

С 324.18

Б-611



ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ

С.М.Биленький

Вопросы физики нейтрино
высоких энергий

ДУБНА

Л В Э

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 6

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Д. В. Ширков - председатель
А. Т. Филиппов - зам. председателя
А. Н. Сисакян - ученый секретарь
О. А. Займидорога
А. А. Карлов
В. А. Никитин
Ю. П. Попов

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2 - 9026

С.М.Биленький

С 324.18
Б-611

**ВОПРОСЫ ФИЗИКИ
НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

100247



Дубна 1975

Часть I

1. Гамильтониан слабого взаимодействия

Выполненные в последние годы эксперименты на пучках нейтрино высоких энергий имеют огромное значение для физики элементарных частиц. Были открыты новые слабые процессы /нейтральные токи/ и получены первые данные о глубоконеупругих нейтринных процессах в интервале энергий до ~ 150 ГэВ. Эти данные в широкой кинематической области согласуются с масштабной инвариантностью и партонной моделью. Несомненно, что в ближайшее время будут получены существенно более точные данные о процессах взаимодействия нейтрино с нуклонами и возникнет возможность детальной проверки теории.

В этих лекциях мы рассмотрим:

1. гамильтониан слабого взаимодействия,
2. инклюзивные процессы

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \dots \quad /1/$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\mu} + \dots, \quad /2/$$

3. партонную интерпретацию процессов /1/ и /2/ и экспериментальные данные.

История гамильтониана слабого взаимодействия чрезвычайно интересна и поучительна. Первый гамильтониан β -распада был построен Ферми в 1934 году. Ферми построил гамильтониан процесса

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \quad /3/$$

по аналогии с гамильтонианом электромагнитного взаимодействия *

$$H^{en} = ie\bar{p}\gamma_\alpha p A_\alpha, \quad /4/$$

описывающим поглощение и испускание γ -кванта протоном

$$p \rightarrow p + \gamma$$

/в /4/ $p(x)$ и $A_\alpha(x)$ - операторы протонного и электромагнитного полей/.

Для адронной части гамильтониана процесса /3/ Ферми принял выражение

$$\bar{p}\gamma_\alpha n,$$

где n - оператор нейтронного поля. Чтобы построить гамильтониан процесса /3/, этот вектор следует умножить на вектор /если предположить, что сохраняется четность/, построенный из операторов электронного и нейтринного полей ($e(x)$ и $\nu(x)$). Предполагая, что в гамильтониан β -распада нейтрона не входят производные полей, получаем

$$H^\beta = G(\bar{p}\gamma_\alpha n)(\bar{e}\gamma_\alpha \nu) + h.c., \quad /5/$$

где G - константа взаимодействия.

Отметим существенное различие между гамильтонианами /4/ и /5/. Гамильтониан /4/ описывает взаимодействие между фермионным и бозонным полями; гамильтониан /5/ - взаимодействие между четырьмя фермионными полями. Вследствие этого константа e безразмерна, а константа G имеет размерность M^{-2} /единицы $\hbar=c=1$ /.

* Мы используем метрику Паули. Если A и B - 4-векторы, то $AB = A_\alpha \vec{B}_\alpha = \vec{A}\vec{B} - A_0 B_0$ ($A = (\vec{A}, iA_0)$, $B = (\vec{B}, iB_0)$). В этой метрике уравнение Дирака имеет вид $(\gamma_\mu p_\mu - im)u(p) = 0$, $\bar{u}(p)(\gamma_\mu p_\mu - im) = 0$, где γ_α - эрмитовы матрицы, удовлетворяющие соотношению $\gamma_\alpha \gamma_\beta + \gamma_\beta \gamma_\alpha = 2\delta_{\alpha\beta}$. Отметим также, что $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$.

Опыты по изучению β -распада ядер, выполненные после работы Ферми, показали, что гамильтониан /5/ не может описать всю совокупность данных. В связи с этим было предложено ввести в гамильтониан β -распада дополнительные члены, построенные путем умножения скаляра $(\bar{p}n)$ на скаляр $(\bar{e}\nu)$, тензора $(\bar{p}\sigma_{\alpha\beta}n)$ на тензор $(\bar{e}\sigma_{\alpha\beta}\nu)$ и т.д. Гамильтониан β -распада приобрел при этом вид:

$$H^{\beta} = \sum_{i=1}^5 G_i (\bar{p}O^i n)(\bar{e}O^i \nu) + \text{h.c.}, \quad /6/$$

где G_i - константы взаимодействия, а матрицы O^i , соответственно, равны 1 ; γ_5 ; $\sigma_{\alpha\beta}$; $\gamma_5 \sigma_{\alpha\beta}$; γ_5 . В течение долгого времени не удавалось выяснить вопрос о том, какие члены в выражении /6/ играют основную роль - эксперименты давали разные, противоречивые результаты.

В 1956 году Ли и Янгом была высказана гипотеза о несохранении четности в слабом взаимодействии. В соответствии с этой гипотезой вначале было предложено добавить к выражению /6/ пять псевдоскалярных членов, построенных аналогично членам, входящим в /6/. Гамильтониан β -распада приобрел вид

$$H^{\beta} = \sum_{i=1}^5 (\bar{p}O^i n)(\bar{e}O^i (G_i + G'_i \gamma_5)\nu) + \text{h.c.} \quad /7/$$

где G_i и G'_i - константы.

Конец 1956 года ознаменовался событием фундаментального значения - было открыто несохранение четности в слабом взаимодействии. Вскоре после этого открытия были высказаны гипотезы, которые привели к существенному упрощению вида гамильтониана слабого взаимодействия и позволили построить современный, согласующийся с опытом, гамильтониан. Первая такая гипотеза - теория двухкомпонентного нейтрино /Ландау, Ли и Янг, Салам/. Рассмотрим эту теорию. Представим оператор поля нейтрино в виде:

$$\nu = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\nu + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\nu. \quad /8/$$

Оператор $\nu(x)$ удовлетворяет уравнению Дирака:

$$\gamma_a \frac{\partial \nu}{\partial x_a} = 0.$$

Отсюда следует, что

$$\gamma_a \frac{\partial}{\partial x_a} \left[\frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) \nu \right] = 0.$$

Таким образом, каждый из членов в разложении /8/ удовлетворяет уравнению Дирака.

Далее, для оператора $\nu(x)$ имеем следующее разложение:

$$\nu(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int [u^r(p) e^{ipx} c_r(p) + u^r(-p) e^{-ipx} d_r^+(p)] d\vec{p}, \quad /9/$$

где $c_r(p)$ ($d_r^+(p)$) - оператор уничтожения нейтрино /рождения антинейтрино/ с импульсом p и спиральностью r . Спиноры $u^r(p)$ и $u^r(-p)$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} (\vec{\Sigma} \vec{n}) u^r(p) &= r u^r(p) \\ (\vec{\Sigma} (-\vec{n})) u^r(-p) &= r u^r(-p); \end{aligned} \quad /10/$$

Здесь $\vec{n} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$, а $\vec{\Sigma} = -i\gamma_5 \gamma_4 \vec{\gamma}$ /в представлении Дирака-Паули $\Sigma = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix}$ /. Используя уравнение Дирака

$$\gamma \cdot p u^r(p) = 0 \quad \gamma \cdot p u^r(-p) = 0,$$

получаем

$$\begin{aligned} (\vec{\Sigma} \vec{n}) u^r(p) &= -\gamma_5 u^r(p) \\ (\vec{\Sigma} (-\vec{n})) u^r(p) &= \gamma_5 u^r(p). \end{aligned} \quad /11/$$

В случае частицы с равной нулю массой состояния с определенной спиральностью являются, следовательно, собственными состояниями матрицы γ_5 :

$$\begin{aligned} \gamma_5 u^r(p) &= -r u^r(p) \\ \gamma_5 u^r(-p) &= r u^r(-p). \end{aligned} \quad /12/$$

С помощью /9/ и /12/ находим

$$\frac{1+\gamma_5}{2} \nu = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int [u^{-1}(p) e^{ipx} c_{-1}(p) + u^1(-p) e^{-ipx} d_1^+(p)] d\vec{p} \quad /13/$$

$$\frac{1-\gamma_5}{2} \nu = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int [u^1(p) e^{ipx} c_1(p) + u^{-1}(-p) e^{-ipx} d_{-1}^+(p)] d\vec{p}.$$

Таким образом, в разложение $\frac{1+\gamma_5}{2} \nu$ ($\frac{1-\gamma_5}{2} \nu$) входят операторы уничтожения нейтрино с отрицательной /положительной/ спиральностью и операторы рождения антинейтрино с положительной /отрицательной/ спиральностью.

Предположим, что оператор поля нейтрино входит в гамильтониан слабого взаимодействия в виде $\frac{1+\gamma_5}{2} \nu$, либо $\frac{1-\gamma_5}{2} \nu$ /гипотеза двухкомпонентного нейтрино/.

