование нейтральных токов в нейтринных экспериментах является в настоящее время одной из актуальных проблем современной физики элементарных частиц.

Но, может быть, наиболее важным достоинством калибровочно-инвариантной теории является возможность установления более глубокой симметрии между лептонами и адронами. При этом необходим, помимо трех кварков ( $u, d, s$ ), из которых составлены все известные сильновзаимодействующие частицы, соответствующие  $SU(3)$ -симметрии, также четвертый кварк, имеющий тот же заряд, что и  $u$  кварк, но отличающийся от него новым квантовым числом. Новое квантовое число чарм ( $c$ ) принимает значения  $\pm 1$  и сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях<sup>\*</sup>). В схеме, предложенной Глешоу, Илиопулосом и Майани (ГИМ)<sup>12</sup> все сильно взаимодействующие частицы построены из четырех кварков: из левоспиральных изодублетов и из правоспиральных изосинглетов. Теперь имеется симметрия

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L,$$

где поля  $d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$ ,  $s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C$  и  $\theta_C$  — угол Кабиббо, равный из эксперимента  $\sim 15^\circ$ . Такая симметрия позволяет снять одну из главных трудностей применения модели ВС к слабым процессам с изменением странности, идущим через нейтральные токи. В модели ВС со схемой только трех кварков вероятность процессов ( $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  и др.), а также разница масс состояний  $K^0$ -мезона,  $K_1^0 - K_2^0$ , получаются на 5—6 порядков больше наблюдаемых величин. В ГИМ-схеме<sup>12</sup> с четырьмя кварками, благодаря тому, что два кварковых дублета входят в слабый ток симметричным образом, оказывается, что нейтральные токи с сохранением странности остаются, а с изменением странности исчезают в любом порядке теории слабого взаимодействия. Чтобы подобные

<sup>\*</sup>) Новое квантовое число «чарм» было введено в теорию значительно раньше и связывалось со схемой кварков с целочисленным зарядом (см., например,<sup>11</sup>).

компенсации не нарушались сильными взаимодействиями, необходимо, чтобы последние были симметричны относительно двух кварков,  $s$  и  $u$ . В сочетании с  $SU(3)$ -симметрией трех кварков, инвариантной относительно сильного изотопического спина, это приводит к требованию  $SU(4)$ -симметрии. Эта симметрия из-за различия масс кварков является лишь приближенной и массовые соотношения в низшем порядке  $SU(4)$ -симметрии значительно более сильно нарушены, чем в  $SU(3)$ -симметрии.  $SU(4)$ -симметрия ведет к предсказанию новых барионных и мезонных мультиплетов, включающих, помимо обычных частиц и резонансов, также новые псевдоскалярные и векторные мезоны с открытым квантовым числом  $c = \pm 1$  или 0 (связанные состояния  $c\bar{c}$ ), и барионов с  $c = 1, 2$  <sup>13</sup>.

В 1974 г. одновременно в двух экспериментах (на встречных электронно-позитронных пучках <sup>14</sup> и в адронных взаимодействиях <sup>15</sup>) был открыт тяжелый ( $m = 3095 \text{ Мэв}/c^2$ ), относительно стабильный по ядерным масштабам ( $\tau \geq 10^{-20} \text{ сек}$ ) векторный мезон, получивший название  $J/\psi$ -частицы. Интерпретация этого мезона как связанного состояния  $c\bar{c}$ , а также дальнейшие исследования других состояний в этой области масс (уровни «чармония»), поставили на повестку дня вопрос о поисках частиц с открытым квантовым числом чарм <sup>16</sup>. Поскольку мы здесь имеем дело с новым типом элементарных частиц, не имеющих себе равных со времени открытия странных частиц, экспериментальные исследования в этом направлении ведутся практически на всех современных ускорителях высоких энергий.

Сравнительно недавно обнаруженные в  $e^+e^-$ -аннигиляции узкие пики в инвариантных массах нейтральных систем  $K\pi\pi\pi$  и  $K\pi$ , заряженной системы  $K^-\pi^+\pi^-$ , а также соответствующие пики в инвариантной массе систем отдачи, являются очень вероятными кандидатами в легчайшие псевдоскалярные и векторные чармовые мезоны  $D, D^*$  <sup>17, 177</sup>.

При исследовании чармовых частиц большая роль принадлежит нейтринным экспериментам, поскольку в  $\nu N$ -взаимодействиях ожидается относительно большой их выход ( $\sim 10\%$ ). Эффекты образования новых частиц действительно наблюдаются, начиная также с 1974 г.

Другое важное открытие, сделанное в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции, а именно обнаружение аномальных  $\mu e$ -пар, трактуется как возможное парное рождение новых заряженных тяжелых лептонов <sup>18, 176</sup>. Если эта интерпретация подтвердится, то она будет означать существование даже более расширенной системы кварков и новой адрон-лептонной симметрии, поскольку современные модели <sup>19, 20</sup> с добавлением к  $s$ -кварку одного или двух новых кварков ( $b, t$ -кварков) почти неизбежно приводят к существованию новых тяжелых лептонов. Поиски объектов, отличных от чармов, включая тяжелые лептоны, кварки, цветные глюоны, являются также перспективными в нейтринных экспериментах <sup>21, 22</sup>.

Наконец, взаимодействия нейтрино с нуклонами при высоких энергиях имеет самое непосредственное отношение к исследованию более общей структуры нуклона в связи с гипотезой скейлинга и кварк-партоновых моделей <sup>16, 23</sup>. Как хорошо известно, при больших энергиях, в так называемой глубоконеупругой области (т. е. при больших передачах энергии адрону  $\nu_N$  и больших переданных лептону импульсах  $Q^2$ ) было обнаружено скейлинговое поведение рассеяния электронов (мюонов) на нуклонах. Оказалось, что сечения взаимодействия зависят только от переменной  $x = Q^2/2m_N\nu_N$ , а не от каждой переменной  $Q^2$  и  $\nu_N$  в отдельности. В партоновой модели предполагается, что если время взаимодействия мало, т. е. переданный импульс велик по сравнению с характерными адронными массами, виртуальный фотон видит нуклон как бы состоящим из точечных

частиц — партонов. Если нуклоны имеют импульс  $P_N$ , то партоны имеют его долю, равную  $x \cdot P_N$ , где  $x$ , как видно из кинематики упругого рассеяния, совпадает с введенной выше скейлинговой переменной. Вероятность взаимодействия тогда пропорциональна функции распределения партонов в нуклоне по переменной  $x$ , помноженной на квадрат заряда партона, что связано с обменом виртуальным фотоном. Далее предполагается, что партоны несут квантовые числа кварков. Существенно, например, что полуцелый спин партонов следует из малости продольного сечения в  $eN$ -рассеянии. Различают валентные партоны (для нуклона  $u$ ,  $d$ -кварки) и «море» партон-антипартонных пар ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$ ). Последнее связано с тем, что рассмотрение нуклона как связанное состояние трех кварков, справедливо лишь в нерелятивистском приближении. Виртуально нуклон переходит в состояние с большим числом кварков. Время таких флуктуаций мало и поэтому они существенны лишь в глубоконеупругих процессах. Из качественных соображений следует, что чем меньше величина  $x$  при фиксированном  $Q^2$ , тем больше масса виртуальных состояний, так что именно при малых значениях  $x$  естественно ожидать большой вклад «моря» партон-антипартонных пар. Из эксперимента известно также, что на партоны приходится лишь около половины импульса нуклона, а оставшийся импульс уносят нейтральные глюоны. Предполагается, что глюоны — это векторные частицы, не несущие квантовых чисел типа изоспина, странности, чарма и не участвующие ни в слабых, ни в электромагнитных взаимодействиях; глюоны обуславливают сильные взаимодействия между кварками.

В «цветовых» теориях кварков <sup>16, 24</sup> (новое квантовое число «цвет» может принимать три значения, например, красный, синий, желтый, и оно необходимо для согласования спина и статистики кварков) при малых расстояниях силы, действующие между кварками, становятся малыми, т. е. при больших переданных импульсах частицы выступают как свободные («асимптотическая свобода» <sup>25</sup>). Это обеспечивает теоретическое объяснение гипотезы скейлинга в глубоконеупругой области, и позволяет рассчитывать с помощью техники теории поля (например, теории возмущений) поправки к скейлинговому поведению сечений, пропорциональные константе связи глюонов с кварками и логарифма от  $Q^2$ . Процесс глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах рассматривается в партонной модели аналогично электромагнитным взаимодействиям с заменой виртуальных фотонов на  $W$ -бозон и введением дополнительного форм-фактора, связанного с  $V - A$  природой слабых взаимодействий. Исследование общей структуры нуклона в  $\nu N$ -взаимодействиях при высоких энергиях в скейлинговых переменных  $x$  и  $y$  ( $y$  — относительная передача энергии  $y = \nu_H/E_\nu$ ) представляют большой интерес и любые отступления от скейлингового поведения могут трактоваться как новые явления, связанные, в частности, с образованием новых частиц.

Таким образом, из краткого изложения основных, современных теоретических подходов к процессам взаимодействия нейтрино с нуклонами или лептонами, видна их важная роль в исследованиях физики элементарных частиц.

## 2. МЕТОДИКА НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### а) Нейтринные пучки на ускорителях

Источником нейтрино (антинейтрино) на ускорителях являются лептонные распады нестабильных частиц, образующихся в результате взаимодействия первичного пучка ускоренных протонов с нуклонами вещества мишени.

Основная часть нейтрино с высокой энергией возникает в двухчастичных распадах заряженных пионов и каонов:

$$\left\{ \begin{array}{c} \pi \\ K \end{array} \right\}^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \left\{ \begin{array}{c} \pi \\ K \end{array} \right\}^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Наиболее заметный вклад в потоки нейтрино, который приходится учитывать на сегодняшнем уровне проведения экспериментов, дают также трехчастичные распады заряженных и нейтральных каонов

$$K \rightarrow \mu + \nu_\mu + \pi, \quad K \rightarrow e + \nu_e + \pi.$$

Обычно доля нейтрино от трехчастичных распадов находится на уровне одного процента и зависит от принятой схемы формирования нейтринного пучка.

Как видно, на ускорителях получаются пучки нейтрино мюонного типа. Этим определяется то, что свойства взаимодействия электронных нейтрино до настоящего времени практически не исследовались.

Схема формирования нейтринных пучков показана на рис. 1. На изображенной схеме формирование нейтринного пучка базируется на выведенном из ускорителя пучке протонов, который фокусируется на мишени М.

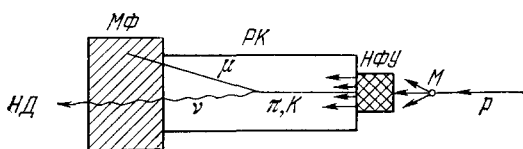


Рис. 1. Общая схема формирования нейтринного пучка.

р — протонный пучок, М — мишень, НФУ — нейтринное фокусирующее устройство, РК — распадный канал, МФ — мюонный фильтр, НД — нейтринные детекторы.

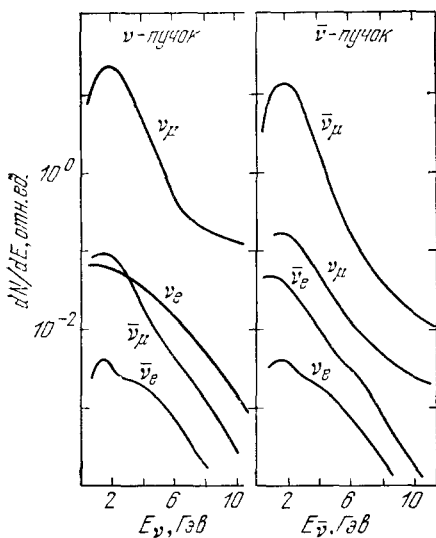
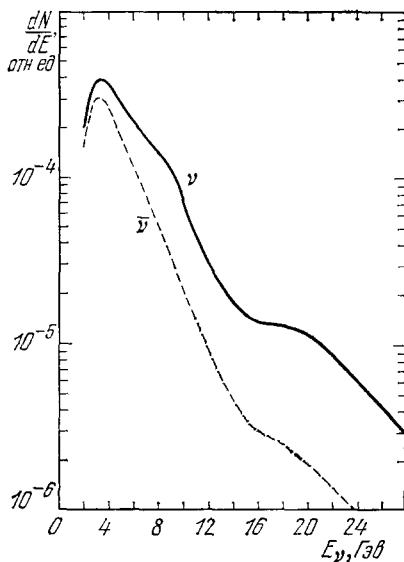
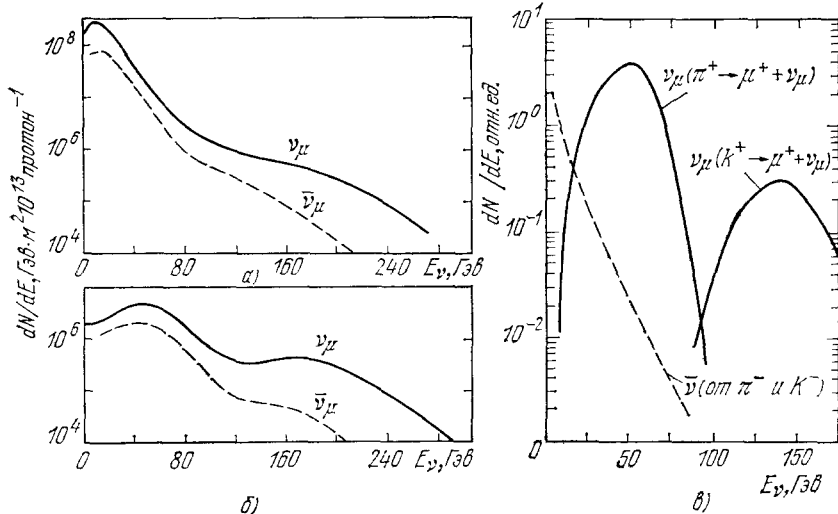
Образовавшиеся в мишени мезоны проходят через нейтринное фокусирующее устройство. Конструктивные особенности фокусирующего устройства зависят от того, какие свойства нейтринного пучка желательно получить. Здесь мезоны нужного знака в выбираемом диапазоне углов и импульсов фокусируются в пучок, близкий к параллельному (мезоны противоположного знака дефокусируются), и направляются в «распадный» канал — пространство, где мезоны свободно распадаются. Распадный канал заканчивается массивным (в большинстве случаев стальным) поглотителем — мюонным фильтром. Здесь оставшиеся адроны и образовавшиеся в распадах мюоны полностью поглощаются. За мюонным поглотителем размещаются нейтринные детекторы.

Основные характеристики пучков нейтрино приводятся в табл. I и на рис. 2—4.

Таблица I

Характеристики нейтринных каналов и пучков

Ускоритель	Энергия протонов, Гэв	Метод формирования пучка	Длина распадного туннеля, м	Толщина мюонного фильтра, м	$I_p$ (в импульсе)	Рабочий диапазон энергии нейтрино, Гэв
АНЛ	12,4	Магнитный горн	30	13	$1,2 \cdot 10^{12}$	0,3—6
ЦЕРН	26	»	70	22 (железо)	$6 \cdot 10^{12}$	1—12 (рис. 2)
БНЛ	29	»	57	30 (железо)	До $5 \cdot 10^{12}$	1—15
ИФВЭ	70	Параболические линзы	140 (вакуум)	62 (железо)	До $3,5 \cdot 10^{12}$	2—30 (рис. 3)
ФНАЛ	300—400	а) Магнитный горн б) Триплет квадруполов в) Монохроматизация	340 (вакуум)	1000 (грунт + железо)	До $1,5 \cdot 10^{13}$	10—200 (рис. 4)
ЦЕРН СПС	400	а) Магнитный горн б) Монохроматизация	300 (вакуум)	400 (железо)	$5 \cdot 10^{12}$	10—200


 Рис. 2. Нейтринные спектры на ускорителе ЦЕРНА ( $E_p = 26$  ГэВ).

 Рис. 3. Нейтринные спектры на ускорителе ИФВЭ ( $E_p = 70$  ГэВ).

 Рис. 4. Нейтринные спектры на ускорителе ФНАЛ ( $E_p = 300-400$  ГэВ).  
 а) Магнитный горн; б) квадрупольная фокусировка; в) дихроматический пучок.

1) Широкий энергетический спектр нейтрино. Такие пучки имеются на всех ускорителях, где ведутся нейтринные исследования<sup>26-30</sup>, и главное их преимущество заключается в том, что они обеспечивают наиболее высокие потоки нейтрино.

Более конкретно формирование пучка с широким энергетическим спектром можно показать на примере нейтринного канала Института физики высоких энергий (ИФВЭ). Фокусирующее устройство состоит из четырех параболических линз, объединенных в три объектива, которые установлены внутри мишени станции<sup>31</sup>. Расположение фокусирующего устройства и его оптические характеристики для одного из токовых режимов объективов приведены на рис. 5. Угловой акцептанс системы достигает 60 мрад. Это означает, что фокусирующей системой захватывается от 50 до 90% мезонов, вылетающих из мишени, в интервале импульсов 4-10 ГэВ/с и почти полностью захватываются мезоны с более высокими импульсами. Дефокусированные частицы поглощаются коллиматорами в радиационной защите мишени станции.

Пример спектров нейтрино и антинейтрино, полученных при одном из режимов фокусирующей системы, дается на рис. 3.

Такая форма спектра типична для всех ускорителей. Характерно быстрое, почти экспоненциальное, падение интенсивности с ростом энергии. Интенсивность анти-

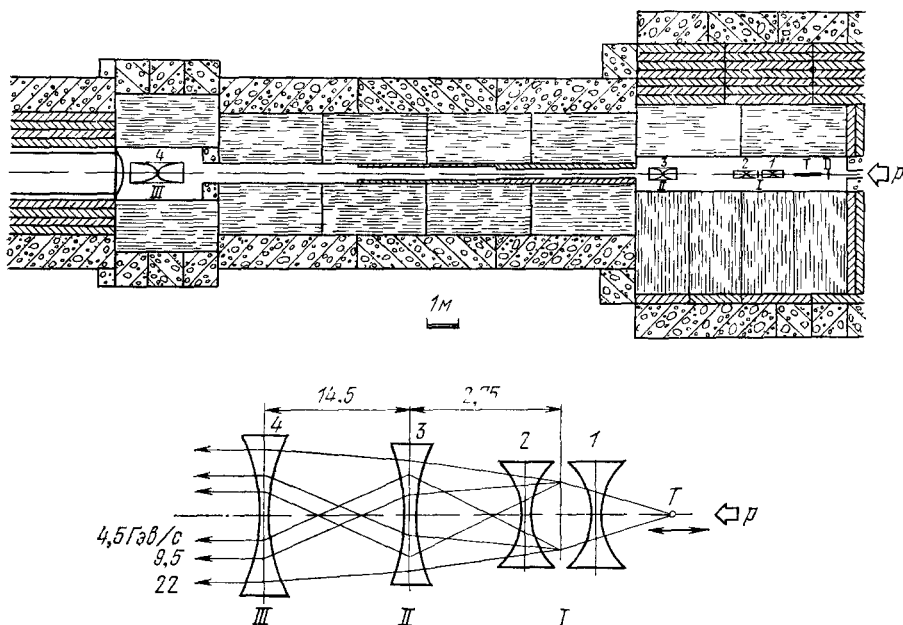


Рис. 5. Схема формирования нейтринного пучка в ИФВЭ.

нейтринного пучка ниже интенсивности нейтрино, особенно в области высокой энергии, которая определяется распадами каонов. Обусловлено это тем, что в протонных взаимодействиях отрицательных мезонов образуется меньше, чем положительных.

Последнее обстоятельство приводит также к тому, что примесь нейтрино в антинейтринном пучке достигает заметных размеров и при высоких энергиях может даже превышать потоки антинейтрино, если не принимать против этого специальных мер. Применение поглотителя, устанавливаемого после мишени по оси пучка, существенно понижает нежелательные примеси нейтрино другого типа, особенно в области высокой энергии, как это видно на рис. 6.

В некоторых случаях удобнее работать с менее интенсивным растянутым по времени пучком, который содержит естественное соотношение нейтрино и антинейтрино. В простейшем виде такой пучок был реализован в ФНАЛ в наиболее поздних экспериментах группой Гарвард — Пенсильвания — Висконсин — Фермилаб (ГПВФ) <sup>32</sup>. В этих экспериментах непосредственно за мишенью устанавливался триплет из квадрупольных линз. Фокусировались частицы, образующиеся в угловом интервале

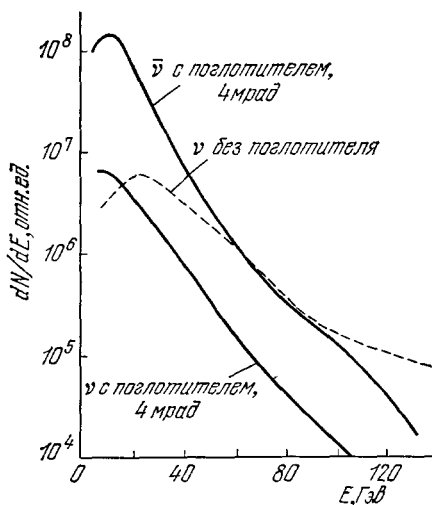


Рис. 6. Спектр  $\bar{\nu}$  ФНАЛ и примесь  $\nu$  (с поглотителем и без него).

$0 < \theta < 2$  мрад относительно направления протонного пучка. Расчетные спектры нейтрино и антинейтрино, сформированные триплетом квадрупольных линз (фокусируется импульс  $p = 200$  Гэв/с), показаны на рис. 4, 6.



2) Монохроматизированные (дихроматические) пучки. Настоятельная необходимость в создании пучков монохроматизированных нейтрино диктуется в первую очередь потребностями исследования нейтральных токов и изучения лептонных распадов новых частиц. Кроме того, знание энергии взаимодействующего нейтрино значительно облегчает анализ изучаемых процессов во всех случаях.

Основной принцип формирования пучков этого типа заключается в следующем. После мишени формируется узкий пучок адронов необходимого знака и малой угловой расходимостью с небольшим разбросом по импульсам. Этот пучок направляется затем в распадный канал. Распадающиеся  $\pi$ - и  $K$ -мезоны дают две разделяющиеся по энергии «линии». В зависимости от соотношения длин распадного канала и защиты и поперечных размеров нейтринного детектора можно изменять энергетическую ширину нейтринных «линий». К примеру, для монохроматического параллельного пучка мезонов с энергией  $E_0$  энергетическая ширина нейтринных линий полностью определяется полярным углом  $\theta_2$ , под которым виден детектор из конца распадного канала, и гамма-фактора мезонов ( $\gamma_{\pi, k} = E_0/m_{\pi, k}$ )

$$\frac{\Delta E_\nu}{E_\nu} = \frac{\gamma^2 \theta_2^2}{1 + \gamma^2 \theta_2^2}$$

с максимальными энергиями  $E_\nu = 0,95 E_0$  (для распада  $K$ -мезона) и  $E_\nu = 0,43 E_0$  (для распада  $\pi$ -мезона). На энергетическую ширину линий влияет также угловая расходимость мезонного пучка и разброс его по импульсу.

Первое практическое осуществление монохроматизации нейтринного пучка было сделано на ускорителе в Батавии в совместных экспериментах группы Калифорнийского Технологического Института и Национальной Ускорительной Лаборатории им. Ферми (КИТФ). Они использовали довольно большой интервал импульсов мезонов (30%), чтобы увеличить интенсивность нейтринного пучка. Это, конечно, значительно увеличило и ширину энергетического спектра нейтрино, который показан на рис. 4,  $e$ <sup>33</sup>.

Пучки монохроматизированных нейтрино начинают использоваться на новом Суперпротонном синхротроне (СПС) в ЦЕРНе (энергия протонного пучка 400 ГэВ)<sup>34</sup>. В первых экспериментах<sup>153, 156</sup> импульсный интервал сформированного мезонного пучка составлял  $\Delta p/p = 0,10-0,14$  (полная ширина на половине высоты) при угловых расходимостях по горизонтали 0,3 мрад и по вертикали 0,6 мрад. Для более точного определения энергии использовалась информация о координате точки взаимодействия в детекторе относительно оси пучка.

3) Методы определения спектров нейтрино. Особенность нейтринных пучков состоит в том, что они не поддаются контролю в ходе эксперимента. Поэтому в нейтринных экспериментах, как правило, контролируются все этапы формирования нейтринного пучка<sup>35</sup>.

Измерение, а точнее восстановление, энергетического спектра нейтрино представляет собой довольно деликатную проблему. Есть несколько путей подхода к ее решению.

