

УДК 539.123+539.12.01

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА КАМЕРЕ СКАТ

*В.В.Аммосов, А.А.Иванов, П.В.Иванов, В.М.Кораблев,  
В.А.Коротков, В.В.Макеев, А.Г.Мягков, А.Ю.Поляруш,  
А.А.Соколов*

Институт физики высоких энергий, Протвино

*Е.П.Кузнецов*

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

В работе представлены результаты исследований взаимодействий нейтрино и антинейтрино при энергии до 30 ГэВ на пузырьковой камере СКАТ с фреоновым заполнением, экспонированной на нейтринном канале ускорителя У-70 ИФВЭ (Протвино).

The data are presented on the interactions of nucleons obtained at energies up to 30 GeV in the neutrino (antineutrino) wide bend beam. The experiment was performed using the bubble chamber SCAT at the 70 GeV IHEP (Protvino) accelerator.

### ВВЕДЕНИЕ

Проект пропан-фреоновой камеры СКАТ был разработан в Институте физики высоких энергий (Протвино) совместно с Научно-исследовательским институтом электрофизической аппаратуры им.Д.В.Ефремова (С.-Петербург) в 1964—1968 гг. [1—3].

В 1975—1989 гг. камера СКАТ экспонировалась на нейтринном канале ИФВЭ [4] в широкополосных пучках нейтрино ( $\nu$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}$ ) [5], имеющих спектр энергии до 30—40 ГэВ с максимумом в области 5—7 ГэВ. Для методических целей камера была облучена пучком  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $(5,50 \pm 0,04)$  ГэВ/с. В 1989 г. был проведен эксперимент по поиску прямого образования нейтрино в рА-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ («beam dump»-эксперимент).

Всего на камере СКАТ было отснято около 1,5 млн. фотографий, на которых зафиксировано около 25000 нейтринных и около 5000 антинейтринных взаимодействий.

Основные физические результаты, полученные при изучении взаимодействий нейтрино и антинейтрино на камере СКАТ при заполнении ее бромистым фреоном, можно сгруппировать следующим образом.

Получены данные о полных сечениях взаимодействия нейтрино и антинейтрино и отношения сечений реакций  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , идущих через нейтральный и заряженный токи. Эти данные позволяют провести проверку стандартной модели электрослабых взаимодействий.

Изучены общие характеристики инклюзивных процессов и получена новая информация о структурных функциях нуклона в неисследованной области энергий.

Получены новые экспериментальные данные по инклюзивному образованию в нейтринных реакциях адронов и адронных резонансов.

Получены новые уникальные данные об образовании  $\gamma$ -квантов и  $\pi^0$ -мезонов.

Изучено образование странных и очарованных частиц; получены данные по образованию в  $\nu_\mu N$ -взаимодействиях дилептонов противоположного знака ( $\mu^- e^+$ -пар) (позволившие определить относительный выход очарованных барионов и мезонов) и данные по образованию дилептонных пар одного знака ( $\mu^- e^-$ -пар).

Получены новые данные по квазиупругому взаимодействию  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  с нуклонами и по эксклюзивному образованию барионных резонансов.

При изучении когерентного образования  $\pi$ -мезонов впервые в одном эксперименте выделены все три компонента изоспинового триплета аксиальной части слабого заряженного и нейтрального токов.

Получено подтверждение гипотезы о длине формирования адронов из анализа их образования во взаимодействиях нейтрино с ядрами бромистого фреона.

Осуществлена проверка  $\nu_\mu - \nu_e$ -универсальности в области энергий ускорителя У-70 ИФВЭ.

Достигнут уровень ограничения на параметры осцилляций нейтрино, превосходящий уровень ограничений, полученных в сопоставимых экспериментах.

Получены данные об образовании кумулятивных протонов в  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) / A$ -взаимодействиях.

На основе анализа эффекта интерференционной корреляции тождественных частиц при малых относительных импульсах получена оценка радиуса генерации пионов.

В эксперименте с полным поглощением протонного пучка получены новые данные по прямому образованию нейтрино, согласующиеся с предсказаниями КХД.

Приступая к подробному изложению результатов физической программы исследований, авторы считают своим долгом отметить следующее.

При создании проекта камеры и в процессе ее изготовления была проделана большая работа по выбору конструкций и материалов, по решению различных технологических вопросов и разработке некоторых узлов.

Большую помощь в запуске камеры оказали сотрудники экспериментальных мастерских и конструкторского бюро ИФВЭ.

Пользуясь случаем, авторы выражают глубокую признательность всем коллективам, принимавшим участие в проектировании, изготовлении и монтаже камеры, оперативному персоналу ускорителя ИФВЭ, нейтринного канала и камеры СКАТ, а также персоналу отдела обработки за большую помощь в проведении эксперимента.

Авторы глубоко признательны и благодарны академику А.А.Логонову за постановку проблемы, постоянное внимание и поддержку на всех стадиях осуществления программы. Авторы признательны членам-корреспондентам РАН Ю.Д.Прокошкину и С.С.Герштейну, профессорам С.П.Денисову, Р.М.Суляеву, Л.Д.Соловьеву, Н.Е.Тюрину и В.А.Ярбе за многочисленные обсуждения и поддержку эксперимента.

Авторы признательны сотрудникам ИФВЭ (Цойтен, ФРГ), которые принимали участие в обработке значительной части экспериментальных данных и внесли большой вклад в их последующий физический анализ.

## 1. КАМЕРА СКАТ. ОБРАБОТКА. МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

Выбор объема и конструкции камеры был обусловлен в основном соображениями, связанными с физикой исследований в нейтринных пучках протонного ускорителя ИФВЭ на энергию 70 ГэВ. Естественно, при разработке проекта учитывались такие вопросы, как выбор схемы фотографирования, необходимые точности измерений, требования к параметрам магнитного поля, возможность изготовления тех или иных элементов и систем камеры и магнита в промышленности и т.п. Схема компоновки основных узлов камеры представлена на рис. 1.

Камера заполнялась бромистым фреоном плотностью  $1,47 \text{ г/см}^3$ , радиационной длиной 11 см, средней длиной до взаимодействия 60 см. В рабочем объеме камеры обеспечивалось однородное магнитное поле напряженностью 20 кГс [6]. Оптика камеры — классическая. Фотографирование осуществляется четырьмя фотокамерами через 2,5-м слой воды и «плавающее» (свободно подвешенное) стекло. Описание фоторегист-

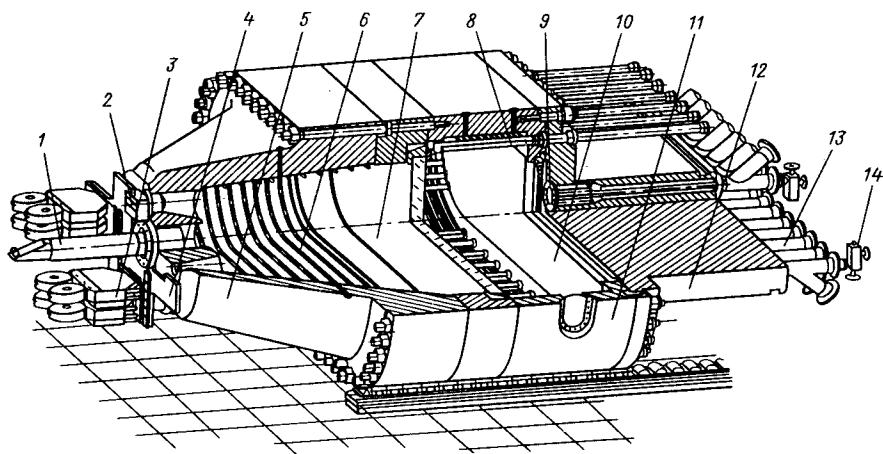


Рис.1. Общий вид корпуса камеры СКАТ: 1 — система визуального наблюдения; 2 — фотограмметрическая камера; 3 — лентопротяжный механизм; 4 — базовая плита для размещения ЛПМ; 5 — охранный объем; 6 — секции системы термостатирования; 7 — стекло; 8 — светильник; 9 — основной клапан; 10 — подвижной щит и мембрана системы изменения давления; 11 — корпус рабочего объема; 12 — блок клапанов; 13 — магистраль системы изменения давления; 14 — управляющий клапан

рирующей системы и исследование ее оптической модели приведено в [7,8]. Полный фотографируемый объем камеры составляет  $\sim 7 \text{ м}^3$  ( $4,5 \times 1,6 \times 0,95 \text{ м}$ ). Требование хорошей точности восстановления энергии нейтрино по продуктам реакции, а также уверенной идентификации мюона привело к выбору эффективного объема  $1,73 \text{ м}^3$ \*

Поиск событий, вызванных взаимодействием нейтрино в видимом объеме камеры, производился в двух независимых просмотрах [9]. Эффективность нахождения событий при двойном просмотре составила 99%. Характерными особенностями  $\nu(\bar{\nu})$ -взаимодействий в нашем эксперименте были слабая загрузка кадров (одно взаимодействие, включая фоновые, в  $1 \text{ м}^3$  рабочего вещества примерно на 34 кадра в  $\nu$ -сеансах и одно взаимодействие в  $1 \text{ м}^3$  на 155 кадров в  $\bar{\nu}$ -сеансах)\*\* и небольшая

\*Для вторичных взаимодействий нейтронов и распадов  $V^0$ -частиц эффективный объем был выбран равным  $2,5 \text{ м}^3$ , в пределах которого заряженные частицы этих объектов удовлетворительно реконструируются.

\*\*Среднее количество протонов, сбрасываемых на мишень нейтринного канала (в основной части экспозиции), составляло  $(2-3) \cdot 10^{12}$  протонов за импульс ускорителя.

множественность заряженных частиц в первичном взаимодействии ( $\langle N_{\bar{\nu}_A} \rangle \sim 4$ ,  $\langle N_{\nu_A} \rangle \sim 3$ ).

Для реконструкции событий был использован тяжеложидкостный вариант геометрической программы H-GEOM, приспособленный к условиям данного эксперимента. Исходной информацией для этой программы были константы, определявшие оптику пузырьковой камеры, и измерения, упакованные в стандартную HYDRA-структуру. Выходная структура H-GEOM содержала пространственные координаты вершин взаимодействий, кинематические параметры заряженных частиц и соответствующие матрицы ошибок. При реальном среднем размере пузырька в камере 800 мкм (40 мкм на пленке) среднее поперечное разрешение при восстановлении точки в пространстве камеры составляло 400 мкм и продольное (вдоль фотоосей объективов) — 1600 мкм.

Среднее значение относительной погрешности импульса  $\langle \Delta p/p \rangle$  мюонов (адронов) составило 8 (16) %, средняя погрешность глубинного угла  $\lambda$  9 (22) мрад, азимутального угла  $\langle \varnothing \rangle$  7 (16) мрад.

В качестве мюона, образовавшегося в  $\bar{\nu} N$ -взаимодействии, рассматривалась частица соответствующего знака, покидающая видимый объем камеры без взаимодействия. При наличии более чем одной такой частицы в конечном состоянии в качестве мюона выбиралась частица с максимальным поперечным импульсом по отношению к направлению падающего нейтрино.

Эффективность выделения мюона ( $\epsilon_\mu$ ), определяемая как отношение числа истинных мюонов к числу отобранных кандидатов на мюон, была определена экспериментально и составила для  $E_\nu \geq 3$  ГэВ и  $p_\mu \geq 0,5$  ГэВ/с в среднем  $\epsilon_\mu = 0,94 \pm 0,95$ .

К характерным признакам, по которым выделялись электроны (и позитроны), относятся: тормозное излучение, резкое изменение кривизны траектории, образование высокоэнергичных  $\delta$ -электронов, наличие трайденсов,  $e^+$ -аннигиляций, значительные флуктуации направления движения в конце траектории.

Энергия нейтрино, вызвавшего взаимодействие в камере, определялась по измерениям импульсов зарегистрированных заряженных и нейтральных частиц, с поправкой на энергию незарегистрированной нейтральной компоненты:

$$E_\nu = E_\nu^{\text{вид}} + \Delta\nu = E_\mu + \nu_{\text{вид}} + \Delta\nu.$$

Здесь  $E_\mu$  — энергия мюона;  $\nu_{\text{вид}}$  — суммарная энергия зарегистрированных адронов;  $\Delta\nu$  — поправка на энергию незарегистрированных частиц.

Для определения  $\Delta\nu$  и функции энергетического разрешения установки было проведено калибровочное облучение камеры СКАТ пучком  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $p_\pi = 5,5$  ГэВ/с. Среднее значение поправки составило около 10% энергии зарегистрированных адронов.

Относительная погрешность определения адронной энергии в нейтринных взаимодействиях составила  $\langle \Delta\nu \rangle / \nu \cong 30\%$ . Погрешность определения энергии нейтрино составила 16 и 12% для  $\nu A$ - и  $\bar{\nu} A$ -взаимодействий.

## 2. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Кинематика и феноменология инклюзивных реакций. Кинематика процесса взаимодействия нейтрино с нуклонами заряженного тока



полностью определена тремя переменными:  $E_\nu$  — энергия нейтрино,  $\nu = P_N(p_\nu - p_\mu)/M$  — передача энергии адронам и  $Q^2 = (p_\nu - p_\mu)^2$  — отрицательный квадрат переданного 4-импульса. Здесь  $M$  — масса нуклона. Обозначения импульсов частиц, участвующих в реакции, иллюстрирует рис.2. Дополнительно определяются безразмерные переменные Бьеркена  $x = Q^2/(2M\nu)$  и  $y = \nu/E_\nu$ . Область изменения переменных  $x$  и  $y$  заключена в пределах:  $0 < x < 1$ ;  $0 < y < (1 + Mx/2E_\nu)^{-1}$ .

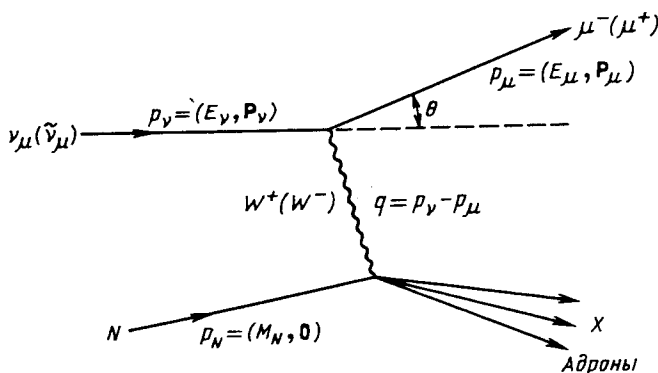


Рис.2. Диаграмма, описывающая процесс инклюзивного  $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеяния

Дифференциальные сечения процессов (1) можно записать в виде [10]:

$$\frac{d\sigma^{v\bar{v}}}{dx dy} = \frac{G^2 M E_\nu}{\pi} \left[ \frac{y^2}{2} 2x F_1^{v(\bar{v})}(x, Q^2) + \right. \\ \left. + \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu} \right) F_2^{v(\bar{v})}(x, Q^2 \pm y \left( y - \frac{y}{2} \right) x F_3^{v,\bar{v}}(x, Q^2) \right], \quad (2)$$

где  $F_i^{v,\bar{v}}$  — структурные функции нуклона;  $G$  — константа Ферми.

Изотопическая инвариантность сильных взаимодействий позволяет связать функции  $F_i$  для рассеяния нейтрино и антинейтрино на протонах и нейтронах. Тогда, пренебрегая вкладом, который вносят процессы с изменением странности и очарования, для случая рассеяния на изоскалярной мишени должны выполняться соотношения

$$F_i^{vN} = F_i^{\bar{v}N}. \quad (3)$$

Бьеркен предположил, что при  $Q^2 \rightarrow \infty$ ,  $\nu \rightarrow \infty$  и фиксированном  $x$  функции  $F_i$  зависят только от безразмерной переменной  $x$ :

$$F_i(x, Q^2) = F_i(x). \quad (4)$$

Скейлинговое поведение структурных функций предсказывает, что полные сечения взаимодействия  $\sigma_{\text{tot}}^{(\bar{v})N}$ , а также средний квадрат переданного 4-импульса  $\langle Q^2 \rangle$  должны линейно зависеть от энергии нейтрино.

Скейлинговое поведение естественным образом возникает в кварк-партонной модели (КПМ), в которой структурные функции записываются исходя из распределений кварков в нуклоне. В рамках 4-кварковой модели ( $u, d, s, c$ ) для случая рассеяния на изоскалярной мишени

$$F_2^{vN}(x) = F_2^{\bar{v}N}(x) = q(x) + \bar{q}(x), \quad (5) \\ xF_3^{vN, \bar{v}N}(x) = q(x) - \bar{q}(x) \pm 2x[s(x) - c(x)],$$

где

$$q(x) = x[u(x) + d(x) + s(x) + c(x)], \\ \bar{q}(x) = x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x)].$$

Кроме того, поскольку кварки имеют спин  $1/2$ , должно выполняться соотношение Каллана — Гросса:

$$2xF_1(x) = F_2(x). \tag{6}$$

Далее будем пренебрегать вкладом  $s$ - и  $c$ -кварков, что вполне приемлемо для нашего эксперимента.

Что касается  $x$ -зависимости кварковых распределений, то обычно предполагают, что в области малых  $x$  можно воспользоваться предсказаниями реджевской феноменологии, а в области  $x \rightarrow 1$  — правилами кваркового счета.

Соотношения (5), (6) позволяют записать выражения для дифференциальных сечений (2) в очень простом виде (пренебрегая вкладом члена  $Mxy/2E_\nu$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{yN}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_\nu}{\pi} [q(x) + \bar{q}(x)(1-y)^2], \\ \frac{d\sigma^{\tilde{y}N}}{dxdy} &= \frac{G^2ME_{\tilde{\nu}}}{\pi} [\bar{q}(x) + q(x)(1-y)^2]. \end{aligned} \tag{7}$$

Дифференциальные сечения  $d\sigma/dy$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{yN}}{dy} &= \frac{G^2ME_\nu}{\pi} \int F_2(x)dx [1 - \alpha^y + \alpha^{\tilde{y}}(1-y)^2], \\ \frac{d\sigma^{\tilde{y}N}}{dy} &= \frac{G^2ME_{\tilde{\nu}}}{\pi} \int F_2(x)dx [(1 - \alpha^{\tilde{y}})(1-y)^2 + \alpha^{\tilde{y}}], \end{aligned} \tag{8}$$

где  $\alpha^{y(\tilde{y})} = \int \bar{q}(x)dx / \int [q(x) + \bar{q}(x)]dx$  — относительный вклад антикварков в сечение.

Развитием кварк-партонной модели явилась квантовая хромодинамика (КХД) [11] — неабелева калибровочная теория сильных взаимодействий, в которой предполагается, что адроны составлены из кварков, обладающих тремя цветовыми степенями свободы. Взаимодействие осуществляется через векторные частицы — глюоны и обладает локальной калибровочной инвариантностью относительно преобразований группы  $SU(3)_c$ . Константа кварк-глюонной связи  $\alpha_s$  зависит от переданного импульса  $Q^2$  и в главном логарифмическом приближении (ГЛП):

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{33 - 2N_f} \frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2}. \tag{9}$$

Здесь  $N_f$  — число различных сортов кварков;  $\Lambda$  — свободный параметр теории. При  $Q^2 \rightarrow \infty$  константа связи  $\alpha_s \rightarrow 0$ , т.е. КХД — асимптотически свободная теория, что и приводит к приближенной справедливости КПМ.



В области, где можно использовать теорию возмущений  $\alpha_s(Q^2) \ll 1$ , КХД дает вполне определенные предсказания о форме нарушения скейлинга посредством эволюционных уравнений Липатова — Альтарелли — Паризи (ЛАП) [12]. Для функции распределения валентных кварков, т.е. функции  $x F_3(x, Q^2)$ , ЛАП-уравнение в ГЛП имеет вид

$$\frac{dx F_3(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{q \rightarrow q'}\left(\frac{x}{y}\right) y F_3(y, Q^2). \quad (10)$$

Здесь  $P_{q \rightarrow q'}(z)$  — функция расщепления, описывающая процесс испускания глюона  $q \rightarrow q' + g$ .

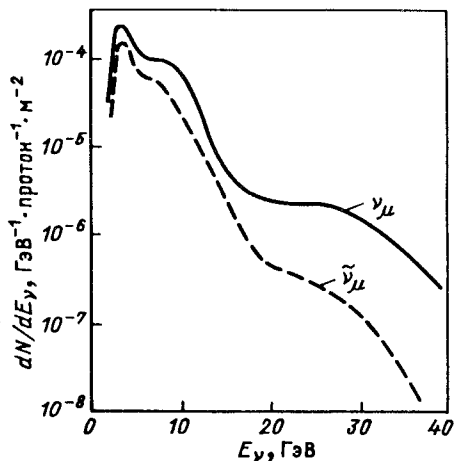
**Общие характеристики инклюзивных процессов.** Рассмотрим сопоставимость предсказаний КПМ для процессов (1) с экспериментальными данными, полученными на камере СКАТ.

*Полные сечения  $\sigma_{\text{tot}} \nu(\bar{\nu}) N$*  [13,14]. Энергетические спектры потоков нейтрино и антинейтрино, проходящих через эффективный объем камеры СКАТ, приведены на рис.3. Числа протонов, сброшенных на мишень нейтринного канала, в выборке статистики, использованной для определения полных сечений, составили  $5,3 \cdot 10^{17}$  для нейтринной и  $4,4 \cdot 10^{17}$  для антинейтринной экспозиции. Для отбора событий  $\nu(\bar{\nu}) A$ -взаимодействий заряженного тока требовалось выполнение следующих условий:  $E_\nu \geq 3$  ГэВ;  $p_{\mu^-} \geq 0,5$  ГэВ/с ( $p_{\mu^+} \geq 1,0$  ГэВ/с). Оценка значений параметров наклона  $\alpha = \sigma_{\text{tot}} / E_{\nu(\bar{\nu})}$  полных сечений взаимодействия нуклонов

была выполнена с учетом экспериментального разрешения, ферми-движения нуклонов в ядре и неизоскалярности мишени. Результаты приведены на рис.4. Полученные данные не противоречат отсутствию зависимости параметров наклона  $\alpha$  от энергии нейтрино. Средние значения наклонов составили:

$$\begin{aligned} \alpha^{\nu N} &= (0,73 \pm 0,08) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}, \\ \alpha^{\bar{\nu} N} &= (0,30 \pm 0,03) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}. \end{aligned} \quad (11)$$

Рис.3. Энергетические спектры потоков нейтрино и антинейтрино в эксперименте на камере СКАТ



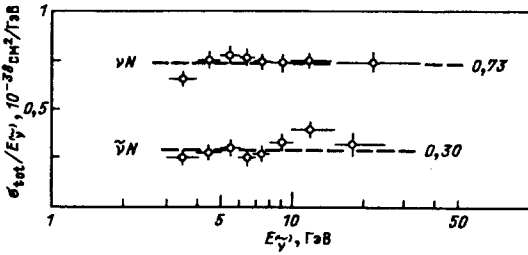


Рис.4. Отношения полных сечений  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий  $\sigma_{tot}$  к энергии  $E_{\nu}^{(-)}$  в зависимости от  $E_{\nu}^{(-)}$

Таблица 1. Значения параметров наклонов  $\alpha = \sigma_{tot}/E_{\nu}^{(-)}$  полных сечений взаимодействия в различных экспериментах

Эксперимент	E, ГэВ	$\alpha, 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}$	
		$\nu$	$\bar{\nu}$
GGM [15]	2—10	$0,74 \pm 0,05$	$0,28 \pm 0,03$
ИФВЭ—ИТЭФ [16]	3—30	$0,72 \pm 0,07$	$0,32 \pm 0,03$
CFRR [17]	30—250	$0,669 \pm 0,024$	$0,34 \pm 0,02$
CDHSW [18]	30—200	$0,686 \pm 0,019$	$0,339 \pm 0,010$
BEBC [19]	20—300	$0,723 \pm 0,038$	$0,351 \pm 0,019$
CHARM [20]	20—160	$0,686 \pm 0,020$	$0,335 \pm 0,011$
СКАТ [13,14]	3—30	$0,73 \pm 0,08$	$0,30 \pm 0,03$

Приведенные погрешности учитывают 10%-ную систематическую неопределенность расчетных спектров. Полученные данные хорошо согласуются с результатами других экспериментов (табл.1).