Из /13/ следует, что в этом случае спиральность нейтрино, участвующего в слабом взаимодействии, всегда отрицательна, а спиральность антинейтрино положительна

/если в гамильтониан входит $\frac{1-\gamma_5}{2} \nu$, спиральность

нейтрино положительна, а антинейтрино отрицательна/. В 1957 году был выполнен эксперимент по измерению спиральности нейтрино. Этот опыт подтвердил гипотезу двухкомпонентного нейтрино. Было показано, что спиральность нейтрино отрицательна.

Следующий решающий шаг в построении гамильтониана β -распада был сделан Фейнманом и Гелл-Манном, а также Маршаком и Сударшаном /1957 год/. Эти авторы основывались на теории двухкомпонентного нейтрино. Они предположили при этом, что оператор поля электронов также входит в гамильтониан слабого взаимодействия в виде:

$$\frac{1+\gamma_5}{2} e.$$

Если принять это предположение, то для лептонных скобок гамильтониана вида /7/ получаем

$$\left(\frac{1+\gamma_5}{2} \cdot e \quad 0^i \quad \frac{1+\gamma_5}{2} \nu \right) = \left(\bar{e} \quad \frac{1-\gamma_5}{2} \quad 0^i \quad \frac{1+\gamma_5}{2} \nu \right).$$

Далее, нетрудно видеть, что

$$\frac{1-\gamma_5}{2} \quad 0^i \quad \frac{1+\gamma_5}{2} = \begin{matrix} 0 & 0^i = 1; \sigma_{\alpha\beta}; \gamma_5 \\ \gamma_\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} & 0^i = \gamma_\alpha; \gamma_\alpha \gamma_5 \end{matrix} \quad /14/$$

Гамильтониан β -распада приобретает, таким образом, следующий весьма простой вид:

$$H^\beta = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma_\alpha (1+\gamma_5) \nu) (\bar{p} \gamma_\alpha (1+g_A \gamma_5) n) + \text{h. c.} \quad /15/$$

Многочисленные эксперименты по исследованию β -распада свободного нейтрона и β -распада ядер подтвердили справедливость /15/. Константы G и g_A при этом оказались равными

$$G \approx 10^{-5} \frac{1}{M^2}, \quad g_A = 1,25,$$

где M - масса протона.

При вычислении матричного элемента β -распада физического нейтрона, кроме гамильтониана взаимодействия пары электрон-нейтрино с нуклонным полем, необходимо учесть также гамильтониан взаимодействия $e-\nu$ пары с пионным и другими адронными полями /диаграммы рис. 1 и 2 и др./

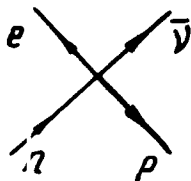


Рис. 1

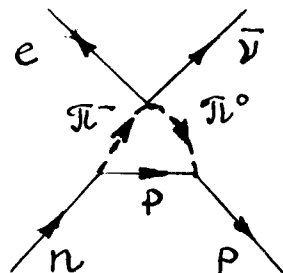


Рис. 2

Сумма всех возможных диаграмм процесса представлена на рис. 3:

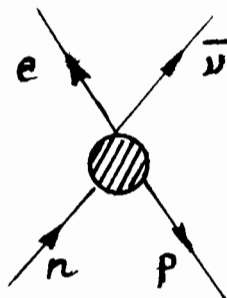


Рис. 3

Заштрихованная часть этой диаграммы обусловлена сильными взаимодействиями и характеризуется формфакторами. Гамильтониан /15/ описывает процесс взаимодействия $e-\nu$ пары с нуклоном лишь при малых / по сравнению с M^2 / передачах 4-импульса.

Если принять гипотезу Фейнмана и Гелл-Манна, то сумму гамильтонианов взаимодействия $e-\nu$ пары со всеми адронными полями можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu) j_\alpha (\Delta S = 0) + \text{h. c.} \quad /16/$$

Здесь $j_\alpha (\Delta S = 0)$ - не меняющий странность адронный слабый ток. Ток $j_\alpha (\Delta S = 0)$ имеет вид

$$j_\alpha (\Delta S = 0) = v_\alpha (\Delta S = 0) + a_\alpha (\Delta S = 0),$$

где $v_\alpha (\Delta S = 0)$ и $a_\alpha (\Delta S = 0)$ - векторный и аксиальный токи.

Гамильтониан /16/ описывает такие процессы слабого взаимодействия пары электрон-нейтрино с адронами, в которых не меняется странность адронов:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$$

$$\nu + n \rightarrow e^- + p$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n \quad \text{и др.}$$

Теперь мы перейдем к рассмотрению той части гамильтониана, которая описывает взаимодействие пары μ -мезон-нейтрино с адронами. Первый эксперимент с пучком нейтрино высоких энергий, выполненный в 1962 году по предложению Б.М.Понтекорво, показал, что электронное и мюонное нейтрино /нейтрино, участвующие в слабом взаимодействии вместе с электроном и μ -мезоном, соответственно/ - разные частицы. Будем обозначать операторы полей электронного и мюонного нейтрино ν_e и ν_μ . Гамильтониан слабого взаимодействия пары заряженный лептон-нейтрино с адронами строится так, чтобы имела место μ - e универсальность /инвариантность относительно замены $\mu \rightarrow e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ / Из выражения /16/ получаем

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e) + (\bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu)] j_\alpha (\Delta S = 0) + h.c. \quad /17/$$

Имеющиеся в настоящее время данные подтверждают гипотезу μ - e универсальности. До последнего времени эта гипотеза проверялась лишь при малых энергиях /сравнение вероятностей распадов $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и др./ . Недавно были получены первые результаты по измерению сечения процесса

$$\nu_e + N \rightarrow e + \dots \quad /18/$$

Опыт был выполнен в ЦЕРНе. Мишенью и детектором служила камера "Гаргамель", заполненная фреоном. Спектр нейтрино ЦЕРНа имеет максимум при энергии ~ 2 ГэВ. Пучок состоит в основном из мюонных нейтрино / от распада $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ /. Имеется небольшая / $\sim 0,5\%$ / примесь ν_e от распада μ -мезонов и K_{e3} -распадов. Было наблюде-
но всего 45 событий с электроном в конечном состоянии. Полученные данные согласуются с линейной зависимостью полного сечения процесса /18/ от энергии. Для отношения сечения процесса /18/ к сечению процесса

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \dots$$

получено значение

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_\mu} = 1,26 \pm 0,23,$$

согласующееся с μ - e универсальностью.

Гамильтониан /17/ описывает такие лептон-адронные процессы, в которых не меняется странность адронов. Полный гамильтониан взаимодействия пары лептон-нейтрино с адронами может быть получен из /17/, если сделать замену

$$j_a(\Delta S=0) \rightarrow j_a^h = j_a(\Delta S=0) + j_a(\Delta S=1),$$

где $j_a(\Delta S=1)$ - ток, изменяющий странность на единицу*. Получаем

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{e} \gamma_a (1+\gamma_5) \nu_e) + (\bar{\mu} \gamma_a (1+\gamma_5) \nu_\mu)] j_a^h + \text{h.c.} \quad /20/$$

Одним из хорошо изученных слабых процессов является распад

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad /21/$$

- процесс, в котором участвуют только лептоны. Этот процесс описывается гамильтонианом

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma_a (1+\gamma_5) \nu_e) (\bar{\nu}_\mu \gamma_a (1+\gamma_5) \mu) + \text{h.c.} \quad /22/$$

построенным на основе тех же принципов, что и лептонная часть гамильтониана /20/ /операторы после нейтрино и лептонов входят в гамильтониан взаимодействия

в виде $\frac{1+\gamma_5}{2} \nu$ и $\frac{1+\gamma_5}{2} \ell$ ($\ell = e, \mu$); оператор $\nu \ell$ входит

в одну скобку с оператором ℓ ./.

Гамильтонианы взаимодействия /20/ и /22/ удовлетворяют закону сохранения электронного L_e и мюонного L_μ чисел. Действительно, припишем заряженным леп-

* Имеем:

$$\Delta S = S_f - S_i,$$

где $S_f(S_i)$ - суммарная странность конечных /начальных/ адронов. Из /20/ очевидно, что

$$\Delta Q = Q_f - Q_i = 1,$$

где $Q_f(Q_i)$ - суммарный заряд конечных /начальных/ адронов в единицах (e) / e - заряд электрона/. Таким образом, условие $\Delta S = 1$ эквивалентно $\Delta Q = \Delta S$.

тонам и нейтрино приведенные в табл. 1 значения L_e и L_μ .