Нейтринный спектр можно вычислить, зная импульсные и угловые распределения частиц, образующихся в протонных взаимодействиях с реальной мишенью, стоящей перед фокусирующей системой. Измерения выходов частиц из реальной мишени, обычно имеющей по пучку 1—2 ядерные длины, сами по себе представляют довольно сложную задачу, которая еще не решена до конца ни на одном ускорителе. Дополнительные неопределенности в расчеты нейтринного спектра вносит взаимодействие формируемого пучка с конструктивными элементами формирующей системы. При работе с дихроматическими пучками в сформированном пучке мезонов устанавливаются газовые черенковские счетчики для определения состава пучка (отношение  $K/\pi$ <sup>155</sup>).

Другим независимым экспериментальным методом является метод восстановления нейтринного спектра по измеренным распределениям потока мюонов на разных глубинах мюонного фильтра.

Измеряемый внутри защиты спектр мюонов определяется главным образом распадами  $\pi$ -мезонов<sup>36, 37</sup>. Поэтому по потокам мюонов непосредственно восстанавливается только мягкая часть нейтринного спектра пионного происхождения. Для восстановления жесткой части спектра надо привлекать информацию об отношении выходов  $K$ - и  $\pi$ -мезонов из мишени, получаемую из других экспериментов.

В ЦЕРНе и ИФВЭ используется комбинация этих двух методов. В других лабораториях определение нейтринного спектра базируется, главным образом, на данных по измерению выходов мезонов.

В некоторых экспериментах для восполнения отсутствующей надежной информации о нейтринных спектрах<sup>38</sup> используется нормировка данных на число квазиупругих взаимодействий и образование изобары, исходя из зарядовой симметрии

и независимости от энергии сечения квазиупругого взаимодействия и сечения образования изобары при высокой энергии на изоскалярной мишени:

$$\sigma(\nu_{\mu} + T \rightarrow \mu^{-} + N \text{ или } N^{*}) = \sigma(\bar{\nu}_{\mu} + T \rightarrow \mu^{+} + N \text{ или } N^{*}) \approx \text{const.}$$

Однако количество таких событий относительно невелико. Для увеличения статистической точности в нормировке спектров нейтрино и антинейтрино (с целью продвижения в область более высокой энергии, где число взаимодействий невелико) была также попытка включить события с более высокими значениями адронной массы в неупругих взаимодействиях<sup>39</sup>.

#### б) Электронные детекторы

Низкие сечения взаимодействия нейтрино при современных интенсивностях и способе формирования нейтринных пучков требуют использования массивных мишеней, которые одновременно должны выполнять функции анализа происшедших взаимодействий.

Широкое применение в экспериментах находят детекторы, имеющие в своей основе искровые камеры и сцинтилляционные счетчики. В самое последнее время информацию о треке частиц — продуктов нейтринных взаимодействий — начинают получать с помощью дрейфовых камер. Относительно просто сделать электронные детекторы большой массы и оптимизировать их на решение какой-то ограниченной группы задач. Ограничение универсальности, по сравнению с пузырьковыми камерами, компенсируется возможностями значительно увеличить объем и вес детектора

Таблица II

Электронные детекторы нейтринных взаимодействий

Ускори- тель	Группа	Экспериментальные установки	Вес мише- ни, т *)	Физические задачи	Лите- рату- ра
ЦЕРН	Аахен—Падуй (АП)	Искровые камеры с Al- фильтрами, мюонный идентификатор	50 (19)	$\nu_{\mu} \bar{e}, (\nu \pi^0 N)$	40, 41
	ЦЕРН—Дорт- мунд—Гей- дельберг— Сакле (ЦДГС)	Сцинтилляторы с на- магниченными Fe- фильтрами, дрейфо- вые камеры	1250 (900)	$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow 2\mu + X$ , инклюзивные $CC$	155
БНЛ	Гарвард—Пен- сильвания— Висконсин (ГПВ)	Модули из жидкого сцинтиллятора, дрей- фовые камеры	33	$\nu_{\mu} p \rightarrow \nu_{\mu} p$	42 (рис. 7)
	Колумбия— Иллинойс- Рокфеллер (КИР)	Искровые камеры с Al- фильтрами, сцинтил- ляционные счетчики	26 (8)	$\nu p \rightarrow \nu p$ , $\nu N \rightarrow \nu \pi^0 N$ , $\nu_{\mu} N \rightarrow \mu e + \dots$	43
ИФВЭ	ИТЭФ—ИФВЭ (ИС)	Искровые камеры с Fe- фильтрами, мюонный спектрометр	96 (34)	$\nu_{\mu} + N \rightarrow 2\mu + X$ , инклюзивные $CC$	44 (рис. 8)
ФНАЛ	Гарвард—Пен- сильвания— Висконсин— Фермилаб (ГПВФ)	Модули из жидкого сцинтиллятора, иск- ровые камеры, мюон- ный спектрометр	60 (10— 20; **)	$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow$ $\rightarrow 2\mu + \dots$ , инклюзивные $CC$ , инклюзивные $NC$	45, 157 (рис. 9)
	Калтех—Фер- милаб (КИТФ)	Сцинтилляторы с Fe- фильтрами, искро- вые камеры, мюон- ный спектрометр	160 (100)	$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow 2\mu$ , инклюзивные $CC$ , инклюзивные $NC$	46 (рис. 10)

\*) Физический анализ событий производится для веса мишени, указанного в скобках.

\*\*) В зависимости от физической задачи.

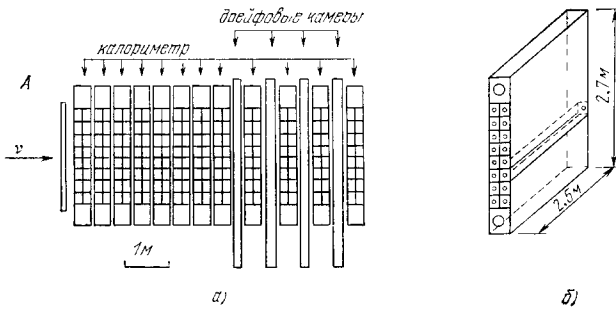


Рис. 7. Установка группы ГПВ в БНЛ.  
а) Вид сбоку; б) единичный модуль.

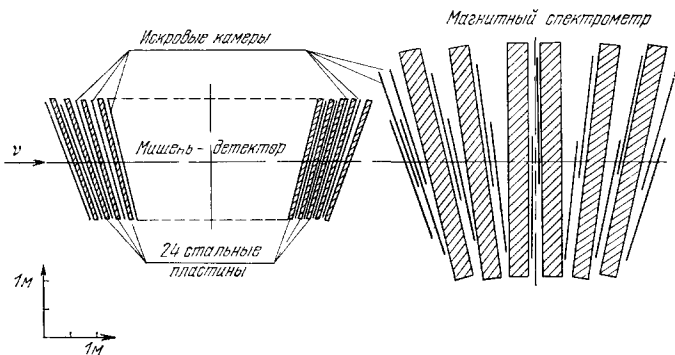


Рис. 8. Установка группы ИС в ИФВЭ.

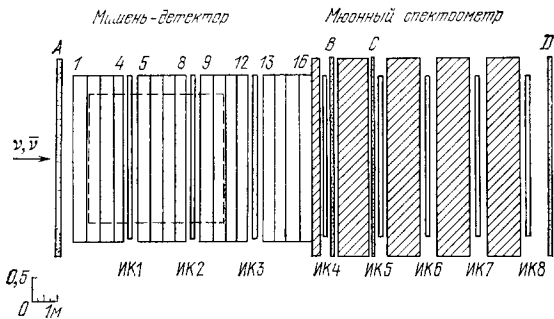


Рис. 9. Установка группы ГПМФ в ФНАЛ.

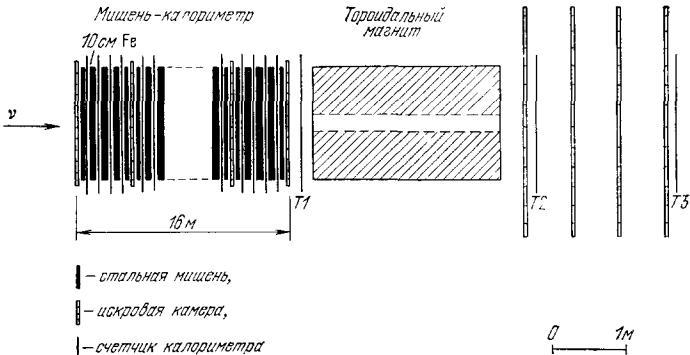


Рис. 10. Установка группы КИТФ во ФНАЛ.

и значительно сократить разрешающее время. Эти факторы существенно улучшают фоновые условия и позволяют быстрее накапливать статистический материал.

Применяемые в настоящее время электронные детекторы можно, до некоторой степени условно, подразделить на две группы:

1. Основной мишени-анализатора является адронный сцинтилляционный калориметр. Трековые приборы служат для выделения мюона.

2. Основу мишени-анализатора составляют искровые камеры. Расположенные между ними сцинтилляционные счетчики носят вспомогательный характер для выработки триггера или метки времени.

Большинство электронных детекторов дополняется блоками из обычного или намагничиваемого железа только для идентификации или для идентификации и определения импульса мюонов.

Методы калориметрии энергии адронов все больше проникают в приборы для исследования нейтрино. В связи с тем, что размеры области калориметра, в которой выделяется ионизация, зависят от изменения энергии адронов только логарифмически ( $\sim \ln E_H$ ), такие устройства очень удобны в нейтринных исследованиях, где энергетический спектр пучка очень широк. Использование адронных калориметров связано с тем, что много интересной информации не зависит от знания детальных характеристик отдельных адронов. Так, в инклюзивных процессах с заряженными токами ( $CC$ ), когда в конечном состоянии образуются мюон и адроны, кинематика взаимодействия полностью определяется, если измеряется полная энергия адронов ( $E_H$ ) и величина ( $P_\mu$ ) и направление ( $\theta_\mu$ ) импульса мюона, так как предполагается, что направление нейтрино хорошо известно. Хорошо идентифицируются также безмюонные взаимодействия ( $NC$ ),

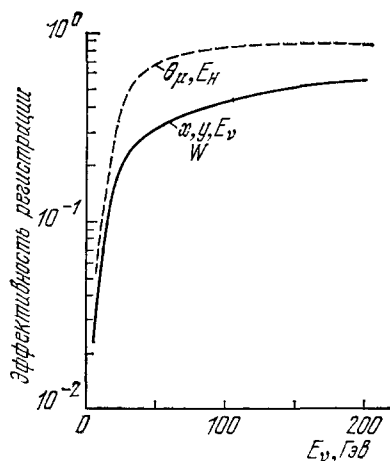


Рис. 11. Эффективность регистрации кинематических параметров для установки КИТФ.

поскольку большой чувствительный объем детектора представляет собой активную защиту в несколько ядерных длин от внешнего фона.

В табл. II перечислены электронные детекторы, с помощью которых были получены экспериментальные данные о взаимодействии нейтрино и антинейтрино, представленные в этом обзоре.

В качестве адронных калориметров используются сцинтилляционные счетчики, прослоенные фильтрами из железа <sup>46</sup>, <sup>47</sup> или большие объемы жидкого сцинтиллятора <sup>42</sup>, <sup>45</sup>.

Детальные калибровочные измерения для детекторов групп ГПВФ и КИТФ показали хорошую линейность в зависимости от энергии и улучшение разрешения при увеличении энергии  $\Delta E_H/E_H \sim (E_H)^{-1/2}$ . В чисто сцинтилляционных калориметрах оно составляет (15–10)% в диапазоне энергий от нескольких гигаэлектрон-вольт до  $\sim 100$  ГэВ. В детекторах с железными пластинами разрешение меняется от  $\sim 40\%$  до  $\sim 10\%$  в том же диапазоне энергий.

В детекторах, где за основу взяты искровые камеры, энерговыделение определяется подсчетом числа искр <sup>48</sup>. По имеющимся экспериментальным данным <sup>40</sup>, <sup>41</sup> эти детекторы обладают аналогичными характеристиками.

Импульс мюонов  $P_\mu$  измеряется магнитными спектрометрами, представляющими собой наборы намагничиваемых железных дисков или пластин и установленных между ними искровых камер. В таких системах на точность измерения импульса влияет многократное рассеяние мюона в железе. Точность зависит от величины магнитного поля ( $B$ ) и пути, проходимого мюоном в железе ( $L$ ), и (без учета измерительных ошибок) не зависит от импульса:

$$\frac{\Delta P_\mu}{P_\mu} \approx 5,2 \cdot 10^{-2} (B \sqrt{L})^{-1}.$$

В зависимости от конструкции детектора разрешение меняется и, как правило, составляет  $\sim 10\%$  для энергий ниже 10 ГэВ и доходит до  $\sim 20\%$  при  $p_\mu \sim 100$  ГэВ/с.

В процессах, идущих по каналам заряженных токов ( $CC$ ), энергия взаимодействующего нейтрино определяется просто как сумма  $E_\nu = E_H + E_\mu$ . Одна из основных характеристик детектора — эффективность определения разных параметров взаимодействия, как функция энергии нейтрино. В качестве примера на рис. 11 для детектора КИТФ <sup>46</sup> показана эффективность для событий, в которых мюон проходит через магнит (сплошная линия) и для всех  $CC$  событий с идентифицированным мюоном (пунктирная кривая).

## в) Пузырьковые камеры

В настоящее время в нейтринных экспериментах широко используется методика пузырьковых камер. Это объясняется, с одной стороны, тем, что нейтринные потоки и малые сечения взаимодействия позволяют пузырьковым камерам «переваривать» полную интенсивность протонов, достижимую на современных ускорителях и, с другой стороны, — специфичкой пузырьковых камер как 4 $\pi$ -детектора, способного анализировать выделенные каналы реакций, включая видимые моды распада странных частиц.

Характеристики больших пузырьковых камер как детекторов нейтрино, используемых в лабораториях США (Аргонн, Брукхейвен, Батавия), ЦЕРНа и СССР (Институт физики высоких энергий), приведены в табл. III<sup>49-54</sup>. Из этой таблицы видно,

Таблица III

Пузырьковая камера	Наполнение	Сокращенное название группы *)	Полезный объем, м <sup>3</sup>	Вес, т	L <sub>0</sub> , см	H, кгс	Пучок
«Гаргамель», ЦЕРН <sup>52</sup> 12', АНЛ (США) <sup>53</sup> 7', БНЛ (США) <sup>54</sup> 15' ФНАЛ (США) <sup>49</sup>	CF <sub>3</sub> Br	ГГМ	5—6	7—9	11	20	$\nu, \bar{\nu}$
	H <sub>2</sub> , D <sub>2</sub>	АНЛ	16	1—2	990	20	$\nu$
	H <sub>2</sub> , D <sub>2</sub>	БНЛ	6	0,4	990	25	$\nu, \bar{\nu}$
	H <sub>2</sub>	ФМ	20	1,3	990	21, 30	$\nu, \bar{\nu}$
	H <sub>2</sub>	АМП	20	1,3	990	21, 30	$\bar{\nu}$
	H <sub>2</sub> + Ne (20%)	БЦГВ	20	7	110	30	$\nu$
	H <sub>2</sub> + Ne (20%)	ФИМС	20	7	110	30	$\bar{\nu}$
	H <sub>2</sub> + Ne (64%)	КВ	20	22	40	30	$\nu$
	H <sub>2</sub> + Ne (64%)	БС	20	22	40	30	$\bar{\nu}$
	CF <sub>3</sub> Br	СКАТ	4,5	7	11	20, 25	$\nu, \bar{\nu}$
СКАТ, ИФВЭ (СССР) <sup>50</sup> БЕБС, ЦЕРН <sup>51</sup>	H <sub>2</sub> , D <sub>2</sub> , Ne	БЕБС	20—25	—	—	35	$\nu, \bar{\nu}$

\*) ГГМ—Аахен—Брюссель—ЦЕРН—«Эколь-политехник»—Орсé—Лондон, ФМ—ФНАЛ—Мичиганский университет (при участии физиков ИФВЭ и ИТЭФ), АМП—АНЛ—Меллон—Пардэ, БЦГВ—Беркли—ЦЕРН—Гавайи—Висконсин, ФИМС—ФНАЛ—ИТЭФ—Мичиганский университет—ИФВЭ (Сепрухов), КВ—Колумбийский университет—БНЛ, БС—Беркли—Сиэтл.

что в экспериментах с нейтрино высоких энергий начали применяться не только камеры с тяжелым наполнением, но и водородные пузырьковые камеры, которые представляют исключительную возможность для анализа нейтрино-нуклонных реакций в чистых условиях. С другой стороны, камеры с тяжелым наполнением или водородные камеры с добавкой неона обеспечивают более быстрый набор статистики событий и высокую эффективность регистрации электронов и  $\gamma$ -квантов (от 60% в случае H<sub>2</sub> + 20% Ne, до ~100% в случае фреона). Импульсы заряженных частиц (при ошибке в определении пространственных координат 0,3—0,7 мм) измеряются в интервале 1—100 Гэв/с с точностью 1—10% на длине трека до двух метров.

Известную трудность в пузырьковых камерах представляет идентификация мюона и индивидуальное определение энергии нейтрино в каждом данном событии.

Метод выделения мюона в чисто водородных камерах основан либо на кинематике нейтринных реакций<sup>55</sup> (т. е. выделение мюона по величине поперечного импульса  $p_{\perp}$ , который значительно превышает средний поперечный импульс адронов при высоких энергиях нейтрино) либо на использовании внешнего мюонного идентификатора. Пример такого устройства, используемого в экспериментах с 15'-пузырьковой камерой ФНАЛ<sup>56</sup>, приведен на рис. 12. Оно состоит из системы пропорциональных камер, перекрывающих относительно большой телесный угол, и адронного поглотителя, толщиной в 3—4 длины ядерного взаимодействия, расположенного между объемом пузырьковой камеры и плоскостями пропорциональных камер. Для более надежной идентификации мюона в последних экспериментах начинают применять вторую плоскость пропорциональных камер, установленных после дополнительного поглотителя. Общая эффективность ВМИ составляет около 80%. Одним из недостатков такого устройства является низкая эффективность при больших  $y$  и довольно значительный порог (3 Гэв). Бесспорно оно является незаменимым средством для идентификации редких событий.

В пузырьковых камерах определение полной энергии нейтрино  $E_\nu$  делается по измерению импульсов зарегистрированных заряженных частиц, с поправкой на энергию нейтральных нерегистрируемых адронов или  $\gamma$ -квантов. Так, в эксперименте группы ФИМС<sup>114</sup> для введения этой поправки использована корреляция между продольной компонентой видимого адронного импульса  $p_x^h$  и полной адронной энергией  $\nu_H$  (рис. 13), которая является следствием  $p_\perp$ -баланса. Для учета этой поправки может быть использован также статистический метод<sup>57</sup>, в котором можно обрабатывать не каждое событие индивидуально, а

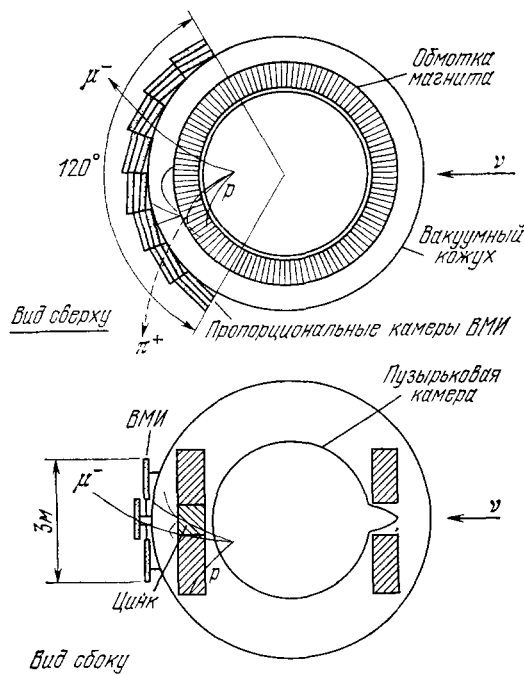


Рис. 12. 15-футовая пузырьковая камера ФНАЛ с внешним мюонным идентификатором.

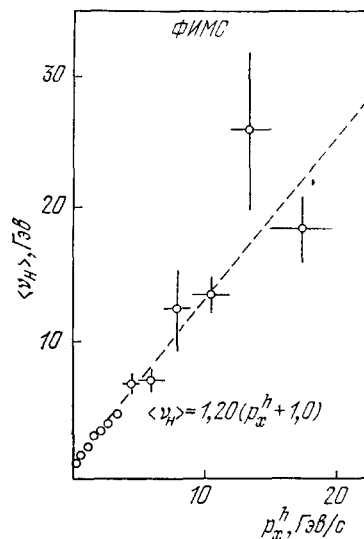


Рис. 13. Зависимость средней адронной энергии  $\langle \nu_H \rangle$  от продольной компоненты видимого адронного импульса  $p_x^h$ .

распределения по измеренной кинематической переменной с учетом известной функции распределения нерегистрируемой компоненты. Разрешение по  $E_\nu$  обычно составляет 8—15% в зависимости от применения рабочего вещества в пузырьковой камере.

Из-за отсутствия временной селекции в пузырьковых камерах значительную трудность представляет адронный фон. Так, для широкого нейтринного спектра ФНАЛ этот фон наиболее существен в области  $E_\nu < 10$  Гэв, что затрудняет анализ событий с нейтральными токами. Для энергии выше 10 Гэв он составляет  $\sim 1\%$ .

### 3. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Наиболее общие, характерные свойства слабых процессов при высоких энергиях могут быть поняты из исследований, связанных с измерением полных сечений взаимодействия нейтрино с нуклонами. В этом разделе будут приведены данные как для процессов с заряженными токами ( $\sigma_C^\nu$ ,  $\sigma_C^{\bar{\nu}}$ )

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^- (\mu^+) + \text{адроны}, \quad (3.1)$$

так и для процессов с нейтральными токами ( $\sigma_N^\nu$ ,  $\sigma_N^{\bar{\nu}}$ )

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + \text{адроны}. \quad (3.2)$$

В настоящее время процесс (3.4) изучен более полно. Поэтому именно эти данные, совместно с дифференциальными скейлинговыми распределениями, дают важную информацию о локальности слабых взаимодействий и справедливости гипотезы скейлинга и кварк-партоновой модели нуклона. Основные результаты пока получены на ядрах с равным или примерно равным соотношением протонов-нейтронов, т. е. на изотопически скалярных мишенях.

Процесс (3.2) детектировать значительно сложнее, и это явилось основной причиной почти десятилетней задержки его открытия (впервые полуплеетонные нейтральные токи были обнаружены в эксперименте ЦЕРНа на пузырьковой камере «Гаргамель» в 1973 г.<sup>58, 83</sup>). В настоящее время экспериментальные данные по отношениям  $R^v = \sigma_N^v / \sigma_C^v$ ,  $R^{\bar{v}} = \sigma_N^{\bar{v}} / \sigma_C^{\bar{v}}$  представляют большой интерес для проверки следствий калибровочно-инвариантных теорий и установления структуры слабого нейтрального тока.

В этом разделе будут приведены также результаты по первым измерениям сечений с электронным нейтрино, представляющим интерес в связи с проблемой  $\mu$  —  $e$ -универсальности при высоких энергиях.

#### а) Полные сечения процессов с заряженными токами

В предположении скейлинга сечение неупругих процессов выражается через независимые от энергии структурные функции нуклона и скейлинговые переменные  $x$ ,  $y$ ,  $E_\nu$  следующим образом<sup>23, 59</sup>:

$$\frac{d^2 \sigma_c^{v, \bar{v}}}{dx dy} = \sigma_0 \left[ (1-y) F_2(x) + \frac{y^2}{2} 2xF_1(x) \pm y \left( 1 - \frac{y}{2} \right) xF_3(x) \right], \quad (3.3)$$

где  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  — структурные функции для аксиально-векторного (A), векторного (V) и интерференционного (VA) взаимодействий;  $\sigma_0 = G^2 m_N E_\nu / \pi$ . Интегрирование по  $x$  и  $y$  в пределах 0 — 1 дает

$$\sigma_c^{v, \bar{v}} = \sigma_0 \frac{3+A \pm 2B}{6} \int_0^1 F_2(x) dx, \quad (3.4)$$

где

$$A = \int_0^1 2xF_1(x) dx \Big/ \int_0^1 F_2(x) dx, \quad (3.5)$$

$$B = \int_0^1 xF_3(x) dx \Big/ \int_0^1 F_2(x) dx. \quad (3.6)$$

Отсюда отношение полных сечений

$$R_c = \frac{\sigma_c^{\bar{v}}}{\sigma_c^v} = \frac{3+A-2B}{3+A+2B}, \quad (3.7)$$

не зависит от энергии. Дополнительно, если партон отождествляется с кварком с полуцелым спином, то  $2xF_1 = F_2$ <sup>60</sup>, т. е.  $A = 1$ . Значение параметра  $B$ , определяемого в этой модели через эффективные плотности кварков  $q(x)$  и антикварков  $\bar{q}(x)$  в нуклоне

$$B = 1 - 2 \frac{\int \bar{q}(x) dx}{\int (q(x) + \bar{q}(x)) dx} = 1 - 2 \frac{\bar{Q}}{Q + \bar{Q}} \quad (3.8)$$

в первом приближении можно положить равным 1. Отсюда,  $R_c \approx 1/3$  и не зависит от энергии \*).