Отношение полных сечений  $\nu(\bar{\nu})$  на нейтроне и протоне [21]. В рамках КПМ отношение полных сечений  $\sigma(\nu n)/\sigma(\nu p)$  можно записать в виде

$$\frac{\sigma(\nu n)}{\sigma(\nu p)} = \frac{\int x[u(x) + \bar{d}(x)/3] dx}{\int x[d(x) + \bar{u}(x)/3] dx} \tag{12}$$

или, пренебрегая вкладом антикварков,

$$R_{\nu} = \frac{\sigma(\nu n)}{\sigma(\nu p)} = 2 \text{ и } R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} n)}{\sigma(\bar{\nu} p)} = 0,5.$$

Взаимодействия (анти) нейтрино на свободных протонах и нейтронах приводят к различному значению суммарного заряда частиц в конечном

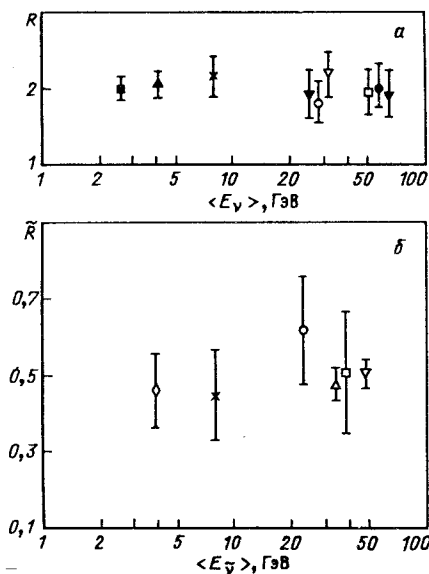


Рис.5. Отношение полных сечений  $R = \sigma_{\text{tot}}(\nu n) / \sigma_{\text{tot}}(\nu p)$  (а) и  $\tilde{R} = \sigma_{\text{tot}}(\tilde{\nu} n) / \sigma_{\text{tot}}(\tilde{\nu} p)$  (б) в зависимости от средней энергии  $\langle E_{\nu} \rangle$ , полученное в экспериментах на пузырьковых камерах:  $\times$  — СКАТ;  $\square$  — [23];  $\blacktriangledown$  — [24];  $\bullet$  — [25];  $\nabla$  — [26];  $\blacksquare$  — [27];  $\blacktriangle$  — [28];  $\circ$  — [29];  $\triangle$  — [30,31];  $\diamond$  — [32]

состоянии  $Q$ : для  $(\tilde{\nu}n)$ -взаимодействий  $Q = 0$ , а для  $(\tilde{\nu}p)$ -взаимодействий  $Q = 1$ . Для определения отношения сечений  $R_{\nu(\tilde{\nu})}$  предполагалось, что значения отношений одинаковы для взаимодействий  $(\tilde{\nu})$  на свободных и связанных в ядре нуклонах.

Эффекты внутриядерного перераспределения образованных частиц приводят к изменению видимого заряда конечного состояния. Для их учета была использована программа Монте-Карло генерации искусственных событий взаимодействия нейтрино, которая учитывает внутриядерное перераспределение и условия проведения эксперимента.

Анализ экспериментальных распределений по видимому заряду для глубоконеупругой области ( $W > 2$  ГэВ,  $Q^2 > 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>) дает следующие результаты:

$$R_{\nu} = 2,22 \pm 0,21 \text{ и } R_{\tilde{\nu}} = 0,45 \pm 0,12. \quad (13)$$

КПМ с кварковыми распределениями из работы [22] предсказывает  $R_{\nu} = 2,02$ ,  $R_{\tilde{\nu}} = 0,54$ , что согласуется с оценками (11).

На рис.5 представлены результаты нейтринных экспериментов, проведенных на пузырьковых камерах [23—32].

*Зависимость  $Q^2$  от энергии нейтрино  $E_{\nu}$*  [14]. На рис.6 представлена экспериментально определенная зависимость  $\langle Q^2 \rangle / E_{\nu}$  от энергии нейтрино  $E_{\nu}$  для  $(\tilde{\nu})N$ -взаимодействий. Полученные результаты свидетельствуют о нелинейной зависимости  $\langle Q^2 \rangle / E_{\nu}$  от  $E_{\nu}$  и показывают ограниченную применимость предсказаний КПМ. На этом же рисунке представлены данные ряда других экспериментов [15,16,33—37]. Дан-

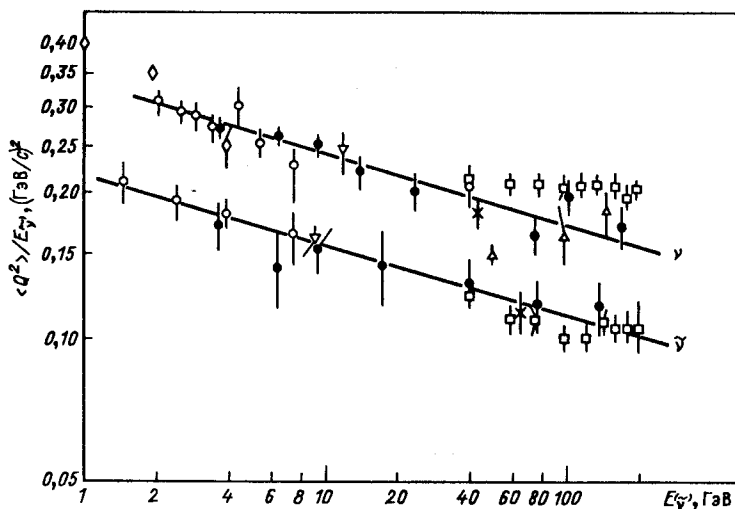
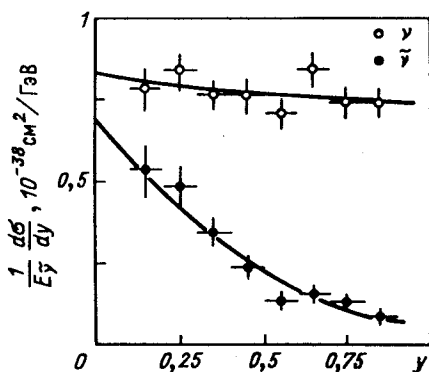


Рис.6. Зависимость  $\langle Q^2 \rangle / E_{\nu}$  от энергии для  $\bar{\nu}$  N-взаимодействия: ● — СКАТ; ○ — [15]; △ — [27] ▽; — [16]; ⊗ — [34]; × — [33]; □ — [35]

ные СКАТ заполняют неисследованный интервал между высокими (20—30 ГэВ) и низкими (5—10 ГэВ) энергиями и вписываются в общую тенденцию падения величины  $\langle Q^2 \rangle / E_{\nu}$  с ростом  $E_{\nu}$ . Сплошной линией показана зависимость:  $\langle Q^2 \rangle / E_{\nu} \sim E^{-0,14}$ , которая была предложена [34,37] в результате анализа нарушения скейлинга, обнаруженного в  $e(\mu)N$ -рассеянии.

Дифференциальные сечения  $d\sigma/du$  [14]. Дифференциальные сечения  $(1/E_{\nu}) \cdot d\sigma/du$ , усредненные по области энергий  $3 \pm 30$  ГэВ, представлены на рис.7. Данные приведены для интервала  $0,1 \leq u \leq 0,9$ , что связано с используемыми ограничениями на энергию адронов и импульс мюона. Для уменьшения вклада квазиупругих процессов использовано ограничение  $\nu > 1$  ГэВ.

Рис.7. Дифференциальные сечения  $d\sigma/du$  для  $\bar{\nu}$  A-взаимодействий: сплошная линия — результат фитирования с помощью соотношения (8)



Следуя (8), фитирование данных выполнили в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma'}{dy} &= A^\nu [(1 - \alpha^\nu) + \alpha^\nu(1 - y^2)^2], \\ \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma^{\tilde{\nu}}}{dy} &= A^{\tilde{\nu}} [\alpha^{(\tilde{\nu})} + (1 - \alpha^{\tilde{\nu}}) - \alpha^{\tilde{\nu}}(1 - y^2)]. \end{aligned} \quad (14)$$

Сравнение параметров  $A^\nu = \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma'}{dy} \Big|_{y=0}$  и  $A^{(\tilde{\nu})} = \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma^{\tilde{\nu}}}{dy} \Big|_{y=0}$  дает проверку соотношений зарядовой симметрии:

$$A^{\tilde{\nu}}/A^\nu = \int F_2^{\tilde{\nu}N}(x)dx / \int F_2^{\nu N}(x) dx = 0,89 \pm 0,18.$$

Этот результат находится в согласии со следствием из (3) и (4). Аналогичное заключение было получено в экспериментах при более высоких энергиях [20,38—40].

Параметр  $\alpha$ , определяющий относительный вклад в сечение антикварков, равен

$$\alpha^\nu = 0,06_{-0,06}^{+0,09}; \quad \alpha^{\tilde{\nu}} = 0,11 \pm 0,3.$$

Сравнение этих результатов с данными других экспериментов приведено в табл.2. Можно отметить, что наблюдается рост относительного вклада антикварков с увеличением средней энергии нейтрино.

Оценки вклада антикварков более точны в  $\tilde{\nu}A$ -взаимодействиях. Анализ дифференциальных сечений в различных интервалах  $x$  дает:

**Таблица 2. Относительный вклад в сечение антикварков при взаимодействии нейтрино и антинейтрино в различных энергетических интервалах**

Эксперимент	$\alpha$		Кинематическая область $E$ , ГэВ	Метод
	$\nu$	$\tilde{\nu}$		
GGM [15]	0,07 ± 0,04		2+10	$\sigma_{\text{tot}}$
ИФВЭ—ИТЭФ [16]	0,09 ± 0,03		3+30	$\sigma_{\text{tot}}$
FIIM [38]		0,13 ± 0,01	1+200	$d\sigma/dy$
CHARM [20]	0,11 ± 0,04	0,16 ± 0,01	30+200	$d\sigma/dy$
CDHS [39]	0,15 ± 0,04	0,15 ± 0,02	30+200	$d\sigma/dy$
VEBC [40]	0,113 ± 0,030		$Q^2 = 3+100$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$F_2, xF_3$
СКАТ [14]	0,06_{-0,06}^{+0,09}	0,11 ± 0,03		3+30
	0,09 ± 0,04			$F_2, xF_3$

$\alpha^{\bar{\nu}} = 0,29 \pm 0,09$  при  $x < 0,2$  и  $\alpha^{\bar{\nu}} = 0,03 \pm 0,02$  при  $x = 0,2 \div 0,5$ . Результат показывает, что антикварки сосредоточены в области малых  $x < (0,2 \div 0,3)$ .

Структурные функции нуклона [14]. При определении поведения структурных функций  $F_2(x)$  и  $x F_3(x)$ , усредненных по области 3÷25 ГэВ, требовалось выполнение следующих условий: а)  $\nu > 0,5$  ГэВ — для уменьшения вклада квазиупругих событий и б)  $y < 0,9$  — для уменьшения вклада фоновых событий. Измеренные структурные функции  $F_2(x)$  и  $x F_3(x)$  представлены на рис.8. Приведенные погрешности — статистические и не включают общей нормировочной погрешности, равной 11% для  $F_2$  и 13% для  $x F_3$ . Для  $x > 0,2 \div 0,3$  функции совпадают в пределах погрешностей.

На этом же рисунке представлены данные о структурной функции  $F_2^{\text{ed}}(x)$ , измеренной в СЛАК [41]. Функции  $F_2^{\nu N}(x)$  и  $F_2^{\text{ed}}(x)$  согласуются друг с другом при учете фактора 9/5, следующего из зарядов кварков в стандартной модели.

Вычисление интегралов от структурных функций дает:

$$\int F_2(x) dx = 0,49 \pm 0,05; \int x F_3(x) dx = 0,40 \pm 0,06.$$

В рамках КПМ это соответствует утверждению, что кварки и антикварки в сумме переносят  $(49 \pm 5)\%$  импульса нуклона, из них валентные кварки переносят  $(40 \pm 6)\%$ . Отличие  $\int F_2(x) dx$  от 1 приводит к заключению, что около 50% импульса нуклона переносят глюоны.

Разность структурных функций

$F_2(x)$  и  $x F_3(x)$  определяет распределение антикварков в нуклоне  $\bar{q}(x)$  (рис.8). Полный интеграл от этого распределения

$$\int \bar{q}(x) dx = 0,044 \pm 0,015,$$

Рис.8. Структурные функции нуклона  $F_2(x)$ ,  $x F_3(x)$  и распределение антикварков в нуклоне  $\bar{q}(x)$ , усредненные по области энергий 3÷25 ГэВ: сплошная линия — результат фита в виде  $\bar{q}(x) - (1-x)^m$ . Приведены данные СЛАК для функции  $F_2^{\text{ed}}(x)$  [41]

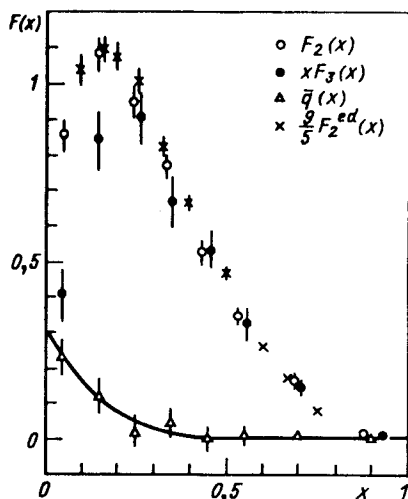


Таблица 3. Экспериментальные значения параметра  $m$  при аппроксимации распределения антикварков в виде  $\bar{q}(x) \sim (1-x)^m$

Эксперимент	$m$	Кинематическая область $E_p, \text{ ГэВ}$
HPFOR [42]	$6,0 \pm 0,5$	$20+220$
CDHS [39]	$6,5 \pm 0,5$	$30+200$
VEBC [40]	$4,9_{-1,7}^{+2,4}$	$Q^2 = 3+100 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}$
СКАТ [14]	$6,5 \pm 2,6$	$3+30$

т.е. антикварки переносят  $(4,4 \pm 1,5) \%$  импульса нуклона. Отношение  $\alpha = \int \bar{q}(x)dx / \int F_2(x)dx = 0,09 \pm 0,04$  определяет относительный вклад антикварков в сечение и согласуется со значениями  $\alpha^p, \alpha^{\bar{p}}$ , полученными из анализа дифференциальных сечений  $d\sigma/dy$  (см. табл.2). Аппроксимация распределения антикварков в виде  $q(x) \sim (1-x)^m$  приводит к значению  $m = 6,5 \pm 2,6$ , что согласуется с предсказанием правил кваркового счета. В табл.3 приведен ряд результатов для  $m$ , полученных в некоторых экспериментах.

Исходя из значений структурной функции  $xF_3(x)$  была сделана оценка интеграла  $\int xF_3(x)dx$ , который в рамках КПМ определяет число валентных кварков в нуклоне и составляет суть правила сумм Гросса — Ллевеллин-Смита:

$$\int x(F_3(x))dx = 3. \quad (15)$$

Для области малых  $x$  ( $< 0,02$ ), не измеряемых в эксперименте СКАТ, функция  $xF_3(x)$  экстраполировалась в виде  $xF_3(x) \sim x^{-1/2}$ . В результате было получено

$$\int_0^1 xF_3(x)dx = 3,1 \pm 0,6,$$

что согласуется с ожидаемым значением.

На рис.9, 10 представлена  $Q^2$ -зависимость структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  и  $xF_3(x, Q^2)$  совместно с данными, полученными в других экспериментах на пузырьковых камерах GGM, VEBC [40,43] и ФПМ [44]. Для структурной функции  $F_2(x, Q^2)$  явно наблюдается отклонение от скейлинга, причем при малых  $x$  ( $< 0,2$ )  $F_2$  растет, а при больших  $x$  ( $> 0,4$ ) падает с ростом  $Q^2$ . Аппроксимация полученных данных о функции

$F_2(x, Q^2)$  с помощью не зависящей от  $Q^2$  [45] функции приводит к отношению  $\chi^2/\text{число степеней свободы} = 72/27$ . Структурная функция  $xF_3$  измеряется с существенно большими экспериментальными погрешностями, но ее общее поведение в зависимости от  $Q^2$  аналогично.

Зависимость структурных функций от  $Q^2$  может быть вызвана рядом причин [45—47]:

- а) кинематическими поправками из-за ненулевой массы мишени;
- б) эффектами взаимодействия кварков на больших расстояниях (эффекты высших твистов);
- в) пертурбативными КХД-эффектами.

Все вышеуказанные эффекты были фитированы по отдельности к нашим данным о несинглетной структурной функции. Важность поправок, учитывающих конечную массу мишени, можно видеть из рис.9 и 10.

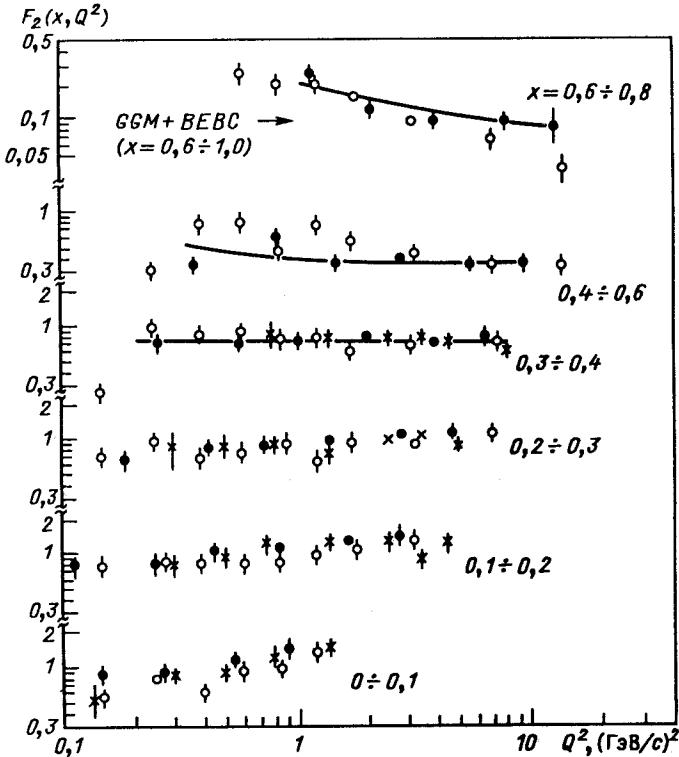


Рис.9. Структурная функция нуклона  $F_2(x, Q^2)$ : сплошная линия — результат фитирования с учетом поправок на конечную массу мишени [45]; о — [40,43]; × — [44]; • — СКАТ



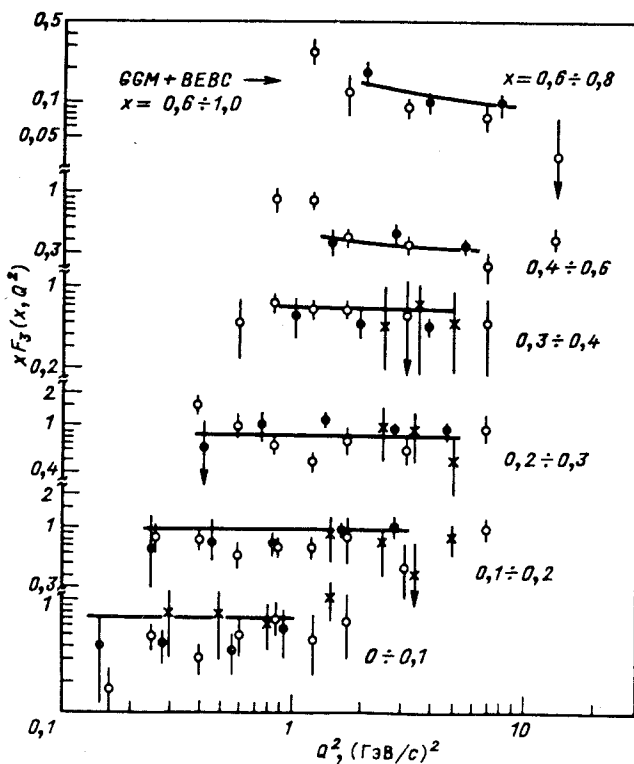


Рис.10. Структурная функция нуклона  $x F_3(x, Q^2)$ : сплошная линия — то же, что на рис.9; о — [40,43]; × — [44]; • — СКАТ

Отношение сечений взаимодействий нейтрино и антинейтрино по каналам нейтрального (NC) и заряженного (CC) токов [48]. Калибровочная  $SU(2) \times U(1)$ -модель электрослабого взаимодействия Глешоу — Салама — Вайнберга (ГСВ), нашедшая свое подтверждение в открытии  $W$ - и  $Z$ -бозонов, объясняет в настоящее время все экспериментально наблюдаемые электрослабые эффекты. В то же время модель не претендует на объяснение зеркальной асимметрии слабых взаимодействий, происхождение кварк-лептонных поколений и их смешивание, спектра масс лептонов и кварков и т.д. Это говорит о том, что модель ГСВ, по-видимому, является лишь низкоэнергетической феноменологией или частным случаем более общей теории. Большую роль в критическом исследовании стандартной модели играют эксперименты с фиксированной ми-

шению, задачей которых становится прецизионное измерение параметров модели.

Важное место в решении этой задачи занимают нейтринные эксперименты, в которых достигнута наилучшая точность измерения параметра модели  $\sin^2\Theta_W$  при изучении отношения  $NC$ - и  $CC$ -сечений взаимодействия нейтрино с нуклонами

$$R_\nu = \frac{\sigma_\nu(NC)}{\sigma_\nu(CC)} = \frac{1}{2} \left[ 1 - 2 \sin^2\Theta_W + \frac{40}{27} \sin^4\Theta_W \right]. \quad (16)$$

Измерение на камере СКАТ отношения  $R_\nu$  позволяет проверить стандартную модель электрослабых взаимодействий при  $Q^2 \sim 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и дополняет результаты нейтринных экспериментов ЦЕРН и ФНАЛ, полученные в области  $Q^2 \sim 10$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

В результате проведенного отбора реакций нейтрального и заряженного токов с энергией адронов  $\nu > 1$  ГэВ была получена выборка событий, представленная в табл.4. Там же приведены поправленные числа событий и поправки, связанные с потерями событий и вкладами фоновых процессов. Для отношений  $NC$ - и  $CC$ -сечений взаимодействия  $\nu_\mu$  и  $\tilde{\nu}_\mu$  с ядрами бромистого фреона были получены значения:

$$R_\nu = \frac{\sigma_\nu(NC)}{\sigma_\nu(CC)} = 0,32 \pm 0,02; \quad (17)$$

Таблица 4. Выборка событий, идущих через нейтральный и заряженный токи в  $\nu$ - и  $\tilde{\nu}$ -взаимодействиях

Камера СКАТ	$\nu_\mu$		$\tilde{\nu}_\mu$	
	$NC$	$CC$	$NC$	$CC$
Первоначальное число событий	821 ± 29	2430 ± 49	132 ± 11	287 ± 17
Поправки, обусловленные имитацией мюонов адронами	+102 ± 25	-73 ± 13	60 ± 15	-19 ± 4
Поправки, обусловленные потерями низкоэнергетических мюонов	-68 ± 7	68 ± 7	-2 ± 1	2 ± 1
Фон от нейтронов (Монте-Карло-расчет)	-56 ± 28	—	-9 ± 5	—
Фон примесных (анти) нейтрино	-33 ± 11	—	-67 ± 22	—
Поправленное число событий	766 ± 50	2452 ± 51	115 ± 26	270 ± 18

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}(NC)}{\sigma_{\bar{\nu}}(CC)} = 0,44 \pm 0,10. \quad (18)$$

Полученный в эксперименте результат согласуется с предсказаниями стандартной модели при  $\sin^2\Theta_W = 0,24 \pm 0,03$ . Данный результат находится в хорошем согласии и с результатами, полученными в области  $Q^2 \cong 10$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> [49—52], что указывает на непротиворечивость модели при  $Q^2 \sim 1 \div 10$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

### 3. ПРОЦЕССЫ ИНКЛЮЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ [53,54]

В процессах инклюзивного образования адронов

$$\bar{\nu}_{\mu}^{(-)} + N \rightarrow \mu^{(\pm)} + h + X \quad (19)$$

$h$  обычно характеризуется следующими переменными:  $x_F = P_L^*/P_{L\max}^*$ , где  $P_L^*$  — продольная компонента импульса адрона  $h$  относительно направления вектора  $q$  в адронной с.ц.м.;  $p_T$  — поперечная компонента импульса;  $Z = E_h/E_H$ , где  $E_h$  — энергия адрона  $h$ ,  $E_H$  — суммарная энергия адронов. Сечения образования адронов, согласно простой КПМ, есть произведение сечений соударений с кварком данного типа и вероятности того, что кварк превратится в нужный адрон, просуммированное по всем кваркам мишени. Пренебрегая вкладом морских кварков, сечение образования адрона  $h$  в области фрагментации тока можно записать в виде

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}N \rightarrow \mu^{(\pm)}hX)}{dx dy dz} = \frac{d\sigma(\bar{\nu}N \rightarrow \mu^{(\pm)}hX)}{dx dy} D_{(d)}^h(z). \quad (20)$$

Здесь  $D_q^h(Z)$  — функция фрагментации рассеянного кварка  $q$  в адрон  $h$ . Для адронов из области фрагментации мишени функции фрагментации кварка должны быть заменены в (20) функциями фрагментации соответствующих дикварков.

В эксперименте на камере СКАТ изучено образование адронов при взаимодействии нейтрино с ядрами. Отметим при этом, что свойства адронов, образованных в реакциях на ядрах, и их сравнение со свойствами адронов, образованных в реакциях на свободных нуклонах, дает информацию о ядерных эффектах и пространственно-временном развитии про-

цесса образования адронов. Данные из нейтринных экспериментов особенно интересны: ожидается, что ядерные эффекты в нейтринных реакциях отличны от ядерных эффектов в адронных реакциях, где, возможно, доминируют мягкие многокварковые столкновения.