Таблица 1

	e	ν_e	μ	ν_μ	\bar{e}	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\mu}$	$\bar{\nu}_\mu$
L_e	1	1	0	0	-1	-1	0	0
L_μ	0	0	1	1	0	0	-1	-1

Фотонам и адронам припишем равные нулю значения L_e и L_μ . Закон сохранения лептонных чисел формируется следующим образом:

$$\sum_i (L_e)_i = \text{const} \quad /23/$$

$$\sum_i (L_\mu)_i = \text{const}.$$

Очевидно, что /20/ и /22/ удовлетворяют закону сохранения /23/.

Помимо /23/ существуют другие формулировки закона сохранения лептонных чисел. Мы обсудим так называемый мультипликативный закон:

$$\sum_i (L_e + L_\mu)_i = \text{const} \quad /24/$$

$$(-1)^i \sum_i (L_e)_i = \text{const}.$$

Очевидно, что для процессов с участием пары лептонов /23/ и /24/ эквивалентны. Различие между /23/ и /24/ возникает в случае процессов с участием четырех лептонов. Если имеет место /24/, то наряду с распадом

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad /25/$$

становится возможным распад

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad /26/$$

запрещенный /23/ /аддитивным законом сохранения лептонных чисел/. Если исследовать нейтрино от распада μ^+ -мезонов, то можно выяснить вопрос о том, какая форма закона сохранения лептонных чисел /аддитивная или мультипликативная/ имеет место. Первый такой опыт был выполнен в ЦЕРНе. Мы уже говорили о том, что в пучке нейтрино ЦЕРНа содержится около 0,5% электронных нейтрино. Расчеты показывают, что электронные нейтрино с энергией меньше 3 ГэВ происходят в основном от распада μ^+ мезонов. Если имеет место мультипликативный закон сохранения лептонных чисел, то возможны распады /25/ и /26/ и в пучке будут содержаться как ν_e так и $\bar{\nu}_e$. При взаимодействии этого пучка с нуклонами будут рождаться, следовательно, как электроны так и позитроны. На опыте наблюдались электроны. Из этих данных следует, что

$$\frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow \text{all})} < 0,25.$$

В случае, если имеет место мультипликативный закон, следует ожидать, что это отношение равно 1/2. Таким образом, полученные данные не свидетельствуют в пользу мультипликативного закона сохранения лептонных чисел. Необходимо, однако, иметь в виду, что это только первые данные. Дальнейшего выяснения вопроса о форме закона сохранения лептонных чисел следует ожидать от увеличения статистики нейтринных экспериментов и от опытов, которые планируются на мезонных фабриках.

Продолжим теперь обсуждение гамильтониана слабого взаимодействия. Фейнман и Гелл-Манн предложили простейшим образом объединить гамильтонианы /20/ и /22/. А именно, они предположили, что полный гамильтониан слабого взаимодействия имеет следующий компактный вид:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} j_a \bar{j}_a \quad /27/$$

Здесь

$$j_a = (\bar{\nu}_e \gamma_a (1 + \gamma_5) e) + (\bar{\nu}_\mu \gamma_a (1 + \gamma_5) \mu) + j_a^h,$$

а

$$\bar{j}_a = j_a^+ \eta_a \quad (\eta_a = \begin{matrix} -1 & a = 1, 2, 3 \\ 1 & a = 4 \end{matrix}) \quad /28/$$

Гамильтониан /27/ содержит члены двух типов: недиагональные /произведения разных членов/ и диагональные:

$$H^d = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{e} \gamma_a (1 + \gamma_5) \nu_e) (\bar{\nu}_e \gamma_a (1 + \gamma_5) e) + (\bar{\mu} \gamma_a (1 + \gamma_5) \nu_\mu) (\bar{\nu}_\mu \gamma_a (1 + \gamma_5) \mu) + j_a (\Delta S = 0) \bar{j}_a (\Delta S = 0) + j_a (\Delta S = 1) \bar{j}_a (\Delta S = 1)] \quad /29/$$

Выражения /20/ и /22/ - недиагональные члены гамильтониана /27/. Помимо этих членов, в /27/ содержится также недиагональный член

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} j_a (\Delta S = 1) \bar{j}_a (\Delta S = 0) + \text{h.c.},$$

ответственный за нелептонные слабые процессы, в которых меняется странность:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^- \quad \text{и др.}$$

Процессы, описываемые недиагональными членами гамильтониана /27/, давно изучаются на опыте. В настоящее время накоплена большая информация об этих процессах. Основной вывод, который может быть сделан, состоит в том, что недиагональные слабые процессы описываются гамильтонианом /27/.

О процессах, которые описываются диагональными членами гамильтониана /27/, известно очень мало. Обсудим кратко имеющиеся данные. Первый член гамильтониана взаимодействия /29/ ответственен за процесс

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e .$$

Этот процесс при малых энергиях антинейтрно /до -10 МэВ / уже много лет изучается группой Райнса. Опыт весьма труден /ожидаемое сечение $\sim 10^{-17} \text{ см}^2$ /. Получено, что

$$\frac{\sigma_{\text{эксп}}}{\sigma_{\text{V-A}}} = 1,1 \pm 0,8 , \quad /30/$$

где $\sigma_{\text{V-A}}$ - сечение, вычисленное с помощью /29/. Полученный результат согласуется с предсказанием теории Фейнмана и Гелл-Манна. Как видно из /30/, допустимы, однако, дополнительные члены в гамильтониане слабого взаимодействия, дающие того же порядка, что и /29/, вклад в амплитуду процесса. Последний член гамильтониана /29/ приводит к эффектам несохранения четности в ядерных процессах. Такие эффекты наблюдались различными группами. Например, циркулярная поляризация γ -квантов, образующихся при распаде неполяризованного ядра ^{181}Ta /P - нечетный эффект/ равна $\sim 6 \pm 1 \cdot 10^{-6}$ /результат группы Лобашова/. Эти данные свидетельствуют о том, что в потенциале ядерных сил имеется несохраняющий четность член первого порядка по G. Однако, ввиду сложностей, связанных с количественным учетом ядерных взаимодействий, провести детальный расчет тех эффектов, которые предсказываются лагранжианом взаимодействия /29/ для ядер, весьма трудно.

Итак, недиагональные слабые процессы описываются гамильтонианом /27/. Опыт не исключает наличия дополнительных членов в диагональной части гамиль-

тоннана /27/. Эти результаты необходимо учитывать при модификациях теории слабого взаимодействия. Хорошо известно, что необходимость модификации связана с неперенормируемостью теории, вследствие которой сечения ряда слабых процессов растут с ростом энергии и при некоторой энергии /порядка 300 ГэВ/ возникает противоречие с соотношением унитарности.

Модификации теории слабого взаимодействия эффективно сводятся к добавлению к гамильтониану /27/ новых членов. При этом предсказываются новые слабые процессы и меняются амплитуды диагональных процессов. В 1973 году были, действительно, открыты такие слабые процессы, которым отвечают гамильтонианы, отсутствующие в /27/. / так называемые нейтральные токи/. Таким образом, /27/ не является полным гамильтонианом слабого взаимодействия.

Мы обсудим один из наиболее интересных вариантов теории слабого взаимодействия - теорию Вайнберга-Салама. В основе этой теории лежит объединение слабого и электромагнитного взаимодействий. Прежде чем переходить к теории Вайнберга-Салама, напомним, что уже много лет существует в отличие от /27/ формулировка теории слабого взаимодействия - теория с промежуточным бозоном. Вид выражения /27/ /ток x ток/ наводит на мысль о том, что гамильтониан /27/ является эффективным гамильтонианом и возникает вследствие обмена между токами заряженной векторной частицей /аналогично тому, как электромагнитное взаимодействие между заряженными фермионами обуславливается обменом фотоном/. /Если предположить, что существует аналогичная фотону векторная частица, переносящая слабое взаимодействие, то лагранжиан слабого взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{L} = i g_0 \mathbf{j}_a \cdot \mathbf{W}_a + \text{h.c.}, \quad /31/$$

где \mathbf{j}_a - слабый ток /выражение /28//, \mathbf{W}_a - оператор поля заряженных векторных частиц, а g_0 - безразмерная константа взаимодействия. Диаграмма процесса β -рас-

пада нейтрона, в случае, если существует промежуточный бозон, представлена на рис. 4.

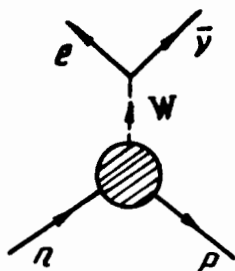


Рис. 4

100247
Очевидно, что, если квадрат массы промежуточного бозона много больше квадрата передачи импульса нуклону, то матричный элемент теории с промежуточным бозоном /во втором порядке по g_0 / совпадает с матричным элементом, вычисленным с помощью гамильтониана /27/ в первом порядке по G /. Константы G и g_0 связаны при этом соотношением

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g_0^2}{m_W^2}$$

Если существует промежуточный бозон, то при достаточно высоких энергиях он должен рождаться в процессах соударения частиц. Отметим, что из имеющихся экспериментальных данных следует, что масса заряженного промежуточного бозона больше 10 ГэВ.