Наиболее точные измерения полных сечений в интервале энергий 1—10 Гэв были выполнены в ЦЕРНе с помощью камеры «Гаргамель», заполненной фреоном<sup>61, 62</sup>. Эти результаты — сечения на «нуклон» фреона, основанные на статистике 2500  $\nu N$  и 950  $\bar{\nu} N$ -событий, приведены на рис. 14. Указанные ошибки являются только статистическими.

Возможные систематические ошибки из-за неопределенностей нормировок потока нейтрино и поправок, обусловленных отбором событий и разрешением по энергии, составляют примерно 10%.

На этом же рисунке показаны данные группы АНЛ<sup>63</sup>, полученные в водороде и дейтерии на пузырьковой камере и усредненные на «нуклон» по протонам и нейтронам.

В этой области энергий (1—10 Гэв) полные сечения хорошо описываются линейной зависимостью, соответствующей скейлинговому поведению (3.3):

$$\sigma_c^\nu = \alpha_\nu E_\nu = (0,74 \pm 0,02) \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ см}^2,$$

$$\sigma_c^{\bar{\nu}} = \alpha_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} = (0,28 \pm 0,01) \cdot 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \text{ см}^2.$$

Рис. 14. Энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино на нуклонах  $\sigma_c^{\nu, \bar{\nu}}$ .

Первые экспериментальные результаты по абсолютным измерениям полных сечений при высоких энергиях были получены группой КИТФ<sup>64</sup> в Батавии. Сечения при двух энергиях  $E_{\nu, \bar{\nu}} = 38 \pm 14 \text{ Гэв}$  и  $E_{\nu, \bar{\nu}} \approx 105 \pm 21 \text{ Гэв}$  также представлены на рис. 14. Они удовлетворяют значениям параметров  $\alpha$ , указанных на этом рисунке, с неопределенностью около 20%. Первоначальные результаты группы ГПВФ<sup>65</sup> также вполне соответствовали данным, полученным при низких энергиях.

Новые экспериментальные результаты по измерению полных сечений были получены недавно группами КИТФ<sup>154</sup> (12 тыс.  $\nu N$ - и 6 тыс.  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий) и на пузырьковой камере БЕБС, в ЦЕРНе<sup>153</sup> (520  $\nu N$ - и 250  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий). Отличительной особенностью этого первого эксперимента на камере БЕБС, выполненного на монохроматическом пучке в NeH-смеси (58 ат. % Ne), является то, что для нормализации сечений

\*) Более точно для изоскалярной мишени 3-кварковая модель дает следующие выражения для сечений через функции распределения кварков:

$$\frac{d\sigma^{\nu N}}{dx dy} = x [(u + d) \cos^2 \theta_C + 2 \sin^2 \theta_C s + (\bar{d} + \bar{u}) (1 - y)^2],$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = x [(u + d) (1 - y)^2 + \cos^2 \theta_C (\bar{u} + \bar{d}) + 2 \sin^2 \theta_C \bar{s}].$$

Отсюда, в пренебрежении антикварками,  $R_c \approx 1/3 \cos^2 \theta_C \approx 0,35$ .



были проведены хорошие измерения в канале с помощью счетчиков и фотоэмульсий абсолютного потока мюонов и их углового распределения.

Обе группы в почти одинаковой области энергий (40—200 Гэв) нашли следующие параметры наклона:

$$\alpha_\nu = 0,59 \pm 0,03, \quad \alpha_{\bar{\nu}} = 0,27 \pm 0,02 \text{ (БЕБС),}$$

$$\alpha_\nu = 0,60 \pm 0,06, \quad \alpha_{\bar{\nu}} = 0,29 \pm 0,03 \text{ (КИТФ).}$$

Более детальные данные группы БЕБС представлены в таблице:

$E_\nu (\bar{\nu}), \text{ Гэв}$	20—60	60—100	100—150	150—200
$\alpha_\nu$	$0,67 \pm 0,06$	$0,56 \pm 0,05$	$0,61 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,05$
$\alpha_{\bar{\nu}}$	$0,26 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,03$	$0,32 \pm 0,04$	

В данные БЕБС не включены систематические ошибки, которые по оценкам авторов составляют 8 %.

Хотя в интервале энергий 40—200 Гэв, как отмечают авторы, изменения сечений находятся в пределах экспериментальных неопределенностей, все же, если сравнивать средние значения параметров наклона в двух областях 1—10 и 40—200 Гэв, то можно отметить некоторое замедление роста сечений для  $\nu N$ -взаимодействий. Этот результат может интерпретироваться в рамках отклонения от бёркеновского скейлинга. Более точный анализ по этим измерениям полных сечений в настоящее время провести трудно, хотя бы потому, что глубоконеупругое рассеяние не должно включать упругих или почти упругих взаимодействий с  $q^2 \ll 1 \text{ Гэв}$ , в то время как данные при малых энергиях включают их. Один из выводов, который делают авторы работы <sup>154</sup>, заключается в том, что настоящие измерения энергетического хода полных сечений позволяют установить предел на массу промежуточного  $W$ -бозона, который оказывается равным  $m_W > 30 \text{ Гэв}/c^2$ .

Более определенные заключения могут быть, в принципе, сделаны по измерениям величин  $R_c$  отношений сечений для  $\bar{\nu}N$ - и  $\nu N$ -взаимодействий, которые в меньшей степени подвержены систематическим ошибкам и менее чувствительны к критериям отбора неупругих событий. Результаты всех проведенных к настоящему времени экспериментов представлены на рис. 15.

Из данных ЦЕРНа («Гаргамель») <sup>61</sup> величина  $R_c = 0,37 \pm 0,02$  при  $2 < E_{\nu, \bar{\nu}} < 14 \text{ Гэв}$  не проявляет зависимости от энергии, что соответствует простой кварковой модели (пунктирная линия на рис. 15). Позднее, в 1976 г., группа ГПВФ <sup>66</sup> выполнила измерения, показавшие, что  $R_c$  довольно резко увеличивается с энергией, начиная с энергии 40 Гэв (рис. 15).

В этом эксперименте данные получались двумя методами. В пучке с квадрупольной фокусировкой и естественной смесью  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  получено 2900 событий взаимодействия нейтрино и 570 — антинейтрино. В этом случае использовалась расчетная информация о спектрах. Во втором случае использовалась бóльшая статистика (4994 нейтринных и 2904 антинейтринных взаимодействий), включая также экспозиции в пучках  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , получаемых при помощи горна, и была сделана попытка нормироваться внутренним методом, выделяя квазиупругие взаимодействия, образование

изобары и неупругие события с небольшой массой  $W$  отдачи адронной системы<sup>39</sup>. Оба метода, как видно из рис. 15, дали совпадающий между собой результат.

Однако недавно выполненные новые измерения в ЦЕРНе<sup>156, 153</sup>, ИФВЭ<sup>162</sup>, ФНАЛ<sup>154</sup>, результаты которых также приведены на рис. 15,

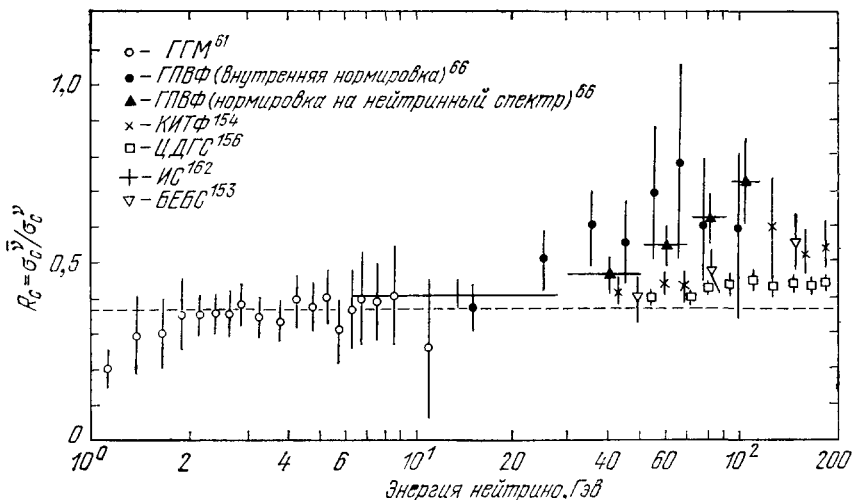


Рис. 15. Энергетическая зависимость отношения  $R_c = \bar{\sigma}_c^\nu / \sigma_c^\gamma$ .

не обнаружили столь резких изменений отношения  $R_c$  в области энергий 6—200 Гэв.

Как видно из рис. 15, результаты уже обсуждавшихся опытов групп БЕБС<sup>153</sup> и КИТФ<sup>154</sup> согласуются между собой и дают указания на медленное возрастание величины  $R_c$  до уровня 0,5—0,55 при энергии 200 Гэв. Предварительные данные наиболее статистически обеспеченного эксперимента ЦЕРНа<sup>156</sup>, выполненного на новом электронном детекторе (36 тыс.  $\nu N$  и 12 тыс.  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий) показывают, что отношение  $R_c$  в области энергий 40—200 Гэв практически постоянно на уровне 0,43.

Резюмируя общую ситуацию с измерениями полных сечений для зранных токов, можно сделать следующее заключение.

Полные сечения в широком интервале энергий 2—200 Гэв растут линейно или почти линейно с ростом энергии как для  $\nu N$ -, так и для  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий. Имеется указание на рост отношения  $R_c = \bar{\sigma}_c^\nu / \sigma_c^\gamma$  с энергией в интервале 10—200 Гэв на 20—30%, который связывается с замедлением роста сечений  $\nu N$ -взаимодействий.

Такое поведение энергетической зависимости полных сечений согласуется с общей картиной отклонения от точного скейлингового поведения структурных функций в глубоконеупругих лептон-нуклонных взаимодействиях, как будет обсуждаться в главе V данного обзора.

#### б) Отношение полных сечений взаимодействия на нейтронах и протонах

Измерения отношения полных сечений на нейтронах и протонах были недавно выполнены в дейтерии в экспериментах с пузырьковыми камерами группами АНЛ и БНЛ. В табл. IV приведены эти результаты совместно с данными, полученными в ЦЕРНе на тяжеложидкостных пузырьковых камерах.

Таблица IV

Эксперимент	Энергия, Гэв	$\sigma_c^{vn}/\sigma_c^{vp}$
АНЛ ( $H_2, D_2$ ) <sup>68</sup>	2—6	$1,40 \pm 0,31$
БНЛ ( $H_2, D_2$ ) <sup>69</sup>	1—10	$1,4 \pm 0,14$
ЦЕРН <sup>70</sup>	$\nu_H > 0.8$	$1,04 \pm 0,16$
«Гаргамель» ( $C_3H_8$ )	1—10	$2,1 \pm 0,3$
ЦЕРН <sup>71</sup>		
1,2 м ( $C_3H_8$ )		$1,8 \pm 0,3$

Отношение  $\sigma_c^{vn}/\sigma_c^{vp}$ , полученное на основе кварковой модели<sup>103, 106</sup> (с учетом  $q\bar{q}$ -«моря»), равно  $1,8 \div 2,1$  и это относится к глубоконеупругой области энергий, которая выше, чем средние энергии приведенных экспериментов.

Опубликованных данных<sup>1</sup> для отношения  $(\sigma_c^{vp}/\sigma_c^{vn})$  не существует, кроме предварительной оценки, полученной группой ФИМС в эксперименте на 15-футовой пузырьковой камере в неон-водородной смеси для области  $E_{\bar{\nu}} = 10—100$  Гэв<sup>72</sup> и равно  $1,98 \pm 0,30$ .

в) Полные сечения инклюзивных полулептонных реакций с нейтральными токами

Измерения полных сечений процесса (3.2) с нейтральными токами (вернее, отношений  $R^{\nu}, \bar{R}^{\bar{\nu}}$ ) проводились в последние несколько лет группами ГГМ (ЦЕРН)<sup>58, 73</sup>, КИТФ<sup>74</sup>, ГПВФ (Батавия)<sup>75</sup>. Ниже приводятся последние результаты, полученные в 1976 г. (табл. V). В 4 и 3 колонках

Таблица V

Эксперимент	Пучок ( $E_{\nu, \bar{\nu}}$ ), Гэв	Число $CC$ -событий	Число $NC$ -событий	Энергия отсечки адронов $E_H$	$R^{\nu, \bar{\nu}}_{изм}$
ГГМ <sup>73</sup>	$\langle 2,5 \rangle \nu$	631	159	$> 1$	$0,25 \pm 0,04$
	$\langle 2,0 \rangle \bar{\nu}$	235	131		$0,56 \pm 0,09$
ГПВФ <sup>75</sup>	$\langle 85 \rangle \nu$	1042	300	$> 4$	$0,29 \pm 0,04$
	$\langle 41 \rangle \bar{\nu}$	198	69		$\leq 0,39 \pm 0,10$
КИТФ <sup>74</sup>	$\langle 52 \rangle, \langle 146 \rangle \nu$	$1918 \pm 57$	$457 \pm 41$	$> 12$	$0,24 \pm 0,02$
	$\bar{\nu}$	$274 \pm 26$	$94 \pm 24$		$0,34 \pm 0,09$

табл. V указаны соответствующие числа  $NC$ - и  $CC$ -событий (нейтральные и заряженные точки) после введения всех экспериментальных поправок. В последней колонке приведены отношения  $R^{\nu, \bar{\nu}}_{изм}$ , найденные для одинаковых отсечек по энергии адронов  $E_H$  как для  $NC$ -событий, так и для  $CC$ -событий. Для того чтобы получить из  $R^{\nu, \bar{\nu}}_{изм}$  истинные значения  $R^{\nu, \bar{\nu}}$  или  $\bar{\sigma}_N^{\nu}/\sigma_N^{\bar{\nu}}$ , необходимо внести дополнительные коррекции, связанные с тем, что часть событий из-за применения отсечки для  $E_H$  не регистрируется. Ввиду различия  $y$ -распределения для  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  эти поправки существенно различны в  $R^{\nu}$  и  $\bar{R}^{\bar{\nu}}$  и они могут быть введены, только предполагая

определенную форму взаимодействия с нейтральным током, т. е. они являются модельно зависимыми.

Наиболее удобно представить все данные в общей форме, предполагая, что слабые нейтральные токи являются линейной комбинацией только  $V$  и  $A$  вариантов, справедлив бьеркеновский скейлинг, и взаимодействие происходит на точечных объектах с полужелым спином. Тогда можно записать:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_N^v}{dy} &= \frac{G^2 m_N E_v}{\pi} [A_L + A_R (1-y)^2], \\ \frac{d\sigma_N^{\bar{v}}}{dy} &= \frac{G^2 m_N E_{\bar{v}}}{\pi} [A_L (1-y)^2 + A_R], \end{aligned} \quad (3.9)$$

где  $A_L$  и  $A_R$  можно трактовать как константы связи соответственно с отрицательной и положительной спиральностью.

Таблица VI

Эксперимент	$P=A_R/(A_R+A_L)$	$R^v$	$R^{\bar{v}}$	$\sigma_N^{\bar{v}}/\sigma_N^v$	$\sin^2 \theta_W$
«Гаргамель»	$0,25 \pm 0,07$	$0,25 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,06$	$0,58 \pm 0,17$	$0,33 \pm 0,05$
КИТФ	$0,36 \pm 0,09$	$0,25 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,09$	$0,75 \pm 0,14$	$0,33 \pm 0,05$
ГПВФ	$0,15 \pm 0,10$	$0,29 \pm 0,04$	$0,31 \pm 0,09$	$0,48 \pm 0,20$	$\sim 0,29$

В табл. VI для всех трех экспериментов приведены отношения  $P = A_R/(A_R + A_L)$ , а также скорректированные значения  $R^v$ ,  $R^{\bar{v}}$ ,  $\sigma_N^{\bar{v}}/\sigma_N^v$ . Теоретически отношение  $P$  должно быть близко к 0,05 (с учетом содержания антикварков) для чистого  $V - A$ -варианта, к 0,5 — для  $V$ - или  $A$ -варианта, к 1 — для  $V + A$ -варианта. Отметим также, что для событий с заряженными токами группа ГГМ в аналогичной обработке получила значение  $P = 0,05 \pm 0,05$ . Из сравнения этих значений и данных, приведенных в табл. V, можно сделать заключение, что  $V + A$ -вариант взаимодействия исключается. Ожидаемые значения  $P$  для  $V$ ,  $A$ -вариантов по отдельности в среднем отличаются от экспериментальных значений более, чем на три стандартных отклонения, в то время как чистый  $V - A$ -вариант также не очень хорошо соответствует эксперименту.

Группа КИТФ фитировала свои данные трехчленной формулой вместо (3.9), т. е. пыталась определить вклад  $P$ ,  $S$ -вариантов. Она получила значение  $A_{P,S} = -0,2 \pm 0,1$ , т. е. отличное от 0 всего на два стандартных отклонения и с отрицательным знаком. В модели Вайнберга — Салама с использованием трехкварковой схемы и пренебрегая взаимодействием на кварках «моря» имеют место следующие соотношения <sup>76</sup>:

$$\left. \begin{aligned} R^v &= \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_W, \\ R^{\bar{v}} &= \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_W, \\ \frac{\sigma_N^{\bar{v}}}{\sigma_N^v} &= \frac{1}{3} \frac{R^{\bar{v}}}{R^v}. \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

Кривая на рис. 16 получена в соответствии с формулами (3.10). На этом же рисунке представлены экспериментальные скорректированные значения  $R^{\nu}$  и  $R^{\bar{\nu}}$ . Как видно из приведенных в табл. VI значений, данные (последние рассчитаны с учетом вклада кварков «моря», равного 5%) согласуются с  $\sin^2 \theta_W = 0,33$ .

Таким образом, из экспериментальных данных по инклюзивным полуплептонным реакциям с нейтральным током в нейтринных экспериментах можно сделать следующие выводы.

1. Отношения сечений безмюонных реакций к реакциям с заряженными токами составляет  $0,26 \pm 0,05$  для  $\nu N$  и  $0,35 \pm 0,09$  для  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий для комбинаций V- и A-вариантов взаимодействия и в пределах ошибок эксперимента зависимость сечения  $\sigma_N$  от энергии не противоречит линейному росту.

2. Исключается V + A-форма взаимодействий для нейтральных токов, а также отдельно V- или A-варианты. Экспериментальные данные лучше всего согласуются со смешанным (V — 0,8A)-вариантом взаимодействий. Это означает, что нейтральные токи, так же как и заряженные, содержат значительную компоненту, не сохраняющую четность.

3. Данные по полуинклюзивным реакциям с нейтральными токами согласуются со значением угла Вайнберга  $\sin^2 \theta_W = 0,33 \pm 0,05$ .

4. Для дальнейшего исследования нейтральных токов необходимы эксперименты на монохроматических пучках и в чистых условиях (родород, дейтерий).

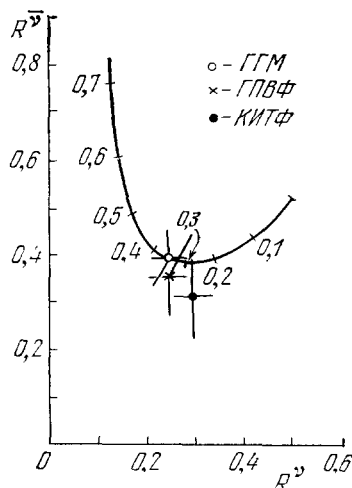


Рис. 16. Экспериментальные значения  $R^{\nu}$  и  $R^{\bar{\nu}}$ .

Теоретическая кривая — расчет по формуле (3.10).

### г) $\mu$ — $e$ -универсальность

Группа ГГМ во фреоновой ПК<sup>61, 160</sup>, на основе статистики в 191  $\nu_e N$ -взаимодействий и 84  $\bar{\nu}_e N$ -взаимодействий, определила полные сечения электронных нейтрино на нуклоне:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_c^{\nu_e} &= (0,88 \pm 0,08) E_{\nu_e} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{нуклон}, & \frac{\sigma_c^{\nu_e}}{\sigma_c^{\nu_\mu}} &= 1,11 \pm 0,15, \\ \sigma_c^{\bar{\nu}_e} &= (0,33 \pm 0,04) E_{\bar{\nu}_e} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{нуклон}, & \frac{\sigma_c^{\bar{\nu}_e}}{\sigma_c^{\bar{\nu}_\mu}} &= 1,10 \pm 0,17, \\ \frac{\sigma_c^{\bar{\nu}_e}}{\sigma_c^{\nu_e}} &= 0,38 \pm 0,06. \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

Как видно из сравнения данных (3.11) с данными по мюонным нейтрино,  $\mu$ - $e$ -универсальность в заряженных токах при больших энергиях в первом приближении выполняется.

Пока нет никаких данных о взаимодействии электронных нейтрино в нейтральных токах.

## 4. УПРУГИЕ И ОДНОПИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

а) Квазиупругое и упругое рассеяние на нуклонах

Квазиупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклонах (ку)

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad (4.1)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (4.2)$$

описывается обычно в традиционных предположениях об инвариантности относительно обращения времени, отсутствии слабых токов второго рода <sup>77</sup> и в пренебрежении индуцированным псевдоскалярным <sup>78</sup> взаимодействием. В этих предположениях

$$\frac{\sigma_{\text{ку}}^{\nu(\bar{\nu})}}{dq^2} = \frac{G^2}{4\pi} \left\{ (F_V \pm F_A)^2 + (1-y)^2 (F_V \mp F_A)^2 - \frac{q^2}{2E_\nu^2} (F_V^2 - F_A^2) + \right. \\ \left. + 2yF_M \left[ (1-y) \frac{E_\nu}{2m_N} F_M + y (F_M + F_V \mp F_A) \pm 2F_A \right] \right\},$$

где  $F_M \approx (\mu_p - \mu_n) F_V$ ,  $F_{V,A} = F_{V,A}(0)/(1 \mp q^2/M_{V,A}^2)$ ,  $\mu_n, \mu_p$  — магнитные моменты нуклона,  $F_V(0) = 1$ ,  $F_A(0) = 1,23$  из  $\beta$ -распада нейтрона ( $q^2 = 0$ ), т. е. рассеяние полностью определяется двумя параметрами  $M_V$  и  $M_A$ . Распространяя, кроме того, гипотезу о сохраняющемся векторном токе (СВТ) на нейтринные взаимодействия, из экспериментов по рассеянию электронов берется  $M_V = 0,84 \text{ Гэв}/c^2$ .

Последние результаты по квазиупругому рассеянию в пучке нейтрино были получены группой АНЛ <sup>79</sup> в 12-футовой пузырьковой камере, заполненной дейтерием.

Анализ проводился двумя методами для определения  $M_A$ : подгонкой параметра  $M_A$  к зависимости  $\sigma_{\text{ку}}(E_\nu)$  и подгонкой к зависимости  $d\sigma_{\text{ку}}/dq^2$ . Первый метод зависит от знания энергетического спектра нейтрино и прямо включает ошибки от его неопределенности, второй — не зависит.

Полученный результат: 1)  $M_A^\nu = 0,98_{-0,14}^{+0,13} \text{ Гэв}/c^2$ , 2)  $M_A^\nu = 0,84_{-0,10}^{+0,12} \text{ Гэв}/c^2$ . Усредненное значение  $M_A = 0,89 \pm 0,08$ . Одновременное определение обоих параметров  $M_V$  и  $M_A$  дает:  $M_V^\nu = 0,92_{-0,11}^{+0,05} \text{ Гэв}/c^2$ ;  $M_A^\nu = 0,75_{-0,10}^{+0,21} \text{ Гэв}/c^2$ .

Данные о квазиупругом рассеянии нейтрино и антинейтрино были получены в ЦЕРНе в камере «Гаргамель» с фреоновым заполнением <sup>81, 80</sup>. Аналогичный анализ двумя методами дает:

$$1) M_A^\nu = 0,96 \pm 0,10, \quad M_A^{\bar{\nu}} = 0,7 \pm 0,2,$$

$$2) M_A^\nu = 1,0 \pm 0,1, \quad M_A^{\bar{\nu}} = 0,91 \pm 0,12.!$$

Усредненное значение по этим данным равно  $M_A = 0,94 \pm 0,06 \text{ Гэв}/c^2$ .

Последние результаты по электророждению пионов <sup>81</sup> дают величину  $M_A = 0,96 \pm 0,03$ , находящуюся в хорошем согласии с нейтринными данными.

Зависимость сечения квазиупругого рассеяния от энергии  $E_\nu, \bar{\nu}$  приведена на рис. 17.