**Инклюзивное образование  $\pi$ -мезонов.** *Распределение по множественности и его моменты* [53,54]. Средние множественности  $\pi$ -мезонов, образованных в  $\nu A$ -взаимодействиях, в зависимости от  $W^2$  приведены на рис.11. Данные удовлетворительно описываются линейной функцией вида (табл.5):

$$\langle N \rangle = a + b \ln W^2. \tag{21}$$

На рис.11 приведены также средние множественности для  $\pi^- A$ -взаимодействий. Указаны средние множественности для взаимодействий на свободных нуклонах, полученные в  $\nu N$ [57]- и  $\bar{\nu} N$ [58]-экспериментах. Множественности отрицательных частиц в  $\nu A$ - и  $\nu N$ -данных довольно хорошо согласуются. Это говорит о том, что ядерные эффекты слабо влияют на их полную среднюю множественность при наших энергиях. В то же время  $\langle N_-(\bar{\nu} A) \rangle$  систематически ниже  $\langle N_-(\bar{\nu} N) \rangle$ .

Было также проведено изучение зависимости средней множественности заряженных адронов, вылетающих в переднюю полусферу, от  $Q^2$  в различных интервалах  $W^2$ . Множественность растет с ростом  $\langle W^2 \rangle$  в каждом интервале, но сопоставима с отсутствием зависимости от  $Q^2$ , как и ожидается в рамках простой КПМ.

Таблица 5. Фитированные значения параметров  $a$  и  $b$  в (5)

$\langle N \rangle$	Тип налетающей частицы	Мишень	Параметры		Эксперимент
			$a$	$b$	
$\langle N_+ \rangle$	$\nu$	A	$0,15 \pm 0,09$	$0,84 \pm 0,05$	[53] СКАТ
	$\bar{\nu}$	A	$-0,26 \pm 0,20$	$0,56 \pm 0,12$	
$\langle N_- \rangle$	$\nu$	A	$-0,49 \pm 0,06$	$0,63 \pm 0,04$	[53] СКАТ
	$\bar{\nu}$	A	$0,16 \pm 0,20$	$0,52 \pm 0,11$	
$\langle N_0 \rangle$	$\nu$	A	$0,00 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,03$	[54] СКАТ
	$\bar{\nu}$	A	$0,17 \pm 0,20$	$0,63 \pm 0,10$	
$\langle N_0 \rangle$	$\nu$	p	$0,14 \pm 0,26$	$0,50 \pm 0,08$	[55]
	$\bar{\nu}$	p	$-0,37 \pm 0,17$	$0,53 \pm 0,13$	
$\langle N_0 \rangle$	$\bar{\nu}$	Ne	$-0,37 \pm 0,17$	$0,65 \pm 0,07$	[56]

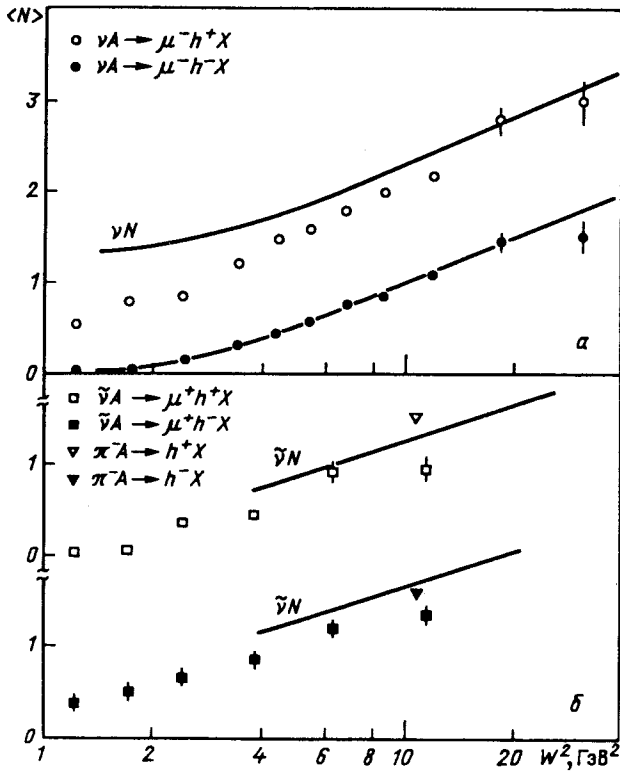
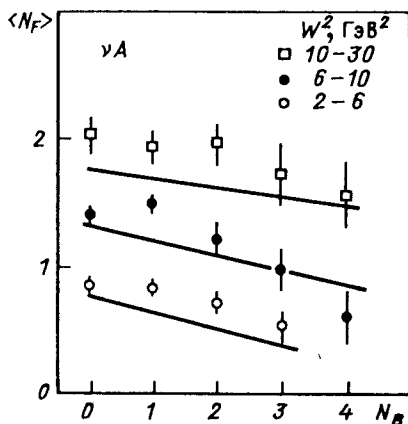


Рис.11. Средние множественности заряженных адронов, образованных в  $\nu$ , ( $\bar{\nu}$ ),  $\pi^-$   $A$ -взаимодействиях в зависимости от  $W^2$ : сплошные линии: а —  $\nu N$  [57]; б —  $\bar{\nu} N$

Методика изучения  $\pi^0$ -мезонов в нашем эксперименте не позволила разделить частицы, вылетающие в заднюю и переднюю полусферу. Поэтому здесь изучена зависимость всей средней множественности  $\pi^0$ -мезонов  $\langle N_0 \rangle$  от  $Q^2$  в различных областях  $W^2$ . Эта зависимость хорошо описывается моделью Монте-Карло, учитывающей внутриядерные эффекты [54].

Если кварк и дикварк фрагментируют независимо друг от друга, то множественности в передней и задней полусферах не должны коррелировать между собой. Мы изучили зависимость средней множественности заряженных адронов в передней полусфере  $\langle N_F \rangle$  от числа адронов в задней полусфере  $N_B$  для трех интервалов  $W^2$  (рис.12). При значениях  $N_B \geq 2+3$

Рис.12. Зависимость средней множественности заряженных адронов в передней полусфере  $\langle N_F \rangle$  от числа адронов в задней полусфере  $N_B$  для трех интервалов  $W^2$



средняя множественность  $\langle N_F \rangle$  уменьшается, что, по-видимому, является проявлением кинематических ограничений при наших энергиях. Это подтверждается сравнением данных с предсказанием расчетов по методу Монте-Карло, в которых для образования адронов используется простая модель фазового объема [53].

Изучено также поведение дисперсии распределения по множественности:

$$D = (\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2)^{1/2}. \quad (22)$$

Для пуассоновского распределения по множественности  $D = \sqrt{\langle N \rangle}$ . Известно, что в адронных реакциях было обнаружено эмпирическое соотношение Врублевского:

$$D = a + b\langle N \rangle. \quad (23)$$

На рис.13 представлены зависимости дисперсии  $D$  для распределений положительных, отрицательных и нейтральных  $\pi$ -мезонов от их средней множественности. Приведенные данные сгруппированы согласно признаку «лидирования» частиц, для которых знак заряда совпадает со знаком заряда рассеянного кварка в изучаемом процессе, т.е.  $h^+$  для  $\nu N$ - и  $h^-$  для  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий. Дисперсия для «лидирующих» частиц хорошо описывается линейным соотношением (23). Для «нелидирующих» частиц дисперсия близка к пуассоновской, хотя также может быть описана зависимостью (23).  $\pi^0$ -мезоны образуются подобно адронам с «нелидирующим» зарядом.

Фитированные значения параметров  $a$  и  $b$  приведены в табл.6.

Из сравнения зависимости дисперсии от средней множественности для взаимодействий нейтрино на свободном нуклоне [58,59] можно сделать заключение, что ядерные эффекты приводят к уширению распределений по множественности.

В адронных взаимодействиях было показано, что масштабированное распределение по множественности удовлетворяет КНО-скейлингу, т.е. не зависит от энергии и является универсальной функцией  $\psi(N/\langle N \rangle)$ :

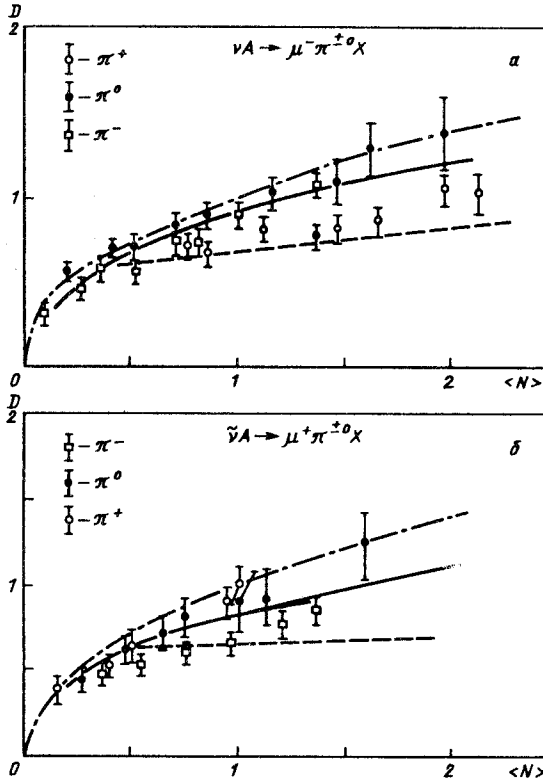


Рис. 13. Зависимость дисперсии  $D$  для распределения положительных, отрицательных и нейтральных мезонов от их средней множественности

Таблица 6. Фитированные значения параметров  $a$  и  $b$  при описании поведения дисперсии распределения по множественности для  $\pi^\pm$ - и  $\pi^0$ -мезонов в виде  $D = a + b\langle N \rangle$

Мезоны	Тип налетающей частицы	Параметры		Эксперимент
		$a$	$b$	
$\pi^+$	$\nu$	$0,29 \pm 0,12$	$0,38 \pm 0,06$	[53] СКАТ
	$\tilde{\nu}$	$0,30 \pm 0,11$	$0,64 \pm 0,20$	
$\pi^-$	$\nu$	$0,33 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,05$	[53] СКАТ
	$\tilde{\nu}$	$0,35 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,06$	
$\pi^0$	$\nu$	$0,51 \pm 0,10$	$0,46 \pm 0,07$	[54] СКАТ
	$\tilde{\nu}$	$0,37 \pm 0,08$	$0,52 \pm 0,20$	

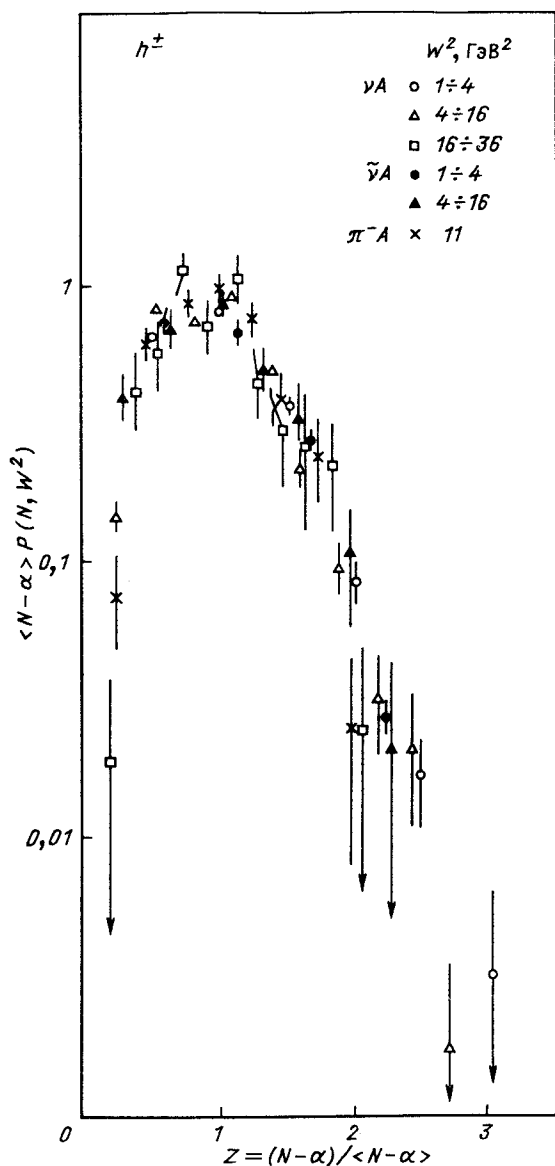


Рис. 14. Поведение масштабированного распределения по множественности для различных интервалов  $W^2$



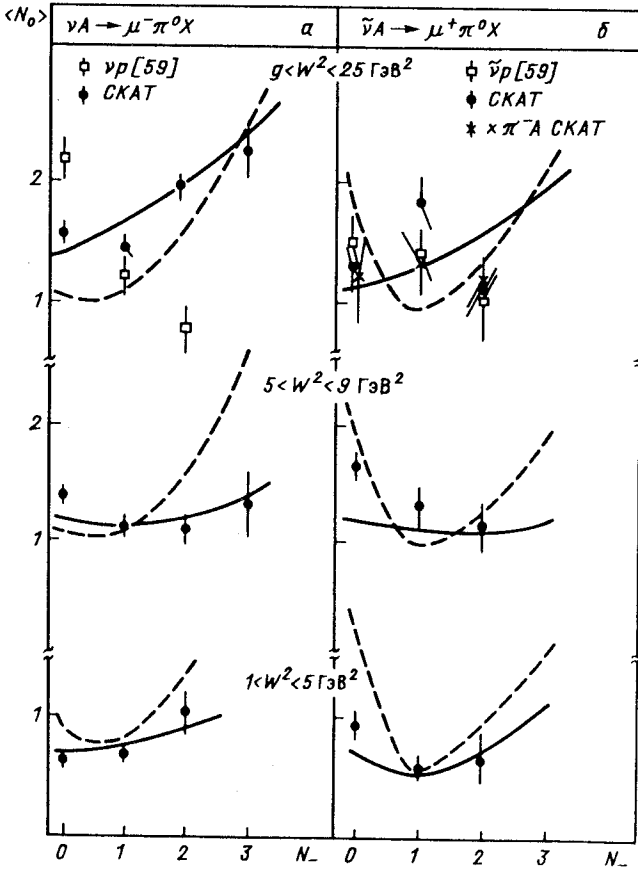


Рис.15. Зависимость средней множественности  $\pi^0$ -мезонов от числа отрицательных заряженных адронов в различных интервалах  $W^2$

$$\langle N \rangle P(N, W^2) = \psi(N/\langle N \rangle). \tag{24}$$

Изучение поведения масштабированного распределения по множественности в различных интервалах  $W^2$  (рис.14) указывает, что в нашем эксперименте выполняется КНО-скейлинг в несколько модифицированном виде:

$$\langle N - \alpha \rangle \cdot P(N, W^2) = \psi((N - \alpha)/\langle N - \alpha \rangle), \tag{25}$$

где  $\alpha = 1$ . Аналогичное заключение было получено для распределения по множественности отдельно отрицательных частиц.

Были изучены также корреляции в образовании отрицательных и нейтральных пионов. В  $\nu A$ -взаимодействиях наблюдается рост  $\langle N_0 \rangle$  с увеличением  $N$ , в  $\bar{\nu} A$ -взаимодействиях  $\langle N_0 \rangle$  примерно постоянна. Подобное поведение наблюдается также в других нейтринных экспериментах [57,60] в сравнимых областях  $W^2$ .

В адрон-адронных взаимодействиях установлено, что при больших  $W$  ( $W > 6$  ГэВ) наблюдается рост  $\langle N_0 \rangle$  с увеличением  $N_-$ .

На рис.15 представлены зависимости  $\langle N_0 \rangle$  от  $N_-$  для разных областей  $W$  в  $\nu A$ - и  $\bar{\nu} A$ -взаимодействиях. В  $\nu A$ -взаимодействиях зависимость  $\langle N_0 \rangle$  от  $N_-$  не противоречит результатам адронных экспериментов. Однако зависимость  $\langle N_0 \rangle$  от  $N_-$  при  $W^2 > 9$  ГэВ<sup>2</sup> в нашем эксперименте отличается от того, что наблюдается в  $\nu p$ -взаимодействиях [56] (рис.15,а). В  $\bar{\nu} A$ -взаимодействиях данная зависимость также близка к константе во всех областях  $W^2$ . Здесь наблюдается согласие с результатами  $\bar{\nu} p$ -эксперимента [56] в соответствующей области  $W^2$ , а также с результатами  $\pi^- A$ -эксперимента при  $W^2 = 10,8$  ГэВ<sup>2</sup> (рис.15,б). Расчет Монте-Карло, учитывающий влияние ядра, позволяет описать основные тенденции экспериментальных результатов.

В нашем эксперименте дано сравнение средних выходов  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от  $W$ . Наблюдается уменьшение отношения  $\langle N_0 \rangle / \langle N_- \rangle$  с ростом  $W$  для  $\nu A$ -взаимодействий и увеличение его для  $\bar{\nu} A$ -взаимодействий, что и предполагается в соответствии с зарядовой структурой этих взаимодействий. Аналогичное отношение  $\langle N_0 \rangle / \langle N_- \rangle$  для адронных  $pp$ -,  $\pi^+ p$ -реакций [60] имеет те же значения при соответствующих  $W$ , что и для  $\nu A$ -взаимодействий. Однако значение  $\langle N_0 \rangle / \langle N_- \rangle$  для нашего  $\bar{\nu} A$ -эксперимента выше, чем для адронных  $pp$ -,  $\pi^- p$ -реакций, а также для рассеяния антинейтрино на легкой смеси  $H_2 - Ne$  [56,61] в соответствующих областях  $W$ . Значение  $\langle N_0 \rangle / \langle N_- \rangle$  для  $\pi^- A$ -взаимодействий совпадает при соответствующем  $W$  с его значением для  $\bar{\nu} A$ -взаимодействий. Таким образом, в  $\bar{\nu} A$ -взаимодействиях наблюдается влияние перерассеяния в ядре продуктов первичной реакции на соотношение между выходом  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезонов. Расчет методом Монте-Карло подтверждает такой характер влияния внутриядерного перерассеяния на отношение  $\langle N_0 \rangle / \langle N_- \rangle$ .

Инклюзивные спектры заряженных адронов. В рамках КПМ при высоких энергиях должна проявляться струйная структура событий, соответствующая фрагментации кварка и дикварка. Мы изучили поведение средних поперечных  $\langle |p_T^*| \rangle$  и продольных  $\langle |p_L^*| \rangle$  импульсов адронов в адронной с.ц.м. в зависимости от  $W^2$ . Обнаружено, что  $\langle |p_T^*| \rangle \geq \langle |p_L^*| \rangle$ , т.е. в кинематической области нашего эксперимента доминируют изотропные события. Это обстоятельство позволяет сравнивать результаты эксперимента с расчетами по модели простого фазового объема.

На рис.16 представлена зависимость среднего поперечного импульса  $\langle |p_T^*| \rangle$  от  $x_F$  в различных интервалах  $W^2$  в  $\nu A$ -взаимодействиях. Наблюдается хорошо известный в адронных взаимодействиях эффект «чайки».

Распределения положительных и отрицательных адронов в зависимости от  $p_T^2$  хорошо описываются экспонентой от поперечной массы

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}:$$

$$dN/dp_T^2 \sim \exp(-bm_T). \quad (26)$$

Фитированные значения параметра  $b$  приведены в табл.7.

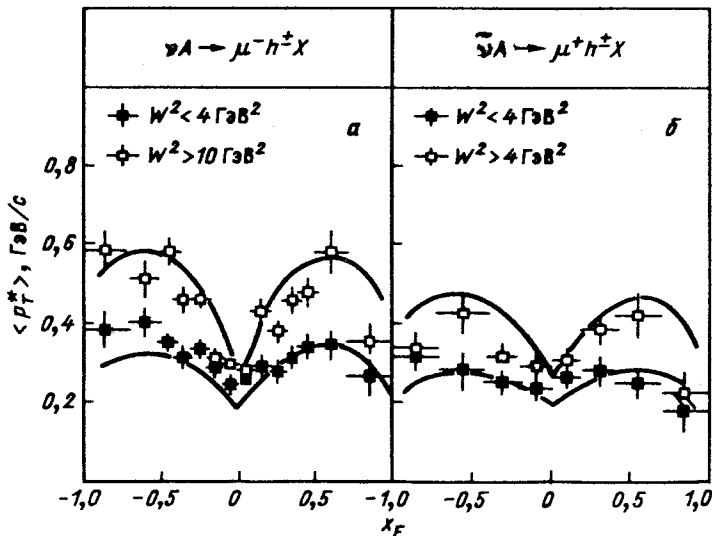


Рис.16. Зависимость среднего поперечного импульса  $\langle |p_T^*| \rangle$  как функция фейнмановской переменной  $x_F$  для заряженных адронов. Кривые — расчеты по методу Монте-Карло, основанные на модели фазового объема (МФО)

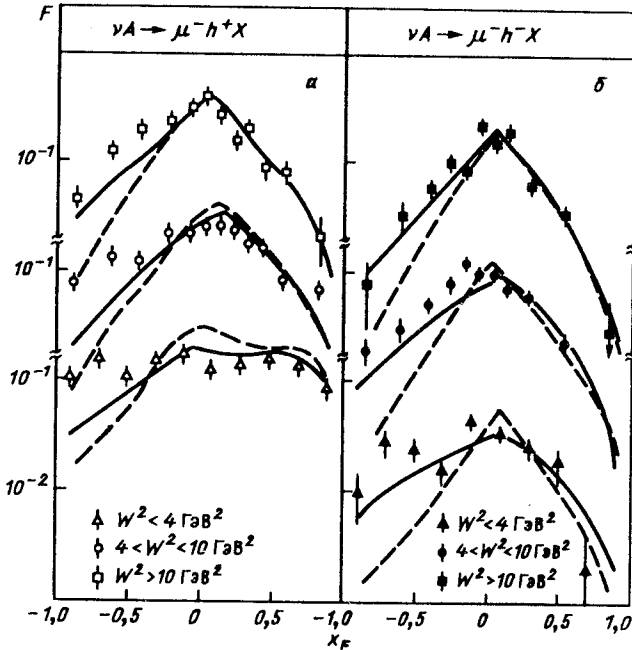


Рис.17. Инвариантные структурные функции  $F(x_F)$  для положительных (а) и отрицательных (б) адронов в реакции  $\nu A$ : сплошные линии — МФО-предсказания с учетом внутриядерного перерассеяния; штриховые — МФО-предсказания без учета внутриядерного перерассеяния

Таблица 7. Фитированные значения параметра  $b^*$ , рассчитанные по (26) распределения  $\pi^\pm$ -мезонов

Эксперимент	Частица	$b$ , ГэВ <sup>-1</sup>
$\nu A$ СКАТ	$h^+$	$5,7 \pm 0,1$
	$h^-$	$7,5 \pm 0,2$
$\bar{\nu} A$ СКАТ	$h^+$	$5,9 \pm 0,4$
	$h^-$	$8,7 \pm 0,4$
$\pi^- A$ СКАТ	$h^+$	$6,1 \pm 0,4$
	$h^-$	$7,9 \pm 0,4$
$\bar{\nu} Ne$ 15' ПК	$h^-$	$6,8 \pm 0,3$

\*Значения  $b$  для  $h^+$  меньше, чем для  $h^-$ . По-видимому, это объясняется примесью неидентифицированных протонов в выборке  $h^+$ . Значение  $b$  для  $h^-$  в  $\bar{\nu} Ne$ -эксперименте меньше, чем в эксперименте на камере СКАТ. Это связано с различием значений  $W$  в этих экспериментах.

На рис.17 представлены инвариантные структурные функции

$$F(x_F) = \frac{1}{N_{\text{соб}}} \frac{1}{\pi p_{L \max}^*} \int_0^{p_T^2 \max} E^* \frac{d^2 N}{dx_F d\bar{p}_T^{*2}} dp_T^{*2} \quad (27)$$

для различных интервалов  $W^2$ .

КПМ предсказывает скейлинг функции  $F(x_F)$  в области фрагментации кварка, т.е. для  $x_F > 0,2$   $F(x_F)$  не должна зависеть от  $W^2$ . Сравнение формы  $F(x_F)$  в передней полусфере показало, что скейлинг не наблюдается по крайней мере до  $W^2 \sim 10$  ГэВ<sup>2</sup>.

Мы провели сравнение наших данных с предсказанием модели фазового объема (МФО), учитывающей и не учитывающей ядерные эффекты (сплошная и штриховая линии на рис.17). Влияние ядерных эффектов мало в передней полусфере (для  $x_F > 0$ ) и растет при  $x_F < 0$ . Модель с учетом ядерных эффектов хорошо воспроизводит полученные результаты.