Теория Вайнберга-Салама предполагает существование промежуточных бозонов. Слабое и электромагнитное взаимодействия строятся так, чтобы выполнялась инвариантность относительно калибровочных преобразований Янга-Миллса. На этом этапе построения теории массы векторных бозонов и лептонов считаются равными нулю. Затем калибровочная инвариантность нарушается /введением дополнительного взаимодействия/ таким образом, что у всех частиц, кроме фотона и нейтрино, возникают массы. Мы обсудим только ту часть теории Вайнберга, которая связана с построением лагранжиана

взаимодействия. Вначале рассмотрим взаимодействие лептонов и векторных частиц. Предположим, что столбец

$$\psi_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$$

преобразуется как спинор. Тогда величина

$\bar{\psi}_L \gamma_\alpha \tau_i \psi_L$ / τ_i - матрицы Паули/ является вектором. Если оператор поля A_a^i преобразуется как вектор относительно тех же преобразований /и как вектор относительно группы Лоренца/, то лагранжиан

$$\mathcal{L}_1 = i \frac{g}{2} \bar{\psi}_L \gamma_\alpha \tau_i \psi_L A_a^i, \quad /32/$$

где g - вещественная безразмерная константа, является скаляром. Из /32/ получаем

$$\mathcal{L}_1 = \left[i \frac{g}{2\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e) W_\alpha + \text{h.c.} \right] + \quad /33/$$

$$+ i \frac{g}{2} \bar{\psi}_L \gamma_\alpha \tau_3 \psi_L A_a^3.$$

Здесь

$$W_\alpha = \frac{A_\alpha^1 + i A_\alpha^2}{\sqrt{2}}$$

- оператор поля заряженных векторных частиц. Первый член выражения /33/ совпадает с той частью лагранжиана /31/, которая описывает взаимодействие пары электрон-нейтрино с заряженным промежуточным бозоном. Оператор A_a^3 является оператором поля нейтральных векторных частиц. Очевидно, что этот оператор не может быть отождествлен с оператором электромагнитного поля*. Добавим к лагранжиану /33/ член, опи-

* Величина $\bar{\psi}_L \gamma_\alpha \tau_3 \psi_L = \frac{1}{2} \bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e - \frac{1}{2} \bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e$ не совпадает с оператором электромагнитного тока.

связующий взаимодействие лептонов с нейтральным полем. Этот лагранжиан мы также построим, основываясь на соображениях симметрии. Рассмотрим оператор тока $\bar{e} \gamma_a e$.

Нетрудно видеть, что

$$\bar{e} \gamma_a e = -\frac{1}{2} \bar{L} \gamma_a \tau_3 L + \frac{1}{2} L \gamma_a \bar{L} + \bar{R} \gamma_a R, \quad /34/$$

где

$$R = \frac{1 - \gamma_5}{2} e.$$

Предположим, что R - изоскаляр. Тогда

$$\frac{1}{2} \bar{L} \gamma_a L + \bar{R} \gamma_a R = \frac{1}{2} (\bar{L} \gamma_a \tau_3 L + 2 \bar{e} \gamma_a e)$$

также изоскаляр. Если оператор поля нейтральных векторных частиц B_a - изоскаляр, то лагранжиан

$$\mathcal{L}_2 = -i \frac{g'}{2} (\bar{L} \gamma_a \tau_3 L + 2 \bar{e} \gamma_a e) B_a \quad /35/$$

инвариантен относительно рассматриваемых нами преобразований /группа $SU(2) \times U(1)$ /. Очевидно, что оператор B_a по тем же причинам, что и A_a^3 , не может быть отождествлен с оператором электромагнитного поля. Вместо полей A_a^3 и B_a введем поля Z_a и A_a :

$$A_a^3 = c Z_a + s A_a \quad /36/$$

$$B_a = -s Z_a + c A_a,$$

где

$$c^2 + s^2 = 1. \quad /37/$$

Коэффициенты c и s могут быть выбраны таким образом, чтобы оператор A_a являлся оператором электромагнитного поля. Действительно, выделим из лагранжиана взаимодействия ту часть, которая описывает взаимодействие лептонов с нейтральными частицами. Используя /36/, получаем

$$\mathcal{L}_0 = i \frac{1}{2} \{ [(g's - g'c) \bar{L} \gamma_a \tau_3 L - 2g'c \bar{e} \gamma_a e] A_a + [(gc + g's) \bar{L} \gamma_a \tau_3 L + 2g's \bar{e} \gamma_a e] Z_a \} . \quad /38/$$

Если коэффициенты s и s' удовлетворяют соотношениям

$$gs = g'c \quad /39a/$$

$$g'c = -e , \quad /39b/$$

где e - заряд электрона, то очевидно, что первый член /38/ совпадает с лагранжианом электромагнитного взаимодействия

$$\mathcal{L}^{em} = ie \bar{e} \gamma_a e A_a .$$

Из /39a/ следует, что

$$s = \frac{g'}{g} c . \quad /40/$$

Подставляя /40/ в /37/, получаем

$$c = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} . \quad /41/$$

Далее, из /40/ находим также, что

$$s = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} . \quad /42/$$

Для величин, входящих в лагранжиан /38/, получаем с помощью /41/ и /42/

$$gc + g's = \sqrt{g^2 + g'^2}$$

$$g's = \frac{g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} . \quad /43/$$

Запишем теперь полный лагранжиан взаимодействия лептонов с векторными частицами. Предполагая, что имеет место μ - e -универсальность, получаем

$$\mathcal{L} = [i \frac{g}{2\sqrt{2}} (\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e) W_\alpha + \text{h.c.}] + ie \bar{e} \gamma_\alpha e A_\alpha \quad /44/$$

$$+ \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} [\bar{L} \gamma_\alpha \tau_3 L + 2 \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \bar{e} \gamma_\alpha e] Z_\alpha + (e \rightarrow \mu).$$

Рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из /44/. Первый член лагранжиана /44/ описывает взаимодействие пары лептон-нейтрино и W -бозона. Матричный элемент распада μ -мезона дается диаграммой рис. 5

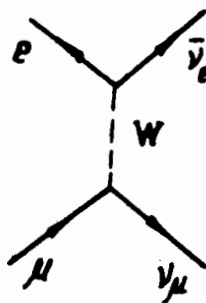


Рис. 5

С помощью /44/ находим:

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G}{\sqrt{2}}, \quad /45/$$

где m_W - масса заряженного промежуточного бозона. С другой стороны, из /39/ и /42/ имеем

$$g^2 = \frac{e^2}{s^2} = \frac{e^2}{\sin^2 \theta_W}, \quad /46/$$

где

$$\frac{g'}{g} = \tan^2 \theta_W \quad /47/$$

/угол θ_W носит название угла Вайнберга/. Из /45/ и /46/ получаем следующее соотношение, связывающее квадрат массы заряженного промежуточного бозона с параметром $\sin^2 \theta_W$:

$$m_W^2 = \frac{\pi a}{\sqrt{2} G \sin^2 \theta_W} \quad /48/$$

Здесь

$$a = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}.$$

Из /48/ находим

$$m_W \geq \left(\frac{\pi c}{\sqrt{2} G} \right)^{1/2} = 37,3 \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, в теории Вайнберга масса заряженного промежуточного бозона не может быть меньше 37,3 ГэВ.

Новым членом, отличающим теорию Вайнберга от теории Фейнмана и Гелл-Манна, является третий член лагранжиана /44/. Он описывает взаимодействие с лептонами нейтрального промежуточного бозона /Z-бозона/. Если в лагранжиане слабого взаимодействия, действительно, есть такой член, то его наличие приводит, во-первых, к процессам, которые запрещены /в низшем порядке теории возмущений/ теорией Фейнмана и Гелл-Манна, и, во-вторых, к появлению новых членов в амплитудах диагональных процессов.

Прежде чем переходит к рассмотрению этих эффектов, отметим, что массы нейтрального и заряженного и промежуточных бозонов связаны в теории Вайнберга соотношением:

$$m_Z^2 = \left(\frac{g^2 + g'^2}{g^2} \right) m_W^2 \quad /49/$$

Используя /47/ и /49/, получаем

$$m_Z^2 = \frac{\pi a}{\sqrt{2} G \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}.$$

Отсюда следует, что

$$m_Z \geq 2 \left(\frac{\pi a}{\sqrt{2} G} \right)^{1/2} = 74,6 \text{ ГэВ.}$$

Если существует Z -бозон, взаимодействующий с нейтрино и лептонами, то становится возможным процесс

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + e \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + e, \quad /50/$$

запрещенный обычной теорией. Диаграмма этого процесса представлена на рис. 6

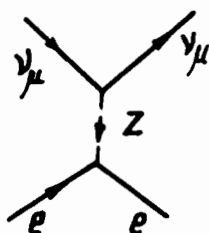


Рис. 6

Пренебрегая q^2 в пропагаторе Z -бозона* и используя соотношения /45/, /47/ и /49/, для эффективного гамильтониана процесса /50/ получаем

$$\mathcal{H} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu) (\bar{e} \gamma_\alpha (g_V^\mu + g_A^\mu \gamma_5) e), \quad /51/$$

где

$$g_V^\mu = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$$

$$g_A^\mu = -\frac{1}{2}. \quad /52/$$

* $q^2 \leq s = 2mE_\nu \approx 10^{-3} \text{ ГэВ}$. E_ν (E_ν - энергия нейтрино в л.с./.