Упругое рассеяние нейтрино и антинейтрино

$$а) \nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p, \quad б) \nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + n, \quad (4.3)$$

$$а) \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + p, \quad б) \bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \bar{\nu}_\mu + n, \quad (4.4)$$

в силу своей простоты представляет большой интерес для изучения нейтральных токов.

Дифференциальные сечения реакций (4.3, а) и (4.4, б), следуя аналогичной феноменологии, могут быть записаны в том же виде, что и для квазиупругого рассеяния с заменой соответствующих формфакторов:  $F_A \rightarrow F_A^0$ ,  $F_V \rightarrow F_V^0$ ,  $F_M \rightarrow F_M^0$ .

В модели Салама — Вайнберга устанавливается связь<sup>82, 83</sup>

$$F_V^0 = \frac{1}{2} F_V - 2 \sin^2 \theta_W \cdot F^{\text{em}},$$

$$F_A^0 = \frac{1}{2} F_A, \quad (4.5)$$

и снова  $d\sigma^0/dq^2$  остается функцией единственного параметра модели —  $\sin^2 \theta_W$ .

Упругое рассеяние наблюдалось в последнее время двумя группами на ускорителе БНЛ.

Группа КИР<sup>84</sup> использовала для этой цели установку с искровыми камерами и получила для

$$R_{\text{упр}}^{\nu_\mu} = \frac{\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p)}{\sigma(\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p)} = 0,23 \pm 0,09.$$

Исследование рассеяния с помощью сцинтилляционного калориметра проводилось в эксперименте группой ГПВ<sup>85, 86</sup>, в котором на уровне фона в 30—40%, наблюдалось 150 и 40 события реакций (4.3) и (4.4) соответственно. Было найдено, что  $R_{\text{упр}}^{\nu_\mu} = 0,17 \pm 0,05$ ,  $R_{\text{упр}}^{\bar{\nu}_\mu} = 0,2 \pm 0,1$  в интервале  $q^2$  от 0,3 до 0,9 ( $\text{Гэв}^2/c^2$ ). Следует, однако, отметить, что в эти значения нужно внести модельно зависимую поправку, учитывающую вклад реакций (4.3, б) и (4.4, б). Если оценить вклад реакций  $\nu n \rightarrow \nu n$  по модели Вайнберга, то отношения принимают следующие значения:

$$R_{\text{упр}}^{\nu_\mu} = 0,10 \pm 0,03,$$

$$R_{\text{упр}}^{\bar{\nu}_\mu} = 0,10 \pm 0,05.$$

Распределения упругих событий по  $q^2$  приведены на рис. 18. Соответствие между дифференциальными распределениями по  $q^2$  для упругих и квазиупругих событий можно также увидеть на рис. 18.

Из данных этого эксперимента следует, что отношение

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + p)}{\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p)} = 0,4 \pm 0,2.$$

Если бы структура нейтрального тока была чисто векторной, то это отношение было бы равно 1.

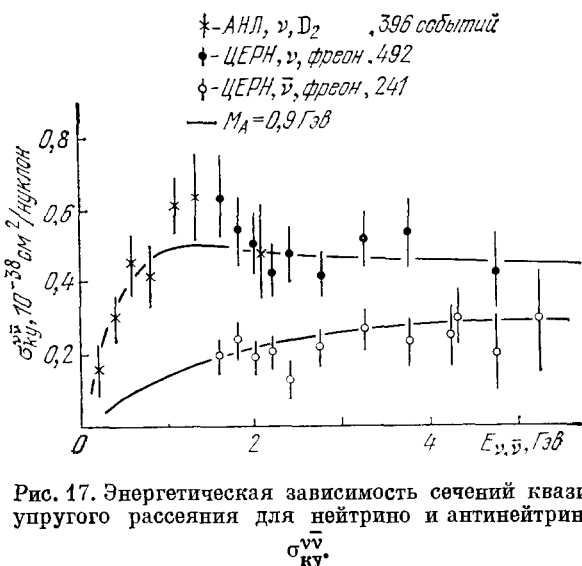


Рис. 17. Энергетическая зависимость сечений квазиупругого рассеяния для нейтрино и антинейтрино  $\sigma_{\nu\bar{\nu}}$ .

Таким образом, уже из первых наблюдений упругих реакций, так же как из полных сечений процессов с нейтральными токами, следует, что

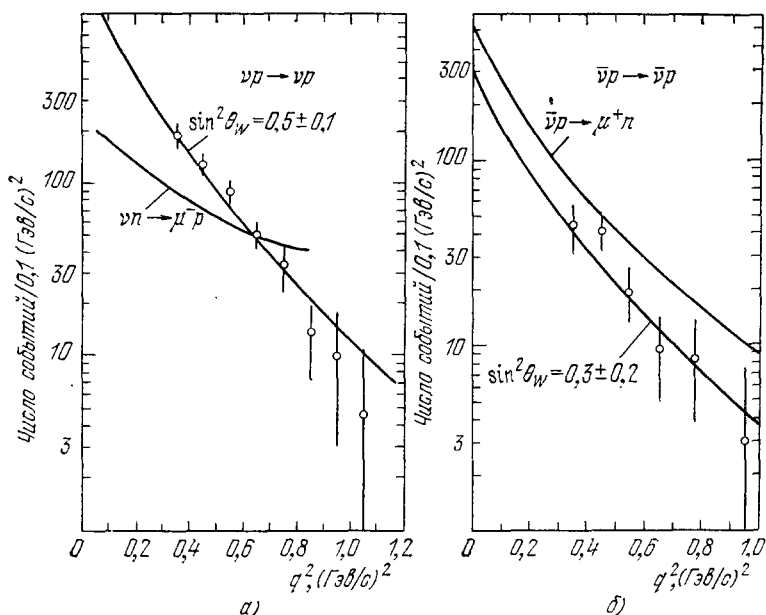


Рис. 18.  $q^2$ -зависимость упругого и квазиупругого рассеяния (данные группы ГПВ) для  $\nu N$ -взаимодействия (а) и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействия (б).

имеется существенная примесь аксиально-векторного варианта, не сохраняющего четность.

#### б) Упругое рассеяние нейтрино на электроне

Процессы упругого рассеяния нейтрино на электронах привлекли к себе внимание со времен установления универсального фермиевского взаимодействия в связи с тем, что они являются одними из немногих слабых процессов, в которых участвуют только лептоны. Однако в связи с трудностями эксперимента и малыми сечениями (что связано с малой энергией в СЦМ электрона и нейтрино), результаты были получены лишь недавно.

Возможны следующие реакции:

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-, \quad (4.6)$$

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-, \quad (4.7)$$

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-, \quad (4.8)$$

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-. \quad (4.9)$$

Первые две реакции возможны только через механизм нейтральных токов, в то время как две последующие должны идти как через заряженные, так и нейтральные токи. Ожидаемые относительные величины сечений в зависимости от  $\sin^2 \theta_W$  приведены на рис. 19.

Первое наблюдение процесса рассеяния антинейтрино (4.7) было сделано в эксперименте ЦЕРНа на камере «Гаргамель»<sup>87</sup>, в котором на



1,3 млн. снимков ( $4,7 \cdot 10^{18}$  р на мишень) наблюдались три события. Кинематика реакции (4.7) такова, что в условиях данного эксперимента для минимизации фона (комpton-электроны, несимметричные  $e^+e^-$ -пары, процесс  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$  с невидимым протоном отдачи, а также процессы (4.8) и (4.9)), можно было воспользоваться критериями  $\theta_e < 5^\circ$ ,  $0,3 < E_e < 2$  Гэв без больших потерь искомой реакции. Суммарный фон, оцененный авторами, составил  $0,44 \pm \pm 0,13$  события.

Интерпретация данных была сделана в предположении, что нейтральный лептонный ток является произвольной линейной комбинацией V и A форм взаимодействия<sup>88</sup>:

$$L_\mu = \bar{\nu}_\mu (1 + \gamma_5) \nu + \bar{e} \gamma_\mu (G_V + G_A \gamma_5) e. \quad (4.10)$$

Дифференциальное сечение для реакции (4.7) в этом случае может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{3^2 m_e E_\nu}{2\pi} [(G_V + G_A)^2 (1-y)^2 + (G_V - G_A)^2], \quad (4.11)$$

где определение констант таково, что для чистого V — A-тока  $G_V/G_A = +1$ ,  $y = E_e/E_\nu$ .

При вычислении сечения рассеяния были приняты в расчет эффективность идентификации электрона и уровень фона.

В рамках V, A-теории найдено, что

$$\sigma(\nu_e e^-) = 0,10^{+0,21}_{-0,09} \cdot 10^{-41} E_\nu^2 (\text{Гэв}) \text{ см}^2/\text{электрон},$$

где ошибки соответствуют 90%-ному уровню достоверности. В модели Вайнберга — Салама константы  $G_V$  и  $G_A$  определяются следующим образом:

$$G_V = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad G_A = -\frac{1}{2}. \quad (4.12)$$

Тогда из результата (4.12) следует, что с 90%-ной достоверностью  $\sin^2 \theta_W < 0,4$ .

В нейтринной экспозиции велся поиск реакции (4.6), но из-за более высокого фона был установлен лишь предел сечения

$$\sigma(\nu_\mu e^-) < 0,34 \cdot 10^{-41} E_\nu (\text{Гэв}) \text{ см}^2/\text{электрон}.$$

Комбинируя этот результат с предыдущим, авторы нашли, что

$$0,1 < \sin^2 \theta_W < 0,4.$$

Другой эксперимент по исследованию процессов (4.6) и (4.7) выполнен недавно в ЦЕРНе на электронном детекторе группой АП<sup>89</sup>. В этом эксперименте наблюдалось 25 кандидатов реакции (4.6) и 19 кандидатов (4.7) при значительном уровне фона.

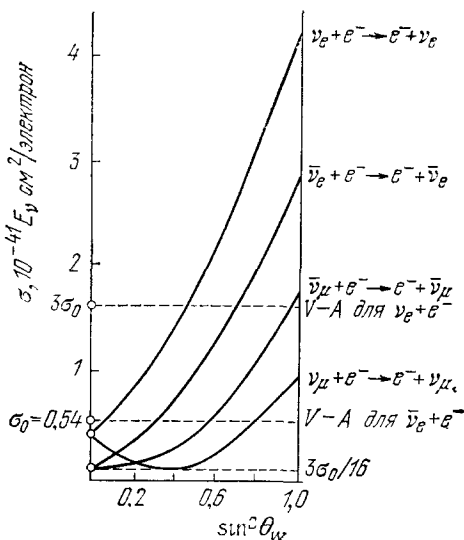


Рис. 19. Теоретическая зависимость сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроны от  $\sin^2 \theta_W$ .

Получены следующие значения сечений и оценки:

$$\sigma(\nu_\mu + e^-) = (1,1 \pm 0,7) E_\nu (\text{Гэв}) \cdot 10^{-42} \text{ см}^2/\text{электрон},$$

$$\bar{\sigma}(\bar{\nu}_\mu + e^-) = (2,4 \pm 1,1) E_{\bar{\nu}} (\text{Гэв}) \cdot 10^{-42} \text{ см}^2/\text{электрон},$$

$$\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_\nu} = 2,2 \pm 1,3; \quad \sin^2 \theta_W = 0,33 \pm 0,07.$$

Эти величины удовлетворительно согласуются с данными группы «Гаргамель».

Измерение упругого рассеяния электронных антинейтрино (4.9) выполнены недавно в трудных опытах на реакторе группой Райнеса<sup>89, 90</sup>. Получены следующие результаты:

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^-) = (0,87 \pm 0,25) \sigma_{V-A}, \quad 1,5 < E_e < 3,0 \text{ Мэв},$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^-) = (1,70 \pm 0,44) \sigma_{V-A}, \quad 3,0 < E_e < 4,5 \text{ Мэв};$$

здесь  $\sigma_{V-A}$  — сечение для обычной  $V-A$  теории с заряженными токами:

$$\sigma_{V-A}(\nu_e e^-) = 3 \cdot \sigma_{V-A}(\nu_e e^-) = 1,64 \cdot 10^{-44} E_\nu (\text{Гэв}) \text{ см}^2/\text{электрон}.$$

Учитывая, что реакция (4.9) может помимо обычного механизма через заряженные токи идти также через нейтральные токи, соответствующие константы равны

$$G_V = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad G_A = \frac{1}{2} \quad (4.13)$$

В этом случае данный эксперимент приводит к следующим ограничениям на параметр Вайнберга — Салама

$$0,17 < \sin^2 \theta_W < 0,33. \quad (4.14)$$

Заклячая этот раздел, следует сказать, что хотя экспериментальные данные по рассеянию нейтрино на электронах пока получены на малой статистике и их, скорее всего, необходимо рассматривать как качественные, сам факт открытия нейтральных токов в слабом взаимодействии лептонов является одним из наиболее четких подтверждений калибровочных теорий, связывающих слабые и электромагнитные взаимодействия. Дальнейшие эксперименты в этом направлении как по уточнению полных сечений, так и измерению угловых и энергетических характеристик электрона, и особенно, поляризации электронов, представляют принципиальный интерес для установления вариантов слабого взаимодействия для нейтральных токов и выбора модели взаимодействия.

#### в) Одиночное образование л-мезонов

Реакции одиночного образования пионов в нейтринных реакциях по простоте своей интерпретации следуют за упругими процессами. Они позволяют установить изотопические свойства слабого тока и были детально рассчитаны в рамках  $V-A$ -теории образования пион-нуклонных систем малой массы в реакциях с заряженными токами, и в модели Вайнберга — Салама для реакций с нейтральными токами<sup>91, 92</sup>.

1) З а р я ж е н н ы е т о к и. Последние экспериментальные данные о реакциях однопионного образования во взаимодействиях нейтрино с водородом и дейтерием были получены группой АНЛ<sup>93</sup>. Низкая энергия нейтринного пучка дает возможность получить наиболее чистый результат,

так как при этих энергиях сечение образования двух и более пионов относительно невелико. Для нейтрино возможны следующие однопионные реакции на нейтронах и протонах:

$$\left. \begin{aligned} \nu_{\mu} p &\rightarrow \mu^{-} p \pi^{+}, \\ \nu_{\mu} d &\rightarrow \mu^{-} p \pi^{+} (n_s), \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

$$\nu_{\mu} d \rightarrow \mu^{-} n \pi^{+} (p_s), \quad (4.16)$$

$$\nu_{\mu} d \rightarrow \mu^{-} p \pi^0 (p_s), \quad (4.17)$$

здесь  $(n_s)$  и  $(p_s)$  — нейтрон и протон — «наблюдатели».

В первой реакции в системе протон-пион реализуется чистое  $I = 3/2$  состояние, в то время как в двух последних — смесь  $I = 3/2$  и  $I = 1/2$  состояний.

Распределение по эффективным массам системы пион-нуклон показывает доминирующее образование  $\Delta^{++}$  (1232) в реакции (4.15) с сечением  $(0,74 \pm 0,18) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$  при  $E_{\nu} > 1 \text{ Гэв}$ , в то время как в реакциях (4.16) и (4.17), на статистике в несколько раз меньшей (49 и 55 событий соответственно), образование  $\Delta^{+}$ -резонанса не обнаруживается. Отметим также, что образование  $\Delta^{++}$  наблюдалось также при более высоких энергиях ( $E_{\nu} > 15 \text{ Гэв}$ ) в эксперименте группы ФМ<sup>72</sup>.

Амплитуды в реакциях (4.15) — (4.17) для различных зарядовых комбинаций пион-нуклонной системы записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} A(\pi^{+}p) &= A_3 - (1/\sqrt{5}) B_3, \\ A(\pi^{+}n) &= 1/3 A_3 + 2/3 A_1 + (1/\sqrt{5}) B_3, \\ A(\pi^0 p) &= (\sqrt{2}/3) A_3 - (\sqrt{2}/3) A_1 + \sqrt{2/5} B_3, \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

где  $A_1$  и  $A_3$  — изовекторные амплитуды, приводящие к конечным состояниям  $I = 1/2$  и  $I = 3/2$ , а  $B_3$  — гипотетическая изотензорная обменная амплитуда, относящаяся, по предположению, только к  $I = 3/2$  состояниям.

Анализ вероятностей наблюдавшихся реакций приводит к следующим выводам:

а) треугольные неравенства, следующие из (4.18), удовлетворяются при условии:

$$-0,52 \pm 0,11 \leq B_3/A_3 \leq 0,23 \pm 0,07,$$

т. е. данные согласуются с отсутствием изотензорного обмена;

б) в предположении  $B_3 = 0$ , для  $M_{\pi N} < 1,4 \text{ Гэв}/c^2$  отношение изовекторных амплитуд и относительная фаза

$$|A_1|/|A_3| = 0,78 \pm 0,15, \quad \varphi = (92 \pm 10)^{\circ}.$$

Численные значения  $A_1$  и  $A_3$  могут быть выражены также в виде отношений, приведенных в табл. VII.

Таблица VII

R	Эксперимент	$A_1=0$	Теория
$R^{+} = \frac{\sigma(\mu^{-}n\pi^{+})}{\sigma(\mu^{-}p\pi^{+})}$	$1,01 \pm 0,33$	0,5	0,77
$R^{+0} = \frac{\sigma(\mu^{-}n\pi^{+} + \mu^{-}p\pi^0)}{\sigma(\mu^{-}p\pi^{+})}$	$0,74 \pm 0,15$	0,33	0,58

Из таблицы видно, что наблюдается разумное согласие с вычислениями Адлера, в то время как данные нельзя совместить с отсутствием конечных состояний с изотопическим спином  $I = 1/2$ .

2) Нейтральные токи. В процессах одиночного образования пионов с нейтральными токами возможны следующие реакции:

$$\nu p \rightarrow \begin{cases} \nu + n + \pi^+, \\ \nu + p + \pi^0, \end{cases} \quad (4.19)$$

$$\nu n \rightarrow \nu + n + \pi^0, \quad (4.20)$$

$$\nu n \rightarrow \nu + p + \pi^-, \quad (4.21)$$

которые нужно сравнивать с соответствующими реакциями (4.15)–(4.17) для заряженных токов.

В эксперименте на водороде и дейтерии группой АНЛ<sup>94</sup> наблюдались реакции (4.19) и (4.21) (14 и 17 событий соответственно) и получены следующие соотношения:

$$\sigma(\nu p \rightarrow \nu n \pi^+ + \nu p \pi^0) / \sigma(\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+) = 0,68 \pm 0,28, \quad (4.22)$$

$$\sigma(\nu n \rightarrow \nu p \pi^-) / \sigma(\nu n \rightarrow \mu^- n \pi^+) = 0,38 \pm 0,11. \quad (4.23)$$

Результат группы БНЛ на 7'-пузырьковой камере для реакции (4.21) практически совпадает с (4.23)<sup>95</sup>.

Величина отношения (4.22) в пределах двух стандартных отклонений не противоречит теории в модели ВС, которая предсказывает для него значения от 0,15 до 0,44 для спектра АНЛ. Из отношения (4.23) следует, что  $\sin^2 \theta_W > 0,15$ <sup>92</sup>.

Одиночное образование пионов в процессах с нейтральными токами исследовалось также на ядрах в эксперименте на камере «Гаргамель»

Таблица VIII

$R^0/\text{эксперимент}$	ГТМ <sup>96</sup>	АП <sup>97</sup>	КИР <sup>98</sup>	Теория <sup>92</sup>
$R^0$	$0,15 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,06$	$0,17 \pm 0,04$	0,20
$\bar{R}^0$	$0,35 \pm 0,09$	$0,61 \pm 0,10$	$0,39 \pm 0,18$	0,25

и в двух электронных экспериментах (ЦЕРН, БНЛ). Эти данные представлены в табл. VIII, где приняты следующие обозначения:

$$R^0 = \sigma(\nu N \rightarrow \nu N' \pi^0) / 2\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- N' \pi^0),$$

$$\bar{R}^0 = \sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} N' \pi^0) / 2\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ N' \pi^0).$$

В последней колонке табл. VIII теоретические значения получены для  $\sin^2 \theta_W = 0,35$  и с учетом зарядово-обменного рассеяния на ядрах. В работе<sup>97</sup> авторы делают сравнение с теорией отношений  $r = R^0/\bar{R}^0 = 0,66 \pm 0,15$  и отношения сечений  $\sigma_N^{\pi^0}(\bar{\nu})/\sigma_N^{\pi^0}(\nu) = 0,49 \pm 0,12$ , которые менее всего чувствительны к ядерным эффектам. Из этих отношений с 90%-ным уровнем достоверности следует, что  $0,25 < \sin^2 \theta_W < 0,55$ .

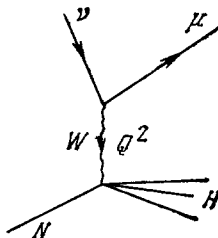
Однопионные процессы, кроме общей проверки модели ВС, которая, как видно из приведенных данных, не противоречит эксперименту, дают также важную информацию об изотопической структуре нейтральных токов.

В некоторых теориях <sup>99</sup>, предполагается, что слабый нейтральный ток есть изоскаляр, т. е. в реакциях (4.19) — (4.21) должны доминировать переходы с  $\Delta I = 0$ . В этом случае ожидается, что отношение  $Q^{\nu} = Q^{\bar{\nu}} = \pi^0 : \pi^{\pm} = 0,9 : 1$  для фреона и отношение  $\sigma(\nu p \rightarrow \nu p \pi^0) / \sigma(\nu p \rightarrow \nu n \pi^+) = 1/2$ . В эксперименте ГГМ <sup>73</sup> найдено, что  $Q^{\nu} > 1,4$ ;  $Q^{\bar{\nu}} > 2,4$ . В эксперименте АНЛ <sup>94</sup>,  $\pi^0 : \pi^{\pm}$  найдено равным  $3,1 \pm 2,1$ . Как видно, совокупность этих данных отвергает изоскалярную гипотезу нейтральных токов.

С другой стороны, в случае доминирования изовекторной амплитуды перехода ( $\Delta I = 1$ ) ожидается, что  $Q = 2$ , что не противоречит опыту. В этом случае также должны наблюдаться барионные резонансы с  $\Delta I = 3/2$  в конечном состоянии. В настоящее время информация здесь ввиду малой статистики ограничена и противоречива. Так, в эксперименте на камере «Гаргамель» в системе  $p + \pi^0$  и  $p + \pi^{\pm}$  найдены соответствующие пики в распределении по инвариантным массам как для событий с заряженными токами, так и нейтральными. В эксперименте группы БНЛ <sup>98</sup> в системе  $p\pi^0$  для заряженных токов резонанс виден, а для нейтральных — нет. По-видимому, так же как и заряженные токи, нейтральные являются смесью переходов  $\Delta I = 0$ ,  $\Delta I = 1$ .

## 5. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ $\nu N$ -РАССЕЯНИЕ И КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

Кинематика процесса неупругого рассеяния с заряженными токами, как видно из приведенной ниже диаграммы, полностью определяется переменными  $Q^2 = -q^2$ ,  $\nu_H = E_{\nu} - E_{\mu}$ ,  $E_{\nu}$  или  $x$ ,  $y$ ,  $E_{\nu}$  ( $x = Q^2/2m_N \nu_H$ ,  $y = \frac{\nu_H}{E_{\nu}}$ ):



В пределах бьеркеновского скейлинга ( $Q^2 \rightarrow \infty$ ,  $\nu_H \rightarrow \infty$ ) дифференциальные распределения по переменным  $x$ ,  $y$ ,  $E_{\nu}$  даются выражением (3.3). В нейтринных взаимодействиях поэтому сравнение эксперимента и теории делается на основе структурных функций  $F_2(x)$ ,  $xF_3(x)$  или дифференциальных распределений по  $x$ ,  $y$ ,  $Q^2$ . Кроме того, так как имеется связь  $\nu N$ - и  $eN$ -рассеяния, в глубоконеупругой области ( $Q^2 > 1$ ,  $W^2 > 4 \text{ Гэв}^2$ ), результаты  $eN$ -рассеяния (структурные функции нуклона или импульсные распределения кварков в нуклоне) могут быть непосредственно сравнены с  $\nu N$ -рассеянием.

### а) Структурные функции и импульсные распределения кварков

Структурные функции  $F_2(x)$  и  $F_3(x)$  связаны с сечениями уравнениями (3.3). Поэтому для их непосредственного определения необходимо измерять абсолютные дифференциальные распределения совместно для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий в одинаковых условиях. К настоящему времени

это сделано лишь в эксперименте при сравнительно низких энергиях на пузырьковой камере «Гаргамель» в ЦЕРНе<sup>100</sup>.

Прежде всего, следует привести ряд важных интегральных характеристик, которые следуют из данных этого эксперимента по полным сечениям.