На рис.18 представлены фрагментационные спектры адронов в зависимости от переменной  $Z$  для различных интервалов  $W^2$ . Приведены также предсказания КПМ Фейнмана — Филда [22] для изоскалярной мишени (сплошные линии) и предсказания МФО с учетом ядерных эффектов (штриховые линии).

Представленные данные показывают  $W^2$ -зависимость  $Z$ -распределений. Для положительных частиц наблюдается превышение данных над предсказанием КПМ даже при  $W^2 > 10$  ГэВ<sup>2</sup>, что, по-видимому, связано с вкладом неидентифицированных протонов. Для отрицательных частиц согласие с КПМ начинает проявляться уже при  $W^2 > 4$  ГэВ<sup>2</sup>.

Лучшее описание данных дает модель фазового объема с учетом ядерных эффектов. В то же время при больших  $W^2$  предсказания КПМ и модели фазового объема близки.

**Образование  $\rho^0$ -мезонов [62].** Изучение образования резонансов представляет большой интерес как более прямой источник информации о динамике формирования адронов по сравнению с исследованием долгоживущих адронов, часть которых является продуктом распада резонансов.

В эксперименте на камере СКАТ изучено инклюзивное образование  $\rho^0$ -мезонов в нейтринных взаимодействиях, идущих через заряженный ток.

Для анализа использовалось 5792 события, вызванных взаимодействиями нейтрино с энергией  $E_\nu > 3$  ГэВ и инвариантной массой адронов  $W_{\text{инв}} > 2,0$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

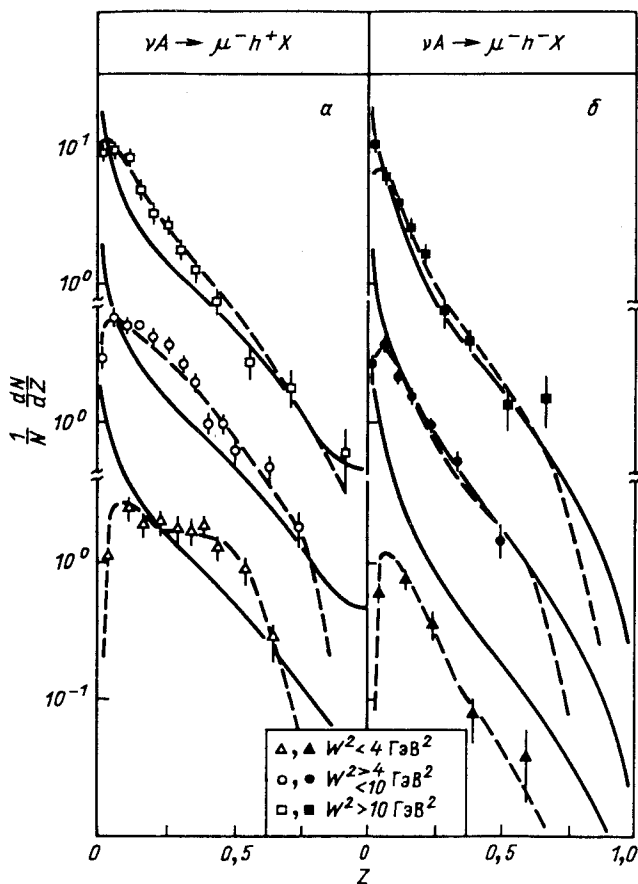


Рис.18. Фрагментационные спектры адронов в зависимости от переменной:  $a$  — положительные;  $b$  — отрицательные адроны для реакции  $\nu A \rightarrow \mu^- h^\pm X$ ; сплошные кривые — предсказания кварк-партоновой модели; штриховые — МФО-предсказания с учетом ядерных эффектов

Средняя множественность  $\rho^0$ -мезонов определялась из распределений по эффективной массе  $(\pi^-+\pi^-)$ -пар в реакции

$$\nu A \rightarrow \mu^- \pi^+ \pi^- X. \quad (28)$$

Это распределение аппроксимировалось в интервале масс  $0,5 \div 1,6$  ГэВ/с<sup>2</sup> выражением

$$\frac{dN}{dM(\pi^+\pi^-)} = BG (1 + \beta BW), \quad (29)$$

где  $BG$  — нерезонансный фон, параметризованный в виде

$$BG = a_1 \exp(a_2 M + a_3 M^2). \quad (30)$$

Здесь  $a_i$  и  $\beta$  — свободные параметры.  $BW$  — релятивистская  $p$ -волновая функция Брейта — Вигнера

$$BW = \frac{M}{p} \frac{M_R \Gamma(M)}{(M^2 - M_R^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2(M)}, \quad (31)$$

$$\Gamma(M) = \Gamma_R \left( \frac{p}{p_R} \right)^{2l+1} \left( \frac{M_R}{M} \right),$$

где  $M_R$ ,  $\Gamma_R$  — масса и ширина резонанса;  $l$  — орбитальный момент распадающих пионов;  $p$  — импульс одного из  $\pi$ -мезонов в системе покоя  $(\pi^+\pi^-)$ -пары;  $p_R = p$  при  $M = M_R$ .

Масса  $M_R$  и ширина  $\Gamma_\rho$   $\rho^0$ -мезона фиксировались при табличных значениях  $M_\rho = 0,769$  ГэВ/ $c^2$ ,  $\Gamma_\rho = 0,154$  ГэВ/ $c^2$ . Искажение формы резонансного пика в распределении  $dN/dM$  ( $\pi^+\pi^-$ ) за счет экспериментальных погрешностей учитывалось добавлением экспериментального разрешения по массе в области  $\rho^0$ -мезона,  $\Delta\Gamma_\rho = 47$  МэВ/ $c^2$ , к табличной ширине резонанса.

На форму массового распределения могут влиять также вклады других резонансов. Однако было показано, что отражение  $\omega$ -мезона пренебрежимо мало для  $M > 0,5$  ГэВ/ $c^2$ , а верхний предел на среднюю множественность  $f(1270)$ -мезона оказался равным  $\langle f \rangle = 0,005$  на 90%-ном уровне достоверности.

Выделенный сигнал от  $\rho^0$ -мезона составил  $547 \pm 127$  комбинаций, что соответствует средней множественности  $\langle N_{\rho^0} \rangle = 0,09 \pm 0,02$  или  $\langle N_{\rho^0} \rangle / \langle N_{\pi^-} \rangle = 0,10 \pm 0,02$ .

Результат аппроксимации данных СКАТ по зависимости средней множественности  $\rho^0$ -мезонов от квадрата средней инвариантной массы определяется выражением  $a + b \ln W_{\text{инв}}^2$  ( $a = -0,129 \pm 0,013$  и  $b = 0,099 \pm 0,012$ ), что в пределах погрешности согласуется со значениями, полученными в экспериментах [63—65].

На рис.19 представлена инвариантная структурная функция

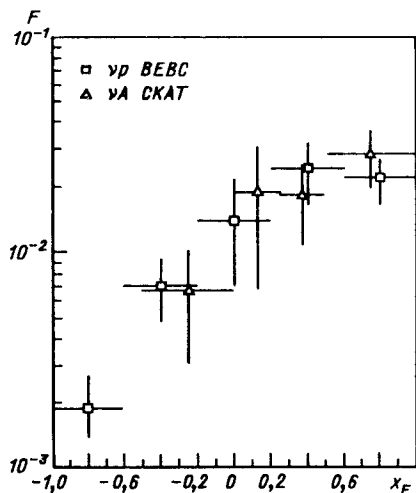


Рис.19. Инвариантное распределение  $\rho^0$ -мезонов по  $x_F$

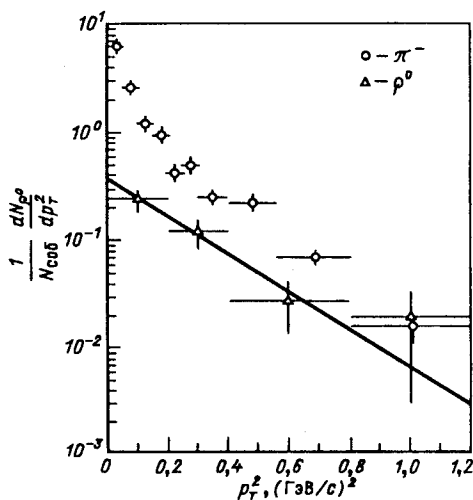


Рис.20. Распределение среднего числа  $\rho^0$ -мезонов на событие как функция от  $p_T^2$

$$F(x_F) = \frac{1}{N_{\text{соб}}} \frac{E}{\pi p_{\text{макс}}^*} \frac{dN_{\rho^0}}{d(x_F)}$$

для  $\rho^0$ -мезонов. Здесь же приведены данные эксперимента [63]. Результаты экспериментов очень близки.

Большая часть  $\rho^0$ -мезонов образуется в области фрагментации тока ( $x_F > 0$ ). Параметр асимметрии  $A = (F - B)/(F + B)$ , где  $F$  — число  $\rho^0$ -мезонов при  $x_F > 0$ , а  $B$  — при  $x_F < 0$ , для данных SKAT составил  $0,68 \pm 0,29$ .

Распределение по квадрату поперечного импульса  $\rho^0$ -мезона представлено на рис.20. Сплошная линия — результат подгонки этого распределения выражением  $A \exp(-B p_T^2)$ . Найденное значение параметра наклона  $B = (4,0 \pm 0,9) (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$  хорошо согласуется со значениями, полученными в работах [63,64]. На рисунке также представлены данные SKAT для  $\pi^-$ -мезонов. При  $p_T^2 > 0,2 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$  наклоны распределений по  $p_T^2$  для  $\rho^0$ -мезонов совпадают, что указывает на сходство механизмов их образования в данной области  $p_T$ . Обычно это интерпретируется как проявление того, что при  $p_T^2 > 0,2 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$  наблюдается прямое образование пионов и  $\rho^0$ .



Интерференция тождественных пионов [66]. Существование эффекта интерференционной корреляции тождественных частиц при малых относительных импульсах, образованных в инклюзивном процессе, следует из общих принципов квантовой механики. В рамках модели независимых одночастичных источников, излучающих неполяризованные частицы со спином  $j$ , вероятность генерации двух тождественных частиц с импульсами  $p_1$  и  $p_2$  в пространственно-временных точках  $x = (r_1, t_1)$  и  $x = (r_2, t_2)$  описывается выражением [67]:

$$W(p_1, p_2) \sim 1 + b(p_1, p_2), \quad (32)$$

$$b(p_1, p_2) = \frac{(-1)^2 j}{P(j)} \cos(qx), \quad (33)$$

где  $q = p_1 - p_2$ ;  $x = x_1 - x_2$ ;  $qx = q_0 t - \mathbf{q}\mathbf{r}$ ;  $P(j)$  — число спиновых комбинаций.

Формула (33), характеризующая влияние эффекта бозе- или ферми-статистики на корреляции двух тождественных частиц, лежит в основе метода определения пространственно-временных размеров области генерации вторичных частиц. Теоретическая формулировка метода для тождественных бозонов дана в работах Копылова — Подгорецкого [67] и Коккони [68], а для тождественных фермионов в работах Ледницкого — Любошица [69]. Этот метод развивает известный метод Брауна — Твисса [70], используемый в астрономии для определения угловых размеров звезд.

Эффект интерференционной корреляции тождественных пионов может быть параметризован различными способами. В глубоконеупругих взаимодействиях обычно используется лоренц-инвариантная параметризация [71]:

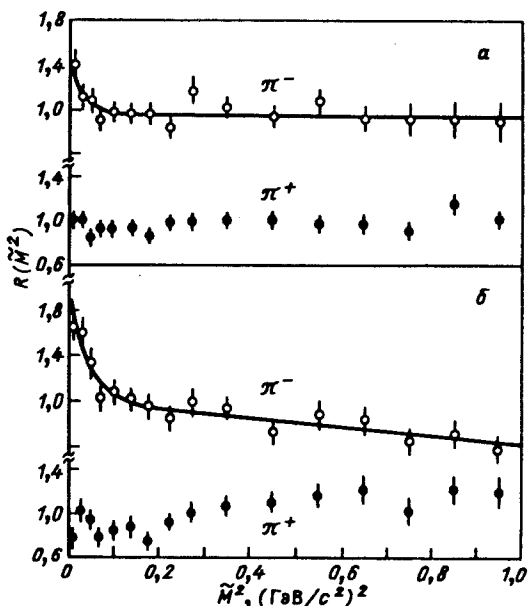
$$R(\tilde{M}^2) = \gamma [1 + \lambda \exp(-\beta \tilde{M}^2)] (1 + \delta \tilde{M}^2). \quad (34)$$

Здесь  $\tilde{M}^2 = -(p_1 - p_2)^2 = M_{\pi\pi}^2 - 4m_{\pi}^2$ ;  $M_{\pi\pi}$  — инвариантная масса пары пионов;  $\lambda$  — параметр хаотичности источника; параметр  $\delta$  позволяет учесть вариацию  $R$  при больших  $\tilde{M}^2$ , наблюдающуюся в некоторых экспериментах. Пространственный размер пионного источника  $r$  связан с величиной  $\beta$  соотношением  $r = 0,197\sqrt{\beta}$  фм.

Аналитический вид этой параметризации соответствует гауссову распределению источников в с.ц.м. пары, где  $q_0 = E_1 - E_2 = 0$ .

Для экспериментального изучения эффекта интерференционной корреляции используется отношение  $R(\tilde{M}^2) = D(\tilde{M}^2)/D_{\text{фон}}(\tilde{M}^2)$ . Здесь

Рис.21. Функция  $R(\tilde{M}^2)$  (34) для положительных и отрицательных пионов: а — комбинаторика пар пионов одного знака из различных событий; б — пары пионов разного знака из одного события



$D(\tilde{M}^2)$  — измеренная плотность распределения пар тождественных частиц;  $D_{\text{фон}}(\tilde{M}^2)$  — фоновая плотность распределения пар частиц, полученная при отсутствии интерференции. Для определения фоновой плотности пар частиц использовались два метода: а) комбинаторика пар пионов одинакового знака заряда из различных событий; б) пары частиц разного знака из одного события.

Для изучения эффекта интерференции тождественных пионов использовалась кинематическая область, в которой начинают развиваться процессы множественного образования частиц: энергия, переданная адронам,  $\nu = E_\nu - E_\mu > 1$  ГэВ и квадрат инвариантной адронной массы  $W^2 > 2$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup>.

Поведение функции  $R(\tilde{M}^2)$  было изучено отдельно для положительных и отрицательных пионов. Для этого были отобраны события, в которых зарегистрировано не менее  $2\pi^+$  или  $2\pi^-$ . Независимо от метода определения фона и плотности распределения пар частиц для отрицательно заряженных пионов в области малых  $M^2$  наблюдается пик (рис.21). В то же время для положительных частиц функция  $R(M^2)$  не показывает каких-либо особенностей в обоих случаях, что, возможно, объясняется большой примесью неидентифицированных протонов. Фитирование функций  $R(M^2)$  для  $\pi^-$ -мезонов к параметризации (34) дает следующие значения параметров: метод а)  $\gamma = 0,97 \pm 0,05$ ,  $\lambda = 0,71 \pm 0,35$ ,  $r = (1,44 \pm 0,45)$  фм,  $\delta = (-0,03 \pm 0,12)$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup>; метод б)  $\gamma = 1,01 \pm 0,07$ ,  $\lambda = 0,91 \pm 0,24$ ,  $r = (0,95 \pm 0,18)$  фм,  $\delta = (-0,36 \pm 11)$  (ГэВ/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup>.

Таким образом, радиус области генерации пионов, измеренный в нашем эксперименте, согласуется со значением радиуса  $r \cong 0,8 \pm 1,0$  фм, полученным в  $hh^-$ ,  $e^+e^-$ ,  $\mu p$ -экспериментах.

#### 4. ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Оценка длины формирования адронов в нейтринных взаимодействиях [72]. Исследования взаимодействия высокоэнергетических частиц с ядрами позволяют получить информацию, которая не может быть извлечена из элементарных столкновений [73,74]. Характерной чертой большинства современных моделей, описывающих взаимодействие частиц с ядрами, является представление о длине формирования адронов, согласно которой адрон с импульсом  $p$  формируется на расстоянии  $l_f$  от мишени [75]:

$$l_f = p/\mu^2, \quad (35)$$

где  $p$  — импульс частицы,  $\mu$  — характерный параметр, не предсказываемый теорией. Оценки длины формирования, сделанные в основном из анализа адрон-ядерных взаимодействий, довольно противоречивы [76—83].

Экспериментальные данные, полученные на камере СКАТ, интерпретировались в рамках модели внутриядерного каскада. В этой модели различие в описании взаимодействия частицы с ядром и со свободным нуклоном сводится к учету ферми-движения нуклона и перерасеяния вторичных адронов внутри ядра. В модели Монте-Карло использовалась плотность нуклонов, полученная в опытах по рассеянию электронов. Учитывалось изменение плотности нуклонов и временная зависимость процесса развития каскада. Взаимодействие нейтрино с нуклонами моделировалось на основе известных данных по инклюзивным свойствам мюона, эксклюзивным каналам и множественностям адронов. Кинематические характеристики адронов разыгрывались по статистической модели.

Для количественной оценки параметра  $\mu^2$  были использованы данные по множественности медленных ( $0,3 < p < 0,6$  ГэВ/с) протонов, которая непосредственно характеризует число внутриядерных столкновений. В эксперименте она составила  $\langle N_p \rangle = 0,84 \pm 0,02$ . Расчет по обычной каскадной модели ( $\mu^2 = \infty$ ) дает  $\langle N_p \rangle = 1,12$ , что показывает неадекватность такой модели. При  $\mu^2 = 0,08$  ГэВ<sup>2</sup> расчетная и экспериментальная множественности совпадают. Оценка неопределенности в значении  $\mu^2$  была получена в результате учета экспериментальных погрешностей па-

Рис.22. Импульсный спектр отрицательных мезонов. Кривые — расчет по каскадной модели

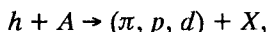
раметров, использованных при моделировании. (Была принята во внимание также и точность описания параметров медленных протонов в  $hA$ -взаимодействиях с помощью использованной модели.) В результате было определено, что

$$\mu^2 = 0,08 \begin{matrix} +0,05 \\ -0,04 \end{matrix} \text{ ГэВ}^2. \quad (36)$$

Полученное значение  $\mu^2$  определяет такую длину формирования, при которой адроны, рожденные с импульсом в несколько ГэВ/с, начинают формироваться вне ядра и не взаимодействуют с внутриядерными нуклонами. Этот вывод качественно подтверждается сравнением (рис.22) импульсного спектра  $\pi^-$ -мезонов в  $CC$ -взаимодействиях нейтрино с расчетами в рамках обычной ( $\mu^2 = \infty$ ) и модифицированной  $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$  каскадной модели.

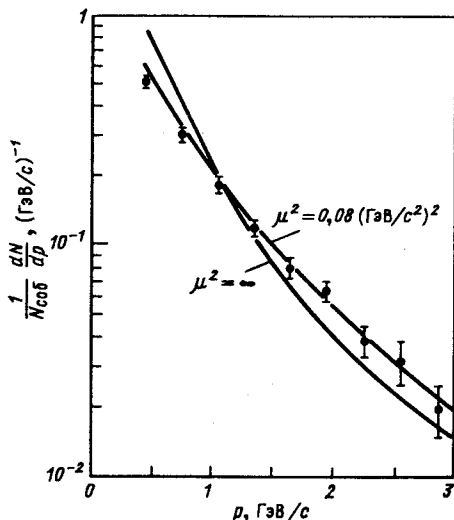
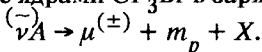
Результат (36) согласуется с оценкой [83], полученной из анализа взаимодействий нейтрино с неоном.

Изучение образования кумулятивных протонов [84,85]. Открытие ЕМС-эффекта [86] вызвало повышенный интерес к изучению структуры ядра, так как было показано несоответствие наблюдений и ожиданий нерелятивистской теории ядра, принимающей, что ядра состоят только из нуклонов. Указания на возможность такого несоответствия были получены ранее в экспериментах вида



где регистрируемые частицы ( $\pi, p, d \dots$ ) образуются в кинематической области, запрещенной при рассеянии на свободном нуклоне. Такие частицы, следуя А.М.Балдину [87], называют кумулятивными. Обзор ряда моделей, предложенных для описания образования кумулятивных нуклонов, дан в [87—90].

Нами были изучены процессы образования кумулятивных протонов при взаимодействии  $\nu(\bar{\nu})$  с ядрами  $CF_3Br$  в заряженном токе:



Всего для анализа было отобрано 3130 взаимодействий нейтрино и 730 антинейтрино. При изучении образования адронов в лептон-адронных процессах физически выделенным направлением является направление вектора  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_\nu - \mathbf{p}_\mu$ . Протоны с импульсами  $0,1 < p^2 \leq 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, для которых  $\cos \theta < 0$ , мы называем кумулятивными.

Интерес к изучению образования кумулятивных частиц связан с попытками рассматривать эти процессы как проявления «новой физики», например, существования в ядрах коррелированных групп нуклонов (флуктоны, многонуклонные корреляции) или многокварковых конфигураций. В то же время в ряде работ показано, что в сечение образования кумулятивных протонов большой вклад могут вносить вторичные перерасеяния в ядре, в частности процесс двухнуклонного поглощения медленных  $\pi^+$ -мезонов [91—94]. В связи с этим мы провели сравнение данных, полученных в нашем эксперименте, с расчетами в рамках модели внутриядерного каскада (МВК).

Сечение процесса двухнуклонного поглощения  $\pi^+$ -мезонов имеет достаточно резкий максимум в области  $p_\pi \sim 0,25$  ГэВ/с [95]. При этом поглощение  $\pi^+$ -мезона более эффективно в образовании вторичных протонов, чем поглощение  $\pi^-$ -мезона. Тогда если процесс поглощения  $\pi$ -мезонов важен для образования кумулятивных протонов, то отношение числа  $\pi^-$ -мезонов к  $\pi^+$ -мезонам ( $R = N_{\pi^-} / N_{\pi^+}$ ) для событий, содержащих и не содержащих кумулятивные протоны, должно быть различно в районе  $p_\pi \sim 0,25$  ГэВ/с.

На рис.23 представлено отношение  $R$  в зависимости от импульса  $p_\pi$ , измеренное в нашем эксперименте. Приведена также форма сечения поглощения  $\pi^+$ -мезона дейтроном  $\sigma(\pi^+ d \rightarrow pp)$ . Отношения  $R$  для двух классов событий совпадают во всей

области приведенных значений импульса  $\pi$ -мезона, за исключением области  $p_\pi \sim 200+300$  МэВ/с, т.е. об-

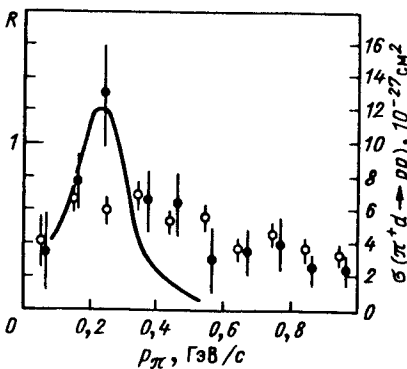


Рис.23. Отношение  $R$  импульсных спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, в зависимости от импульса мезонов:  $\circ$  — события, не имеющие кумулятивных протонов;  $\bullet$  — события, в которых зарегистрированы кумулятивные протоны; сплошная линия — зависимость сечения  $\sigma(\pi^+ d \rightarrow pp)$

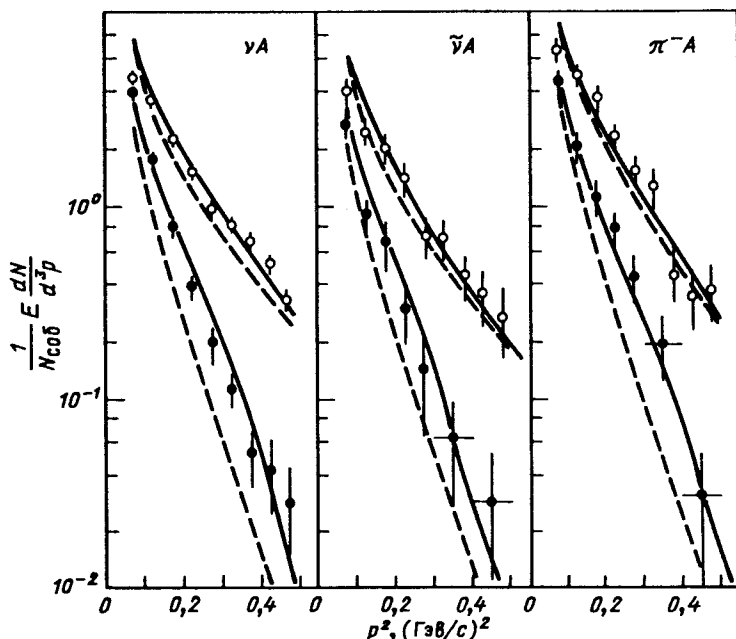


Рис.24. Нормированные инвариантные дифференциальные сечения образования протонов в  $\nu A$ -,  $\bar{\nu} A$ -,  $\pi^- A$ -взаимодействиях в зависимости от квадрата импульса протонов:  $\circ$  — протоны, вылетающие в переднюю полусферу;  $\bullet$  — протоны, вылетающие в заднюю полусферу; сплошные линии — расчет по методу Монте-Карло; пунктирные — расчет по методу Монте-Карло без учета процесса двухнуклонного поглощения мезона  $\pi 2N \rightarrow 2N$

ласти, где сечение поглощения максимально. Этот эффект является, по-видимому, экспериментальным указанием на то, что механизм поглощения  $\pi$ -мезона в ядре двухнуклонной парой существен для образования наблюдаемых нами кумулятивных протонов.