Сечение процесса /50/ зависит, следовательно, от одного параметра - $\sin^2 \theta_W$. Недавно в ЦЕРНе в пузырьковой камере "Гаргамель" было наблюдеено два события, возможная интерпретация которых - процесс /50/. Исккали события с одиночным электроном, энергия которого больше 300 МэВ и угол вылета по отношению к пучку нейтрино меньше 5° /эти критерии обуславливались условиями фона и кинематикой процесса /50//. Основным источником фона - процесс

$$\nu_e + p \rightarrow e^- + "p" \quad /53/$$

/конечный протон не виден/. Как мы уже говорили, примесь ν_e в пучке "нейтрино" составляет 0,5%. Два события с одиночным электроном были обнаружены на пучке "антинейтрино", в котором примесь ν_e значительно меньше /примерно в десять раз/, чем в пучке "нейтрино". По расчетам авторов фон от реакции /53/ и других процессов составляет $0,18 \pm 0,12$ событий. Полученное из этих первых данных сечение процесса /50/ согласуется с теорией Вайнберга. При этом для параметра $\sin^2 \theta_W$ возникает следующее ограничение: $\sin^2 \theta_W \leq 0,45$.

Рассмотрим теперь процесс

$$\nu_e (\bar{\nu}_e) + e \rightarrow \nu_e (\bar{\nu}_e) + e. \quad /54/$$

Наряду с диаграммой *рис. 7а* теории с W-бозоном, в теории Вайнберга возникает для этого процесса дополнительная диаграмма /76/

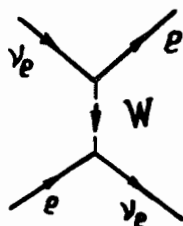


Рис. 7а

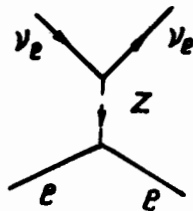


Рис. 76

Используя преобразование Фирца, для эффективного гамильтониана процесса /54/ получаем следующее выражение:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e) (\bar{e} \gamma_\alpha (g_V^e + g_A^e \gamma_5) e), \quad /55/$$

где

$$g_V^e = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \quad /56/$$

$$g_A^e = \frac{1}{2}.$$

Отметим, что из опыта Райнса и др. следует, что $\sin^2 \theta_W \leq 0,3$.

Теперь обсудим лагранжиан взаимодействия промежуточных бозонов и адронов. Вначале мы не будем рассматривать странные частицы. Лагранжиан взаимодействия строится по аналогии с лептонным случаем. Пусть столбец

$$N_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix},$$

/р и n - операторы поля протонов и нейтронов/ образует дублет. Для лагранжиана взаимодействия с полем A_α^i , аналогично /32/, имеем

$$\mathcal{L}_1 = i \frac{g}{2} \bar{N}_L \gamma_\alpha \tau_i N_L A_\alpha^i. \quad /57/$$

Выделяя из этого лагранжиана член, описывающий взаимодействие с W-бозонами, получаем

$$\mathcal{L}_1 = [i \frac{g}{2\sqrt{2}} (\bar{n} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p) W_\alpha + \text{h.c.}] + \quad /58/$$

$$+ \frac{i}{2} g \bar{N}_L \gamma_\alpha \tau_3 N_L A_\alpha^3.$$

Далее, аналогично /34/, запишем оператор тока в следующем виде:

$$j_\alpha^{\text{em}} = \bar{p} \gamma_\alpha p = \frac{1}{2} \bar{N}_L \gamma_\alpha \tau_3 N_L + \frac{1}{2} \bar{N}_L \gamma_\alpha N_L + \bar{P}_R \gamma_\alpha P_R. \quad /59/$$

Здесь

$$P_R = \frac{1 - \gamma_5}{2} p.$$

Инвариантный лагранжиан взаимодействия адронов с полем B_α имеет вид

$$\mathcal{L}_2 = -i \frac{g'}{2} (\bar{N}_L \gamma_\alpha \tau_3 N_L - 2j_\alpha^{\text{em}}) B_\alpha. \quad /60/$$

Наконец, с помощью /36/, /41/, /42/, /47/ для лагранжиана, описывающего взаимодействие адронов с полями нейтральных частиц, получаем следующее выражение:

$$\mathcal{L}_0 = -i e j_\alpha^{\text{em}} A_\alpha + i \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{N}_L \gamma_\alpha \tau_3 N_L - 2 \sin^2 \theta_W j_\alpha^{\text{em}}) Z_\alpha. \quad /61/$$

Теперь рассмотрим вопрос о включении в схему Вайнберга странных частиц. Лагранжиан, описывающий взаимодействие W-бозонов с адронами, имеет вид

$$\mathcal{L}_1 = i \frac{g}{2\sqrt{2}} [(\bar{n} \cos \theta_c + \bar{\lambda} \sin \theta_c) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p] W_\alpha + \text{h.c.}, \quad /62/$$

где θ_c - угол Кабиббо, а p , n , λ - операторы полей

соответствующих кварков. Это выражение может быть переписано следующим образом:

$$\mathcal{L}_1 = i \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{B}_L \gamma_\alpha \frac{1}{2} (\tau_1 - i\tau_2) B_L W_\alpha + \text{h.c.}$$

Здесь

$$B_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} P \\ n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c \end{pmatrix}. \quad /63/$$

Если предположить, что B_L преобразуется как дублет, то вместо /61/ получаем

$$\mathcal{L}_0 = -ie j_a^{\text{em}} A_\alpha + i \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} j_a^z Z_\alpha, \quad /64/$$

где нейтральный слабый ток равен

$$j_a^z = \bar{B}_L \gamma_\alpha \tau_3 B_L - 2 \sin^2 \theta_w j_a^{\text{em}}.$$

Часть этого лагранжиана, которая описывает процессы с изменением странности, имеет вид

$$\mathcal{L}'_0 = -i \frac{1}{4} \sqrt{g^2 + g'^2} \sin \theta_c \cos \theta_c [\bar{n} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \lambda + \bar{\lambda} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) n] Z_\alpha.$$

Если в лагранжиане слабого взаимодействия есть такой член, то в первом порядке по G становятся возможными процессы

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu} \quad /65/$$

и другие аналогичные процессы. Процесс /65/ не наблюдался на опыте, причем

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K^+ \rightarrow \text{all})} < 6 \cdot 10^{-7}.$$

Для того, чтобы в лагранжиане слабого взаимодействия не возникли изменяющие странность нейтральные токи, была предложена следующая процедура. Введем, наряду с /63/, дублет

$$B'_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} P' \\ -n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c \end{pmatrix}, \quad /66/$$

где P' - оператор поля кварков с новым квантовым числом (charm). Для лагранжиана взаимодействия с полем A_α примем выражение

$$\mathcal{L}_1 = \frac{g}{2} (\bar{B}_L \gamma_a \tau_i B_L + \bar{B}'_L \gamma_a \tau_i B'_L) A_a^i .$$

Аналогично /64/, для лагранжиана взаимодействия с электромагнитным полем и полем Z-бозонов получаем

$$\mathcal{L}_0 = -ie j_a^{\text{em}} A_a + \frac{1}{2} i \sqrt{g^2 + g'^2} j_a^z \cdot Z_a , \quad /67/$$

где нейтральный слабый ток j_a^z равен

$$j_a^z = \bar{B}_L \gamma_a \tau_3 B_L + \bar{B}'_L \gamma_a \tau_3 B'_L - 2 \sin^2 \theta_W j_a^{\text{em}} . \quad /68/$$

Для тока j_a^z , используя /63/ и /66/, получаем следующее выражение:

$$j_a^z = j_a^3 - 2 \sin^2 \theta_W j_a^{\text{em}} + j_a^s . \quad /69/$$

Здесь

$$j_a^3 = \bar{N} \gamma_a (1 + \gamma_5) \frac{1}{2} \tau_3 N$$

- третья компонента тока $j_a^i = \bar{N} \gamma_a (1 + \gamma_5) \frac{1}{2} \tau_i N$ ($N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$),

$$j_a^s = \frac{1}{2} \bar{p}' \gamma_a (1 + \gamma_5) p' - \frac{1}{2} \bar{\lambda} \gamma_a (1 + \gamma_5) \lambda .$$