Из данных по полным сечениям было найдено, что

$$\int_0^1 F_2(x) dx = \int_0^1 [q(x) + \bar{q}(x)] dx = 0,52 \pm 0,03. \quad (5.1)$$

Этот результат означает, что активные составляющие нуклона (кварки или антикварки) уносят только около половины импульса нуклона, и оставшаяся часть импульса уносится глюонами. Протон состоит из ( $u, u, d$ )-кварков и нейтрон — из ( $d, d, u$ )-кварков. Из целого барионного и электрического заряда протонов следуют следующие правила сумм:

$$\begin{aligned} \int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2, \\ \int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Результаты (5.1) и (5.2) означают, что

$$\begin{aligned} \int xu(x) dx &\approx 0,3, \\ \int xd(x) dx &\approx 0,15. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Из значения параметра  $B = 0,90 \pm 0,05$ <sup>61, 62</sup> и соотношений (5.1) и (3.8) следует, что

$$\int_0^1 \bar{q}(x) dx = 0,02 \pm 0,01. \quad (5.3')$$

Кварк-партоновая модель, а также более общие свойства взаимодействий (гипотеза сохраняющегося векторного тока, равенство векторной и аксиально-векторной констант связи) устанавливают следующие соотношения между  $\nu N$ - и  $eN$ -рассеянием<sup>23</sup>:

$$\begin{aligned} F_2^{\nu p}(x) + F_2^{\nu n}(x) &= R_2 [F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)], \\ xF_3^{\nu p}(x) + xF_3^{\nu n}(x) &= R_3 [F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x)]. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Множитель  $R_2$  в простой кварковой модели равен  $18/5 = 3,6$  (более точно, с учетом тока с изменением странности  $\Delta S = 1$ , и «моря» кварк-антикварк  $R_2 = 3,45$ ). Из эксперимента по  $eN$ -рассеянию<sup>101</sup> следует, что

$$\int_0^1 F_2^{\nu N} dx = \frac{1}{2} \int_0^1 [F_2^{ep}(x) + F_2^{en}(x)] dx = 0,15 \pm 0,01. \quad (5.5)$$

Следовательно, экспериментально, сравнивая (5.1) и (5.5),  $R_2 = 3,6 \pm 0,3$ , что совпадает с ожидаемым из кварковой модели значением и соответствует дробному заряду кварков.

Определение собственно структурных функций, т. е. их зависимости от  $x$ , было выполнено группой ГГМ на основе анализа 2656  $\nu N$ - и 1063  $\bar{\nu} N$ -

взаимодействий для  $E_{\nu}, \bar{\nu} > 1 \text{ Гэв}$ . Однако к области  $eN$ -скейлинга ( $Q^2 > 1$ ,  $W^2 > 4 \text{ Гэв}^2$ ) относилось всего 200 и 29 событий соответственно. Хотя найденные при этих обрезаниях функции  $F_2(x)$  и  $x F_3(x)$  хорошо совпадали с аналогичными данными  $eN$ -рассеяния, для более детального сравнения необходима большая статистика. Поэтому в дальнейшем анализе были использованы все события, но переменная  $x$  всюду была заменена на переменную  $x'$ :

$$x' = \frac{q^2}{2m_N \nu_H + m_N^2}. \quad (5.6)$$

Как следует из теории<sup>102</sup>, эта новая переменная лучше соответствует области малых энергий и в  $eN$ -рассеянии. Действительно, приближение к скейлингу достигается быстрее по переменной  $x'$ , по сравнению с  $x$ .

Кроме того, было предположено, что  $F_i^{\nu N} = F_i^{\bar{\nu} N} = F_i$ , что соответствует зарядовой симметрии.

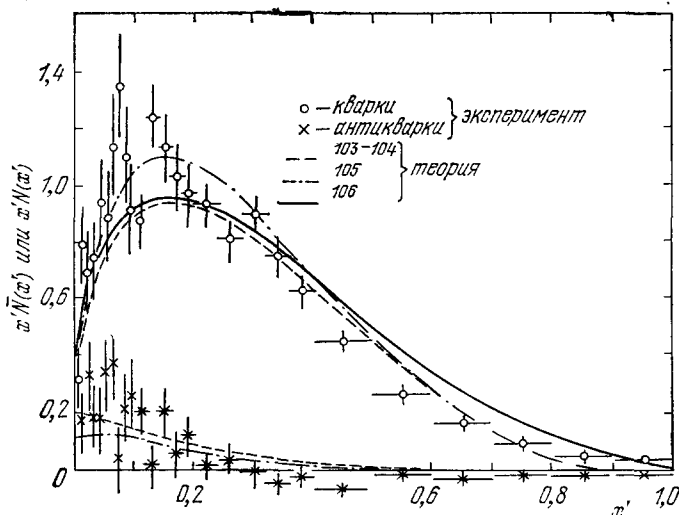


Рис. 20. Функции распределения кварков и антикварков в зависимости от  $x$ , полученные из эксперимента группы ГГМ, совместно с предсказаниями теории.

На рис. 20 приведены не сами структурные функции, а импульсные распределения кварк-антикварк в нуклоне, найденные непосредственно из  $\nu N$ -рассеяния, через связь, даваемую партонной моделью:

$$\begin{aligned} q(x') &= x' \bar{n}_v(x') = \frac{1}{2} [F_2(x') - x' F_3(x')], \\ q(x') &= x' n(x') = \frac{1}{2} [F_2(x') + x' F_3(x')], \end{aligned} \quad (5.7)$$

где  $n(x)$  — вероятность кварку иметь часть  $x$  полного продольного импульса нуклона. Кривые на рис. 20 представляют теоретический пересчет<sup>103-106</sup> из аналогичных распределений, найденных в  $eN$ -рассеянии. Площади под этими кривыми представляют долю импульса нуклона, уносимого всеми кварками или антикварками. Как видно из рис. 20, имеется хорошее соответствие формы и абсолютных значений структурных функций и импульсных распределений кварков в  $\nu N$ -рассеянии с  $eN$ -рассеянием, исследовавшимся в глубоко-неупругой области.

Распределение  $xF_3(x)$  позволяет проверить правило сумм Гросса — Левеллин-Смита<sup>107</sup>

$$\frac{1}{2} \int [F_3^{\nu p}(x) + F_3^{\nu n}(x)] dx = \frac{3}{2} (1 + \cos^2 \theta_C), \quad (5.8)$$

которое соответствует числу валентных кварков в нуклоне  $(N - \bar{N}) = 3$  и является проверкой гипотезы дробного заряда кварков. Для интеграла (5.8) в данном эксперименте было найдено значение  $3,2 \pm 0,6$  для  $E_\nu > 1$  Гэв, что хорошо согласуется с кварковой моделью.

Данные эксперимента позволили проверить также правило сумм Адлера<sup>108</sup>. Было найдено, что

$$\frac{d\sigma^{\nu N} - d\sigma^{\bar{\nu} N}}{dq^2} < \frac{0,3G^2}{\pi},$$

что не противоречит ожидаемому значению 0,008 ( $SU(3)$ -схема) или 0,087 ( $SU(4)$ -схема).

В заключение этого раздела приведем предварительные данные об энергетической зависимости интегральных характеристик  $\int F_2 dx$  и  $\int xF_3 dx$ , полученные недавно на пузырьковой камере БЕБС в ЦЕРНе<sup>153</sup>. В этом эксперименте, как указывалось выше, измерялись при нескольких энергиях полные сечения  $\sigma_C^{\nu N}$ ,  $\sigma_C^{\bar{\nu} N}$  и значения интегралов рассчитывалось из следующих выражений:

$$\begin{aligned} \int F_2 dx &= 0,94 (\sigma_C^{\nu N} + \sigma_C^{\bar{\nu} N}) \frac{1}{2\sigma_0}, \\ \int xF_3 dx &= 0,94 (\sigma_C^{\nu N} - \sigma_C^{\bar{\nu} N}) \frac{1}{\sigma_0}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Данные этого эксперимента, совместно с данными группы ГТМ, приведены на рис. 21. Как видно из рисунка, интеграл от  $F_2$  примерно постоянен в широком диапазоне энергий и не наблюдается резкого изменения функции при какой-либо энергии (порогового поведения), что могло бы

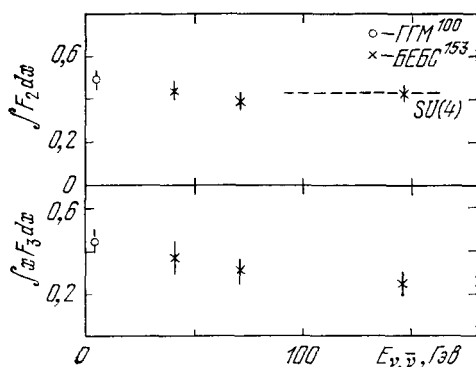


Рис. 21. Зависимость от энергии интегралов от структурных функций.

#### б) у-распределение

Исследование дифференциальных распределений по скейлинговым переменным даже без абсолютной нормировки на полные сечения представляет большой интерес для выяснения модели нуклона и предельного поведения структурных функций. Измерения этих распределений



Таблица IX

Эксперимент, группа	Пучок	Мишень	Интервал энергий $\nu, \bar{\nu}$ ; средняя энергия, ГэВ		Число событий		Значения параметра $B$	
			Средние $E$	Высокие $E$	Средние $E$	Высокие $E$	Средние $E$	Высокие $E$
ГПВФ <sup>110</sup>	$\nu$ $\bar{\nu}$ (1/3 горн + 2/3 триплет)	C, H, Fe	$10 < E_\nu < 30$ $10 < E_{\bar{\nu}} < 30$	$> 70, \langle E \rangle_\nu = 126$ $> 70, \langle E \rangle_{\bar{\nu}} = 106$	946 991	1905 310	$0,6 \pm 0,3$ $0,94 \pm 0,09$	$0,83 \pm 0,20$ $0,41 \pm 0,13$
КИТФ <sup>111, 154</sup>	$\nu$ $\bar{\nu}$ $\nu$ (дихроматич.)	Fe		$E_\nu = 50 - 150$ $\langle E \rangle_{\bar{\nu}} = 52$ $\langle E \rangle_{\nu} = 150$		2000 1000 200		$B_\nu \approx 1$ $0,80 \pm 0,06$ $0,65 \pm 0,10$
15'-ПК, ФМ <sup>112</sup>	$\nu$ (горн)	H <sub>2</sub>	$15 < E_\nu < 200$ $\langle E \rangle_\nu \approx 40$		450		$y$ -распределение плоское, $B_\nu \approx 1$	
15'-ПК, АМП <sup>113</sup>	$\bar{\nu}$ (горн)	H <sub>2</sub>	$5 < E_{\bar{\nu}} < 30$	30	332		$0,91 \pm 0,08$	$0,82 \pm 0,14$
15'-ПК, ФИМС <sup>114</sup>	$\bar{\nu}$ (горн)	H <sub>2</sub> + 21% Ne	$10 < E_{\bar{\nu}} < 50$	50	613		$0,78 \pm 0,06$	$0,62^{+0,14}_{-0,20}$
ЦДГС <sup>156</sup>	$\nu$ $\bar{\nu}$ (дихроматич.)	Fe		40 - 200		36 400 11 900		$B_\nu \approx 1$ $B_{\bar{\nu}} \approx 0,8$

выполнено в нескольких экспериментах, в том числе, на пузырьковых камерах «Гаргамель»<sup>101</sup> и 15-футовой (Батавия), а также в экспериментах с электронными детекторами групп ГПВФ, КИТФ и ЦДГС. Основные условия и результаты экспериментов приведены в табл. IX и на рис. 22—23. Как следует из общего выражения (3.3), при больших энергиях (после интегрирования по  $x$ )  $y$ -распределение дается выражением

$$\frac{d\sigma^{\nu N(\bar{\nu}N)}}{dy} = \sigma_0 \left[ \int_0^1 F_2(x) dx \right] \left[ 1 - (1 \mp B) \left( y - \frac{1}{2} y^2 \right) \right]. \quad (5.10)$$

Для  $B=1$  оно не зависит от  $y$  в случае  $\nu N$ -взаимодействий и пропорционально  $(1-y)^2$  для  $\bar{\nu}N$ -взаимодействий. Обычно экспериментальные результаты сравниваются с (5.10) и находится параметр  $B$ . Значения этого параметра приведены в табл. IX.

На рис. 22 приведены данные группы ГГМ только для событий в скейлинговой области, а на рис. 23 для всех событий, включая упругие. Сплошные кривые вычислены по (5.10) с  $B = 0,9$  и с учетом известных

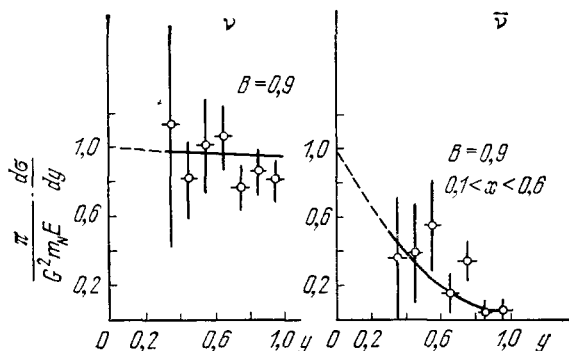


Рис. 22.  $y$ -распределения (данные группы ГГМ) для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu}N$ -взаимодействий для событий с  $Q^2 > 1$  Гэв<sup>2</sup>,  $W^2 > 4$  Гэв<sup>2</sup>.

форм-факторов упругого рассеяния. Как видно из этих рисунков, наблюдается хорошее соответствие в обоих случаях с распределением (5.10). При больших энергиях для  $\nu N$ -взаимодействий, как видно из табл. IX и рис. 24, также наблюдается согласие с (5.10), т. е. все данные не противоречат плоскому или почти плоскому распределению. (Необходимо отметить, что чувствительность данных к изменению параметра  $B$  в этом случае значительно ниже, чем для  $\bar{\nu}N$ -взаимодействий.)

Для антинейтрино-нуклонных взаимодействий при высоких энергиях положение другое. В 1975 г. группой ГПВФ<sup>67, 109</sup> был обнаружен ряд аномалий в глубоконеупругом  $\bar{\nu}N$ -рассеянии и, в частности, значительное изменение формы  $y$ -распределения с ростом энергии. На рис. 25 представлены последние данные этой группы<sup>110</sup>. Как видно из рис. 25, а, для области энергий  $E_{\bar{\nu}} < 30$  Гэв данные соответствуют параметру  $B^{\bar{\nu}} = 0,94$ , что согласуется с данными группы «Гаргамель». Однако с ростом энергии антинейтрино  $y$ -распределение выполаживается, как это видно из рис. 25, б и среднее значение  $\langle y \rangle$  в соответствии с этим растет с ростом энергии (рис. 25, в).

Ввиду фундаментальности этого факта, который мог интерпретироваться рождением новых адронов, отличных от чармованных частиц,

( $b$ -кварк) <sup>19</sup>, в последнее время  $\bar{\nu}N$ -рассеяние интенсивно исследовалось в других экспериментах.

На рис. 26, а приведены данные, полученные на пузырьковой камере группой ФИМС, из которых видно, что форма  $y$ -распределения меняется не столь резко, как это наблюдалось в эксперименте ГПВФ. На рис. 27 приведена энергетическая зависимость параметра  $\bar{B}^{\nu}$ , включающая данные

всех экспериментов, кроме данных эксперимента ГПВФ, в том числе новые результаты, полученные в ЦЕРНе <sup>153, 156</sup>, а также группой КИТФ в Батавии <sup>154</sup>. Как видно из рис. 27, результаты экспериментов на пузырьковых

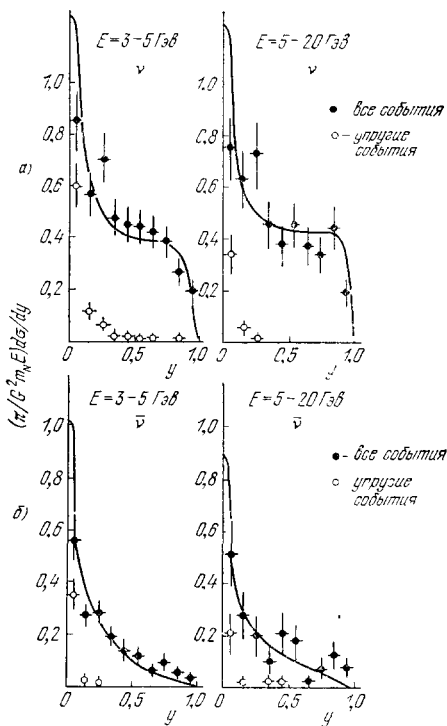


Рис. 23.  $y$ -распределения (данные группы ГМ) для всех событий в  $\nu N$ - (а) и  $\bar{\nu}N$  (б)-взаимодействиях и для разных интервалов энергий.

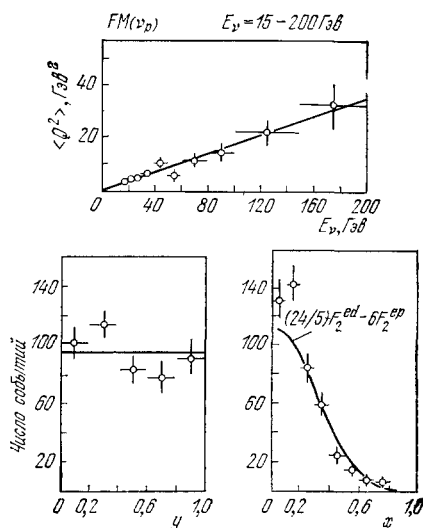


Рис. 24. Распределения по переменным  $Q^2$ ,  $x$ ,  $y$  (данные группы ФМ) для  $\nu p$ -взаимодействий.

камерах (отметим, что в эксперименте на камере БИБС  $y$ -распределение не измерялось и значения параметра  $B$  находилось из сравнения интегралов  $B = \int F_2 dx / \int x F_3 dx$ ) и эксперимента на электронном детекторе КИТФ показывают плавное изменение параметра  $B$  с ростом энергии, но значительно меньшее по величине, чем это наблюдалось группой ГПВФ. Данные электронного эксперимента группы ЦЕРНа вообще не показывают какого-либо изменения параметра  $B$  в широком диапазоне энергий 40—200 Гэв.

Таким образом, в настоящее время можно считать, что хотя имеются некоторые противоречия в последних экспериментальных данных, большой  $y$ -аномалии, наблюдавшейся в эксперименте группы ГПВФ, не существует.

Другой тип  $y$ -аномалии, наблюдаемой группой ГПВФ <sup>62, 65</sup>, заключающийся в том, что в области значений  $x$ , близких к нулю,  $d\sigma/dy^{\nu N} \neq$

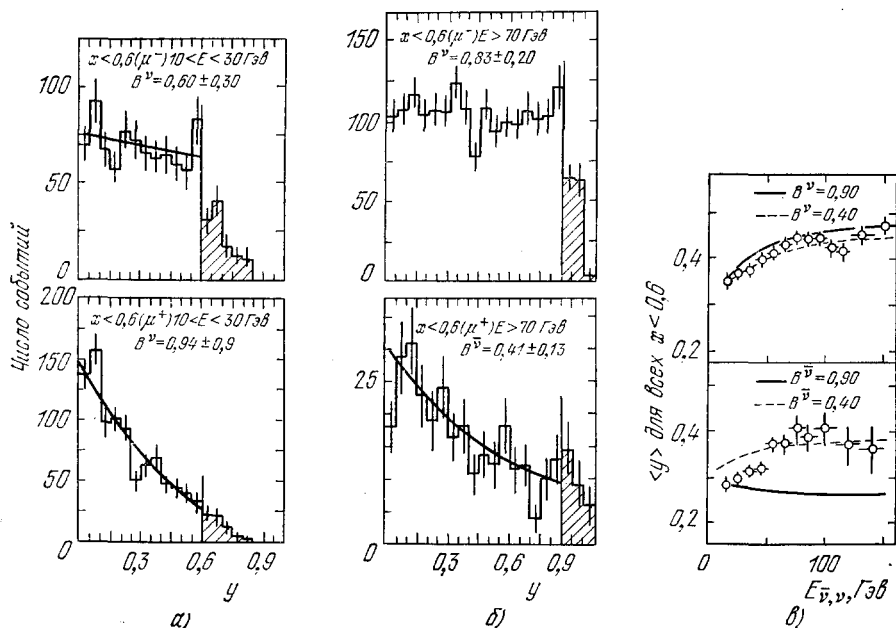


Рис. 25.  $y$ -распределения (данные группы ГПВФ) для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий в области энергий ниже 30 ГэВ (а), выше 50 ГэВ (б) и зависимость среднего значения переменной  $y$  ( $\langle y \rangle$ ) от энергии (в).

Сплошные кривые — расчет для условий данного эксперимента по (5.10).

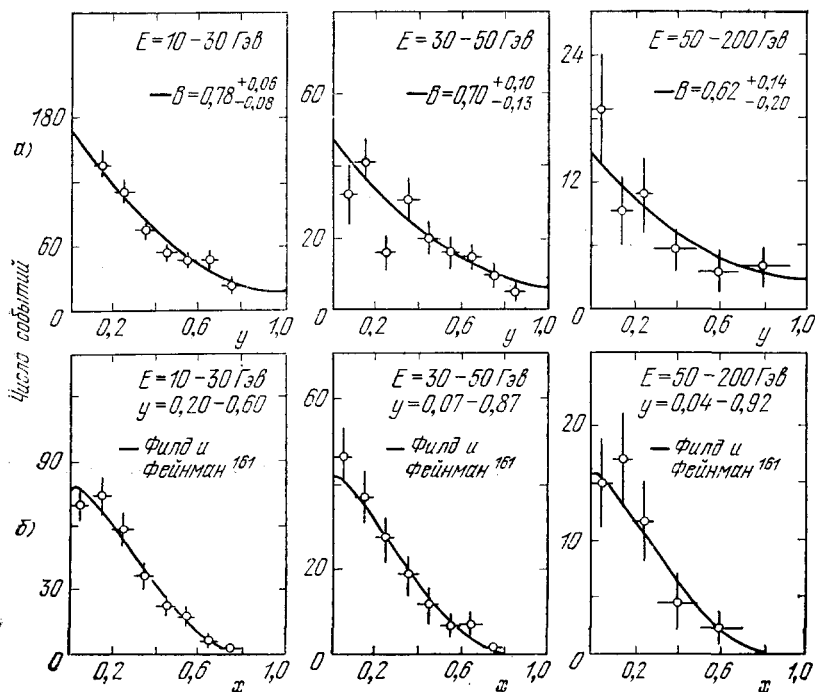


Рис. 26.  $y$ ,  $x$ -распределения в  $\bar{\nu} N$ -взаимодействиях (данные группы ФИМС) для различных энергетических интервалов.

Сплошные кривые на рис. б) — теоретические зависимости из работы <sup>161</sup>.

$\neq d\sigma/dy^{\bar{\nu}N}$ , был также недавно проверен в экспериментах ЦЕРНа<sup>156</sup> и Батавии<sup>154</sup>. Обе группы не нашли каких-либо заметных нарушений

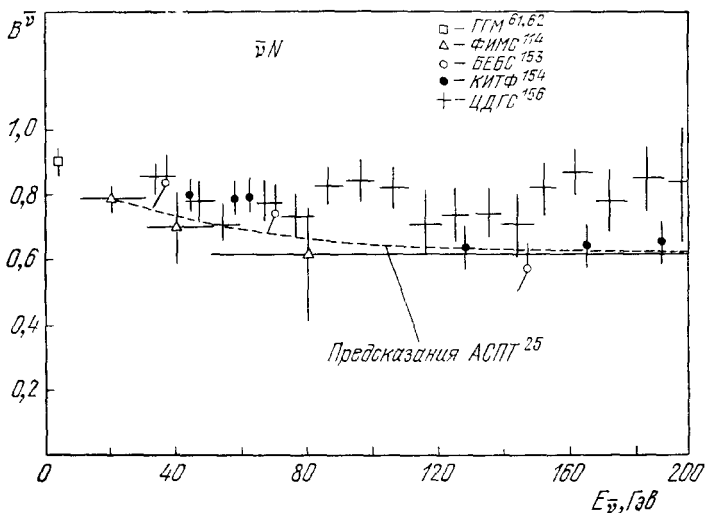


Рис. 27. Экспериментальные значения параметра  $B$ , полученные в различных экспериментах как функция энергии (штриховая кривая — теория с асимптотической свободой<sup>25</sup>).