Рассмотрим теперь, способна ли каскадная модель описывать основные свойства образования кумулятивных протонов в нашем эксперименте и какую роль при этом играет процесс  $\pi 2N \rightarrow 2N$ .

На рис.24 представлены нормированные инвариантные дифференциальные сечения образования протонов в переднюю и заднюю полусферы. Представлены также результаты расчета по МВК (сплошные линии), которые хорошо описывают экспериментальные сечения для обеих полусфер. Здесь же представлены результаты расчета по МВК (штриховые линии), в которых сечение процесса поглощения  $\pi$ -мезона  $\sigma(\pi 2N \rightarrow 2N) = 0$ . Для протонов из передней полусферы согласие

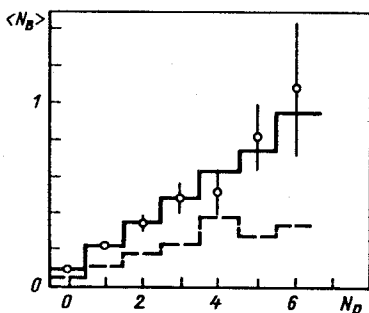


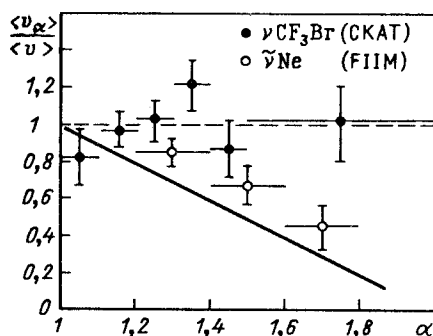
Рис. 25. Поведение средней множественности кумулятивных протонов, образованных в  $\nu A$ -взаимодействиях, в зависимости от числа протонов, вылетевших в переднюю полусферу: сплошная линия — расчет по методу Монте-Карло; штриховая линия — расчет по методу Монте-Карло без учета процесса двухнуклонного поглощения мезона

ухудшается, а для протонов, вылетающих назад, расхождение очень велико и растет с импульсом протона. В среднем для интервала  $0,1 < p^2 < 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> расхождение составляет фактор порядка 2. Таким образом, видно, что процесс двухнуклонного поглощения  $\pi$ -мезонов очень существен для описания импульсных спектров кумулятивных протонов в рамках МВК.

Была также изучена корреляция между средней множественностью кумулятивных протонов  $\langle N_B \rangle$  и числом протонов  $N_p$  (с импульсом  $p > 0,3$  ГэВ/с), вылетающих в переднюю полусферу (рис.25). Обычно предполагается, что число таких протонов прямо пропорционально числу внутриядерных взаимодействий. Экспериментальная зависимость  $\langle N_B \rangle$  от  $N_p$  практически линейна. Это позволяет сделать предположение, что множественность кумулятивных протонов прямо пропорциональна числу внутриядерных взаимодействий. На этом же рисунке представлены результаты двух вариантов расчета по МВК. Вариант расчета с учетом процесса поглощения  $\pi 2N \rightarrow 2N$  хорошо согласуется с экспериментом.

Был осуществлен также поиск корреляции между импульсом наблюдаемого кумулятивного нуклона и средним значением переменной Бьеркена  $x$  для этих событий, предсказываемой моделью малонуклонных корреляций [90]. Экспериментально проверка модели осуществляется в терминах переменной  $\vartheta = xu$ ,  $\langle \vartheta \rangle = \vartheta(2 - \alpha)$ . Здесь  $\alpha = (E - p_z)/M$ ,  $E$  и  $p_z$  — энергия и третья компонента импульса кумулятивного протона. Среднее значение скейлинговой переменной при этом меняться не должно. Для анализа были использованы события, содержащие только один кумулятивный протон. Зависимость  $\langle \vartheta_\alpha \rangle / \langle \vartheta \rangle$  от  $\alpha$  представлена на рис.26. В пределах экспериментальных погрешностей не наблюдается значимых отклонений  $\langle \vartheta_\alpha \rangle / \langle \vartheta \rangle$  от единицы, что свидетельствует о подавленности вклада малонуклонных образований в ядре. Здесь же представлены данные

Рис. 26. Поведение среднего значения  $\langle \vartheta_\alpha \rangle / \langle \vartheta \rangle$  для событий, имеющих один кумулятивный протон, в зависимости от  $\alpha = (E - p_z)/M$ . Представлены результаты данного эксперимента ( $\nu\text{CF}_3\text{Br}$ ) и эксперимента  $\tilde{\nu}\text{Ne}$  [97]: сплошная линия — предсказание модели двухнуклонной корреляции [90]



$\tilde{\nu}\text{Ne}$ -эксперимента [97], в котором  $\vartheta - \alpha$ -корреляция наблюдалась, хотя и в меньшем масштабе, чем предсказывается моделью. Но это различие легко учитывается 20—30%-ным вкладом вторичных взаимодействий. Для  $\nu\text{Ne}$ -данных, полученных в том же эксперименте, значимой корреляции не наблюдается.

Таким образом, проведенный нами анализ показал, что вторичные перерассеяния могут быть ответственны за практически полный выход кумулятивных протонов из тяжелых ядер ( $\nu\text{CF}_3\text{Br}$ -эксперимент) и существенны даже для ядра Ne.

Двухпротонные интерференционные корреляции [66]. Форма корреляционной функции для протонов обуславливается несколькими механизмами: при малых значениях разности импульсов двух протонов  $\Delta p = |p_1 - p_2|$  важна деструктивная интерференция из-за фермионной природы частиц, а также кулоновское отталкивание, при увеличении проявляется конструктивная корреляция за счет действия ядерных сил, которая при дальнейшем увеличении  $\Delta p$  исчезает. Согласно работе [69], двухпротонная корреляционная функция может быть записана в общем виде следующим образом:

$$R(q, p) = A_c^{(+)}(K^*) [1 + B_0(q, p; r_0, \tau) + B_i(q, p, r_0, \tau)], \quad (37)$$

где  $q = p_1 - p_2$ ;  $p = p_1 + p_2$ ;  $K^* = \frac{1}{2} \sqrt{-q^2}$ . Функции  $B_0$ ,  $A_c^{(+)}$  и  $B_i$  описывают эффекты квантовой статистики, кулоновского и сильного взаимодействий в конечном состоянии соответственно. Параметры  $r_0$  и  $\tau$ , которые характеризуют пространственно-временные размеры области излучения протона, введены в предположении гауссова распределения излучающих источников. Зависимость корреляционной функции  $R$  от  $K^*$  показывает максимум, амплитуда которого зависит от радиуса области излучения протонов  $r_0$ .



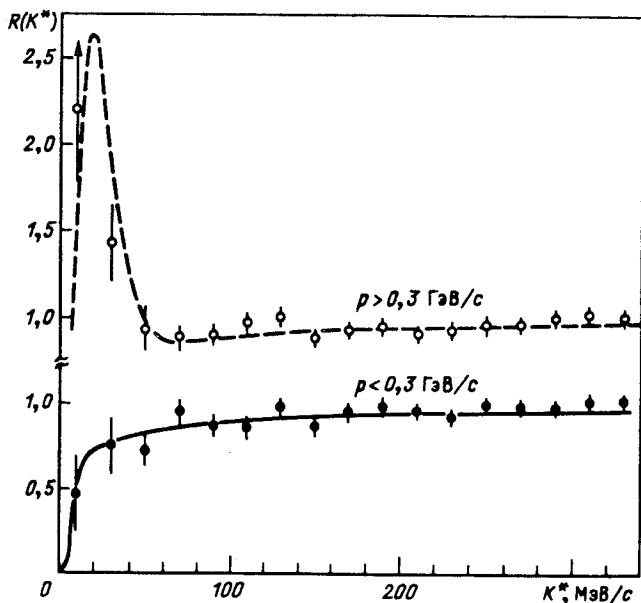


Рис.27. Корреляционная функция  $R(K^*)$  для различных импульсных областей

Для изучения протонных корреляций мы использовали события, в которых зарегистрировано не менее двух протонов с импульсами  $p > 0.2 \text{ ГэВ/с}$ . Средняя множественность протонов в этих событиях  $\langle N_p \rangle = 3.4$ . Эксперименты в адронных пучках показали зависимость измеренного объема излучения протонов от импульса пары протонов  $p = |p_1 + p_2|/2$ , поэтому данные были разделены на две области:  $p < 0.3 \text{ ГэВ/с}$  и  $p > 0.3 \text{ ГэВ/с}$ . Наблюдается (рис.27) различие в поведении  $R(K^*)$  для разных областей  $p$ . Для  $p < 0.3 \text{ ГэВ/с}$  корреляционная функция спадает при уменьшении  $K^*$ , а для  $p > 0.3 \text{ ГэВ/с}$  корреляционная функция имеет максимум при малых  $K^*$ . На этом же рисунке представлены результаты теоретического расчета двухпротонной корреляционной функции [69] для радиусов 2 фм (штриховая линия) и 6 фм (сплошная линия). Видно качественное согласие теоретических предсказаний с экспериментом. Можно сделать заключение, что, так же, как и в  $\hbar A$ -взаимодействиях, протоны при  $p < 0.3 \text{ ГэВ/с}$  вылетают из области большего объема, чем протоны более высоких импульсов. При этом радиус генерации протонов высоких импульсов сопоставим с радиусом генерации пионов.

Такой результат предполагает, что протоны с низкими импульсами образованы главным образом в процессах испарения возбужденного ядра, а протоны высоких импульсов образованы в результате внутриядерных перераспределений вторичных адронов.

## 5. ОБРАЗОВАНИЕ СТРАННЫХ И ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Образование в нейтринных взаимодействиях адронов с различными ароматами дает информацию о структуре слабых токов, о процессах адронизации кварков, об универсальности образования адронов. Эти процессы могут быть изучены при рождении нейтральных странных частиц, а также в реакциях с образованием  $\mu^- e^+$ - и  $\mu^- e^-$ -пар, связанных с образованием очарованных частиц.

Изучение образования нейтральных странных частиц [98]. Результаты исследования и образования нейтральных странных частиц в эксперименте на камере СКАТ основаны на анализе 6322 нейтринных взаимодействий заряженного тока, удовлетворяющих условиям:  $E_\nu > 3$  ГэВ,  $p_\mu > 0,5$  ГэВ/с,  $W > 1,5$  ГэВ (порог образования странных частиц).

Изучались реакции:

$$\nu_\mu A \rightarrow \mu^- K^0; \quad (38)$$

$$\nu_\mu A \rightarrow \mu^- \Lambda X. \quad (39)$$

Реакции выделялись по наличию в них характерных распадов нейтральных странных частиц:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-; \quad (40)$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi^-. \quad (41)$$

Каждый кандидат на распад нейтральной странной частицы подвергался процедуре связанного кинематического фита по соответствующим гипотезам. Гипотеза (40) или (41) принималась, если ее  $\chi^2$ -вероятность была больше 0,5%. Полное число  $V^0$ -частиц в данном эксперименте составило 158, причем в 117 случаях нейтральная странная частица была однозначно идентифицирована по результатам фита либо по идентификации продуктов распада. В оставшихся случаях принималась гипотеза, прошедшая фит с большей  $\chi^2$ -вероятностью. В результате 82  $V^0$ -частицы были идентифицированы как  $K^0$ -мезоны, а 76 — как  $\Lambda$ -гипероны. При

этом 74 события содержат один  $K^0$ -мезон, 70 событий — один  $\Lambda$ -гиперон, 6 событий — пару  $K^0\Lambda$  и 1 событие — пару  $K^0K^0$ .

Для оценки полного числа образованных нейтральных странных частиц для каждой  $V^0$ -частицы вычислялся вес, учитывающий вероятность ее распада в эффективном объеме камеры, нейтральные моды распада, вероятность взаимодействия до распада, а также эффективность прохождения событий через процедуру обработки. Средний вес для  $K^0$ -мезонов составил 4,9, а для  $\Lambda$ -гиперонов — 2,5.

*Выходы нейтральных странных частиц* [98]. В табл.8 приведены значения выходов нейтральных странных частиц, полученных на камере СКАТ и в других нейтринных экспериментах [99—104].

Таблица 8. Значения выходов нейтральных странных частиц

Эксперимент	$\langle W^2 \rangle$ , ГэВ <sup>2</sup>	$R(K^0)$ , %	$R(\Lambda)$ , %	$R(\Lambda)/R(K^0)$
$\nu A$ СКАТ [98]	7,8	$7,1 \pm 0,8$	$3,1 \pm 0,4$	$0,43 \pm 0,07$
$\bar{\nu} Ne$ [99]	20,3	$16,4 \pm 0,9$	$6,3 \pm 0,4$	$0,38 \pm 0,03$
$\nu D$ [100]	21,2	$17,5 \pm 0,9$	$4,5 \pm 0,4$	$0,26 \pm 0,02$
$\nu p$ [101]	25	$17,0 \pm 1,0$	$6,0 \pm 0,4$	$0,34 \pm 0,03$
$\nu p$ [102]	36	$14,0 \pm 2,0$	$6,0 \pm 2,0$	$0,40 \pm 0,11$
$\nu p$ [103]	38,4	$17,7 \pm 1,6$	$4,3 \pm 0,6$	$0,24 \pm 0,04$
$\nu n$ [103]	38,4	$20,8 \pm 1,6$	$7,1 \pm 0,7$	$0,34 \pm 0,05$
$\nu Ne$ [104]	59	$23,0 \pm 1,7$	$5,7 \pm 0,7$	$0,25 \pm 0,03$

При сравнении данных различных экспериментов необходимо учитывать, что сечение образования  $\Lambda$ -гиперонов на нейтроне (а соответственно и на изоскалярной мишени) больше, чем на протоне. Это связано с тем, что вероятность фрагментации дикварка ( $ud$ ) в  $\Lambda$ -гиперон больше, чем вероятность фрагментации дикварка ( $uu$ ). Процесс образования  $K$ -мезонов менее чувствителен к тому, на каком нуклоне происходит взаимодействие.

В табл.9 приведены средние значения кинематических переменных  $E_\nu$ ,  $W^2$ ,  $Q^2$ ,  $x$  и  $u$  для событий, содержащих нейтральную странную частицу, и для всех нейтринных событий. События, содержащие  $V^0$ -частицу, имеют в среднем более высокие значения  $E_\nu$  и  $W^2$ . Эти события характеризуются также большими значениями  $u$  и меньшими  $x$ , как и ожидается в кварк-партонной модели.

Таблица 9. Средние значения некоторых кинематических переменных для событий, содержащих нейтральные странные частицы, и для всех нейтринных событий

Параметры	$CC + V^0$	$CC + K^0$	$CC + \Lambda$	Все $CC$
$\langle E_{\nu} \rangle$ , ГэВ	$13,1 \pm 0,8$	$13,6 \pm 1,1$	$12,4 \pm 1,0$	$10,4 \pm 0,1$
$\langle N^2 \rangle$ , $(\text{ГэВ}/c^2)^2$	$12,1 \pm 0,7$	$13,3 \pm 1,0$	$10,2 \pm 0,8$	$7,6 \pm 0,0$
$\langle Q^2 \rangle$ , $(\text{ГэВ}/c)^2$	$3,3 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,04$
$\langle x \rangle$	$0,24 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,01$
$\langle y \rangle$	$0,62 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,01$

*Оценка полного выхода странных частиц.* Оценка полного выхода странных частиц может быть получена только на основе модельных предположений и экспериментальных фактов, известных из адрон-адронных соударений. В [100] получено выражение для доли нейтринных процессов, содержащих по крайней мере одну странную частицу в конечном состоянии:

$$F(SP) = \sigma(\nu A \rightarrow \mu^- + SP + X) / \sigma(\nu A \rightarrow \mu^- + X) = 2(n(\Lambda) + n(K^0)) - 4(F(K^0\Lambda) + F(K^0K^0)), \quad (42)$$

где  $n(\Lambda)$  и  $n(K^0)$  — средние множественности  $\Lambda$ -гиперонов и  $K^0$ -мезонов, а  $F(K^0\Lambda)$  и  $F(K^0K^0)$  — доли от полного сечения  $\nu A$ -взаимодействия заряженного тока, обусловленные процессами образования пар  $K^0\Lambda$  и  $K^0K^0$ . С учетом этих соотношений была получена оценка полного выхода странных частиц

$$F(SP) = 13,2 \pm 3,2 \text{ (стат.)} \pm 2,0 \text{ (сист.)} \% \quad (43)$$

Систематическая погрешность учитывает неоднозначность в идентификации  $V^0$ -частиц, а также точность выполнения изотопической инвариантности, лежащей в основе соотношения (42). В экспериментах, выполненных при более высоких энергиях, полный выход странных частиц  $F(SP)$  равнялся  $(35,0 \pm 5,8) \%$  [104] и  $(25,2 \pm 4,1) \%$  [100].

*Оценка выхода очарованных частиц.* В рамках стандартной модели распад очарованного кварка в большинстве случаев приводит к образованию странной частицы. Поэтому из данных по образованию странных частиц можно получить оценку на выход очарованных частиц.

Для оценки выходов очарованных частиц были рассчитаны относительные вклады различных процессов с образованием странных и очарованных частиц в рамках КПМ с учетом конкретных условий данного эксперимента. Результаты расчета приведены в табл.10.

Таблица 10. Расчетные значения относительных вкладов различных процессов с образованием странных и очарованных частиц в рамках КПМ с учетом конкретных условий эксперимента на камере СКАТ

Подпроцесс	Вероятность подпроцесса	Доля полного сечения образования странных частиц, %
$\nu d_\nu \rightarrow \mu u + s\bar{s}$	$D_\nu \cos^2\theta \lambda_{s\bar{s}}$	60,6
$\nu d_s \rightarrow \mu u + s\bar{s}$	$D_s \cos^2\theta \lambda_{s\bar{s}}$	7,4
$\nu \bar{u} \rightarrow \mu \bar{d} + s\bar{s}$	$(1/3)\bar{u} \cos^2\theta \lambda_{s\bar{s}}$	2,4
$\nu \bar{u} \rightarrow \mu \bar{s}$	$(1/3)\bar{u} \sin^2\theta$	0,6
$\nu s(+\bar{s}) \rightarrow \mu u(+\bar{s})$	$s \sin^2\theta$	0,6
$\nu d_\nu \rightarrow \mu c_{\downarrow s}$	$D_\nu \sin^2\theta \cos^2\theta$	15,1
$\nu d_s \rightarrow \mu c_{\downarrow s}$	$D_s \sin^2\theta \cos^2\theta$	1,8
$\nu s(+\bar{s}) \rightarrow \mu c_{\downarrow s} (+\bar{s})$	$s \cos^4\theta$	11,5

При вычислениях использовалось отношение долей импульса протона, переносимых соответственно кварками моря и валентными кварками ( $D_\nu$ ):

$$D_s/D_\nu = 0,12, \quad (44)$$

полученное на камере СКАТ [105].

Кроме того, предполагалось, что выполняется соотношение

$$AD_s/D_\nu = AU_s/D_\nu = s/D_\nu, \quad (45)$$

где  $s$  — доля импульса, переносимая странными кварками;  $A$  — степень подавления моря странных кварков по сравнению с морем обычных кварков. Значение  $A$  было выбрано равным  $1/3$  в соответствии с данными работы [106]. Параметр  $\lambda_{s\bar{s}}$  учитывает вероятность ассоциативного образования странных частиц. Использовалось значение  $\lambda_{s\bar{s}} = 0,2$ , которое следует из работ по  $\pi p$ -рассеянию [107] и из нейтринных экспериментов [108,109].

Из табл.10 следует, что в нашем эксперименте 28% событий, содержащих странную частицу, обусловлены рождением и последующим распадом очарованных частиц. Выход очарованных частиц оценивался для

событий с инвариантной массой адронной системы выше 3 ГэВ/с<sup>2</sup>. Для этой выборки событий полный выход частиц

$$F(SP) = 26,8 \pm 6,0 \text{ (стат.)} \pm 5,0 \text{ (сист.)} \% . \quad (46)$$

Используя это значение и оценку того, что 28% событий обусловлены рождением очарованных частиц, получаем

$$F(CP) = \sigma(\nu A \rightarrow \mu^- + CP + X) / \sigma(\nu A \rightarrow \mu^- + X) = 7,5 \pm 2,0 \text{ (стат.)} \pm 1,7 \text{ (сист.)} \% . \quad (47)$$

В пределах погрешностей эти данные находятся в согласии с результатами других нейтринных экспериментов  $\nu p$ :  $(10 \pm 2)\%$  [100],  $\nu \text{Ne}$ :  $(8 \pm 2)\%$  [104].

Результат согласуется и с оценкой выхода очарованных частиц по  $\mu^- e^+$ -парам, полученной в рамках эксперимента на камере СКАТ:  $F(CP) = (9,2 \pm 3,6)\%$ .

Инклюзивные спектры нейтральных странных частиц. Нормированные  $Z$ -распределения для  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов приведены на рис.28. Там же приведены аналогичные распределения в  $\nu p$ - и  $\nu \text{Ne}$ -экспериментах. Из рис.28,а можно видеть, что распределения по  $Z$  для  $K^0$ -мезонов для разных экспериментов совпадают при  $Z > 0,3$ . Это указывает на слабую зависимость функций фрагментации в  $K^0$  при больших  $Z$  от инвариантной массы адронов. Различие проявляется в поведении  $D(Z)$  при малых значениях  $Z$ .

Распределение по  $Z$  для  $\Lambda$ -гиперонов в пределах погрешностей совпадает с распределением, полученным в  $\nu p$ -эксперименте при  $Z > 0,2$ . Различия при малых  $Z$  связаны, по-видимому, с пороговым поведением сечения образования  $\Lambda$ -гиперонов при малых значениях  $W^2$ .

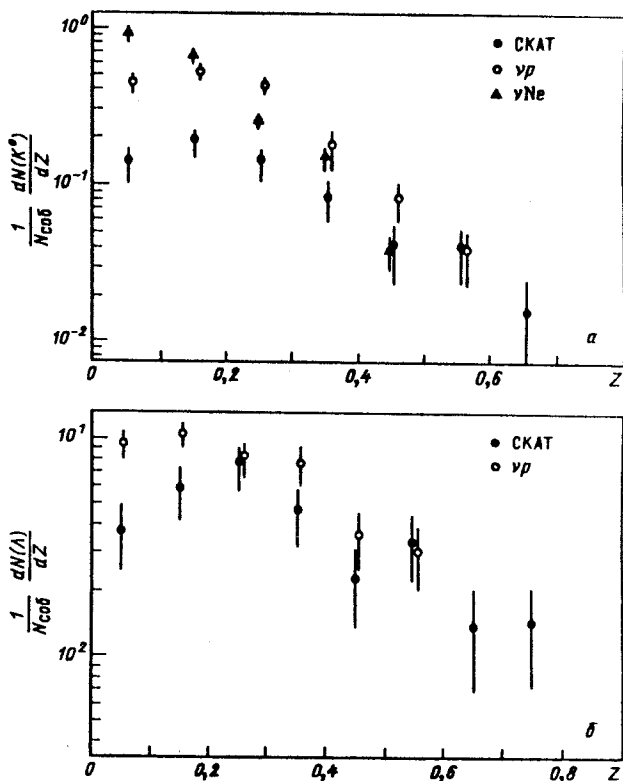
Распределения  $V^0$ -частиц по квадрату поперечного импульса хорошо фитируется экспонентой  $dN/dp_T^2 \sim \exp(-bp_T^2)$ .

При этом для  $K^0$ -мезонов получено значение  $b = (4,7 \pm 0,6) \text{ (ГэВ/с)}^2$ , для  $\Lambda$ -гиперонов  $b = (3,9 \pm 0,9) \text{ (ГэВ/с)}^2$ .

Исследование образования дилептонов и выходы очарованных частиц [110—116]. При изучении событий с образованием электронов и позитронов в реакциях

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- e^+ X, \quad (48)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- e^- X \quad (49)$$

Рис.28. Распределение по  $Z$  для  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda$ -гиперонов

статистика  $\nu_{\mu} N$ -взаимодействий составила  $13,8 \cdot 10^3$  событий в области  $E_{\nu} > 3$  ГэВ и  $p_{\mu} > 1,0$  ГэВ/с.

Выход  $\mu^{-}e^{+}$ -пар и очарованных частиц [116]. В указанной выборке были обнаружены 25  $\mu^{-}e^{+}$ -событий с  $p_e > 0,4$  ГэВ/с. Потери сигнала от  $\mu^{-}e^{+}$ -пар, связанные с условиями отбора, составили 14,8%. Для фона получена оценка  $1,5 \pm 0,4$  события.