Ток j_a^i преобразуется как изовектор /при обычных изотопических преобразованиях/. Компоненты $j_a^1 \pm i j_a^2$ этого тока вводят в не меняющую странность часть лагранжиана взаимодействия с W-бозонами. Ток j_a^s преобразуется как изоскаляр. Итак, если ввести четвертый кварк, то теория может быть построена таким образом, что в лагранжиане взаимодействия не возникают изменяющие странность нейтральные токи. Квантовое число charm не сохраняется в слабых взаимодействиях. В опытах с пучками нейтрино должны, следовательно, рождаться частицы, обладающие новым квантовым числом. На этом мы закончим рассмотрение теории Вайнберга. В заключение несколько слов об опытах, в которых были открыты нейтральные токи. Результаты первых экспериментов были опубликованы в 1973 году. В ЦЕРНе в пузырьковой камере "Гаргамель" наряду с обычными мюонными процессами

$$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + \dots \quad /70/$$

были наблюдаемы безмюонные нейтринные события

$$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + \dots \quad /71/$$

Основной источник фона - нейтроны, образуемые нейтрино в защите и магните и попадающие в камеру. Для того чтобы подавить фон, авторы отбирали события, в которых энергия адронов больше 1 ГэВ. Для отношений числа безмюонных событий к числу событий с мюоном в конечном состоянии были найдены следующие значения:

$$R_{\nu} = 0,22 \pm 0,03$$

$$R_{\bar{\nu}} = 0,43 \pm 0,12.$$

Безмюонные нейтринные события были также наблюдаемы при больших энергиях нейтрино / $\lesssim 150$ ГэВ/ группами, работающими в Батавии. Для отношений R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ в этих экспериментах получены следующие значения:

$$R_{\nu} = 0,12 \pm 0,04$$

/данные одной группы/

$$R_{\bar{\nu}} = 0,32 \pm 0,08$$

$$R_{\nu} = 0,22$$

$$R_{\bar{\nu}} = 0,33.$$

/данные другой группы/

Наконец, на ускорителе в Аргонне при относительно малых энергиях нейтрино / $\lesssim 1,5$ ГэВ/ были наблюдаемы процессы

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + n + \pi^{+}$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + p + \pi^{0}$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \nu_{\mu} + p + \pi^{-}.$$

Таким образом, в последние годы открыт новый класс слабых процессов - безмюонные нейтринные процессы. Первые экспериментальные данные не позволяют, однако, выяснить структуру нейтрального слабого тока, и, в частности, проверить теорию Вайнберга.

На этом мы закончим обсуждение гамильтониана слабых взаимодействий. Мы видели, что последние годы ознаменовались значительным прогрессом физики слабых взаимодействий. Поиск промежуточных бозонов, изучение структуры нейтральных токов, исследование диагональных слабых процессов, детальное исследование недиагональных процессов как в области больших, так и в области малых энергий, поиск новых долгоживущих частиц в реакциях на пучках нейтрино - важные задачи ближайших лет.

Часть II

2. Процессы $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + \dots$ /феноменологические вопросы/

Мы рассмотрим здесь инклюзивные процессы

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \dots, \quad /72/$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\mu} + \dots. \quad /73/$$

Процессы /72/ и /73/ в настоящее время интенсивно изучаются на опыте в интервале энергий нейтрино до 150 - 200 ГэВ. Эти опыты совместно с экспериментами по глубоконеупругому рассеянию электронов нуклонами привели к существенному прогрессу в понимании структуры нуклона.

Мы начнем с подробного рассмотрения вопросов кинематики. Затем будет обсуждаться партонная интерпретация процессов /72/ и /73/.

Гамильтониан слабого взаимодействия, дающий вклад в матричные элементы процессов /72/ и /73/, имеет вид

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu) j_\alpha^h + (\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)) j_\alpha^h], \quad /74/$$

где j_α^h - адронный слабый ток. С учетом сильных взаимодействий адронов матричный элемент процесса /72/ дается следующим выражением /рис. 8/:

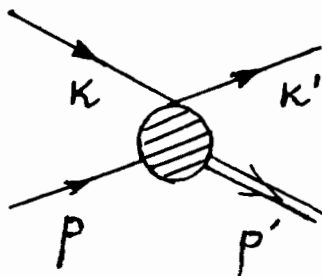


Рис. 8

$$\langle f|S|i\rangle = -i \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{k_0}\right)^{1/2} \bar{u}(k') \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k). \quad /75/$$

$$\langle p' | J_\alpha^h | p \rangle (2\pi)^4 \delta(p' - p - q).$$

Здесь k и k' - импульсы нейтрино и μ -мезона, p - импульс начального нуклона, p' - полный импульс конечных адронов, m - масса μ -мезона,

$$q = k - k' = p' - p,$$

а J_α^h - адронный слабый ток в представлении Гейзенберга*.

* В первом порядке по G /с учетом всех сильных взаимодействий/ для оператора S имеем следующее выражение:

$$S = T \left(e^{-i \int (\mathcal{H}_W(x) + \mathcal{H}_S(x)) dx} \right) \approx 1 + T \left(-i \int \mathcal{H}_W(x) dx e^{-i \int \mathcal{H}_S(x') dx'} \right),$$

где \mathcal{H}_S - полный гамильтониан сильных взаимодействий. Матричный элемент процесса /72/, следовательно, равен

$$\langle f|S|i\rangle = -i \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{m}{k_0}\right)^{1/2} \bar{u}(k') \gamma_\alpha u(k). \quad /76/$$

$$\int e^{-i(k'-k)x} \langle p' | T(j_\alpha^h(x) e^{-i \int \mathcal{H}_S(x') dx'}) | p \rangle dx.$$

Далее, переходя к представлению Гейзенберга, имеем

$$\langle p' | T(j_\alpha^h(x) e^{-i \int \mathcal{H}_S(x') dx'}) | p \rangle = \quad /77/$$

$$= {}_{\text{out}} \langle p' | J_\alpha^h(x) | p \rangle_{\text{in}} = {}_{\text{out}} \langle p' | J_\alpha^h(0) | p \rangle_{\text{in}} e^{-i(p'-p)x},$$

/индексы in и out в дальнейшем будут опускаться/. С помощью /76/ и /77/ получаем выражение /75/ для матричного элемента процесса.

Отметим, что спинор $u(k')$, описывающий спиновое состояние частицы с отличной от нуля массой, нормирован условием

$$\bar{u}^{\Gamma'}(k') u^{\Gamma}(k') = \delta_{\Gamma'\Gamma}.$$

Соответственно, имеем:

$$\sum_{\Gamma} u^{\Gamma}(k') \bar{u}^{\Gamma}(k') = \frac{k' + im}{2im}.$$

Спинор $u(k)$, описывающий нейтрино, нормируется условием

$$u^{\Gamma'+}(k) u^{\Gamma'}(k) = \delta_{\Gamma'\Gamma}.$$

Получаем

$$\sum_{\Gamma} u^{\Gamma}(k) \bar{u}^{\Gamma}(k) = \frac{\hat{k}}{2ik_0}.$$

В матричный элемент процесса /73/ дает вклад второй член гамильтониана /74/. Нетрудно видеть, что лептонная скобка матричного элемента этого процесса равна

$$\bar{u}(-k) \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) u(-k') = \bar{u}_c(k') \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) u_c(k), \quad /78/$$

где $u_c(k)$ ($u_c(k')$) - спинор, описывающий антинейтрино с импульсом k (k') / $\bar{\mu}$ - мезон с импульсом k' /. Знак минус перед γ_5 в выражении /78/ связан с тем, что спиральность антинейтрино положительна. Отметим также, что матричный элемент процесса /73/ отличается от матричного элемента процесса /72/ /выражение /75// заменой $J_{\alpha}^h \rightarrow \bar{J}_{\alpha}^h$.

Для суммы дифференциальных сечений всех возможных процессов /72/ /73//, в которых образуется μ -мезон с определенным импульсом, получаем:

$$d\sigma_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{M}{|pk|} (L_{\alpha\beta} \pm e_{\alpha\beta\rho\sigma} k_{\rho} k_{\sigma}) W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}} \frac{d\vec{k}'}{k'_0}. \quad /79/$$

Здесь

$$L_{\alpha\beta} = k_{\alpha} k'_{\beta} - \delta_{\alpha\beta} k k' + k'_{\alpha} k_{\beta},$$

/80/

а

$$\Sigma f \langle p' | J_{\alpha}^h | p \rangle \langle p | \bar{J}_{\beta}^h | p' \rangle \delta(p' - p - q) d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^6} \left(\frac{-M}{p_0} \right) W_{\alpha\beta}^{\nu},$$

/81/

$$\Sigma f \langle p' | \bar{J}_{\alpha}^h | p \rangle \langle p | J_{\beta}^h | p' \rangle \delta(p' - p - q) d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^6} \left(\frac{-M}{p_0} \right) W_{\alpha\beta}^{\bar{\nu}},$$

/dΓ - произведение дифференциалов импульсов адронов; суммирование в /81/ проводится по всем возможным конечным адронным состояниям; М - масса нуклона/.