зарядовой симметрии. Так, данные работы<sup>154</sup> показывают, что величины

$$\sigma_{y=0} = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0}$$

для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu}N$ -взаимодействий совпадают с точностью около 5% в области энергий 50—200 Гэв. Результаты аппроксимируются зависимостью

$$\sigma_{y=0} = (0,744 \pm 0,040) - (0,00035 \pm 0,00040) E_{\nu, \bar{\nu}} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{Гэв}.$$

в)  $x, \nu$ -распределения. Нарушение скейлинга

Из (3.3) в пределе бьеркеновского скейлинга следует, что  $x$ -распределение определяется выражением

$$\frac{d\sigma^{\nu N, \bar{\nu}N}}{dx} = \frac{1}{3} \sigma_0 [2F_2(x) \pm xF_3(x)]. \quad (5.11)$$

Распределение по переменной  $\nu$ , определяемой как

$$\nu = xy = \frac{E_\mu (1 - \cos \theta_\mu)}{m_N} = \frac{q^2}{E_\nu} \frac{1}{2m_N}, \quad (5.12)$$

и среднее значение  $\langle \nu \rangle$  в области скейлинга не должно зависеть от энергии. Ввиду того, что для нейтрино-нуклонного рассеяния при высоких энергиях не существует прямых экспериментальных данных о структурных функциях  $F_i(x, q^2)$ , дифференциальные  $x, \nu$ -распределения (абсолютные или относительные) дают полезную информацию о степени выполнения скейлинга в исследованной области энергий и  $q^2$ .

Экспериментальные данные, относящиеся к указанным распределениям, приведены на рис. 24, 26, 28—33, совместно с теоретическими предсказаниями и данными по электроррождению. Прежде чем переходить к интерпретации нейтринных данных, остановимся на эффектах отклонения от точного бьеркеновского скейлинга в электро-

рождении. Первое ясное доказательство того, что структурные функции  $F_i(x, q^2)$  в области  $q^2 \sim 1 - 20 \text{ Гэв}^2$  показывают отклонения от чистого скейлинга ( $F_i(x, q^2) = F_i(x)$ ), было получено в эксперименте по  $\mu N$ -рассеянию, выполненному в Батавии при двух энергиях 56 и 150  $\text{Гэв}$ <sup>163</sup>. Подобные эффекты наблюдались также в рассеянии электронов<sup>164</sup> и мюонов на водороде и дейтерии<sup>165, 166</sup>. В этих экспериментах характерной чертой нарушения скейлинга является тот факт, что по мере увеличения  $q^2$  значение функций  $F(x, q^2)$  увеличиваются при малых  $x$  ( $x < 0,2$ ) и уменьшаются при больших  $x$  ( $x > 0,2$ ). Отметим, что результаты для структурных функций  $F_1(x, q^2)$  менее точные, чем для  $F_2(x, q^2)$ , но тенденции их изменения одинаковы. Отклонение от скейлинга в мюон-нуклонном рассеянии описывается следующей формой:

$$\frac{\partial \ln F_2(x, q^2)}{\partial \ln (q^2/q_0^2) \partial \ln (x/x_0)} = -a, \quad (5.13)$$

где  $a \approx 0,07 - 0,10$ ,  $q_0^2 = 3 \text{ Гэв}^2$  и  $x_0 \approx 0,17$ . Для сравнения нейтрино-нуклонного рассеяния при высоких энергиях с электроррождением имеется несколько возможностей.

Одна из них, реализованная недавно Филдом и Фейнманом<sup>161</sup>, заключается в том, что по аналогии с процедурой, обсуждавшейся выше при анализе структурных функций, полученных в эксперименте группы «Гаргамель», путем соответствующей параметризации данных электроррождения находятся функции распределения кварков  $u(x)$ ,  $d(x)$ ,  $s(x)$  и по ним восстанавливается распределение  $d\sigma/dx$  для  $\nu N$  ( $\bar{\nu} N$ )-рассеяния. В этой работе, ввиду ограниченности экспериментальных данных электроррождения при  $x > 0,8$  и более слабой чувствительности структурных функций в  $eN$ -рассеянии к кваркам «моря» ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ) в области  $x < 0,2$ , было сделано несколько предположений о поведении функций распределения кварков и антикварков в указанных областях.

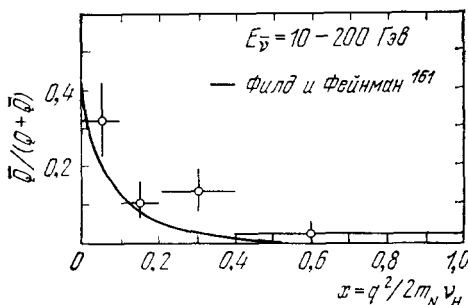


Рис. 28. Относительный вклад антикварков в  $\nu N$ -рассеяние в зависимости от  $x$ , полученный в эксперименте группы ФИМС<sup>114</sup>.

Сплошная кривая — теоретическая оценка из работы<sup>161</sup>.

На рис. 26, б приведены экспериментальные данные для  $dN/dx$ , полученные группой ФИМС<sup>114</sup>, на которых сплошные кривые рассчитаны по формулам работы Филда и Фейнмана.

На рис. 28 приведено аналогичное сравнение данных для зависимости от  $x$  относительного вклада в рассеяние антикварков. Как видно из этих рисунков, имеется хорошее согласие эксперимента и предсказаний теории.

Несколько отличное сравнение отклонения от скейлинга в нейтринном и электрон-мюонном рассеянии в широкой области энергий было выполнено недавно Перкинсом и др.<sup>159</sup>. Авторы этой работы нашли, что данные по  $eN$ ,  $\mu N$ -рассеянию в области  $q^2 \sim 1 - 40 \text{ Гэв}^2$  и  $x = 0 - 0,8$  могут быть аппроксимированы формулой

$$F_2^{eN, \mu N}(x, q^2) = F_2(x, q_0^2) \left( \frac{q^2}{q_0^2} \right)^{f(x)}, \quad (5.14)$$

где

$$f(x) = \frac{\partial \ln F_2^{eN, \mu N}(x, q^2)}{\partial \ln q^2} \approx 0,25 - x \quad (5.15)$$

и  $q_0^2 = 3 \text{ Гэв}^2$ . Было показано, что если структурные функции в  $\nu N$ -рассеянии имеют такой же вид, то

$$\frac{\partial \ln [(1/\sigma) d\sigma/dx]}{\partial \ln E} = f(x). \quad (5.16)$$

На рис. 29, а приведено отношение величин  $f(x)$  для экспериментов по  $\nu p$ -рассеянию ФМ<sup>112</sup> и АНЛ<sup>167</sup>, выполненных при существенно различных энергиях нейтрино, равных  $\langle E \rangle_\nu \sim 40 \text{ Гэв}$  и  $\langle E \rangle_\nu \sim 2 \text{ Гэв}$  соответственно. На рис. 29, б приведено анало-

гичное сравнение для  $\nu N$ -рассеяния в экспериментах ГПВФ<sup>65</sup> ( $\langle E \rangle_\nu \sim 60$  Гэв) и ГТМ<sup>100</sup> ( $\langle E \rangle_\nu \sim 4$  Гэв). Штриховая линия на этих рисунках представляет собой зависимость (5.15), найденную в электророжении. Как можно видеть из этих рисунков, нарушение скейлинга в  $\nu N$ -рассеянии имеет такой же характер, как и для  $eN$ -,  $\mu N$ -рассеяния. Авторами работы<sup>159</sup> было также показано, что форма  $x$ -распределения в данном способе параметризации получается в виде

$$\frac{dN^{\nu p, \nu N}}{dx}(x, E) = \frac{F_2^{\nu p, \nu N}(x, q_0^2)}{1+f(x)} \left( \frac{2m_N E x}{q_0^2} \right)^{f(x)}, \quad (5.17)$$

в котором связь  $F_2(x, q_0^2)$  дается выражениями

$$F_2^{\nu p}(x, q_0^2) = \frac{24}{5} F_2^{ed}(x, q_0^2) - 6 F_2^{ep}(x, q_0^2), \quad (5.18)$$

$$F_2^{\nu N}(x, q_0^2) = \frac{9}{5} F_2^{ed}(x, q_0^2).$$

На рис. 30 представлены распределения  $dN/dx$  для обсуждавшихся выше экспериментов, на которых сплошные кривые соответствуют (5.17). Можно видеть, что согласие между экспериментальным и ожидаемым распределениями хорошее. Штриховая кривая

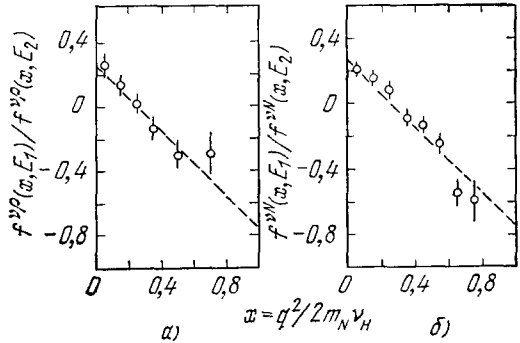


Рис. 29. Отношение функции  $f(x)$ , определяемой из уравнения (5.16), при двух энергиях в зависимости от  $x$ .

а) Отношение для  $\langle E \rangle \sim 40$  Гэв (ФМ<sup>112</sup>) и  $\langle E \rangle \sim 2$  Гэв (АНЛ, 167) для  $\nu p$ -взаимодействий; б) отношение для  $\langle E \rangle \sim 60$  Гэв (ГПВФ<sup>110</sup>) и  $\langle E \rangle \sim 4.9$  Гэв (ГТМ<sup>100</sup>) для  $\nu N$ -взаимодействий. Штриховые линии — зависимости  $0,25 - x$ , соответствующие нарушению скейлинга в электророжении.

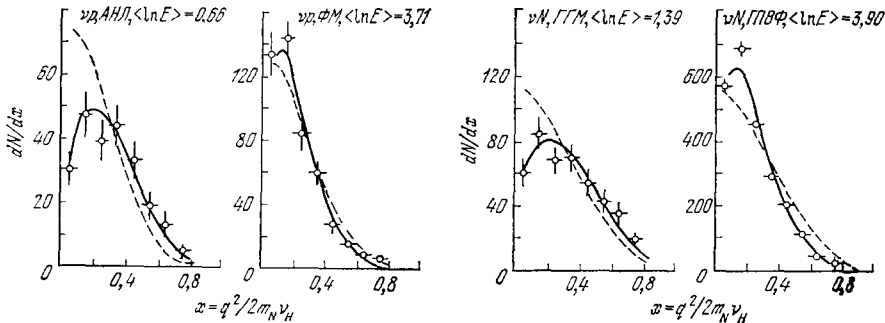


Рис. 30.  $x$ -распределение для тех же экспериментов, что и на рис. 29.

Сплошные кривые — ожидаемые зависимости из электророжения (уравнение (17.5)), штриховые кривые найдены для случая без нарушения скейлинга.

на этом рисунке показывает расчет, в котором полагалось, что  $F_2^{\nu p, \nu N}(x) = F_2^{\nu p, \nu N}(x, q_0 = 3)$ , т. е. для случая без нарушения скейлинга.

Как видно из всех обсуждавшихся выше экспериментальных данных, форма  $x$ -распределений, особенно в ограниченном интервале энергий, перекрываемом каким-либо одним экспериментом, меняется очень слабо (например, эксперимент группы ФИМС и анализ Филда и Фейнмана; рис. 26). Различия становятся более заметным, если анализировать совокупность всех экспериментов в более широкой области энергий и перейти к средним значениям  $\langle x \rangle$  и  $\langle v \rangle$ , которые измеряются более точно. На основе нарушений скейлинга в электророжении мы должны ожидать, что средние значения  $\langle x \rangle$  и  $\langle v \rangle$  (или  $\langle q^2/E \rangle$ ) должны уменьшаться с ростом

энергии. В работе <sup>114</sup> показано, что если воспользоваться параметризацией Перкинса и др. <sup>159</sup>, то изменение этих величин с энергией должно подчиняться степенной зависимости  $E^{-b}$ , где  $b \approx 0,15$ . Это действительно

выполняется как для  $\nu N$ -, так и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий, что можно видеть из рис. 31 и 32, на которых приведены данные, полученные на пузырьковых камерах.

Таким образом, основное заключение, которое можно сделать в настоящее время, состоит в том, что качественно в области  $q^2 = 0,5 - 30 \text{ Гэв}^2$  нейтрино-нуклонные взаимодействия проявляют такие же отклонения от точного скейлинга, как и  $eN$ ,  $\mu N$ -рассеяние.

Объяснение нарушения скейлинга в лептон-нуклонных взаимодействиях является фактически предметом полевой теории адронов в рамках кварк-глюонной модели (квантовая хромодинамика, теория с асимптотической свободой). Не обсуждая деталей этого вопроса, мы хотели бы отметить следующее.

Отклонение от скейлинга в нейтрино-нуклонном рассеянии [в области больших энергий] могло бы быть связано с рождением новых частиц (тяжелые кварки). Такие эффекты были бы в  $\nu N$ -взаимодействиях значительно сильнее, чем в электромагнитных. Поэтому можно заключить, что в пределах значительных экспериментальных ошибок эффекты тяжелых кварков не проявляются.

Одним из очевидных поправок к простой кварк-партоновой модели являются поправки, связанные с учетом масс кварков и нуклонов. Как показывают недавние вычисления <sup>168</sup>, такие коррекции могут объяснять лишь часть эффекта нарушения скейлинга, хотя представляют серьезные теоретические основания для замены переменных  $x \rightarrow x'$  при малых энергиях, как обсуждалось в разделе а) данной главы.

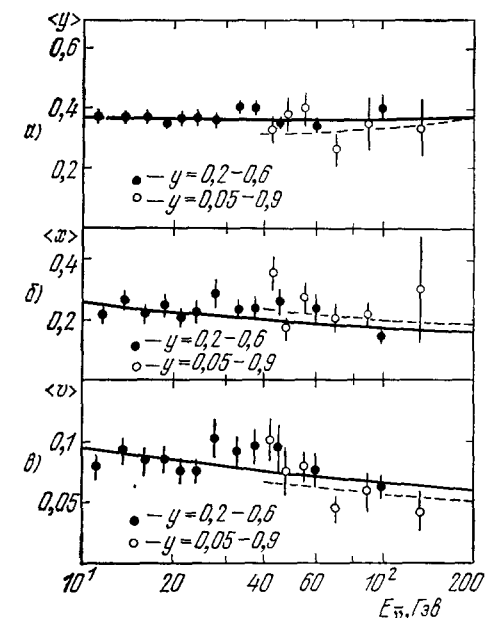


Рис. 31. Средние значения 'скейлинговых' переменных  $y$ ,  $x$ ,  $v$  в зависимости от энергии (эксперимент ФИМС <sup>114</sup>).

Кривые на рис. а) получены из уравнения  $B = (0,86 \pm 0,05) - (0,0038 \pm 0,0012) E$ . Сплошные кривые на рис. б) и в) — зависимости  $E^{-0,15}$ .

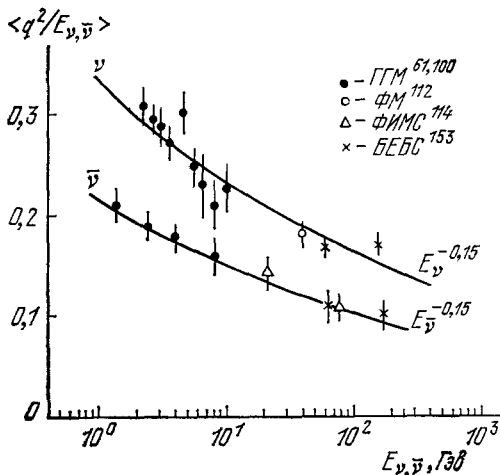


Рис. 32. Зависимость [величины  $\langle q^2/E \rangle$ ] от энергии для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий.

В современной теории <sup>25, 169</sup> основным источником отклонения от точного скейлинга является  $q^2$ -зависимость кварк-глюонной константы  $\alpha(q^2)$ . В теории АСПТ  $\alpha(q^2)$  приближается к нулю как  $(\ln q^2/\mu^2)^{-1}$  при больших  $q^2$ . Неизвестный параметр  $\mu^2$  возникает из перенормировки



теории. Моменты структурных функций меняются как  $\ln(q^2/\mu^2)^{-\gamma_i}$ , где  $\gamma_i$  — положительные константы порядка 1. Возможно, как это обсуждается в работе <sup>159</sup>, неплохое описание всех данных зависимостью (5.14) означает, что параметр  $\mu^2$  мал ( $\mu^2 \ll 1 \text{ Гэв}^2$ ).

В настоящее время развивающаяся теория кварк-глюонных взаимодействий уже дает ряд интересных предсказаний для нейтрино-нуклонного рассеяния <sup>170</sup>, которые, однако, могут быть проверены только в будущих более точных нейтринных экспериментах с использованием водородных и дейтериевых мишеней.

### г) Структура адронного блока

В инклюзивных процессах большой интерес, помимо исследования распределений, связанных со скейлинговыми переменными мюона, представляет изучение рождающихся адронов. Экспериментальная информация о свойствах адронной струи в настоящее время очень ограничена и получена главным образом в экспериментах с пузырьковыми камерами.

Измерение множественности заряженных адронов было выполнено в уже обсуждавшемся эксперименте группы ФМ <sup>118</sup> в  $\nu p$ -эксперименте. На рис. 33 представлена зависимость средней множественности заряженных частиц  $\langle n_c \rangle$  от квадрата инвариантной массы адронов  $W^2$ . Здесь же представлены данные для  $ep$ ,  $\mu p$ - и  $\gamma p$ -рассеяния. Данные по  $\nu p$ -рассеянию хорошо аппроксимируются логарифмической зависимостью и отражают общую закономерность, что среднее число адронов, возникающее от возбуждения нуклонов, не зависит от природы взаимодействия, а лишь от инвариантной массы адронной системы.

В работе <sup>118</sup> было найдено, что при фиксированных значениях  $W^2$  средняя множественность не зависит от  $Q^2$ . Среднее число  $\pi^0$ -мезонов на событие в этом эксперименте растет в зависимости от множественности заряженных частиц от  $1,5 \pm 0,3$  для трех лучевых событий до  $3,2 \pm 0,8$  для девяти лучевых событий, что также находится в согласии с данными адрон-адронных экспериментов.

На рис. 34, а показаны распределения инвариантных сечений по фейнмановской скейлинговой переменной  $x_F = P_L^*/P_{L\text{max}}^*$  в системе центра масс адронов для  $\nu p$ -взаимодействий <sup>72</sup>. Здесь же (рис. 34, б) приведены данные адронных экспериментов. Как видно из рис. 34, наблюдается хорошее согласие всех данных и это можно интерпретировать таким образом, что виртуальные реджеоны ( $pp$ -столкновения) и промежуточный  $W$ -бозон ( $\nu p$ -реакции) проявляют себя одинаково в процессах множественного рождения.

Отметим, что средний поперечный импульс  $\pi$ -мезонов относительно направления суммарного адронного импульса равен  $0,30 \text{ Гэв}/c$  и распределение событий по  $p_\perp^2$  описывается экспонентой с показателем, равным  $\sim 5,5$ .

Более интересные предсказания относительно поведения характеристик индивидуальных  $\pi$ -мезонов и нуклонов в нейтрино-нуклонных столкновениях могут быть получены в кварк-партонной модели <sup>23, 161</sup>.

Экспериментально наблюдаемые функции адронов определяются импульсным распределением кварков в адроне до столкновения, и функциями, характеризующими превращение кварка в реальные адроны, после столкновения  $D(Z)$  (по определению Фейнмана  $D(Z)$  — распадная функция кварка), где  $Z = E_a/\nu_N$ , доля полной энергии адронов  $\nu_N$ , уносимая индивидуальным адроном. В этом случае дифференциальное сечение

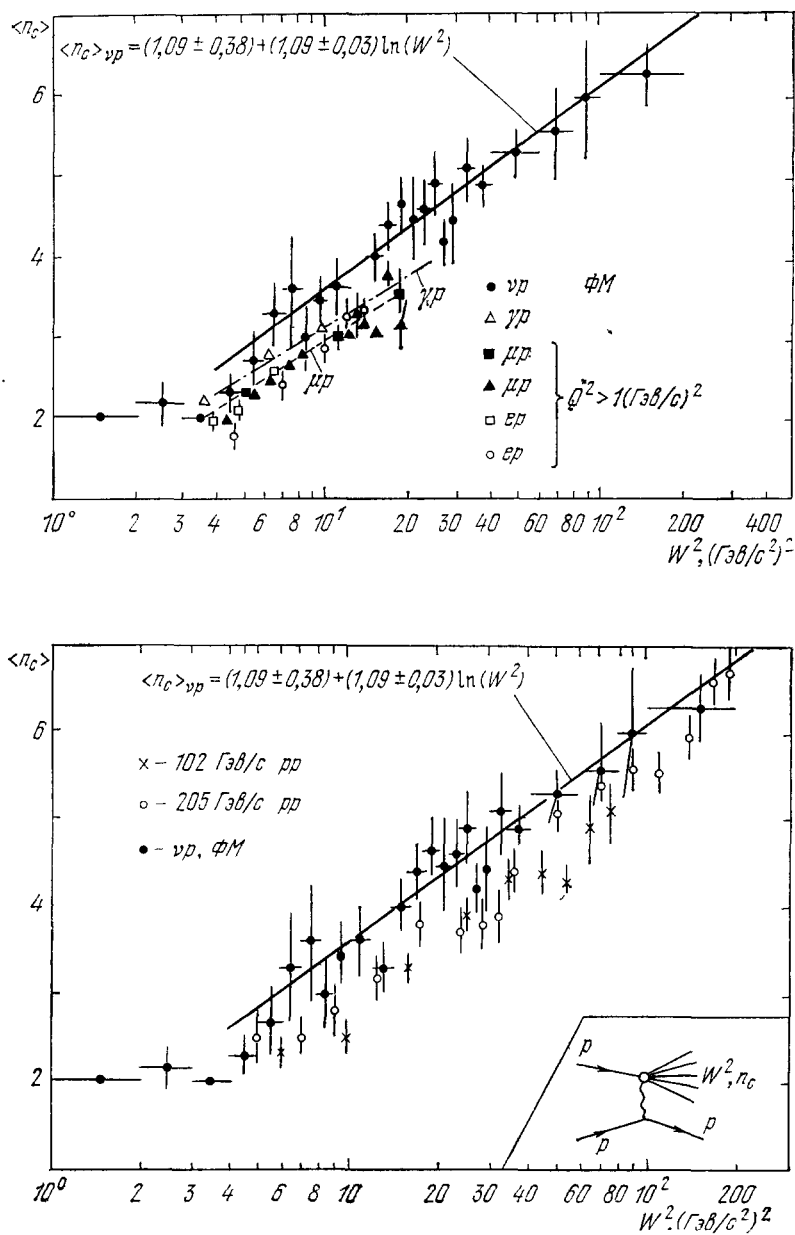


Рис. 33. Зависимость средней множественности адронов  $\langle n_c \rangle$  от квадрата инвариантной массы адронов  $W^2$  для  $\nu p$ -взаимодействий, найденная в эксперименте ФМ для энергий нейтрино 15–200 Гэв.

Приведены также экспериментальные данные  $\langle n_c \rangle$  для других типов взаимодействий.

рождения, например,  $\pi$ -мезонов в  $\nu p$ -столкновениях, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{\nu}^{\pi^+}}{dx dz} &= cx \left[ d(x) D_u^{\pi^+}(Z) + \frac{1}{3} \bar{u}'(x) D_{\bar{d}}^{\pi^+}(Z) \right], \\ \frac{d^2\sigma_{\nu}^{\pi^-}}{dx dz} &= cx \left[ d(x) D_u^{\pi^-}(Z) + \frac{1}{3} \bar{u}'(x) D_{\bar{d}}^{\pi^-}(Z) \right]. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Из зарядовой симметрии следует

$$D_u^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^+}, \quad D_u^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^-}. \quad (5.20)$$

Следовательно, отношение выхода  $\pi^+/\pi^-$ -мезонов

$$R_{\pi} \left( \frac{\pi^+}{\pi^-} \right) = \frac{D_u^{\pi^+}(Z)}{D_u^{\pi^-}(Z)} \quad (5.21)$$

не зависит от  $x$ .

Данные, полученные в эксперименте на камере «Гаргамель»<sup>119</sup>, приведены на рис. 35, а, а в эксперименте ФМ<sup>72</sup> (15-футовая камера,  $\text{H}_2$ )

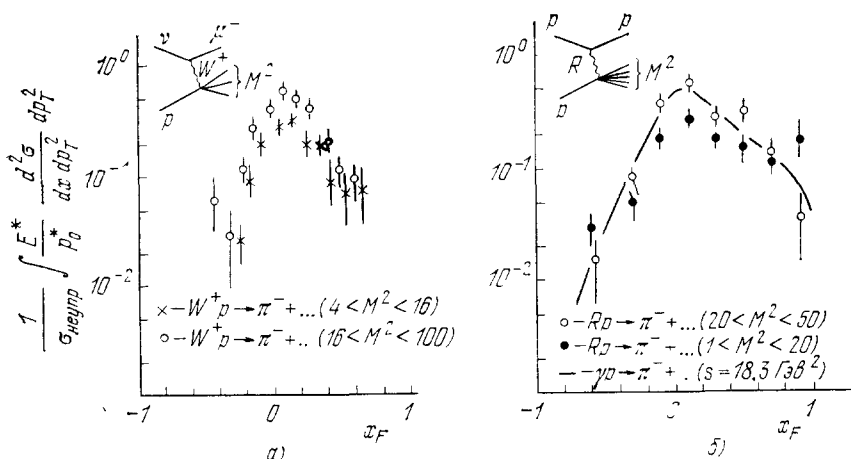


Рис. 34. Зависимость инвариантных сечений от фейнмановской переменной  $x_F$  для  $\nu p$ -взаимодействий (данные группы ФМ) (а) и  $pp$ -взаимодействий (б).