После вычитания фона и учета потерь сигнал от  $\mu^{-}e^{+}$ -событий составил  $27,8 \pm 6,0$ . Это соответствует выходу  $\mu^{-}e^{+}$ -пар в нашем эксперименте:

$$\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^{-}e^{+}N) / \sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^{-}N) = (2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}.$$

Относительный выход  $\mu^{-}e^{+}$ -пар выше порога образования очарованных частиц ( $W > 2,3$  ГэВ/с<sup>2</sup>) оказался равным

$$R_{\mu^- e^+} = \frac{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- e^+ N)}{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- N)_{W>2,3}} = (4,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}.$$

Согласно теоретическим представлениям, основными источниками образования  $\mu^- e^+$ -событий при наших энергиях являются:

реакция квазиупругого образования  $\Lambda_c^+$ -бариона



и реакция инклюзивного рождения  $D$ -мезона



с последующим распадом  $\Lambda_c^+$  и  $D$  по полуплеptonному каналу. Расчет указанных процессов методом Монте-Карло, проведенный с учетом реальных условий нашего эксперимента, показал, что около 90%  $\mu^- e^+$ -событий от реакции (50) попадают в область  $\nu < 4,3$  ГэВ, тогда как около 90%  $\mu^- e^+$ -событий от реакции (51) попадают в область  $\nu > 4,3$  ГэВ. На этом основании 10  $\mu^- e^+$ -событий, для которых  $\nu < 4,3$  ГэВ, были отнесены к процессу (50), а остальные 15 событий, для которых  $\nu > 4,3$  ГэВ, — к процессу (51).

Средние значения кинематических переменных  $\mu^- e^+$ -событий приведены в табл.11. Как видно, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с расчетом при указанном соотношении между числами  $\mu^- e^+$ -событий от реакций (50) и (51).

С использованием экспериментальных значений для относительных вероятностей распадов  $\text{Br}(\Lambda_c \rightarrow eX) = 4,5 \pm 1,7$  % и  $\text{Br}(D \rightarrow e^+ X) = (11,6 \pm 1,6)$  % [110] были оценены относительные выходы очарованных частиц  $\Lambda_c^+$  и  $D$  в нейтринных взаимодействиях заряженного тока. В области  $E_{\nu} > 3$  ГэВ,  $W > 3,2$  ГэВ/ $c^2$ ,  $p_{\mu} > 1,0$  ГэВ/с получены следующие значения:

$$\begin{aligned} R_{\Lambda_c^+} &= \frac{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+)}{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- X)} = (6,2 \pm 3,1) \cdot 10^{-2}; \\ R_D &= \frac{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- DX)}{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- X)} = (3,0 \pm 0,9) \cdot 10^{-2}; \\ R_C &= \frac{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- CX)}{\sigma(\nu_{\mu} N \rightarrow \mu^- X)} = (9,2 \pm 3,2) \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \quad (52)$$



Таблица 11. Средние значения кинематических переменных в событиях с образованием  $\mu^- e^+$ -пар

Переменная	$\nu < 4,3$ ГэВ (10 событий)	$\Lambda_c^+ \rightarrow e^+ X$ , расчет	$\nu > 4,3$ ГэВ (15 событий)	$D \rightarrow e^+ X$ , расчет	Полная вы- борка (25 со- бытий)	$C \rightarrow e^+ X$ , расчет
$E_\nu$ , ГэВ	$8,3 \pm 1,3$	8,2	$16,6 \pm 2,3$	16,9	$13,3 \pm 1,7$	13,4
$x$	$0,28 \pm 0,06$	0,33	$0,17 \pm 0,03$	0,215	$0,21 \pm 0,03$	0,255
$y$	$0,38 \pm 0,06$	0,41	$0,62 \pm 0,05$	0,605	$0,53 \pm 0,04$	0,525
$\nu$ , ГэВ	$2,8 \pm 0,4$	2,8	$10,0 \pm 1,7$	9,8	$7,1 \pm 1,2$	7,0
$W$ , ГэВ/ $c^2$	$2,08 \pm 0,10$	2,02	$3,9 \pm 0,3$	3,8	$3,2 \pm 0,2$	3,1
$Q$ , ГэВ/ $c^2$	$1,7 \pm 0,5$	2,0	$3,6 \pm 0,9$	4,0	$2,9 \pm 0,6$	3,2
$p_\mu$ , ГэВ/ $c$	$5,5 \pm 1,2$	5,4	$6,7 \pm 1,5$	7,1	$6,2 \pm 1,0$	6,4
$p_{e^+}$ , ГэВ/ $c$	$0,68 \pm 0,07$	1,0	$2,5 \pm 0,6$	2,7	$1,8 \pm 0,4$	2,0

Таблица 12. Оценка вклада различных фоновых источников в события с образованием  $\mu^- e^-$ -пар

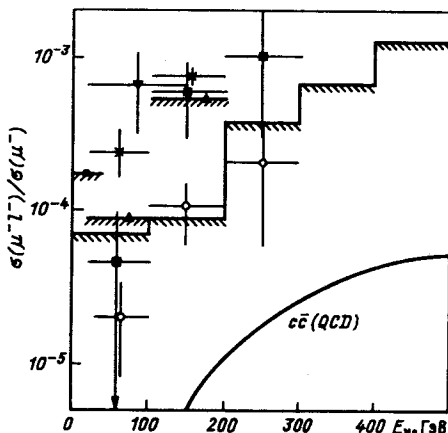
Асимметричные $\gamma$ -кванты и да- лиц-пары	$\nu_e N$ -взаимодей- ствия	Комптоновские электроны	$\delta$ -электроны	Полное число
$1,1 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,8$	$0,34 \pm 0,03$	$5,2 \pm 0,9$

Образование  $\mu^- e^-$ -событий [111—116]. В указанной выборке собы-  
тий были зарегистрированы также 7  $\mu^- e^-$ -событий с  $p_{e^-} > 0,4$  ГэВ/ $c$ ,  
 $p_\mu > p_{e^-}$ . Отметим, что во всех этих событиях импульс электрона меньше  
1,0 ГэВ/ $c$ . Расчет потерь сигнала  $\mu^- e^-$ -пар, связанных с ограничениями  
отбора, дал 8,6%. Оценки вклада различных фоновых источников сум-  
мированы в табл. 12.

Таким образом, значимого превышения сигнала от  $\mu^- e^-$ -пар над фо-  
ном не обнаружено; его оценка при  $p_{e^-} > 0,4$  ГэВ/ $c$  составила

$$R_{\mu^- e^-} = \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- e^- X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X)_{W > 2,3}} = (1,8 \begin{smallmatrix} +3,3 \\ -1,1 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-4}.$$

Рис.29. Относительный выход дилептонов одинакового знака в  $\nu_\mu N$ -взаимодействиях заряженного тока как функция энергии нейтрино. Кривая — предсказания КХД для уровня выхода дилептонов, обусловленных ассоциативным образованием чарма:  $\blacktriangle$  — 15' ( $H_2/Ne$ );  $\blacktriangledown$  — GGM;  $\circ$  — CDHSW;  $\blacksquare$  — HPWFOR;  $\times$  — CHARM;  $\nabla$  — CCFRR;  $\bullet$  — SKAT



При ограничении на импульс электрона  $p_e > 1,0$  ГэВ/с верхний предел на выход  $\mu^- e^-$ -пар в нашем эксперименте равен  $R_{\mu^- e^-} < 1,7 \cdot 10^{-4}$  на 90%-ном уровне достоверности.

Отметим в то же время наличие одного  $\mu^- e^- V^0$ -события в классе  $\mu^- e^-$ -событий, среднестатистическая оценка фона для которого составляет 0,13 события согласно уровню выхода  $V^0$ -частиц (2,5%) в событиях заряженного тока.

На рис.29 представлены оценки на относительные выходы дилептонов одинакового знака, полученные в различных экспериментах. Как видно из этого рисунка, невозможно сделать определенный вывод относительно выхода  $\mu^- e^-$ -пар. В особенности это касается области малых энергий нейтрино. В настоящем эксперименте решение этого вопроса оказалось затруднительным из-за недостаточности статистики и не очень хорошего разрешения вблизи первичной вершины. Ситуация может быть улучшена в эксперименте на камере SKAT, проведенном с пропановым заполнением.

В заключение этого раздела отметим, что в одном из событий с образованием  $\mu^- e^+$ -пары, которое было интерпретировано как процесс

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + e^+ + p + 2\pi^0,$$

при тщательном многократном измерении было обнаружено, что  $\mu^-$ -мезон и позитрон имеют общую вершину, находящуюся от точки взаимодействия на расстоянии  $\sim 4,8$  мм [114,115]. Измерения ионизации на треках фотоснимков данной экспозиции позволили оценить вероятность образования такого разрыва в пространстве камеры и дали значение  $10^{-2}$ .

Анализ кинематики и физики процесса позволил сделать предположение, что (если разрыв между вершиной взаимодействия и вершиной  $\mu^- e^+$ -пары имел место) событие можно интерпретировать как процесс образования тяжелого нейтрального лептона  $M^0 \rightarrow \mu^- e^+ \nu_e$  с массой, заключенной в пределах  $1,4 \leq m_{M^0} \leq 2,1$  ГэВ, и временем жизни  $\sim (4-7) \cdot 10^{-12}$  с.

## 6. ПРОЦЕССЫ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И ОДНОПИОННОГО РОЖДЕНИЯ [117—123]

Исследования этих процессов в эксперименте на камере СКАТ основаны на статистике около 15000 (2000) событий  $\nu(\bar{\nu})A$ -взаимодействий заряженного тока.

Основной трудностью при изучении этого типа процессов на сложных ядрах является изменение первоначальной топологии событий за счет внутриядерных перерассеяний продуктов реакций. При этом реакции с образованием одного или более пионов могут обладать добавочными частицами в конечном состоянии. Для реакций с образованием  $\pi^0$ -мезона или нейтрона важна также эффективность их регистрации в камере. Для учета всех этих процессов использовалась программа Монте-Карло генерации искусственных событий в камере. С помощью этой программы для каждого конкретного канала реакции вычислялись вероятность наблюдения события этой реакции в первоначальной топологии и вероятность перехода в другую топологию.

Конечные состояния каждой из рассматриваемых здесь реакций могут сопровождаться малоэнергичными нуклонами ( $T_{\text{кин}} < 30$  МэВ), которые в основном являются продуктами испарения возбужденного ядра. Наличие таких нуклонов в событиях при анализе игнорировалось.

**Квазиупругое рассеяние.** В эксперименте на камере СКАТ изучены квазиупругие реакции без изменения странности ( $\Delta S = 0$ ):

$$\nu n \rightarrow \mu^- p, \quad (53)$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n \quad (54)$$

и получена оценка сечения квазиупругой реакции с изменением странности ( $\Delta S = 1$ ):

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Lambda. \quad (55)$$

Для реакции (53) было отобрано 540 событий с протоном, идентифицированным по его остановке в камере. Для реакции отобрано 159 собы-

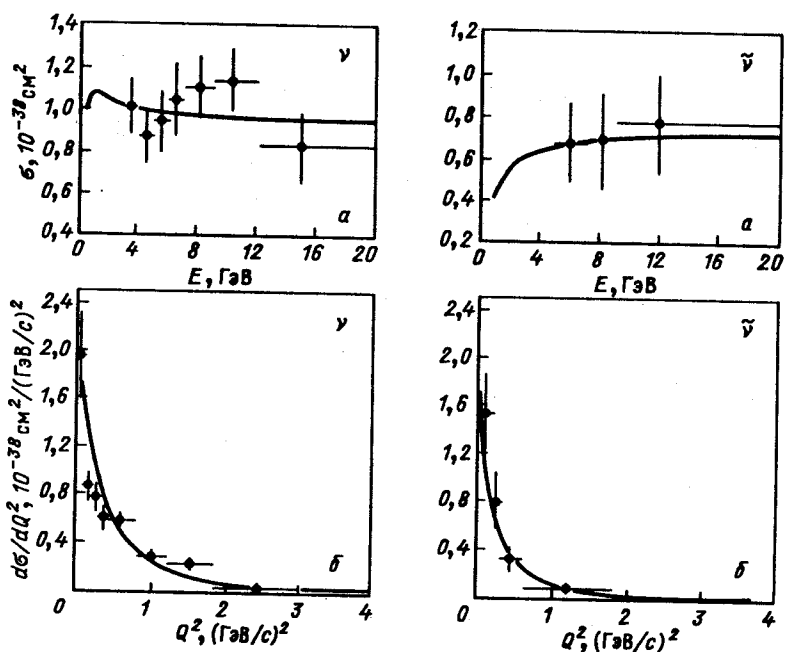


Рис.30. Полные (а) и дифференциальные (б) сечения квазиупругого взаимодействия нейтрино и антинейтрино

тий, из которых только 13% содержат зарегистрированный нейтрон. Поэтому энергия нейтрона для этой реакции оценивалась исходя из закона сохранения энергии-импульса в гипотезе рассеяния на свободном протоне. Законность применения такой процедуры была проверена на выборке событий (53), в которых энергия протона известна. Для реакции (55) обнаружено три события, в которых  $\Lambda$ -гиперон идентифицирован по распаду  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ .

Для реакций (53) и (54) вероятность остаться в первоначальной топологии была определена равной 30 и 70% соответственно. Для реакции (54) неэффективность просмотра составила 13,6%. При определении сечений обоих процессов (53), (54)) учитывался принцип Паули.

В результате учета всех поправок были определены поправленные числа событий:  $1465 \pm 199,6$  для реакции (53) и  $256,7 \pm 51,2$  для реакции (54). На рис.30,а приведены полные сечения реакций (53), (54), а на рис.30,б их дифференциальные сечения  $d\sigma/dQ^2$ .

Для реакции (55) вводилась поправка на невидимые моды распада  $\Lambda$ -гиперона, вероятность взаимодействия  $\Lambda$ -гиперона до распада, геометрической акселтанс и эффективность процедуры обработки.

Дифференциальные сечения реакций (53), (54) в рамках  $V-A$ -теории слабых взаимодействий могут быть записаны в виде [10]:

$$\frac{d\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dq^2} = \frac{G_F^2 \cos^2 \Theta_C M^2}{8\pi E^2} \left\{ A(q^2) \pm B(q^2) \left( \frac{s-u}{M^2} \right) + C(q^2) \left( \frac{s-u}{M^2} \right)^2 \right\}, \quad (56)$$

где  $M$  — масса нуклона;  $\Theta_C$  — угол Кабиббо;  $-q^2 = Q^2$ ;  $s-u = 4EM - Q^2$ ;  $G_F$  — константа слабого взаимодействия. Структурные функции  $A$ ,  $B$  и  $C$  являются функциями векторного  $F_V(q^2)$ , слабого магнитного  $F_M(q^2)$  и аксиально-векторного  $F_A(q^2)$  формфакторов нуклона. Формфакторы  $F_V$  и  $F_M$  посредством гипотезы сохранения векторного тока (СВТ) идентифицируются с электромагнитными изовекторными формфакторами Дирака и Паули и связаны с электрическим  $G_E(q^2)$  и магнитным  $G_M(q^2)$  формфакторами нуклона [124], измеренными в экспериментах по рассеянию электронов. Формфакторы  $G_E$ ,  $G_M$  с хорошей точностью параметризуются дипольной формой с параметром  $M_V = 0,84$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Для аксиально-векторного формфактора также обычно используется дипольная форма параметризации единственным неизвестным параметром  $M_A$  [125]:

$$F_A(q^2) = F(0)/(1 + q^2/M_A^2)^2; \quad F_A(0) = -1,254.$$

Для реакции (55) дифференциальное сечение записывается в форме, подобной (56), и также зависит от аксиальной массы.

Полное сечение реакции (55), полученное в эксперименте  $(1-3) \cdot 10^{-44}$  см<sup>2</sup>, не противоречит значению аксиальной массы  $M_A = 1,01$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Параметр  $M_A$  для реакций (53), (54) определялся из полных сечений и из формы дифференциальных сечений  $d\sigma/dQ^2$ . Значения  $M_A$ , полученные в эксперименте на камере СКАТ, и средние значения  $M_A$  для всех экспериментов, выполненных к настоящему моменту, приведены в табл.13.

С целью экспериментальной проверки гипотезы СВТ для данных  $\nu$ -эксперимента проведен двухпараметрический фит параметров

Таблица 13. Значения параметра  $M_A$  (см. текст), полученные в эксперименте на камере СКАТ, и вычисленные средние значения для других экспериментов, выполненных к настоящему времени [126]

Эксперимент	$M_A, \text{ГэВ}/c^2$	
	$\nu n \rightarrow \mu^- p$	$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n$
СКАТ $\sigma(E)$	$1,08 \pm 0,07$	$0,62 \pm 0,16$
$d\sigma/dQ^2$	$1,05 \pm 0,07$	$0,79 \pm 0,11$
$\sigma(E), d\sigma/dQ^2$	$1,06 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,10$
Все эксперименты [121]*	$1,01 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,03$

\*Усреднение по данным [122—128].

$M_V$  и  $M_A$ . Полученный результат  $M_V = (0,73 \pm 0,23) \text{ ГэВ}/c^2$  и  $M_A = (1,25 \pm 0,41) \text{ ГэВ}/c^2$  не противоречит справедливости этой гипотезы.

Однопионное рождение. В эксперименте на камере СКАТ впервые измерены сечения всех каналов однопионного рождения в заряженном токе:

$$\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+, \quad (57)$$

$$\nu n \rightarrow \mu^- n \pi^0, \quad (58)$$

$$\nu n \rightarrow \mu^- n \pi^+, \quad (59)$$

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ n \pi^-, \quad (60)$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ p \pi^-, \quad (61)$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ p \pi^0. \quad (62)$$

Процессы однопионного рождения теоретически исследовались многими авторами. В частности, Рейн и Сегал [129] разработали модель, учитывающую вклад в эти процессы различных резонансов, их интерференцию, а также нерезонансный фон. Для каналов реакций (57), (60), в которых сечение определяется образованием  $\Delta(1232)$ -резонанса, область изучения инвариантной массы ( $\pi N$ )-системы ограничивалась  $W < 1,6 \text{ ГэВ}/c^2$ . Для остальных каналов использовалось ограничение  $W < 2,0 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Проведенные расчеты показали, что вероятность для событий реакций (57)—(62) остаться в их первоначальной топологии составляет 15—30% в зависимости от реакции. Были определены также вклады фоновых процессов.

Таблица 14. Наблюдаемые и поправленные числа событий в реакциях однопионного рождения в реакциях заряженного тока [57—62]

Реакция	Наблюдаемые числа	Поправленные числа
(57)	197	603
(58)	165	321,2
(59)	76	356,4
(60)	76	177,6
(61)	120	144,7
(62)	20	82,6

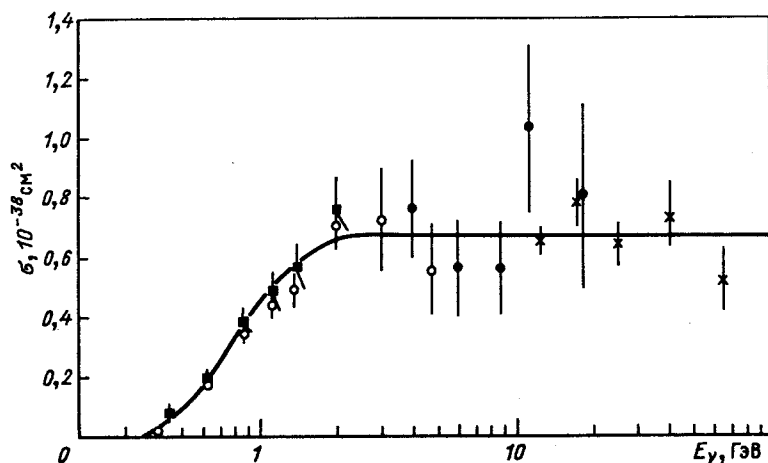


Рис.31. Энергетическая зависимость сечения реакции  $\nu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++}$ : ■ — [133]; ○ — [131]; × — [132]; ● — СКАТ [120]. Кривая — предсказание модели [13] при  $M_A = 1,01$  ГэВ

Наблюдаемые числа событий для каждого канала реакций (1) и (6) представлены в табл.14.

Поправленные числа событий использовались для вычисления сечений этих реакций. В качестве примера на рис.31 представлена зависимость сечения реакции (57) от энергии нейтрино. Здесь же приведены результаты других экспериментов, а также результаты теоретического расчета [129]. Отметим хорошее согласие результатов всех экспериментов с расчетом.

Таблица 15. Значения аксиальной массы  $M_A$  при дипольной параметризации аксиально-векторного формфактора в реакции однопионного рождения

Реакция	$M_A$ , ГэВ/ $c^2$ , СКАТ	Все эксперименты
$\nu p \rightarrow \mu^- p\pi^+$ ;	$1,01 \pm 0,10$	$0,99 \pm 0,03$
$\nu n \rightarrow \mu^- p\pi^0$ ;	$0,90 \pm 0,07$	$1,09 \pm 0,04$
$\nu n \rightarrow \mu^- n\pi^+$ ;	$0,88 \pm 0,09$	$1,08 \pm 0,03$
$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ p\pi^-$ ;	$0,64 \pm 0,14$	$1,01 \pm 0,04$
$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ p\pi^-$ ;	$1,05 \pm 0,09$	$0,93 \pm 0,03$
$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n\pi^0$ .	$0,80 \pm 0,22$	$0,80 \pm 0,22$

В рамках модели [129,130] сечения реакций (57) — (62) зависят от аксиальной массы  $M_A$ , которая является свободным параметром в параметризации аксиально-векторного формфактора. Значения параметра  $M_A$ , полученные нами из фита сечения каждой реакции (57) — (62), приведены в табл.15. Здесь же приведены результаты для значений  $M_A$ , полученных усреднением результатов всех нейтринных экспериментов, выполненных к настоящему моменту, включая данные СКАТ [123,131—133]. Усреднение по всем каналам реакций (57) — (62) дает значение  $M_A = (1,01 \pm 0,02)$  ГэВ/ $c^2$ , что совпадает со значением  $M_A$ , полученным из анализа квазиупругих процессов.

## 7. ОБЩИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

Проверка  $\nu_e - \nu_\mu$ -универсальности [134]. В стандартной теории постулируется универсальность лептонных поколений. Следовательно, предполагается универсальность  $\nu_e N$ - и  $\nu_\mu N$ -взаимодействий, поэтому характеристики двух реакций

$$\nu_e N \rightarrow e^- X, \quad (63)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X, \quad (64)$$

включая их сечения, должны быть тождественны друг другу с точностью до различия масс мюона и электрона. Проверка этого фундаментального положения в экспериментах на ускорителях оказывается довольно сложной задачей. Одна из главных трудностей обусловлена тем, что образова-



ние электронных нейтрино в распадах  $\pi$ - и  $K$ -мезонов примерно на два порядка менее вероятно, чем мюонных нейтрино. Поэтому статистика событий реакции (63) в экспериментах не очень велика.

В эксперименте на камере СКАТ было обнаружено 90 событий с одиноким электроном с  $p_e > 0,4$  ГэВ/с в области энергий  $3 < E_\nu < 30$  ГэВ. В семи событиях была также зарегистрирована отрицательно заряженная частица — кандидат на мюон. Этот класс событий составил выборку  $\mu^- e^-$ -событий.

Расчет потерь событий взаимодействий электронных нейтрино в заряженном токе, обусловленных ограничениями отбора, был проведен моделированием таких событий методом Монте-Карло и составил 15,9%.

Фон для реакции (63) обусловлен главным образом асимметричными  $e^+ e^-$ -парами (от конверсии  $\gamma$ -квантов или далиц-пар), комптоновскими электронами и  $\delta$ -электронами, не отделяющимися от первичной вершины. Эти условия относятся к событиям без идентифицированного мюона в  $CC$ -взаимодействиях или к взаимодействиям нейтрального тока. Расчетное значение фона составило  $1,3 \pm 0,4$  события.

Окончательная оценка числа событий реакции (63) в области  $3 < E_\nu < 30$  ГэВ,  $p_e > 0,4$  ГэВ/с, составила

$$N_{\nu_e}^{\text{эксп}} = 97,4 \pm 11,9. \quad (65)$$

Для этой же части статистики число  $\nu_\mu N$ -взаимодействий заряженно-го тока при ограничениях  $3 < E_\nu < 30$  ГэВ,  $p_\mu > 0,5$  ГэВ/с, составило

$$N_{\nu_\mu}^{\text{эксп}} = (11,9 \pm 0,2) \cdot 10^3. \quad (66)$$

Проверка универсальности  $\nu_e N$ - и  $\nu_\mu N$ -взаимодействий производилась на основе сравнения отношений

$$r = \frac{N(\nu_e N \rightarrow e^- N)}{N(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N)}, \quad (67)$$

полученных по данным эксперимента и посредством моделирования нейтринных взаимодействий методом Монте-Карло в предположении  $\nu_e - \nu_\mu$ -универсальности. В последнем случае использовались расчетные  $\nu_e^-$  и  $\nu_\mu^-$ -спектры, учитывались также экспериментальное разрешение и ограничения отбора событий.