Выясним общую структуру величин $W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}}$. Из /81/ следует, что $W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}}$ зависит от импульсов p и q и представляют собой сумму тензора и псевдотензора. Очевидно, что с помощью p и q могут быть построены тензоры $p_{\alpha} p_{\beta}$, $q_{\alpha} q_{\beta}$, $p_{\alpha} q_{\beta}$, $q_{\alpha} p_{\beta}$ и псевдотензор $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma} q_{\rho} p_{\sigma}$. Общее выражение для $W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}}$ имеет, следовательно, вид

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}}(p, q) &= \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_{\alpha} q_{\beta}}{q^2} \right) W_1^{\nu, \bar{\nu}} + \\ &+ \frac{1}{M^2} \left(p_{\alpha} - \frac{p q}{q^2} q_{\alpha} \right) \left(p_{\beta} - \frac{p q}{q^2} q_{\beta} \right) W_2^{\nu, \bar{\nu}} + \frac{1}{2M^2} \epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} q_{\rho} p_{\sigma} W_3^{\nu, \bar{\nu}} + \\ &+ \frac{1}{M^2} q_{\alpha} \epsilon_{\beta\gamma\delta\sigma} W_4^{\nu, \bar{\nu}} + \frac{1}{M^2} (p_{\alpha} q_{\beta} + q_{\alpha} p_{\beta}) W_5^{\nu, \bar{\nu}} + \\ &+ \frac{i}{M^2} (p_{\alpha} q_{\beta} - q_{\alpha} p_{\beta}) W_6^{\nu, \bar{\nu}}, \end{aligned} \quad /82/$$

где $W_i^{\nu, \bar{\nu}}$ - функции скаляров, которые могут быть построены из векторов p и q. Из /81/ следует, что $W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}}$ удовлетворяет соотношению

$$W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}} = \eta_{\beta} (W_{\alpha\beta}^{\nu, \bar{\nu}})^* \eta_{\alpha},$$

/83/

$$(\eta_{\alpha} = -1, \alpha = 1, 2, 3; \eta_4 = 1).$$

Подставляя в /83/ разложение /82/, находим

$$(W_i^{\nu, \bar{\nu}})^* = W_i^{\nu, \bar{\nu}}. \quad /84/$$

Отметим также, что функции W_i имеют размерность $[M]^{-1}$ /в этом легко убедиться с помощью /79/ и /82//. Величины $W_i^{\nu, \bar{\nu}}$ являются функциями инвариантов

$$q^2 \quad \text{и} \quad pq. \quad /85/$$

Нетрудно видеть, что

$$q^2 \leq -2pq. \quad /86/$$

Действительно,

$$-p'^2 = -(p+q)^2 = M^2 - 2pq - q^2 \geq M^2,$$

/знак равенства имеет место в случае упругого процесса/. Сечение $d\sigma_{\nu, \bar{\nu}}$ зависит от инвариантов q^2 и pq , а также от

$$pk. \quad /87/$$

Инварианты /85/ и /87/ удовлетворяют неравенству

$$\frac{pq}{pk} + \frac{1}{4} \frac{M^2 q^2}{(pk)^2} - 1 \leq 0. \quad /88/$$

Для того, чтобы убедиться в его справедливости, рассмотрим псевдовектор

$$N_{\alpha} = e_{\alpha\beta\rho\sigma} k_{\beta} q_{\rho} p_{\sigma}.$$

Нетрудно видеть, что в л.с.

$$N_4 = 0, \\ N_i = iM(\vec{k} \times \vec{q})_i.$$

Отсюда

$$N^2 = -M^2(\vec{k} \times \vec{q})^2 \leq 0.$$

Так как N^2 - инвариант, то во всех системах

$$N^2 \leq 0. \quad /89/$$

Из /89/ получаем неравенство /88/. Введем величины

$$\nu = \frac{-pq}{M}, \\ E = \frac{-pk}{M}. \quad /90/$$

Очевидно, что в л.с. ν - энергия, передаваемая нуклону, а E - энергия нейтрино.

Вместо переменных q^2 , pq и pk удобно использовать

$$x = \frac{q^2}{-2pq} = \frac{q^2}{2M\nu}, \quad /91/$$

$$y = \frac{\nu}{E},$$

и

$$E.$$

Из /86/ и /88/ следует, что

$$0 \leq x \leq 1,$$

$$0 \leq y \leq \frac{1}{1 + \frac{Mx}{2E}}. \quad /92/$$

Теперь мы получим общее выражение для сечения процесса /72/ //73//. Отметим, прежде всего, что функции W_4 и W_5 в выражении для сечения умножаются на квадрат массы μ -мезона ($L_{\alpha\beta} q_{\alpha} q_{\beta} = m^2 k_{\alpha}$), а функция W_6 вклада в сечение не дает. Так как нас интересует область больших $\geq \Gamma \text{ЭВ}$ значений переменных $\sqrt{q^2}$ и ν , вкладом в сечение функций W_4 и W_5 будем пренебрегать. Далее получаем /пренебрегая массой μ -мезона/

$$L_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} = q^2 = 2MExy,$$

$$L_{\alpha\beta} p_{\alpha} p_{\beta} = 2(pk)(pk') + M^2(kk') = 2M^2 E^2 \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right),$$

$$e_{\alpha\beta\rho\sigma} k_{\rho} k'_{\sigma} \cdot e_{\alpha\beta\rho_1\sigma_1} q_{\rho_1} p_{\sigma_1} = -2M^2 E^2 xy(2-y). \quad /93/$$

Интегрируя по ϕ , имеем также

$$\frac{d\vec{k}'}{k'_0} \rightarrow 2\pi M \nu dx dy. \quad /94/$$

После всех этих замечаний нетрудно получить выражение для сечения процесса /72/ //73//. С помощью /79/, /82/, /93/ и /94/ находим

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \sigma_0 \left[xy^2 F_1^{\nu, \bar{\nu}} + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2^{\nu, \bar{\nu}} + \right. \quad /95/$$

$$\left. - xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3^{\nu, \bar{\nu}} \right].$$

Здесь

$$\sigma_0 = \frac{G^2}{\pi} ME, \quad /96/$$

а $F_i^{\nu, \bar{\nu}}$ - безразмерные функции, определенные следующим образом:

$$MW_1^{\nu, \bar{\nu}} = F_1^{\nu, \bar{\nu}}; \nu W_2^{\nu, \bar{\nu}} = F_2^{\nu, \bar{\nu}}; \nu W_3^{\nu, \bar{\nu}} = F_3^{\nu, \bar{\nu}}. \quad /97/$$

Функции F_i называют структурными функциями. Подставляя в /96/ значения G и M , получаем

$$\sigma_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \frac{E}{\Gamma_2 B} . \quad /98/$$

Отметим, что в области глубоконеупругого рассеяния функций F_i порядка единицы и σ_0 определяет, следовательно, порядок сечения взаимодействия нейтрино с нуклоном при высоких энергиях.

В заключение получим соотношения, связывающие структурные функции процесса /72/ в случае, когда мишенью является протон /нейтрон/ со структурными функциями процесса /73/ для случая, когда антинейтрино взаимодействует с нейтроном /протоном/. Напомним, что адронный слабый ток равен

$$J_a^h = J_a(\Delta S = 0) + J_a(\Delta S = 1) . \quad /99/$$

Первый /второй/ член /99/ дает вклад в матричные элементы таких процессов /72/ и /73/, в которых суммарная странность конечных адронов S равна нулю /единице/. Отношение инклюзивного сечения образования адронов с $|S| = 1$ к сечению образования адронов с $S = 0$ характеризуется величиной $\text{tg}^2 \theta_c$ / θ_c - угол Кабиббо/. Из опыта следует, что $\text{tg}^2 \theta_c \approx 0,05$. Таким образом, вкладом процессов образования адронов с $|S| = 1$ можно пренебречь. В этом приближении слабый адронный ток равен

$$J_a^h |_{\theta_c = 0} = J_a^1 + iJ_a^2 = J_a^{1+i2} , \quad /100/$$

где ток J_a^i ($i = 1, 2, 3$) преобразуется как изовектор. Имеем следующие коммутационные соотношения:

$$[T_i, J_a^k] = i e_{ik\ell} J_a^\ell , \quad /101/$$

где T_i - оператор изотопического спина. Используя /101/, нетрудно показать, что

$$F_i^{\nu p} = F_i^{\bar{\nu} n} , \quad F_i^{\nu n} = F_i^{\bar{\nu} p} . \quad /102/$$

Здесь $F_i^{\nu p}$ и $F_i^{\nu n}$ - структурные функции процесса /72/ в случае, когда нейтрино взаимодействует, соответственно, с протоном и нейтроном. Для этого удобно использовать оператор

$$U = e^{i\pi T_2},$$

являющийся оператором поворота на угол π вокруг второй оси в изотопическом пространстве.