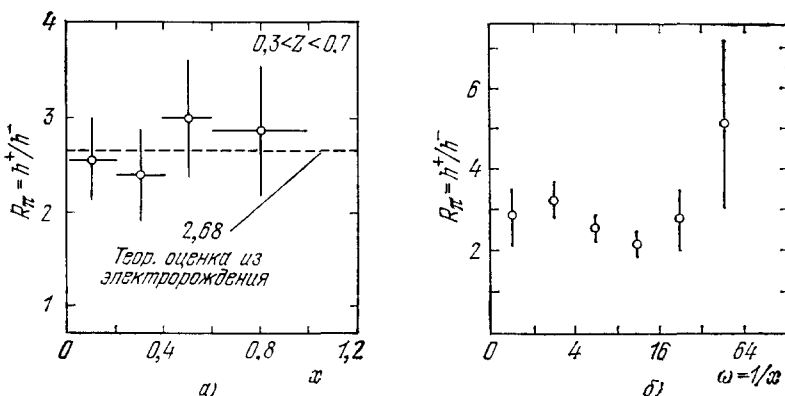


Рис. 35.  $x$ -зависимость отношения  $R_{\pi}(h^+/h^-)$  в эксперименте группы ГГМ (а) и в эксперименте группы ФМ (б).

на рис. 35, б. Как видно, в пределах значительных экспериментальных ошибок соотношение (5.21) выполняется.

Из (5.19) следует, что в пренебрежении вкладом антикварков функции  $D(Z)$  определяются просто экспериментальными дифференциальными распределениями  $d\sigma^\pi/dz = N^\pi(x, Z) = D^\pi(Z)$ . Функции  $N(Z)$  приведены

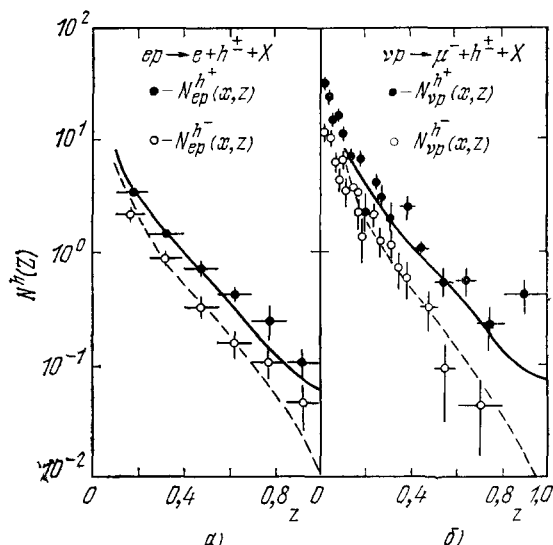


Рис. 36. Дифференциальные распределения  $d\sigma/dz = N^h(z, x)$  как функция  $z$  для  $ep$ -взаимодействия (а) и  $\nu p$ -взаимодействия (б).  
Кривые — теоретические оценки из работы <sup>161</sup>.

на рис. 36 как для  $\nu p$ -взаимодействий <sup>72</sup>, так и для  $ep$ -взаимодействий <sup>171</sup>, которые совпадают в пределах ошибок экспериментов между собой и с теоретическими оценками <sup>161</sup>.

## 6. НЕЙТРИННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

В данном разделе приводятся лишь основные экспериментальные результаты по поиску новых частиц в нейтринных взаимодействиях, поскольку этому вопросу будет посвящен специальный обзор.

### а) Основные механизмы образования чармованных частиц

В рамках  $SU(4)$ -схемы <sup>12</sup> с введением  $c$ -кварка часть тока, ответственного за рождение чармованных частиц, имеет вид

$$(J_\mu)_{\Delta c=1} = \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (-d \sin \theta_c + s \cos \theta_c). \quad (6.1)$$

Элементарные переходы между кварками, допускаемые током (6.1) и законами сохранения, приводят к следующим выражениям для дифференциальных сечений рождения  $C$ -частиц на изоскалярной мишени:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu N}(C)}{dx dy} &\sim x [\sin^2 \theta_c \cdot (u + d) + 2 \cos^2 \theta_c \cdot s + 2 \bar{c} (1 - y)^2], \\ \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} N}(C)}{dx dy} &\sim x [2c(1 - y)^2 + \sin^2 \theta_c \cdot (\bar{u} + \bar{d}) + 2 \cos^2 \theta_c \cdot \bar{s}]. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Из (6.2), принимая для средних моментов кварков значения (5.3) можно в грубом приближении оценить полный выход  $C$ -частиц <sup>25</sup>, который оказывается равным около 10% для  $\nu N$ -взаимодействий и 20% для  $\bar{\nu} N$ -

взаимодействий. Однако оценки сечения рождения на кварках «моря» очень неопределенны<sup>16</sup>, и их следует рассматривать как верхние пределы.

В ряде работ<sup>120, 121</sup> рассматривалось также сечение образования чармованных  $F^*$ -мезонов  $F^* = c\bar{s}$ ,  $1^-$  в конкретных реакциях и, в частности, в результате механизма дифракционного рождения, т. е.

$$\nu + N \rightarrow \mu^- + F^{*+} + N. \quad (6.3)$$

Абсолютный выход  $F^*$  в реакции (6.3) должен падать с  $q^2$ , в то время как относительный выход растет с  $q^2$ <sup>16</sup>. Оценка сечения реакции<sup>120</sup> (6.3) при

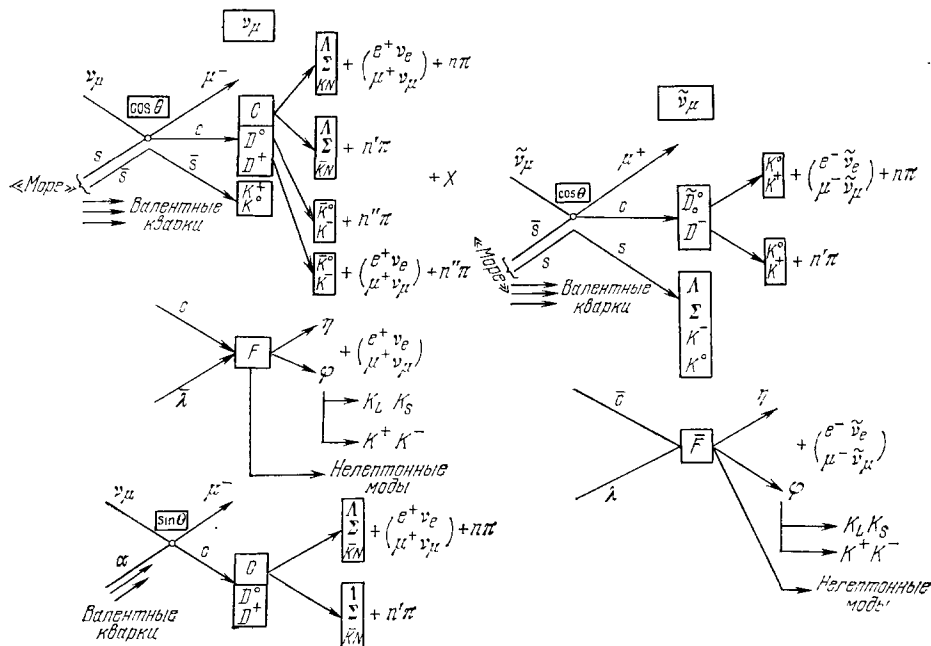


Рис. 37. Диаграммы рождения и распада чармованных частиц в  $\nu N(\bar{\nu}N)$ -взаимодействиях.

энергиях выше порога ( $\sim 10$  Гэв) приводит к сравнительно небольшим сечениям  $2 \cdot 10^{-3} \sigma_{\text{tot}}$ .

Эксклюзивное рождение барионов в реакциях

$$\nu p \rightarrow \mu^- + C_1^{*+}, \quad \nu n \rightarrow C_1^+ (C_0^+) + \mu^-, \quad \nu p \rightarrow \mu^- + K^+ + C_{0,1}^+ \quad (6.4)$$

ожидаются на уровне относительных сечений  $\lesssim 10^{-3}$ <sup>120</sup>.

Важной особенностью  $C$ -частиц является их относительно большая вероятность распада по лептонным модам, составляющая по оценкам около 10%.

Схемы образования и распада чармованных частиц<sup>22</sup> приведены на рис. 37.

## б) Рождение странных частиц в инклюзивных и эксклюзивных каналах

Механизмы рождения и распада чармованных частиц должны приводить к обогащению конечного адронного состояния странными частицами.

В настоящее время имеющиеся экспериментальные данные по рождению странных частиц получены только в экспериментах с пузырьковыми

камерами. Вследствие малых сечений образования странных частиц в этих экспериментах наблюдались всего лишь десятки событий и они относятся в основном к событиям типа  $V^0$  ( $K^0$ ,  $\Lambda$ ).

В табл. X представлены данные экспериментов по выходу  $V^0$ -событий, скорректированные на нерегистрируемые моды распада  $K^0$ ,  $\Lambda$ -частиц.

Таблица X

Пузырьковая камера	Мишень	Пучок	$\langle E_{\nu, \bar{\nu}} \rangle$ , Гэв	Число зарегистрированных событий, $V^0$	$Y_{V^0} = \frac{N_{V^0}}{N_{CC}}$ (%)	Литература
«Гаргамель»	$CF_3Br$	$\nu$	2,5	53	$5,1 \pm 1,5$	122, 123
12', АНЛ	$H_2D_2$	$\nu$	1	7	$4 \pm 1,5$	124
7', БНЛ	$H_2D_2$	$\nu$	2,5	10	$3 \pm 1$	125
15', ФНАЛ	$H_2$	$\nu$	38	38	$16 \pm 3$	126
15', ФНАЛ	$H_2$	$\bar{\nu}$	23	8	$13 \pm 5$	113
15', ФНАЛ	$H_2 + 21\% Ne$	$\bar{\nu}$	30	48	$16 \pm 3$	127

а также на эффективность наблюдения видимых мод распада. (Для экспериментов с малой энергией берется только то число  $CC$ -событий, для которых  $W > 2$  Гэв.)

На рис. 38, а приведен относительный выход  $V^0$ -событий с поправкой на эффективность регистрации (но без учета невидимых мод распада),

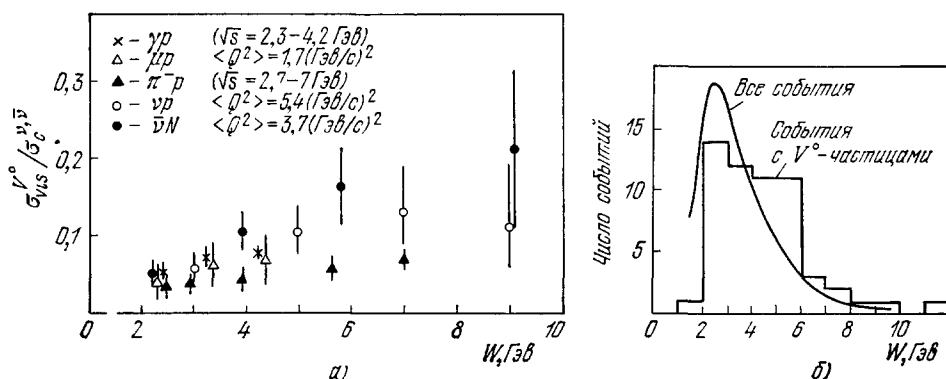


Рис. 38. Зависимость от инвариантной массы адронов  $W$  для событий с регистрируемыми  $V^0$ -частицами относительного сечения образования  $V^0$ -частиц в  $\nu N$ -взаимодействиях (группа ФИМС).

Кривая на рис. б) — распределение по инвариантной массе адронов для всех событий в  $\bar{\nu} N$ -взаимодействиях.

в зависимости от инвариантной массы адронов  $W$  как для нейтринных реакций, так и для  $\gamma N$ -,  $\mu N$ -,  $\pi^- p$ -взаимодействий. На рис. 38, б приведено распределение по инвариантной массе событий со странными частицами (гистограмма) и всех событий с заряженными токами (сплошная кривая), полученное в антинейтринном эксперименте на 15-футовой пузырьковой камере группой ФИМС.

Из данных табл. X и из рис. 38 можно сделать общий вывод о том, что для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий выход странных частиц при высоких энергиях быстрее растет с энергией по сравнению с другими взаимодействиями, и что для  $W > 4$  Гэв он на (30 ÷ 40)% превышает данные адронных экспериментов. Связано ли это с образованием чармованных частиц,

пока остается открытым вопросом. В экспериментах групп ГГМ, ФМ, ФИМС производился поиск чармованных частиц в спектрах инвариантных масс различных комбинаций странных частиц с адронами ( $\Lambda\pi$ ,  $\Lambda\pi\pi$ ,  $\Lambda\pi\pi\pi$ ,  $\Lambda\eta$ ,  $K\pi$ ,  $K\pi\pi$  и т. д.). В этих распределениях не было найдено пиков с массами больше  $1,5 \text{ Гэв}$  и найдены верхние пределы образования и распада с данными модами на уровне 1%.

Единственным событием в эксклюзивных реакциях, которое является указанием на рождение новой частицы, распадающейся на адроны, является случай, обнаруженный в эксперименте на 7-футовой криогенной пузырьковой камере БНЛ <sup>128</sup> при  $E_\nu = 13,5 \text{ Гэв}$ :

$$\nu p \rightarrow \mu^- C^{++} \rightarrow \mu^- + \Lambda\pi^+\pi^+\pi^- \quad (6.5)$$

В этом событии  $\Delta S = -\Delta Q$ . Оно может интерпретироваться как рождение чармованного бариона  $\sum_c^{++}$  <sup>77</sup> или  $F$ -мезона <sup>129</sup>.

События, аналогичные реакции (6.5), искали также в других экспериментах. В нейтринном эксперименте на 15-футовой пузырьковой камере ФНАЛ с водородным заполнением <sup>126</sup> не найдено ни одного события типа (6.5) при существенно большем потоке  $\nu$  с энергией больше  $10 \text{ Гэв}$ . Авторы дают верхний предел одиночного рождения

$$\frac{N(\Delta S = -\Delta Q)}{N_{CC}} < 3.6\%$$

на уровне 90%-ной достоверности. В эксперименте на камере «Гаргамель» всего было наблюдеено 106 одиночных  $\Lambda$ -гиперонов. В основном эти события появляются из-за низкой эффективности одновременной регистрации двух странных частиц. Авторами было оценено, что ожидаемое число ассоциативного рождения равно  $(64 \pm 18)$ . Отсюда избыток  $(42 \pm 20)$  можно отнести за счет образования чармованного бариона, и при этом выход оценен в  $(2 \pm 1)\%$ .

Один из возможных кандидатов в чармованные барионы был обнаружен также в работе <sup>172</sup> группой АНЛ.

#### в) Наблюдение лептонных пар в нейтринных взаимодействиях

Наиболее определенным доказательством образования новых частиц в нейтринных экспериментах является наблюдение двухлептонных событий:

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^- (\mu^+) + \mu^+ (\mu^-) + X \quad (6.6)$$

Впервые два события (6.6) наблюдались группой ГПВФ в 1974 г. <sup>131</sup>. В дальнейшем поиск лептонных пар ( $\mu\mu$ ,  $\mu e$ ) интенсивно велся не только этой группой, но также и в других нейтринных экспериментах.

В табл. XI и XII представлена сводка всех экспериментов, их условия и наблюдаемые процессы, а на рис. 39—энергетическая зависимость выхода двухлептонных событий.

В настоящее время лучшим экспериментом по исследованию двухмюонных событий является эксперимент группы ЦДГС <sup>173</sup>, выполненный при помощи 1000-тонного детектора на СПС в ЦЕРНе. Данные о выходах, полученные в этом эксперименте, совместно с функцией эффективности регистрации, найденной с учетом образования чармованных  $D$ -мезонов <sup>142</sup>, представлены отдельно на рис. 39, б.

Таблица XI

 $\mu\mu$ -события

Группа	Пучок	$E_{\nu, \bar{\nu}}, \text{ Гэв}$	Тип событий	Число событий $\mu\mu$	Фон, %	Число $\mu\mu$ -событий	Отсечка по энергии мюонов, Гэв **)	Выход $Y = [N(2\mu)/N(\mu\mu)] \cdot 10^2$
ГПВФ <sup>131-133</sup>	$\nu$ $\nu$ $\nu$ $\nu$ $\nu$	40—200	$\mu^-\mu^+$ $\mu^-\mu^-$ $\mu^+\mu^-$ $\mu^+\mu^+$	64 7 10 3	$\sim 25$	$\sim 10^4$	$E_{\mu_1, \mu_2} > 4$	$0,8 \pm 0,3$ $0,08 \pm 0,04$ $2 \pm 1$
КИТФ <sup>134, 135</sup>	$\nu$ $\nu$ $\nu$ $\nu$ $\nu$	30—220	$\mu^-\mu^+$ $\mu^-\mu^-$ $\mu^+\mu^-$ $\mu^+\mu^-$	90 (13) *) (2) (2) 33 (8)	$\sim 20$	$1,2 \cdot 10^4$  $0,6 \cdot 10^4$	$E_{\mu_1} > 12$  $E_{\mu_2} > 2,4$	$\sim 1$ $\sim 0,1$ $\sim 1$
ИС <sup>136, 161</sup>	$\nu$	10—30	$2\mu$	40	$\sim 100$	$0,5 \cdot 10^4$	$E_{\mu_1 \mu_2} > 1$	$0,64 \pm 0,20$ $W > 2$
ЦДГС <sup>173</sup>	$\nu$ $\nu$ $\nu$ $\nu$ $\nu$	40—200	$\mu^-\mu^+$ $\mu^+\mu^-$ $\mu^-\mu^-$ $\mu^+\mu^+$	257 58 47 9	$\sim 10$  $\sim 60$	$5,3 \cdot 10^4$ $1,5 \cdot 10^4$	$E_{\mu_1, \mu_2} > 4,5$	$\sim 1$ $\sim 1$ $\sim \leq 0,1$

\*) Числа, указанные для эксперимента группы КИТФ в скобках, отвечают событиям, в которых 2 (или 3) мюона входят в магнитную часть спектрометра и определенно идентифицирован их заряд.  
\*\*) За  $\mu_1$  принят мюон «правильного знака» (например,  $\mu^-$  в  $\nu N$ -взаимодействиях), за  $\mu_2$  — «неправильного знака» ( $\mu^+$  в  $\nu N$ -взаимодействиях).

Экспериментальное исследование свойств дилептонных процессов приводит к следующим заключениям.

1. Кинематические особенности, наблюдаемые для двухлептонных событий, такие, как смещение  $x$ -распределения в область меньших значений  $x$ , плоское  $y$ -распределение, различие в энергиях и поперечных импульсах двух мюонов ( $\langle E \rangle_{\mu_1} \gg \langle E \rangle_{\mu_2}$ ,  $\langle p_{\perp} \rangle_{\mu_1} > \langle p_{\perp} \rangle_{\mu_2}$ ), сильная антикорреляция по азимутальному углу разлета двух мюонов, изменение инвариантной массы мюонов с увеличением энергии, свидетельствуют, что процесс (6.6) идет через рождение в адронной вершине и последующий лептонный или полулептонный распад чармованных адронов с массой  $\sim 2 \text{ Гэв}/c^2$ .

2.  $\mu\mu$ -события, наблюдавшиеся в пузырьковых камерах, имеют такие же свойства; дополнительно было найдено, что такие события в значительном числе случаев сопровождаются странными частицами, так что средняя множественность  $K$ -мезонов  $\langle K \rangle = 1,5-2$ , что и ожидается при образовании и распаде чармованных мезонов.

3. Наблюдаемый выход двухмюонных событий, равный при  $E_{\nu, \bar{\nu}} > 40 \text{ Гэв}$  примерно 1—1,5%, одинаков для  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий, и соответствует тому, что сечение рождения чармованных частиц в нейтрин-



Таблица XII

$\mu$ -события

Группа	Пучок	$(E_{\nu}, \bar{\nu}),$ Гэв	Тип событий	$N$ ( $\mu$ e)	Фон (число событий)	$N$ (1 $\mu$ )	Отсечка по энергии электронов, Гэв	Выход событий $Y = \frac{N(\mu e)}{N(1\mu)} \cdot 10^2$
ГГМ <sup>123, 137</sup>	$\nu_{\mu}$	2,5	$\mu^-e^+\nu^0$ $\mu^-e^+$ $\mu^-e^-$ $\nu_{\mu}e^+$	3 17 26 4	$0,09 \pm 0,03$ $6,1 \pm 1,8$ $26,0 \pm 4,0$ $3,7 \pm 1,0$	$4,8 \cdot 10^2$ (для $W > 2 \text{ Гэв}$ )	0,2	$(0,3 \pm 0,13)$ (для $W > 2 \text{ Гэв}$ )
БНЛ <sup>138</sup>	$\nu_{\mu}$	2,5	$\mu^-e^+$	7	$2 \pm 1$	$1,5 \cdot 10^4$	1,5	$\sim 0,3$ (для $W > 2$ )
БЦГВ <sup>139</sup>	$\nu_{\mu}$	30	$\mu^-e^+\nu^0$ $\mu^-e^+$ $\nu_{\mu}e^+\nu^0$	9 4 2 } 15	1	$4 \cdot 10^3$	0,4	$f^{-1} \times 0,63 \times$ $\times (1 \pm 0,33)$ ( $f \sim 0,5$ ) $E_{\nu} > 5 \text{ Гэв},$ $E_e > 0,8 \text{ Гэв}$
КБ <sup>140, 139</sup>	$\nu_{\mu}$	30	$\mu^-e^+\nu^0$ $\mu^-e^+$	9 61	6	$2 \cdot 10^4$	$> 0,4$	$0,5 \pm 0,15$
ФИМС <sup>141</sup>	$\bar{\nu}_{\mu}$	30	$\mu^+e^-\nu^0$ $\mu^+e^-$ $\mu^+e^+$ $\nu_{\mu}e^-$	0 1 (?) 1 (?) 6	$0,02$ $0,2 \pm 0,2$ $0,03$ 4	$1,1 \cdot 10^3$	$> 0,2$	$< 0,3$ $< 0,5$ $< 0,5$

ных взаимодействий составляет примерно 10% от полного сечения с заряженными токами и вероятность их распада по лептонным каналам составляет (20—30)%.

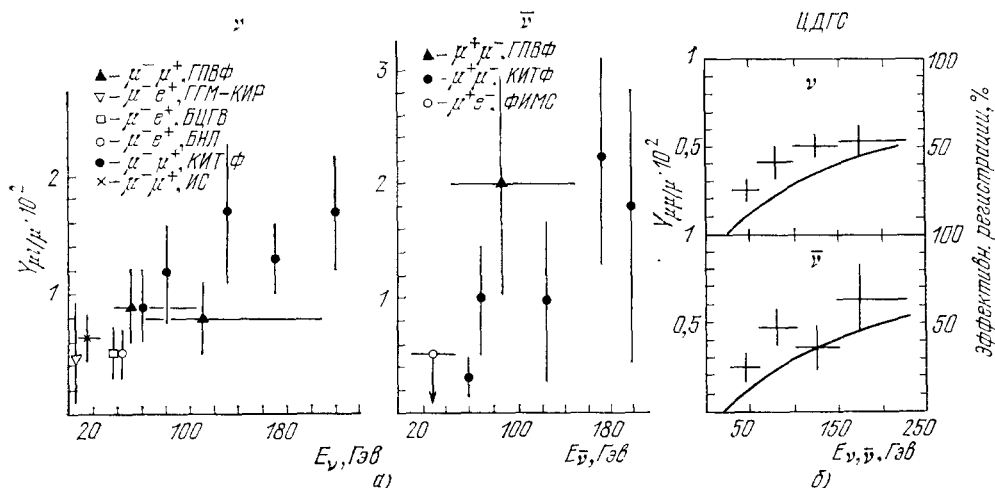


Рис. 39. Относительный выход  $\mu$ - и  $\bar{\mu}$ -событий в зависимости от  $E_{\nu}, \bar{\nu}$ .  
а) Все эксперименты, приведенные в табл. XI и XII, кроме — эксперимента группы ЦДГС; б) эксперимент группы ЦДГС.