Для отношений было получено:

Таблица 16. Выходы  $\nu_e N$ -событий и значения отношения  $R$   
(см. текст, выражения (60) — (67))  
в различных нейтринных экспериментах

Эксперимент	$\langle E_\nu \rangle$ , ГэВ	Эксперимент $N_e^-$	Расчет $N_{\nu_e}$	$R = r_{\text{экс}}/r_{\text{расч}}$	Литература
GGM	5*	183±18	191±21	0,96±0,14*	[135]
15' ПК	60*	187±14	215±60	0,87±0,29*	[136]
ВЕВС	80*	73±10	70±2	1,04±0,15*	[137]
ВЕВС	53	110±13	91±10	1,21±0,19	[138]
СКАТ	13	97±12	99±10	0,98±0,15	[134]

\*Наши оценки по данным эксперимента.

$$r_{\text{экс}} = (0,82 \pm 0,10) \cdot 10^{-2}, \quad (68)$$

$$r_{\text{расч}} = (0,84 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}. \quad (69)$$

Погрешность в оценке отношения  $r_{\text{расч}}$  включает неточности в значении отношения  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -потоков.

Отношение  $R = r_{\text{экс}}/r_{\text{расч}}$  в предположении лептонной универсальности и в отсутствие нейтринных осцилляций должно быть равно 1. Из (68) и (69) следует:

$$R = 0,98 \pm 0,15. \quad (70)$$

Отношение  $R$  было исследовано также в зависимости от скейлинговой переменной  $y = \nu/E_\nu$ .

Полученные результаты подтверждают справедливость гипотезы лептонной универсальности.

В табл. 16 представлены данные по выходам  $\nu_e N$ -событий и отношению  $R$ , полученным в различных экспериментах.

Ограничения на осцилляции нейтрино [134]. Соотношение чисел событий  $\nu_e N$ - и  $\nu_\mu N$ -взаимодействий было использовано для установления ограничений на параметры осцилляций  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ .

В минимальной схеме смешивания вводятся два типа нейтрино  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , являющихся собственными состояниями гамильтониана и имеющих, таким образом, определенные значения масс  $m_1$  и  $m_2$  соответственно. При этом  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  представляют собой смесь  $\nu_1$  и  $\nu_2$  [139, 140]:

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta, \\ \nu_\mu &= -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta, \end{aligned} \quad (71)$$

где  $\theta$  — угол смешивания. Смешивание такого типа приводит к появлению осцилляций  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ , если  $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2| \neq 0$ . Тогда вероятность перехода  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  равна:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos 2\pi \frac{R}{L}\right), \quad (72)$$

где  $R$  — расстояние от точки образования  $\nu_\mu$  до детектора;  $L = 4\pi\hbar c / \Delta m^2$  — длина осцилляций;  $p$  — импульс нейтрино.

Если осцилляции  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  действительно существуют, то экспериментально определенное отношение числа  $\nu_e$ - и  $\nu_\mu$ -событий  $r_{\text{эксп}}$  может отличаться от отношения  $r_{\text{расч}}$ , рассчитанного без учета осцилляций. В общем случае

$$r_{\text{эксп}} = \frac{N_{\nu_e}^{\text{эксп}}}{N_{\nu_\mu}^{\text{эксп}}} = \frac{n_{\nu_e} \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \sigma_{\nu_e} \rangle + n_{\nu_\mu} \langle P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sigma_{\nu_e} \rangle}{n_{\nu_\mu} \langle P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \sigma_{\nu_\mu} \rangle + n_{\nu_e} \langle P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \sigma_{\nu_\mu} \rangle}. \quad (73)$$

Здесь  $n_{\nu_e}, n_{\nu_\mu}$  — исходные числа  $\nu_e, \nu_\mu$ ;  $P(\nu_i \rightarrow \nu_j)$  — вероятности переходов между соответствующими типами нейтрино;  $\sigma_i$  — сечение  $\nu N$ -взаимодействия в заряженном токе для нейтрино соответствующего типа  $i$ . Усреднение производится по исходному спектру нейтрино соответствующего типа с учетом места их образования в распадном канале. Полагая  $\sigma_{\nu_e} / E_{\nu_e} = \sigma_{\nu_\mu} / E_{\nu_\mu} = \sigma_\nu / E_\nu = \alpha$ , получаем

$$\frac{n_{\nu_e}}{n_{\nu_\mu}} = \frac{N_{\nu_e}^{\text{расч}} / \langle E_{\nu_e} \rangle}{N_{\nu_\mu}^{\text{расч}} / \langle E_{\nu_\mu} \rangle} = r^{\text{расч}} \frac{\langle E_{\nu_e} \rangle}{\langle E_{\nu_\mu} \rangle}, \quad (74)$$

где  $\langle E_{\nu_e} \rangle \cong 8$  ГэВ;  $\langle E_{\nu_\mu} \rangle \cong 10,5$  ГэВ — средние энергии  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  в спектре.

Используя (74), а также соотношения

$$\omega = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e), \quad (75)$$

равенство (73) можно записать в виде

$$r_{\text{эксп}} = \frac{r_{\text{расч}} \frac{\langle E_{\nu} \rangle}{\langle E_{\nu_e} \rangle} \langle (1 - \omega) E_{\nu_e} \rangle + \langle \omega E_{\nu_e} \rangle}{\langle (1 - \omega) E_{\nu_e} \rangle + r_{\text{расч}} \frac{\langle E_{\nu} \rangle}{\langle E_{\nu_e} \rangle} \langle \omega E_{\nu_e} \rangle}. \quad (76)$$

Было показано, что в эксперименте на камере СКАТ не обнаружено статистически значимого отклонения  $r_{\text{эксп}}$  от  $r_{\text{расч}}$ . В этом случае из равенства (76) может быть получено ограничение на вероятность  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)$  и, следовательно, на соотношение параметров  $\sin^2 2\theta$  и  $\Delta m^2$ . Допустимая область для совместных значений  $\sin^2 2\theta$  и  $\Delta m^2$  при уровне достоверности 90% по данным нашего эксперимента показана на рис.32. Граничные верхние пределы на том же уровне достоверности равны

$$\Delta m^2 = 1,3 (\text{ГэВ}/c^2)^2 \quad (77)$$

при максимальном смешивании, т.е. при  $\sin^2 2\theta = 1$  и

$$\sin^2 2\theta = 2,5 \cdot 10^{-3} \quad (78)$$

в максимуме чувствительности к осцилляциям  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$  (при  $\Delta m^2 = 60 (\text{эВ}/c^2)^2$ ).

На рис.32 приведены также ограничения на осцилляции  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ , полученные в некоторых других экспериментах, выполненных на кольцевых протонных ускорителях. Как видно из этого рисунка, хорошая чувствительность к осцилляциям  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$  в нашем эксперименте, сравнительно с данными других экспериментов, была достигнута при больших значениях  $\Delta m^2$ . Такому результату способствовало то обстоятельство, что примесь электронных нейтрино в нейтринном пучке ускорителя ИФВЭ довольно мала.

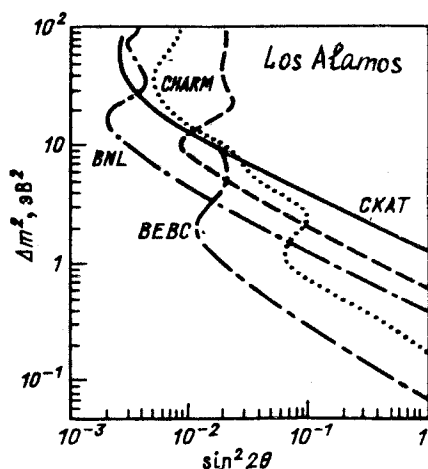


Рис.32. Ограничения на вероятность перехода  $P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)$ , полученные в эксперименте на камере СКАТ и в некоторых других экспериментах, выполненных на кольцевых протонных ускорителях

**Когерентное образование пионов [141].** Изучение когерентного образования нейтрального и заряженных  $\pi$ -мезонов позволяет исследовать изоспиновую структуру слабого тока. В частности, в эксперименте на камере СКАТ было определено абсолютное значение разности аксиально-векторных констант связи  $u$ - и  $d$ -кварков  $\beta |u_a - d_a|$ . Впервые в одном эксперименте были изучены три возможных канала когерентного образования пиона во взаимодействиях слабого заряженного и нейтрального токов.

Главной особенностью когерентных процессов является малость импульса  $t$ , передаваемого мишени, так что эффективные размеры области взаимодействия велики по сравнению с размерами мишени. Это приводит к типичному острому  $|t|$ -распределению\* в когерентных процессах с наклоном, определяемым поперечными размерами ядра. Имеются следующие условия когерентности:

$$|t| < 1/R_{\text{ядра}}^2 \quad (79)$$

при

$$R_{\text{ядра}} = R_0 A^{1/3} \quad (80)$$

и

$$R_0 \sim 1/m_{\pi} \sim 1,12 \text{ фм.} \quad (81)$$

Поскольку когерентные взаимодействия происходят на ядре как целом и импульс, переданный ядру, мал, взаимодействующее ядро остается незарегистрированным в камере.

К кинематическим следствиям уравнения (79) относятся пик вперед по рассеянному углу образованного пиона, малые значения квадрата переданного импульса  $Q^2 = 4E_{\nu}E_{\mu} \sin^2(\theta/2)$  и малые значения  $x_B$  ( $x_B = Q^2/2M_p\nu$ , где  $\nu = E_{\nu} - E_{\mu} = E_{\pi}$ ). Вследствие того, что ядро участвует в реакции когерентного образования мезонов как целое, мы ожидаем, что когерентные процессы в реакциях с заряженными токами будут иметь топологию, легко различимую в эксперименте:

$$\nu A \rightarrow \mu^{-} \pi^{+} A', \quad (82)$$

$$\bar{\nu} A \rightarrow \mu^{+} \pi^{-} + A'. \quad (83)$$

\*Для бесконечно тяжелого ядра  $|t| = (\sum_i p_{iL})^2 + (\sum_i (E_i - p_{iL}))^2$ , где суммирование производится по конечным частицам — мюону и  $\pi$ -мезону.  $E_i, p_{iL}, p_{iT}$  — энергии, продольный и поперечный импульсы конечных частиц относительно направления нейтрино.

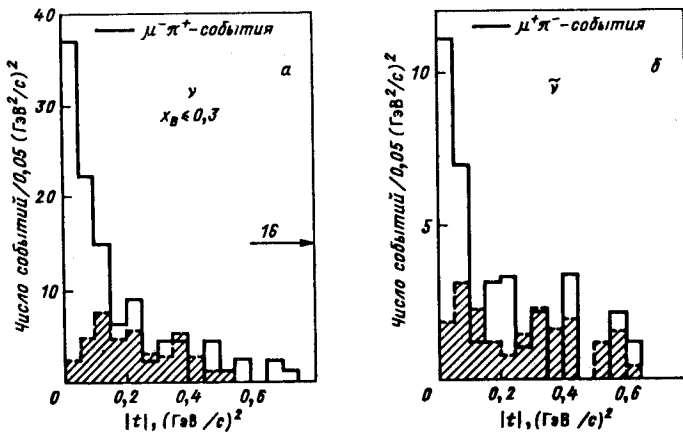


Рис.33. Распределение по  $|t|$  для событий — кандидатов на когерентное образование  $\pi^\pm$ -мезонов: заштрихованные гистограммы — фоновые распределения, нормированные на число событий с  $|t| > 0,15 \text{ (ГэВ/с)}^2$

При когерентном рассеянии нейтрального тока в эксперименте наблюдается только  $\pi$ -мезон, образованный в реакции

$$\nu A \rightarrow \nu \pi^0 A'. \tag{84}$$

Распределение по  $|t|$  для событий типа (82) и (83) дано на рис.33,а — данные для  $\nu A$ -взаимодействий и рис.33,б — для  $\bar{\nu} A$ -взаимодействий. Для того чтобы уменьшить фон от квазиупругой реакции, используются  $\nu A$ -события с дополнительным ограничением по переменной  $x_B < 0,3$ . В распределениях для событий как в  $\nu A$ -, так и в  $\bar{\nu} A$ -взаимодействиях ясно выделяется сигнал от когерентных событий при  $|t| < 0,15 \text{ ГэВ}^2$ . Из (79) для когерентной реакции следует ожидать  $\Delta t < 0,002 \text{ ГэВ}^2$ , но конечность экспериментального разрешения ( $\Delta t \sim 50 \text{ МэВ}^2$ ) и кинематические эффекты приводят к «уширению» этого распределения.

Полученные  $|t|$ -распределения на рис.33 можно описать функцией  $dN/d|t| \sim \exp(-b|t|)$ . Для параметра наклона после вычитания фона находим

$$b_\nu = (17,9 \pm 2,7) \text{ ГэВ}^{-2} \tag{85}$$

и

$$b_{\bar{\nu}} = (21,6 \pm 7,1) \text{ ГэВ}^{-2}. \tag{86}$$

Эти значения согласуются друг с другом в пределах погрешностей.

Если принять во внимание экспериментальное разрешение и кинематические эффекты, то наблюдаемые значения можно согласовать с предполагаемыми значениями параметра наклона для когерентного рассеяния на ядрах молекулы фреона. Это было доказано с помощью розыгрыша событий методом Монте-Карло. Наблюдаемые значения наклонов больше предполагаемых значений для дифракционного образования пионов на отдельных нуклонах, для которого ожидается  $b \sim 6 \div 8 \text{ ГэВ}^{-2}$  [142, 143].

Из распределений на рис.33 можно оценить, что выделяемый сигнал составляет 59 (12) событий при фоне 12 (7) событий. Отношение числа событий когерентного рассеяния к полному числу событий  $\nu(\tilde{\nu})A$ -взаимодействия через заряженный слабый ток

$$R_{\nu}^{+} = \frac{N(\nu A \rightarrow \mu^{-} \pi^{+} A')^{\text{КОГ}}}{N(\nu A \rightarrow \mu^{-} X)} = (0,69 \pm 0,09) \%, \quad (87)$$

$$R_{\tilde{\nu}}^{-} = \frac{N(\tilde{\nu} A \rightarrow \mu^{+} \pi^{-} A')^{\text{КОГ}}}{N(\tilde{\nu} A \rightarrow \mu^{+} X)} = (1,8 \pm 0,5) \% \quad (88)$$

при  $\langle E_{\nu(\tilde{\nu})} \rangle \sim 7 \text{ ГэВ}$ . Здесь приведены только статистические погрешности. Результат для  $\tilde{\nu}A$ -взаимодействия сравним с данными, полученными на SPS в широкополосном пучке  $R_{\tilde{\nu}}^{-}(\text{Ne}) = (1,4 \pm 0,1) \%$  [143]. Зная поведение полного сечения  $\nu(\tilde{\nu})A$ -взаимодействий через заряженный ток, можно ожидать уменьшения  $R^{\pm}$  с ростом  $E_{\nu(\tilde{\nu})}$ .

При изучении когерентного рассеяния в реакциях, идущих через нейтральный ток (84), был использован метод, описанный в работе [144]. Из-за малости угла между распадными  $\gamma$ -квантами иногда можно идентифицировать второй  $\gamma$ -квант в электромагнитном каскаде, который образует первый  $\gamma$ -квант. Поэтому имеет смысл оценивать сигнал от когерентного образования  $\pi^0$ -мезона только по поведению  $\gamma$ -кванта, который конвертирует первым.

Основной фон к когерентным событиям определяется реакцией  $\nu n \rightarrow \nu \Delta^0 \rightarrow \nu n \pi^0$  в случае, когда нейтрон не регистрируется.

В  $\theta_{\gamma}^{2*}$ -распределении в области  $\theta_{\gamma}^{2*} \lesssim 900 \text{ (град)}^2$  наблюдался сигнал около 14 событий над фоном. Учитывая эффективность просмотра (90%)

---

\* $\theta_{\gamma}$  — угол вылета первого  $\gamma$ -кванта в событии по отношению к направлению пучка нейтрино.

и интерпретируя полученный сигнал как сигнал от реакции когерентного образования  $\pi^0$ -мезона, находим

$$R_{\nu}^0 = \frac{N(\nu A \rightarrow \pi^0 A')^{\text{кор}}}{N(\nu A \rightarrow \mu^- X)} = (0,34 \pm 0,12) \% \quad (89)$$

Здесь погрешность включает как статистические, так и систематические эффекты из-за неопределенностей в поправках и в оценке фона.

Для вычисления сечений когерентного образования  $\pi^0$ -мезонов использовались отношения количества когерентных событий к полному числу  $CC$ -взаимодействий (т.е.  $\nu(\bar{\nu})A$ -взаимодействий, идущих через заряженный ток), связанные с отношениями соответствующих сечений следующим образом:

$$\sigma^{\text{кор}} = R \cdot \sigma_{CC} \cdot \langle A \rangle, \quad (90)$$

где  $\langle A \rangle = 30$  — число нуклонов в «среднем ядре» молекулы фреона. Хорошо известно, что полное сечение  $\nu(\bar{\nu})A$ -взаимодействия через заряженный ток может быть параметризовано как  $\sigma_{CC} = E_{\nu(\bar{\nu})}$ . Используя значения  $\alpha_{\nu} = 0,73$  и  $\alpha_{\bar{\nu}} = 0,30$ , полученные в нашем эксперименте [13,14], и учитывая, что средняя энергия нейтрино и антинейтрино в спектре приблизительно равна 7 ГэВ, получаем:

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu}^{\text{кор}}(\pi^+) &= (106 \pm 16) \cdot 10^{-40} \text{ см}^2/\text{ядро}, \\ \sigma_{\bar{\nu}}^{\text{кор}}(\pi^-) &= (113 \pm 35) \cdot 10^{-40} \text{ см}^2/\text{ядро}, \\ \sigma_{\nu}^{\text{кор}}(\pi^0) &= (52 \pm 19) \cdot 10^{-40} \text{ см}^2/\text{ядро}. \end{aligned} \quad (91)$$

Погрешности включают как статистические, так и систематические эффекты из-за неопределенностей в оценке средней энергии нейтрино (антинейтрино) в спектре и в используемых значениях  $\alpha_{\nu}$ ,  $\alpha_{\bar{\nu}}$ . В пределах экспериментальных погрешностей измеренные сечения довольно хорошо удовлетворяют соотношению

$$\sigma_{\nu}^{\text{кор}}(\pi^+) = \sigma_{\bar{\nu}}^{\text{кор}}(\pi^-) = 2\sigma_{\nu}^{\text{кор}}(\pi^0), \quad (92)$$

которое имеет место в стандартной модели слабого взаимодействия [145,146].

Значения сечений когерентного образования  $\pi$ -мезонов на ядрах  $\text{CF}_3\text{В}$ , вычисленные в рамках модели Рейна — Сегала [146] с использованием экспериментального спектра нейтрино,  $\sigma^{\text{кор}}(\pi^{\pm}) = 2\sigma^{\text{кор}}(\pi^0) = 112 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2/\text{ядро}$ , находятся в хорошем согласии с измеренными



значениями соответствующих сечений. Можно также определить аксиально-векторную константу связи слабого изовекторного тока, используя соотношение

$$\frac{\sigma^{\text{кор}}(\pi^0)}{\sigma^{\text{кор}}(\pi^+)} = \frac{1}{2} \rho \beta^2. \quad (93)$$

Используя значение  $\rho = 1$  из стандартной модели, можно из данных по когерентному  $\nu A$ -взаимодействию получить значение

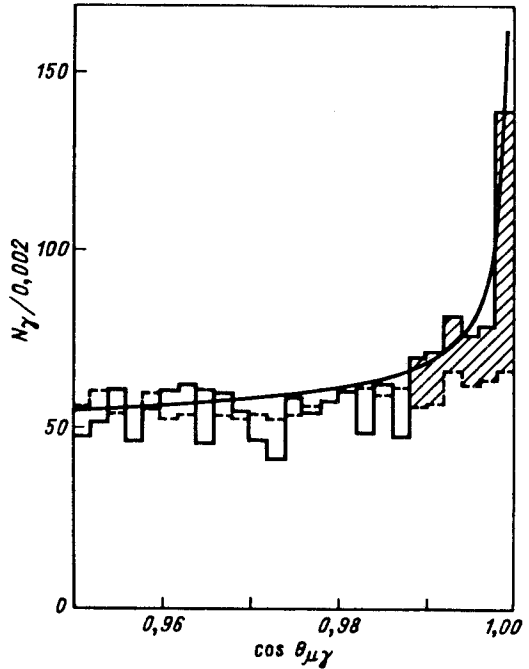
$$\beta = 0,99 \pm 0,20. \quad (94)$$

Константа  $\beta$  связана с аксиально-векторными константами связи  $u$ - и  $d$ -кварков соотношением  $\beta = |u_a - d_a|$ . Поэтому при нахождении значения  $\beta$  измеряется относительный знак констант  $u_a$  и  $d_a$ . Отметим, что из отношения сечений  $\nu(\bar{\nu})A$ -взаимодействий через нейтральный и заряженный токи можно получить только абсолютные значения  $|u_a|$  и  $|d_a|$ . В стандартной модели  $u_a = -d_a = 1/2$ , что дает значение  $\beta = 1$ , которое находится в хорошем согласии с результатом, полученным в эксперименте.

Наблюдение внутреннего тормозного излучения мюона [147]. Процесс внутреннего тормозного излучения мюона (ВТИМ) в реакциях лептон-нуклонного рассеяния соответствует одной из диаграмм, учитываемых при расчете радиационных поправок порядка  $G^2\alpha$  к сечению взаимодействия нейтрино с нуклонами в заряженном токе [148—150]. Следовательно, его экспериментальное изучение может служить проверкой правильности вычисления радиационных поправок.

Для выделения сигнала от процесса ВТИМ в выборке  $CC$ -событий был произведен поиск  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \geq 0,05$  ГэВ, которые ассоциированы с вершиной первичного взаимодействия и не являются тормозными  $\gamma$ -квантами от электронов (позитронов). Распределение таких  $\gamma$ -квантов по переменной  $\cos \theta_{\mu\gamma}$  представлено на рис.34. При  $\cos \theta_{\mu\gamma} \geq 0,99$  в распределении наблюдается отчетливый пик. На этом же рисунке приведен результат расчета методом Монте-Карло, который хорошо согласуется с экспериментальными данными при  $\cos \theta_{\mu\gamma} \leq 0,98$  и расходится с экспериментом в области  $\cos \theta_{\mu\gamma} \approx 0,99$ . Используемая при расчете модель описывает наши экспериментальные результаты по образованию заряженных и нейтральных адронов в  $\nu A$ -взаимодействиях [53,54] и предполагает, что все  $\gamma$ -кванты образуются только от распада  $\pi^0$ -мезонов. Были проведены также оценки, которые показали, что ожидаемый сигнал от  $\gamma$ -квантов, образованных при прохождении мюона в

Рис.34. Распределение  $\gamma$ -квантов по  $\cos \theta_{\mu\gamma}$ : гистограмма — сплошная линия — экспериментальные данные; гистограмма — штриховая линия — расчет по методу Монте-Карло; сплошная линия — полуклассическое предсказание [151]



сrede рабочей жидкости камеры, пренебрежимо мал по сравнению с наблюдаемым пиком. Исходя из числа событий в пике получено отношение сечения процесса ВТИМ  $\sigma_\gamma$  к полному сечению взаимодействия нейтрино с нуклонами в заряженном токе (для кинематической области:  $3 \leq E_\gamma \leq 30$  ГэВ,  $P_\mu \geq 0,5$  ГэВ/с,  $E_\mu \geq 0,05$  ГэВ и  $\cos \theta_{\mu\gamma} \geq 0,99$ ):

$$R = \sigma_\gamma / \sigma_{tot} = (2,0 \pm 0,3) \% . \tag{95}$$

Мы провели сравнение наших экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями, используя полуклассическое приближение [151]. В рамках этого приближения

$$R = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}} = \frac{\alpha}{2\pi} \int \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \int \frac{\beta_\mu^2 \sin \theta_{\mu\gamma} d \cos \theta_{\mu\gamma}}{(1 - \beta_\mu \cos \theta_{\mu\gamma})^2} . \tag{96}$$

При этом, как и в работе [152], мы ввели в (96) фактор  $E_\mu / (E_\mu + E_\gamma)$ , учитывающий фазовый объем мюона. Уравнение (96) предсказывает форму распределения по переменной  $\cos \theta_{\mu\gamma}$ . Результат проведенного расчета для характерной энергии  $E_\mu = 5$  ГэВ с нормировкой на область  $\cos \theta_{\mu\gamma} \geq 0,99$  приведен на рис.34. Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента.

Поиск прямого образования нейтрино в  $pA$ -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ [153]. Эксперименты, основанные на методике полного поглощения протонного пучка с последующей регистрацией нейтрино от полуплеетонных распадов короткоживущих частиц, позволяют провести независимое изучение сечений образования очарованных частиц в протон-ядерных взаимодействиях. Большинство таких экспериментов проведено в ЦЕРН и ФНАЛ при энергии протонного пучка  $E = 400$  ГэВ, и их результаты по оценкам полных сечений образования очарованных частиц согласуются с данными других экспериментов и предсказанием КХД [154].

В то же время сечение образования очарованных частиц, измеренное при меньших энергиях ( $E = 40\div 70$  ГэВ) в эксперименте на установке БИС-2 [155], значительно превышает оценку сечения, следующую из КХД-предсказаний [156], а первые данные при энергии 70 ГэВ по прямому нейтрино [157] и мюонам [158], выполненные на ускорителе ИФВЭ, не обладают достаточной статистической точностью.

На камере СКАТ проведен эксперимент по поиску прямого образования нейтрино в  $pA$ -взаимодействиях при энергии первичных протонов 70 ГэВ. В этом эксперименте протонный пучок (со средней интенсивностью  $10^{13}$  протон/цикл) падал на мишень, установленную непосредственно перед мюонной защитой канала. В эксперименте было получено 200 тыс. фотоснимков при общем сбросе  $\sim 1,85 \cdot 10^{18}$  протонов.

В результате обработки экспериментов было обнаружено 89  $CC$ -взаимодействий  $(\bar{\nu}_\mu^-)$  с энергией  $E_{(\bar{\nu}_\mu^-)} \approx 3$  ГэВ и одно событие, сопровождающееся образованием электрона ( $e^-$ ) с энергией  $E_{e^-} \sim 1,5$  ГэВ.

В табл.17 представлены окончательные итоги эксперимента, полученные после введения поправок, учитывающих имитацию мюонов адронами и потери событий с  $e^\pm$ . Здесь же приведены оценки числа событий, вызванных фоновыми нейтрино от распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, которые в пределах погрешностей согласуются с поправленным числом событий как для электронных, так и для мюонных нейтрино.

Расчет ожидаемых потоков прямых нейтрино от распадов очарованных частиц проводился в рамках модели [156]. В этой модели инвариантное сечение образования очарованных частиц в  $NN$ -взаимодействиях параметризуется в виде

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim e^{-2,5p_T} [(1-x_+) (1-x_-)]^n,$$

Таблица 17. Данные по выходу событий, идентифицированных как взаимодействия  $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu, \nu_e, \tilde{\nu}_e$ , образовавшихся в  $\nu A$ -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ в эксперименте с полным поглощением протонного пучка

Данные по выходу	$\nu_\mu$	$\tilde{\nu}_\mu$	$(\tilde{\nu}_e)$
Зарегистрировано	71	18	1
Поправленное число событий	$73 \pm 9$	$15 \pm 5$	1,2
Расчет фона	70	13	2,9
КХД-расчет числа ожидаемых событий от прямых нейтрино при $\sigma_{\text{св}} = 10^{-30} \text{ см}^2$	0,38	0,28	0,66

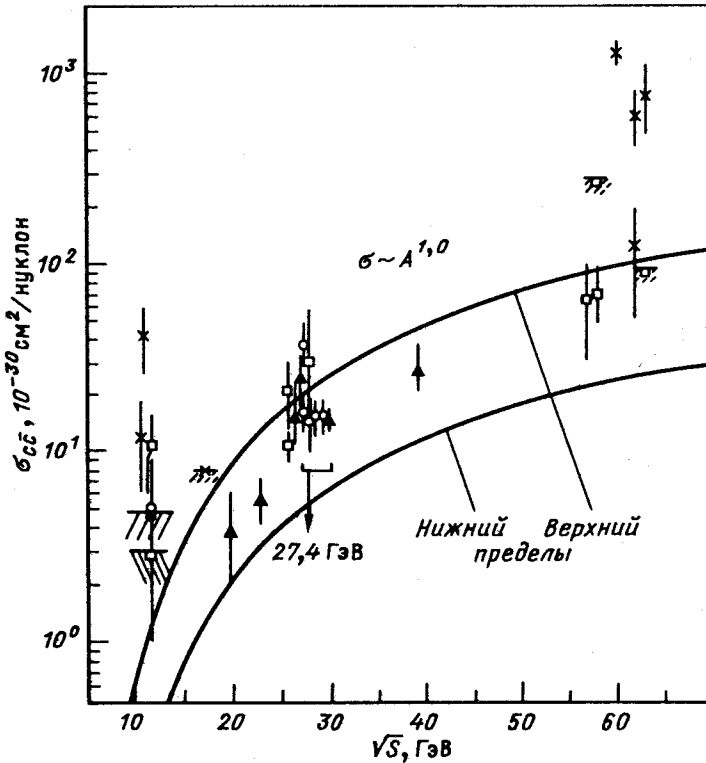


Рис.35. Результаты экспериментов и предсказания КХД для сечения образования очарованных частиц:  $\blacktriangle$  — прямой чарм;  $\circ$  — прямые нейтрино;  $\square$  — прямые заряженные лептоны;  $\times$  — спектр эффективных масс; сплошная кривая — данные [156],  $\text{---}$  —  $\nu$  SKAT

где  $x_{\pm} = (E^* \pm p_L^*)/\sqrt{S}$ ;  $p_T$  — поперечный импульс очарованных частиц;  $E^*$  и  $p_L^*$  — энергия и продольный импульс в с.ц.м.,  $\sqrt{S}$  — полная энергия столкновения в с.ц.м. При расчете предполагалось, что сечение образования  $\sigma_{cc}$  очарованных частиц в  $pA$ -взаимодействиях линейно зависит от атомного номера ядра мишени. Ожидаемые числа событий от взаимодействий прямых нейтрино при  $\sigma_{cc} = 10^{-30}$  см<sup>2</sup> указаны в табл.17.

Для определения верхнего предела на сечение образования очарованных частиц использовались данные только по электронным (анти)нейтрино, для которых соотношение фон/эффект примерно в 30 раз меньше, чем для мюонных (анти)нейтрино. Учитывая число зарегистрированных  $\nu_e$ -событий и оценку фона, в рамках модели [156] получен верхний предел на сечение образования очарованных частиц, при  $\sqrt{S} = 11,5$  ГэВ:

$$\sigma_{cc} < 4,8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{нуклон} \text{ (90 \% уровень достоверности)}. \quad (97)$$

На рис.35 приведены результаты различных экспериментов и предсказание КХД для сечения образования очарованных частиц в  $NN$ -взаимодействиях. Как видно из рисунка, полученный в данном эксперименте верхний предел на образование очарованных частиц при  $\sqrt{S} = 11,5$  ГэВ ниже результата эксперимента БИС-2 и не противоречит предсказанию КХД.

\* \* \*

В настоящее время камера СКАТ (с пропан-этановым заполнением) эксплуатируется в нейтринном широкополосном пучке ускорителя У-70 ИФВЭ с целью изучения образования очарованных барионов.

Применение пузырьковых камер в нейтринных пучках на ускорителях следующего поколения целесообразно, по-видимому, в установках типа гибридных спектрометров с использованием голографического съема информации, существенно повышающим пространственное разрешение в камере (см., например, проект ГИНЕС ИФВЭ).

Подобные установки могут эффективно использоваться при решении широкого класса задач, сформулированных, в частности, для нейтринных пучков УНК [159].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Е.П. — О проекте пропан-фреоновой камеры СКАТ. Дубна: Изд. ОИЯИ 10-4269, 1968; Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970. Дубна, 1971, т. II, с.675.
2. Барабашев А.З., Гердюков Л.Н., Данильченко И.А. и др. — Пузырьковые камеры. Дубна: Изд.ОИЯИ 13-4466, 1969, с.51; Препринт ИФВЭ 71-75, Серпухов, 1971.

3. Ермолаев В.И., Кузнецов Е.П., Снятков В.И. и др. — ПТЭ, 1977, № 3, с.43, 47, 50, 57, 175.
4. Баратов Д.Г. и др. — Препринт ИФВЭ 76-84, Серпухов, 1976.
5. Бугорский А.П. и др. — Препринты ИФВЭ 72-72, Серпухов, 1972; 78-116, Серпухов, 1978.
6. Борисов В.Д., Град Г.А., Грицков Б.Е. и др. — Электромагнит большой пузырьковой камеры. Л.: Изд. НИИЭФА, 1968; Пузырьковые камеры. Дубна: Изд.ОИЯИ 13-4466, 1969, с.125; ПТЭ, 1972, 4, с.249.
7. Кузнецов Е.П., Михайлов О.И., Румянцева Ю.К. и др. — Пузырьковые камеры. Дубна: Изд.ОИЯИ 13-4466, 1969, с.70; Богинский А.И., Ермолаев В.И., Журавлев Н.П. и др. — Препринт ИФВЭ 77-64, Серпухов, 1977; ПТЭ, 1979, 3, с.47.
8. Конюшко В.И., Кораблев В.И., Кузнецов Е.П. и др. — Препринт ИФВЭ 75-128, Серпухов, 1975.
9. Баранов Д.С., Закамский Л.Л., Иванилов А.А. и др. — Препринт ИФВЭ 84-80, Серпухов, 1984.
10. Llewellyn-Smith C.H. — Phys. Repts., 1969, vol.3C, p.263.
11. Андреев И.В. — Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях. М.: Наука, 1981; Buras A.J. — Rev.Mod.Phys., 1980, vol.52, p.199.
12. Липатов Л.Н. — ЯФ, 1974, т.20, с.181; Altarelli G., Parisi G. — Nucl.Phys., 1976, vol.B126, p.298.
13. Baranov D.S. et al. — Phys. Lett., 1979, vol.B81, p.255.
14. Korablev et al. — Phys. Lett., 1980, vol.93B, p.191; Makeev V.V. — Proc. of the Neutrino Conf.-79 (Ed. by A.Haatuft and C.Jariskog. Bergen, 1979, vol.II, p.279; Ammosov V.V. et al. — Z.Phys., 1986, vol.30C, p.175.
15. Eichten T., Deden H., Sacton J. — Phys. Lett., 1973, vol.46B, p.281.
16. Asratyan A.E., Bugorsky A.P., Epstein V.Sh. — Phys. Lett., 1978, vol.76B, p.239.
17. Blair R., Barish B., Chu Y.K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, vol.51, p.343.
18. Feltesse J. — Preprint DPHEP 87-09; Review Talk Given at the Europhysics Intern.Conf. on High Energy Phys. Bari 18-24, July, 1985.
19. Aderholz M., Corrigan G., Hoffmann E. et al. — Phys. Lett., 1986, vol.173B, p.211; Shotton P.N., Venus W., Wachsmuth H. — Preprint CERN/EP/UEU 85-12, 1985.
20. Jonker M., Panman J., Allaby J.V. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.109B, p.133.
21. Brunner J., Grabosh H.-J., Ammosov V.V. et al. — Z. Phys., 1989, vol.C42, p.361.
22. Field R., Feynmann R.P. — Phys. Rev., 1977, vol.D15, p.2500.
23. Hanlon J., Burnstein R.A., Rubin H.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.1817.
24. Armenise N., Calliccino M., Friquez O. et al. — Phys. Lett., 1981, vol.102B, p.374.
25. Allasia D., Angelini C., Baldini A. et al. — Nucl. Phys., 1984, vol.B239, p.301.
26. Allasia D., Angelini C., Baldo-Geolin M. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.107B, p.148.
27. Barish S.J., Derric M., Dombeck J. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.66B, p.291.
28. Lerche W., Pohl M., Schlitz K. et al. — Nucl. Phys., 1978, vol.B142, p.65.
29. Parker M.A., Francois T., Guy J.G. et al. — Nucl.Phys., 1984, vol.D232, p.1.
30. Efremenko V.I., Gorichev P.A., Kaftanov V.S. et al. — Phys. Lett., 1979, vol.84B, p.511.
31. Асратян А.Е., Кафтанов В.С., Эпштейн В.Ш. и др. — Препринт ИТЭФ-187, М., 1984.
32. Erriquez O., Fogli-Muciaccia M.T., Natali S. et al. — Phys. Lett., 1979, vol.80B, p.309.
33. Berge J.P., Bogert R., Hanft D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol.36, p.639.
34. Bosetti P.C., Deden H., Deutschmann M. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.70B, p.273.
35. Tittel K. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978. (Ed. by S.Homma et al.) Tokyo, 1979, p.638.
36. Cline D. — Rep. of Intern. Conf. on High Energy Physics. Palermo, 1975.
37. Perkins D.H., Schreiner P., Scott W.G. — Phys. Lett., 1977, vol.67B, p.347.
38. Ammosov V.V., Denisov A.G., Gapienko G.S. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B199, p.399.
39. de Groot J.G.H. et al. — Z. Phys., 1979, vol.C1, p.143.

40. Bosetti P.C., Deden H., Deutschmann M. et al. — Nucl. Phys., 1978, vol.B142, p.1.
41. Bodek A., Breidenbach M., Dubin D.L. et al. — Phys. Rev., 1979, vol.D20, p.1471.
42. Heagy S.M., Benvenuti A., Cline D. et al. — Phys. Rev., 1981, vol.D23, p.1045.
43. Bosetti P.C., Fritze P., Grässler H. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B203, p.362.
44. Аммосов В.В., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.300.
45. Barbieri R., Ellis T., Gaillard M.K., Ross G.G. et al. — Nucl. Phys., 1976, vol.B117, p.50.
46. Georgi H., Politzer H.D. — Phys. Rev., 1976, vol.D14, p.1829.
47. Nachtmann O. — Nucl. Phys., 1973, vol.B63, p.237.
48. Ammosov V.V., Ivanilov A.A., Ivanov P.V. et al. — Z. Phys., 1986, vol.C30, p.569.
49. Abramowitz H., Beluseviev R., Blondel A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1986, vol.57, p.298.
50. Allaby J.V., Amaldy U., Barbellini G. et al. — Phys. Lett., 1986, vol.B177, p.446.
51. Rentens P.G., Merritt F.S., Macfarlane D.B. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.152B, p.404.
52. Bogert D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.1969.
53. Baranov D.S., Chabrov N.A., Filippov V.A. et al. — Z. Phys., 1984, vol.C21, p.189, 197.
54. Баранов Д.С., Ермолаев В.И., Хлеборад В.И. и др. — ЯФ, 1985, т.41, с.1520.
55. Grässler H., Lanske D., Schulte R. et al. — Nucl. Phys., 1983, vol.B223, p.269.
56. Ammosov V.V., Denisov A.G., Gapienko G.S. et al. — Nuovo Cimento, 1979, vol.51A, p.53.
57. Zieminska D., Kunori S., Chang C.Y. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.D27, p.47.
58. Barlag S., van Dam E., de Volt B. et al. — Z. Phys., 1982, vol.C11, p.283.
59. Derrick M. — Preprint ANL-HEF-81-08, 1981.
60. Whitmore J. — Phys. Repts., 1974, vol.10C, No.5.
61. Berge J.P., Bogert D., Endorf R. et al. — Phys. Rev., 1978, vol.D18, p.3905.
62. Аммосов В.В., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.130.
63. Allen P., Grässler H., Lanske D. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B194, p.373.
64. Grässler H., Allen P., Lanske D. et al. — Preprint CERN 85-41, 1985.
65. Allasia D., Angelini P., Baldini A. et al. — Nucl. Phys., 1986, vol.B268, p.1.
66. Аммосов В.В., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.986.
67. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. — ЯФ, 1972, т.15, с.392; 1973, т.18, с.656; 1974, т.19, с.434.
68. Cocconi G. — Phys. Lett., 1974, vol.B49, p.459.
69. Ледницкий Р., Любошиц В.Л. — ЯФ, 1982, т.35, с.1316.
70. Hanburi-Braun R., Twiss R.Q. — Nature, 1956, vol.178, p.1046; 1956, vol.78, p.1447.
71. Goldhaber G., Goldhaber S., Lee W., Pais F. — Phys. Lett., 1959, vol.3, p.181; Phys. Rev., 1960, vol.D120, p.300.
72. Баранов Д.С., Ермолаев В.И., Иванилов А.А. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.1454.
73. Шабельский Ю.М. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1070.
74. Николаев Н.Н. — УФН, 1981, т.134, с.369.
75. Канчелли О.В. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, с.469.
76. Шабельский Ю.М. — Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978, т.1, с.90.
77. Вайсенберг А.О., Лепихин Ю.Б., Смирнитский В.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.719.
78. Nikolaev N.N. — Preprint CERN. Ref.TH 2792, Geneva, 1979.
79. Словинский Б., Томашевич А., Мулас Э., Чай В. — ЯФ, 1979, т.90, с.173.
80. Волошин С.А., Никитин Ю.П., Порфиоров П.И. — ЯФ, 1980, т.31, с.762.
81. Шабельский Ю.М., Юлдашев Б.С. — ЯФ, 1980, т.31, с.1646.
82. Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф. и др. — ЯФ, 1982, т.35, с.1199.
83. Елисеев С.М., Юлдашев Б.С. — Сообщение ОИЯИ Р2-82-323, Дубна, 1982.
84. Иванилов А.А., Конюшко В.И., Кораблев В.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.390.

85. Аммосов В.В., Баранов Д.С., Иванилов А.А. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.1186; Baranov D.S., Ermolaev V.I., Hleborad V.I. et al. — Z.Phys., 1984, vol.C21, p.197.
86. Aubert J.J., Britten D, Venus W. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.123B, p.275.
87. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
88. Leksin G.A. — Proc. XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics I. A6-3, Dubna, 1977.
89. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.949.
90. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Repts., 1981, vol.76, p.215.
91. Абдинов О.Б., Байрамов А.А., Будагов Ю.А. и др. — ЯФ, 1979, т.30, с.396; 1982, т.35, с.1185; 1983, т.38, с.1209; Abdinov O.B., Bairamov A.A., Budagov Yu.A. et al. — Preprint JINR E1-84-421, Dubna, 1984.
92. Komarov V.I. et al. — Nucl. Phys., 1979, vol.A326, p.297.
93. Nakamura T. et al. — Nucl. Phys., 1981, vol.A365, p.457.
94. Баканов Л.В. — Препринт ЛИЯФ 940, Л., 1984.
95. Jones G. — Preprint TRI PP-81-62, Vancouver, 1981.
96. Morrison D.R.O. — Proc. of the Intern.Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton (UK), 20-27 July 1983/Eds. J.Guy, C.Costain, 1983, p.164.
97. Berge J.P., Bogert D., Endorf R. et al. — Phys. Rev., 1978, vol.D18, p.1367; Efremenko V.I., Gorichev P.A., Kaftanov V.S. et al. — Phys. Rev., 1980, vol.D22, p.2581.
98. Ammosov V.V., Ardashev E.N., Baranov D.S. et al. — Z.Phys., 1986, vol.C30, p.183.
99. Ammosov V.V., Amrakov A., Denisov A. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.B162, p.205; 1981, vol.B177, p.365.
100. Grässler H., Lanske D., Schulte R. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B194, p.1.
101. Chang C.C., Mann W.A., Napier A. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.D27, p.2776.
102. Berge J.P., Bogert D., Cundy D.C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol.36, p.127.
103. Allasia D., Angelini C., Baldini A. et al. — Preprint IFUB 83/9, 1983.
104. Bosetti P., Fritze P., Grässler H. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B209, p.29.
105. Ammosov V.V., Ivanilov A.A., Ivanov P.V. et al. — Z. Phys., 1986, vol.30C, p.175.
106. Fisk H.E. — Preprint Fermilab-Conf.-81-73-EXP, 1981.
107. Toet D.Z., Pols C.L.A., Schotauns D.L. et al. — Nucl. Phys., 1973, vol.B63, p.248.
108. Schmitz N. — Preprint MPI-PHE/EXP.E1. 96, 1981.
109. Jones G.T. — Preprint MPI-PAE/EXP.E1.141, 1984.
110. Ammosov V.V., Hleborad V.I., Ivanilov A.A. et al. — Z. Phys., 1987, vol.C35, p.329.
111. Ammosov V.V., Ermolaev V.I., Ivanilov A.A. et al. — Phys. Lett., 189B, p.245.
112. Баранов Д.С., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — ЯФ, 1979, т.29, с.1206.
113. Коротков В.А., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, с.772.
114. Баранов Д.С., Волков Г.Г., Герштейн С.С. и др. — ЯФ, 1977, т.26, с.110.
115. Baranov D.S., Volkov G.G., Gershtein S.S. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.70B, p.269.
116. Ammosov V.V., Ermolaev V.I., Filippov V.S. et al. — Z. Phys., 1988, vol.C40, p.493.
117. Макеев В.В., Мягков А.Г., Поляруш А.Ю. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.418.
118. Аммосов В.В., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — ЯФ, 1989, т.50, с.106.
119. Грабош Г.Ю., Кауфманн Х.Х., Крекер У. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1630.
120. Brunner J., Grabosch H.-J., Kaufmann H. et al. — Z. Phys., 1990, vol.C45, p.551.
121. Grabosch H.-J., Kaufmann H.H., Nahnhaner R. et al. — Z. Phys., 1989, vol.C41, p.527.
122. Brunner J., Grabosch H.-J., Kaufmann H. et al. — Z. Phys., 1989, vol.C42, p.361.
123. Аммосов В.В., Бруннер Ю., Грабош Г. и др. — ЯФ, 1989, т.50, с.106.
124. Olsson M.G., Osypoliski E.T., Monsy E.H. et al. — Phys. Rep., 1978, vol.D17, p.2938.
125. Part. Data Group Rev. of Mod. Phys., 1984, vol.56, p.16.
126. Kitagaki T., Tanaka S., Yuta H. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.D28, p.436.
127. Franoukakis D., Resvanis K., Grammatikakis G. et al. — Phys.Rev., 1980, vol.D21, p.562.



128. Armenise N., Enriquez O., Fogli Muciaccia M.T. et al. — Nucl. Phys., 1979, vol.B152, p.365.
129. Rein D., Sehgal L. — Annals of Physics, 1981, vol.133, p.79.
130. Feynman R.P., Kislinger M., Ravndal F.U. — Phys. Rev., 1971, vol.D3, p.2706; Ravndal F.U. — Nuovo Cimento, 1973, vol.A18, p.385.
131. Radecky G.M., Barnes D.D., Garmony A.F. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.D17, p.1161.
132. Allen P., Blietschan J., Grässler H. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.B176, p.2269; 1986, vol.B264, p.221.
133. Yuta H. — Proc. XII Intern. Neutrino Conf. /Eds. T.Kitagaki, H.Yuta, Sendai, 1986, p.525.
134. Ammosov V.V., Ivanilov A.A., Ivanov P.V. et al. — Z. Phys., 1988, vol.C40, p.487.
135. Blietchau J., Deden H., Hosert J. et al. — Nucl. Phys., 1978, vol.B133, p.265.
136. Snops A.M., Connolly P.L., Kahn H.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol.40, p.144.
137. Deden H., Grässler H., Kird D. et al. — Phys. Lett., 1981, vol.98B, p.310.
138. Enriquez O., Natali S., Nuzzo S. et al. — Phys. Lett., 1981, vol.102B, p.73.
139. Понтекорво Б.М. — ЖЭТФ, 1967, т.53, с.1717.
140. Gribov V., Pontekorvo B. — Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493; Bilenky S.M., Pontekorvo B.M. — Phys. Rep., 1978, vol.41, No.4, p.225—261.
141. Grabosch H.-J., Kaufmann H.H., Nahnhaner R. et al. — Z. Phys., 1986, vol.C31, p.203.
142. Wittek W. — Proc. of Intern. Neutrino Conf. Nordkirhan. 1984, p.455.
143. Marage P., Aderholz P.M., Armenise N. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.140B, p.137.
144. Isiksal E., Rein D., Morfin J. — Phys. Rev. Lett., 1984, vol.52, p.1096.
145. Cho C.F. — Nucl. Phys., 1976, vol.B115, p.172.
146. Rein D., Sehgal L. — Nucl. Phys., 1983, vol.B223, p.89.
147. Аммосов В.В., Иванилов А.А., Иванов П.В. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.113.
148. Kjskis J. — Phys. Rev., 1973, vol.D8, p.2129.
149. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. — ЯФ, 1979, т.30, с.811.
150. De Rujula A., Petronsio R., Savoj-Navarro A. — Nucl. Phys., 1979, vol.B154, p.394.
151. Chang C.S.W., Falkoft D.L. — Phys. Rev., 1949, vol.76, p.365.
152. Ballagh H.V., Bingham H.H., Haury T.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, vol.50., p.196.
153. Аммосов В.В., Беликов С.В., Бугорский А.П. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.999.
154. Tavernier S.P.K. — Rep. Progr. Phys., 1987, vol.50, p.1439.
155. Aleev A.N., Arefiev V.A., Balandini V.P. et al. — Z. Phys., 1984, vol.C23, p.333.
156. Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. и др. — ЯФ, 1981, т.33, с.832.
157. Asratyan A.E., Epstein V.Sh., Fahrutdinov R.M. et al. — Phys. Lett., 1978, vol.79B, p.497.
158. Свиридов Ю.М. — ЯФ, 1989, т.49, с.172.
159. Исаев П.С., Царев В.А. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.997—1000; ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.1, с.6—74.