4. Другие механизмы, которые могут приводить к образованию лептонных пар (рис. 40), такие, как образование и распад векторных мезонов (а), прямое рождение лептонных пар <sup>143</sup> (б), рождение  $W$ -бозо-

на (е), рождение тяжелого лептона  $^{144}$  (з), исключаются на уровне точности данных экспериментов.

5. Вопрос о наблюдении лептонных пар одинакового заряда ( $\mu^+\mu^-$  в  $\nu N$ ,  $\mu^+\mu^+$  в  $\bar{\nu}N$ -взаимодействиях)  $^{132}$  остается открытым, так как такие

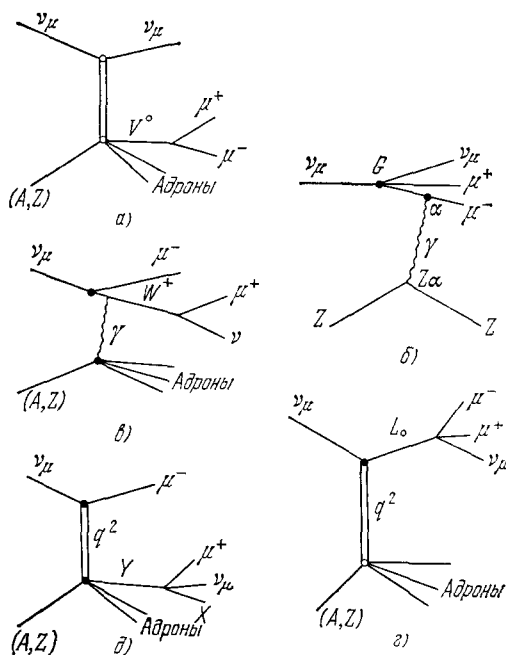


Рис. 40. Возможные диаграммы образования двух лептонов в  $\nu N$ -взаимодействиях.

события в эксперименте группы ЦДГС в ЦЕРНе  $^{178}$  могут быть в основном объяснены фоновыми процессами.

6. Наблюдаемые к настоящему времени трехлептонные события группами КИТФ  $^{135}$  и ГПВФ  $^{157}$  ставят вопрос о возможном образовании тяжелого лептона с последующим каскадным распадом.

В целом, данные всех экспериментов по исследованию двухлептонных событий находятся в соответствии с 4-кварковой схемой ГИМ для полuleптонных слабых взаимодействий  $^{12, 22}$  (рис. 40, в).

Дальнейшие нейтринные эксперименты, по-видимому, смогут установить более конкретно, какие именно чармованные мезоны и барионы рождаются и схемы их распада.

#### г) Другие эксперименты

К обсуждаемому в этой главе вопросу новых явлений в нейтринной физике тесно примыкает ряд других экспериментов, краткий обзор которых дается ниже.

В эксперименте по исследованию нейтрино космического происхождения, выполненного в Южной Индии с помощью счетчиковой методики глубоко под землей  $^{145}$ , наблюдалось пять событий, имеющих вершину в воздухе вблизи установки. Авторы сделали предположение, что эти события являются следствием распада новой частицы, образующейся в нейтринных взаимодействиях, с массой  $\sim 2 \text{ Гэв}/c^2$  и с временем жизни  $\tau \sim 10^{-9} \text{ сек}$ . В работе  $^{146}$  приводится другая возможная интерпретация,

а именно образование в атмосфере тяжелого долгоживущего лептона  $L^0$  ( $m_{L^0} \sim 2 \div 3 \text{ Гэв}/c^2$  и  $\tau > 10^{-5} \text{ сек}$ ).

Гипотеза образования нейтральных долгоживущих лептонов проверялась в нейтринных экспериментах на ускорителях <sup>147, 148</sup>. В эксперименте ЦЕРНа на камере «Гаргамель» опыт ставился в условиях «поглощения» протонного пучка в защите <sup>149</sup>, чем подавлялись нейтрино обычного происхождения от распада  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. Группой ГПВФ опыт производился в обычной нейтринной постановке, но с целью поиска распадов  $L^0$ -лептонов из одной секции детектора устранялся жидкий сцинтиллятор и этот объем заполнялся гелием. Эти два опыта, в которых приведенная интенсивность нейтрино или протонов была значительно (на 2—3 порядка) выше, чем в эксперименте с космическими лучами, дали отрицательный результат. Недавно в нейтринном эксперименте на камере СКАТ <sup>150</sup> среди 1000  $\nu_\mu N$ -взаимодействий, наблюдалось одно событие, которое, в частности, может интерпретироваться как рождение и распад короткоживущего ( $\tau \sim 6 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ ) тяжелого нейтрального лептона с  $M \sim 2 \text{ Гэв}/c^2$ :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\rightarrow L^0 + p + 2\pi^0, \\ &\quad \downarrow \\ &\rightarrow \mu^- + e^+ + \nu_e. \end{aligned}$$

Эта интерпретация основана на том, что  $\mu^- e^+$ -пара отстоит от вершины взаимодействия на 0,5 см.

В заключение этого раздела укажем также на большую перспективность нейтринных экспериментов с применением фотоэмульсий. Действительно, если новые частицы имеют время жизни  $10^{-14}—10^{-12} \text{ сек}^{-1}$  и длины распада 10—1000 мкм, то их прямое обнаружение возможно лишь в фотоэмульсиях. Такого рода эксперименты, в которых используются большие стопки фотоэмульсий (50—150 кг) совместно с внешними электронными детекторами, ставятся на ускорителях Серпухова, ФНАЛ, ЦЕРНа.

Один возможный короткоживущий заряженный объект уже обнаружен в эмульсионном эксперименте ФНАЛ (длина распада 182 мкм,  $\tau \sim 6 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$ , возможные схемы распада  $D(1,87) \rightarrow K^0 K^+ K^- \pi^\pm$ ,  $\Sigma_c(2,48) \rightarrow \Lambda^0 K^+ K^- \pi^\pm$ ). Обнаружение еще нескольких короткоживущих событий такого рода явилось бы окончательным доказательством рождения чармованных частиц.

Наконец, одним из интересных вопросов физики нейтрино является проблема степени сохранения лептонного заряда (отличие  $\nu_\mu$  от  $\nu_e$ , отличие  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ ). Основные сведения об этом, как показывает анализ, получаются из экспериментального уровня запрета распада  $\mu \rightarrow e \gamma$ . Более чувствительная проверка степени сохранения лептонного заряда предложена Понтекорво <sup>152</sup>, которая заключается в поиске нейтринных осцилляций, т. е. переходов в вакууме одного сорта нейтрино в другой. Одной из реалистичных постановок таких опытов являются эксперименты с солнечными нейтрино, но не исключается возможность проведения подобных экспериментов на ускорителях.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного обзора очевиден значительный прогресс, достигнутый в физике нейтринных исследований за последние несколько лет.

Открытие нейтральных токов в полулептонных и чисто лептонных процессах и их качественное исследование является наиболее крупным достижением в физике слабых взаимодействий при высоких энергиях.

Наблюдение двухлептонных событий, сопровождающихся повышенным выходом странных частиц, является довольно веским доказательством

существования частиц с новым квантовым числом — чарм. Исследование глубоконеупругого нейтрино-нуклонного рассеяния находится в общем согласии с кварк-партон-глюонной моделью при высоких энергиях.

Все эти вопросы являются в настоящее время предметом дальнейших интенсивных исследований в различных областях энергии, с новым поколением нейтринных электронных детекторов и с расширением фронта работ на больших пузырьковых камерах. Нейтринные эксперименты получили развитие в связи с недавним пуском нового ускорителя на энергию 400 Гэв в ЦЕРНе.

Бурное развитие экспериментальных и теоретических исследований нейтринных процессов позволяет надеяться, что эта интересная область физики элементарных частиц уже в ближайшее время существенно углубит наше понимание слабых взаимодействий и структуры адронов.

Институт физики высоких энергий,  
Серпухов (Московская обл.)

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА \*)

1. G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962); 10, 260 (1963).
2. J. K. Bienlein et al., Phys. Lett. 13, 80 (1964).
3. D. C. Candy et al., ibid. B31, 478 (1970).
4. R. P. Feynmann, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958).  
R. Marshak, E. Sudershan, ibid., p. 1860.  
Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963.
- Ц. Ли, Ц. Ву, Слабые взаимодействия, М., «Мир», 1968.
5. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962).  
N. Cabibbo, Phys. Lett. 10, 513 (1963).
6. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).  
A. Salam, in: Elementary Particle Theory, Proc. of 8th Nobel Symposium, Stockholm, 1968, p. 367.
7. C. N. Yang, R. Mills, Phys. Rev. 96, 191 (1954).  
S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. 46, 255 (1974).
8. P. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964).
9. B. A. Arbuzov, Tbilisi, v. II, B194.
10. J. Ellis et al., Preprint CERN, 1976.
11. А. Салам, Дополнение в книге К. Нишиджимы «Фундаментальные частицы», М., «Мир», 1965, с. 429.
12. S. L. Clashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1970).
13. M. K. Gaillard, B. M. Lee, J. L. Rosner, Rev. Mod. Phys. 47, 277 (1975).  
G. A. Altarelli et al., Phys. Lett. B48, 435 (1974).
14. J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1976).
15. J. J. Aubert et al., ibid., p. 1404.
16. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, УФН 117, 227 (1975).
17. G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37, 255 (1976).  
I. Peruzzi et al., ibid., p. 569.
18. M. L. Perl, Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975); Phys. Lett. B63, 466 (1976).
19. Н. Нагари, ibid. B57, 265 (1975).  
R. M. Barnett, Phys. Rev. D14, 70 (1976).  
V. Barger et al., ibid., p. 1276.
- З. Бабаев, В. Замиралов, ЯФ 26, 391 (1977).
- И. Баринов, Г. Волков, Препринт ИФВЭ 76-98, Серпухов, 1976.

\*) Используются следующие сокращения: Frascati — International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, Italy, 1973; London — Proc. of the 17th International Conference on High Energy Physics, London, 1974; Paris — La Physique du Neutrino a haute Energie, Ecole Polytechnique, Paris, 1975; Stanford — Proc. of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford, 1975; Aachen — Proc. of the International Conference «Neutrino-76», Aachen, 1976; Tbilisi — Proc. of the 18th International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976; «Нейтрино-77» — Международная конференция, СССР, Сев. Кавказ, июнь 1977 г.

20. A. Slavnov, Tbilisi, v. II, T12.
21. J. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D8, 1240 (1973).  
A. Salam, Tbilisi, v. II, N 91.
22. S. Gershtein, *ibid.*, v. II, B125.
23. Р. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М., «Мир», 1975.  
J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969).  
V. I. Zakharov, Tbilisi, v. II, B69.
24. Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Р-2141, Дубна, 1965.  
Л. Б. Окунь, Адроны и кварки, М., МИФИ, 1974.
25. L. Maiani, in: Ecole d'ete de physique des part., GIF-SUR-YVETTE, 1975, p. 60.  
G. Altarelli, Tbilisi, v. II, B66.
26. L. G. Human, Paris, p. 183.
27. P. Musset, CERN Rept. TC-L/Int. 74-9 (1974).
28. N. P. Samios, Stanford, p. 527.
29. Е. В. Еременко et al., Paris, p. 331.  
Д. Г. Баратов и др., ЖТФ 47, 991 (1977).
30. F. A. Nezrick, NAL Rept. 8, 1974, p. 1.
31. Д. Г. Баратов и др., Препринт ИФВЭ 76-87, Серпухов, 1976.
32. A. Benvenuti et al., Paris, p. 397.
33. B. C. Barish, CALT 68-535 (6th Hawaii Topical Conference in Particle Physics, August 1975).
34. Experiments at CERN in 1976, Geneva, 1 Sept. 1976.
35. Н. И. Божко и др., Препринт ИФВЭ 76-89, Серпухов, 1976.
36. D. Bloess et al., Nucl. Instr. and Meth. 91, 605 (1971).
37. А. П. Бугорский и др., Препринт ИФВЭ 72-72, Серпухов, 1972.
38. R. Imlay et al., in: Proc. of the 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974.  
A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 37, 189 (1976).
39. T. D. Lee, C. N. Yang, *ibid.* 4, 307 (1960).  
Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. 23, 1117 (1960).  
N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo Cimento 15, 304 (1960).  
T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 126, 2239 (1962).  
J. J. Sakurai, UCLA/73/TEP/79, 1973.
40. H. Faissner, E. Frenzel, T. Hansl et al., Aachen, p. 223.
41. H. Faissner, Balaton, v. 1, p. 116.  
M. Baldo-Ceolin, *ibid.*, p. 166.
42. a) L. Sulak, in: Proc. of Calorimeter Workshop, FNAL, Batavia, 1975, p. 155.  
б) H. H. Williams, in: Proc. of Intern. Conference on Production of Particles. Madison, University of Wisconsin, 1976, p. 45.
43. W. Lee, Aachen, p. 319.
44. А. Е. Асратян et al., Preprint ИФВЭ 75-105, Серпухов, 1975.
45. A. Benvenuti et al., Nucl. Instr. and Meth. 125, 447, 457 (1975).
46. B. C. Barish, Preprint CALT 68-535, 1975.
47. J. Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. 106, 189 (1973).
48. H. Faissner, in Proc. Dubna 1964, v. II, p. 352.  
B. C. Barish et al., цит. в <sup>426</sup> сборник, p. 229.
49. F. R. Huson, Paris, p. 357.
50. Е. П. Кузнецов, Препринт ОИЯИ 10-4269, Дубна, 1968.
51. U. P. Reinhard, Frascati, p. 3.
52. P. Prugne, *ibid.*, p. 13.  
R. Greogoire, *ibid.* p. 85.
53. A. Tomasaitis, K. Teager, *ibid.*, p. 92.
54. W. Fowler, in: Proc. of Intern. Conference on BC Technology, ANL, 1970, p. 774.
55. H. Burmeister, D. Cundy, CERN TC-L. Int. Rep. 72-1 (1975).  
G. Myatt, CERN/ECFA/72-4, v. II, 1972, p. 117.  
F. Nezrick et al., Phys. Rev. 14D, 5 (1976).
56. R. J. Cence et al., Preprint LBL-4816, UH-511-217 (1976).
57. П. Ф. Ермолов, в кн. Труды Международной школы физиков, Баку, 1976, с. 22.
58. F. J. Hasert et al., Phys. Lett. B46, 138 (1973); Nucl. Phys. B73, 1 (1974).
59. J. D. Bjorken, E. A. Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969); D1, 3151 (1970).
60. C. G. Callan, D. G. Gross, Phys. Rev. Lett. 22, 156 (1969).
61. T. Eichten et al., Phys. Lett. B46, 274, 281 (1973).
62. D. Perkins, Stanford, p. 571.

63. S. J. Barish et al., *ibid.*, p. 511.
64. B. C. Barish et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1316 (1975); Preprint CALT 68-535 (1975).
65. A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 125 (1974).  
D. Cline, in: *Proc. of Intern. Conference on High Energy Physics, Palermo*, p. 335.
66. A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 189 (1976).
67. A. Benvenuti et al., *ibid.*, p. 1095.
68. S. J. Barish et al., Preprint ANL-HEP-CP-75-38 (1975).
69. E. J. Cazzoli, *Paris*, p. 317.
70. M. Haguenaucr, *ibid.*, p. 327.
71. G. Myatt, D. N. Perkins, *Phys. Lett.* **B34**, 542 (1971).
72. B. Roe, Rept. on APS DPF Coll, BNL (1976); Tbilisi, v. II, B112.
73. R. Musset, *ibid.*, B87.  
J. Blietschau et al., *Nucl. Phys.* **B118**, 218 (1977).
74. B. C. Barish et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 538 (1975); Tbilisi, v. II, B109.
75. A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 800 (1974); **37**, 1039 (1976).
76. L. M. Sehgal, *Nucl. Phys.* **B65**, 141 (1973).  
C. N. Albright, *ibid.* **B70**, 486 (1974).
77. A. De Rujula, Tbilisi, v. II, N 111.
78. G. Feinberg, in: *Lectures on Astrophysics and Weak Interactions*, v. 12, Waltham, Brandies University, 1963, p. 277.
79. S. J. Barish et al., Rep. ANL-HEP-CP-75-40 (1975).
80. M. Rollier, *Paris*, p. 349.
81. A. Del Guerra et al., Daresbury Preprint DL P256 (1976).
82. S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D5**, 1412 (1972).
83. B. M. Мехреп, *УФН* **119**, 593 (1976).
84. W. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 186 (1976).
85. D. Cline et al., *ibid.*, p. 252.
86. D. Cline et al., *ibid.*, p. 648.
87. F. J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **B46**, 121 (1973); *Nucl. Phys.* **114**, 189 (1976).
88. L. M. Sehgal, *ibid.* **B70**, 61 (1974); *Phys. Lett.* **B48**, 60 (1974).
89. H. Faissner, Tbilisi, v. II, B114; Aachen, p. 223.
90. F. Reines, H. S. Gurr, H. W. Sobel, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 315 (1976).
91. S. L. Adler, *Ann. Phys. (N.Y.)* **50**, 189 (1968).  
P. A. Schreiner, F. Hoppel, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 339 (1973); *Nucl. Phys.* **B58**, 333 (1973).
92. H. A. Albright et al., *Phys. Rev.* **D7**, 2220 (1973).  
S. L. Adler, *ibid.* **D9**, 229 (1974).  
S. L. Adler et al., *ibid.*, p. 2125.
93. J. Campbell et al., *Phys. Rev. Lett.* **30**, 335 (1973).  
A. F. Garfinkel et al., *Paris*, p. 311.  
S. J. Barish et al., *Phys. Rev. Lett.* **36**, 179 (1976).
94. S. J. Barish et al., *ibid.* **33**, 448 (1974).  
L. Hyman, *Paris*, p. 183.  
S. J. Barish, Aachen, p. 374.
95. E. G. Cazzoli, *Paris*, p. 239.
96. F. J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **B59**, 485 (1975).  
P. Musset, CERN/EP/Phys. 76-10 (1976).
97. Aachen-Padova Collab. Tbilisi, 1180/B3-50.  
H. Faissner et al., *Phys. Lett.* **B68**, 377 (1977).
98. W. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* **38**, 202 (1977).
99. J. Sakurai, *Phys. Rev.* **D9**, 250 (1974).
100. H. Deden et al., *Nucl. Phys.* **B85**, 269 (1975).
101. A. Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1087 (1973).  
G. Miller et al., *Phys. Rev.* **D5**, 528 (1972).
102. E. Bloom, F. Gilman, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1140 (1970).
103. R. McElhane, S. F. Tuan, *Phys. Rev.* **D8**, 2267 (1973).
104. J. T. Dakin, G. J. Feldman, *ibid.*, p. 2862.
105. G. Altarelli et al., *Nucl. Phys.*, **B69**, 531 (1974).
106. P. Landshoff, J. Polkinghorne, *Phys. Lett.* **B34**, 66 (1971).
107. D. J. Gross, C. H. Llewellyn-Smith, *Nucl. Phys.* **B14**, 337 (1969).
108. S. L. Adler, *Phys. Rev.* **143**, 1144 (1966).
109. A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 984 (1974); **34**, 575 (1975).
110. A. Benvenuti et al., *ibid.* **36**, 1478 (1976).
111. B. Barish et al., Tbilisi, v. II, B44.

112. J. P. Berge et al., Phys. Rev. Lett. 36, 639 (1976).
113. M. Derrick et al., *ibid.*, p. 936; AMP-Collab, Tbilisi, 618/B3-25.
114. J. P. Berge et al., Phys. Rev. Lett. 39, 382 (1977).
115. R. Kögler, D. Schildknecht, CERN TH. 2247 (1976).
116. R. E. Taylor, Stanford, p. 679.  
W. B. Atwood, SLAC Report 185 (1975).
117. V. Sciulli, CALT 68-520 (1975).
118. J. W. Chapman et al., Phys. Rev. Lett. 36, 124 (1976).
119. D. Candy, London, p. IV 131.
120. B. W. Lee, Preprint FERMILAB-Conf.-75/78-THY (1975).
121. Б. А. Арбузов и др., ЯФ 21, 1322 (1975).
122. H. Deden et al., Phys. Lett. 58B, 361 (1975).
123. H. Deden et al., Preprint CERN/EP/PHYS 77-2 (1977).
124. S. J. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1446 (1974).
125. R. B. Palmer et al., Aachen, p. 405.
126. J. P. Berge et al., Phys. Rev. Lett. 36, 127 (1976).  
C. T. Coffin, et al., Tbilisi, 315/B3-31.
127. FIMS-Collab, Tbilisi, 1158/B3-48.
128. E. G. Cazzoli et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1125 (1975).
129. B. W. Lee, Preprint FNAL 75/38-THY (1975).
130. B. Knapp et al., Phys. Rev. Lett. 37, 882 (1976).
131. B. Aubert et al., London, p. 201.
132. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 34, 419, 597; 35, 1199, 1203 (1975).
133. D. Cline, Invited Talk given at APS Meeting at BNL, October 1976.
134. B. C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 36, 939 (1976).
135. B. C. Barish et al., Preprint CALT 68-567 (1976); Phys. Rev. Lett. 38, 577; 39, 981 (1977).
136. А. С. Вовенко, Tbilisi, v. II, B92.
137. S. Blietschau et al., Phys. Lett. B60, 207 (1976).  
H. Deden et al., *ibid.* B67, 474 (1977).
138. W. Lee et al., Aachen, p. 319.
139. J. von Krogh et al., Phys. Rev. Lett. 36, 710 (1976);  
M. L. Stevenson, Tbilisi, v. II, B88.  
P. Bosetti et al., *ibid.* 38, 1248 (1977).
140. C. Baltay et al., *ibid.* 39, 62.
141. J. P. Berge et al., Phys. Rev. Lett. 38, 266 (1977).
142. L. Sehgal, P. Zerwas, *ibid.* 36, 399 (1976).
143. G. von Gehlen, Nuovo Cimento 30, 859 (1963).
144. A. Pais, S. B. Treiman, Phys. Rev. D9, 1459 (1974).
145. M. R. Krishnaswamy et al., Phys. Lett. B57, 105 (1975).
146. A. de Rújula, S. Georgi, S. Glashow, Phys. Rev. Lett. 35, 628 (1975).
147. H. Faissner et al., Phys. Lett. B60, 401 (1976).
148. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1486 (1975).
149. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 69, 452 (1975).
150. Д. С. Баранов и др., ЯФ 26, 110 (1977); Phys. Lett. B70, 269 (1977).
151. E. H. Burhop et al., Preprint ULB-VNB, 11HE-76 (1976).
152. Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ 33, 549 (1957);  
S. M. Bilenky, B. Pontecorvo, Tbilisi, v. II, B122.
153. D. C. Cundy, Aachen-Bonn-CERN-London-Oxford-Saclay (BEBC-collaboration) (WA 19/22), «Нейтрино-77».  
P. C. Bosetti et al., Phys. Lett. B70, 273 (1977).
154. A. Bodek, CALTECH-NAL-collaboration, «Нейтрино-77».  
B. C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 39, 741 (1977).
155. M. Holder et al., CERN preprint, June 1977 (послано в Nucl. Instr. and Meth.).
156. R. Turlay, CDHS-collaboration (WAL), «Нейтрино-77».  
M. Holder et al., Phys. Rev. Lett. 39, 433 (1977).
157. A. Benvenuti et al., *ibid.* 38, 1110, 1183.
158. H. Mulken (GGM-collaboration), «Нейтрино-77».
159. D. H. Perkins et al., Phys. Lett. B67, 347 (1977).
160. H. Faissner, в кн. «Нейтрино-77».
161. R. D. Field, R. P. Feynman, Preprint CALT-68-567 (1976).
162. В. Д. Хованский (ИС-объединение), «Нейтрино-77».
163. D. J. Fox et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1504 (1974).
164. E. M. Riordan et al., SLAC-PUB-1634 (1975).
165. H. L. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 37, 4 (1976).
166. H. L. Anderson, Tbilisi, v. II, B53.
167. S. J. Barish et al., ANL-HEP-PR-76-66 (1976).

- 168. R. Barbieri et al., Phys. Lett. B64, 171 (1976).
- 169. M. K. Gaillard, Preprint CERN, TH. 2318 (1977).
- 170. G. R. Farrar et al., Phys. Rev. 35, 1476 (1975); Preprint FNAL 77/45 (1977).
- 171. J. T. Dakin et al., Phys. Rev. D10, 1401 (1974).
- 172. S. J. Barish et al., ibid. D15, 1 (1977).
- 173. M. Holder et al., Phys. Lett. B69, 377 (1977); Preprint CERN, July (1977); (послаано в Phys. Lett.)
- 174. А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович, УФН 112, 685 (1974).
- 175. Е. П. Шабалин, в кн. Лекции ИТЭФ, М., ИТЭФ-21 (1973).
- 176. Я. И. Азимов и др., УФН 124, 459 (1978) (см. данный номер журнала).
- 177. А. И. Вайнштейн и др., УФН 123, 217 (1977).