Имеем

$$U J_a^{1,3} U^{-1} = -J_a^{1,3}, \quad /103/$$

$$U J_a^2 U^{-1} = J_a^2.$$

Таким образом,

$$U J_a^{1+i2} U^{-1} = -(J_a^1 - iJ_a^2) = -J_a^{1-i2} = -\bar{J}_a^{1+i2}. \quad /104/$$

Если $|p\rangle_{T,m}$ - собственный вектор операторов \vec{T}^2 и T_3 с собственными значениями $T(T+1)$ и m , то

$$U |p\rangle_{T,m} = (-1)^{T+m} |p\rangle_{T,-m}. \quad /105/$$

В частности, имеем

$$U |p\rangle_p = -|p\rangle_n, \quad /106/$$

$$U |p\rangle_n = |p\rangle_p.$$

Используя /104/ и /106/, получаем

$$\langle p' | J_a^{1+i2} | p \rangle_p = \langle p' | U^{-1} J_a^{1-i2} | p \rangle_n, \quad /107/$$

$$\langle p' | J_a^{1+i2} | p \rangle_n = -\langle p' | U^{-1} J_a^{1-i2} | p \rangle_p.$$

Отсюда, учитывая, что по всем возможным состояниям конечных адронов проводится суммирование, получаем следующие соотношения:

$$W_{\alpha\beta}^{\nu p} = W_{\alpha\beta}^{\bar{\nu} n},$$

/108/

$$W_{\alpha\beta}^{\nu n} = W_{\alpha\beta}^{\bar{\nu} p}.$$

Из /108/ для структурных функций F_1 следуют соотношения /102/.

Таким образом, если пренебречь вкладом процессов образования адронов с $|S| = 1$ / составляющим $\approx 5\%$ от вклада процессов, в которых образуются адроны с равной нулю суммарной странностью/, то структурные функции удовлетворяют соотношениям зарядовой симметрии /102/. Эти соотношения основаны на предположении о том, что адронный слабый ток при $\theta_c = 0$ преобразуется как "плюс-компонента" изотопического триплета. Их проверка на опыте позволяет, следовательно, проверить правильность наших предположений о структуре адронного слабого тока.

Если при изучении процессов /72/ и /73/ в качестве мишени используются ядра с близким числом протонов и нейтронов, то из этих данных может быть получена информация об усредненном по p и n сечении. В выражения для усредненных сечений входят структурные функции

$$\frac{1}{2} [F_1^{\nu p} + F_1^{\nu n}] = (F_1^{\nu})_{\text{ср}},$$

/109/

$$\frac{1}{2} [F_1^{\bar{\nu} p} + F_1^{\bar{\nu} n}] = (F_1^{\bar{\nu}})_{\text{ср}}.$$

Если имеют место соотношения /102/, то очевидно, что усредненные по p и n сечения рождения μ -мезона и $\bar{\mu}$ -мезона характеризуются одними и теми же структурными функциями

$$(F_i^\nu)_{\text{ср}} = (F_i^{\bar{\nu}})_{\text{ср}} = F_i \quad /110/$$

и имеют вид

$$\frac{d\sigma}{dx dy} \nu, \bar{\nu} = \sigma_0 \left[xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2 + \right. \\ \left. - xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3 \right]. \quad /111/$$

В следующей лекции процессы /72/ и /73/ будут рассмотрены на основе партонной модели. Мы получим выражения для структурных функций F_i в этой модели и сравним предсказания партонной модели с экспериментом.

3. Процессы $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + \dots$ /партонная модель, сравнение с экспериментом/

Начатые в 1968 году опыты по глубоконеупругому рассеянию электронов нуклонами привели к значительному прогрессу в понимании структуры нуклона. Этими экспериментами было показано, что в области $q^2 \gtrsim \gtrsim 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $\nu \gtrsim 1 \text{ ГэВ}$ структурные функции зависят от безразмерной переменной $x = \frac{q^2}{2M\nu}$ /мас-

штабная инвариантность (scaling) структурных функций/ Открытие масштабной инвариантности привело к возникновению целого ряда направлений теоретических исследований. Мы рассмотрим процессы /72/ и /73/ на основе одного из новых подходов - партонной модели Фейнмана,

Начнем с кинематики. В силу закона сохранения 4-импульса

$$q + p = p', \quad /112/$$

где q - импульс, передаваемый парой μ - мезон-нейтрино нуклону /импульс промежуточного бозона, если он су-

ществует/, p - импульс нуклона, а p' - суммарный импульс конечных адронов. В лабораторной системе

$$q = (\vec{q}^L, iq_0^L),$$

$$p = (0, iM).$$

Так как $q^2 > 0$, то $|\vec{q}^L| > q_0^L$. Рассмотрим систему отсчета, скорость которой в л.с. направлена по вектору \vec{q}^L . В этой системе для четвертой компоненты 4-вектора q имеем

$$q_0 = \gamma(q_0^L - \beta|\vec{q}^L|) = \gamma(q_0^L - \beta|\vec{q}^L|), \quad /113/$$

где β - скорость системы в л.с., а $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Если скорость системы β выбрать равной

$$\beta = \frac{q_0^L}{|\vec{q}^L|}, \quad /114/$$

то очевидно, что

$$q_0 = 0, \quad /115/$$

Будем рассматривать процессы /72/ и /73/ в этой системе. Если импульс нуклона записать в виде

$$\vec{p} = |\vec{p}| \vec{k}, \quad /116/$$

то

$$\vec{q} = -|\vec{q}| \vec{k}. \quad /117/$$

Инвариант x через величины $|\vec{p}|$ и $|\vec{q}|$ выражается следующим образом:

$$x = \frac{q^2}{-2pq} = \frac{q^2}{2|\vec{p}|}. \quad /118/$$

Из /117/ и /118/ имеем

$$\vec{q} = -2|\vec{p}| x \vec{k}. \quad /119/$$

Для импульса нуклона в рассматриваемой нами системе получаем с помощью /114/ следующее выражение:

$$|\vec{p}| = \gamma M \beta = \frac{M \nu}{\sqrt{q^2}} . \quad /120/$$

Отсюда

$$\frac{\vec{p}^2}{M^2} = \frac{\nu^2}{q^2} = \frac{\nu}{2Mx} . \quad /121/$$

В области глубоконеупругого рассеяния $\nu \gg M$ и, следовательно, $\vec{p}^2 \gg M^2$. Таким образом, при значениях переменных, отвечающих кинематике глубоконеупругого рассеяния, импульс нуклона в рассматриваемой нами системе ($q_0 = 0$) велик по сравнению с его массой.

Предположим, что нуклон состоит из точечных частиц /партонов/ и что пара μ -мезон-нейтрино взаимодействует с одной из таких частиц. Предположим также, что максимальный импульс партона в л.с. ограничен /порядка ГэВ/. Импульс партона в системе $q_0 = 0$ запишем в виде

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_1^{\parallel} + \vec{p}_1^{\perp} , \quad /122/$$

где $\vec{p}_1^{\parallel} = (\vec{p}_1 \cdot \vec{k}) \vec{k}$, $\vec{p}_1^{\perp} \cdot \vec{p}_1^{\parallel} = 0$.

Так как в области глубоконеупругого рассеяния $\nu \gg 1$, то

$$p_1^{\parallel} \gg p_1^{\perp} .$$

Пренебрегая в /122/ \vec{p}_1^{\perp} по сравнению с \vec{p}_1^{\parallel} , запишем

$$\vec{p}_1 \approx x_1 \vec{p} . \quad /123/$$

Далее будем предполагать, что взаимодействием между партонами, импульсы которых велики, можно пренебречь. Учитывая /119/, получаем /закон сохранения импульса/

$$\vec{p}_1 - 2x\vec{p} = \vec{p}'_1 , \quad /124/$$

где \vec{p}'_1 - импульс конечного партона. Из закона сохранения энергии следует, что

$$p_{10} = p'_{10} \quad /125/$$

Наконец, последнее предположение. Будем считать, что массы партонов малы по сравнению с их импульсами. Из /125/ получаем

$$|\vec{p}'_1| = |\vec{p}_1|.$$

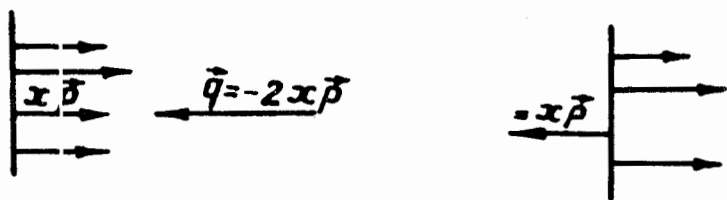
Отсюда, вследствие закона сохранения импульса,

$$\begin{aligned} \vec{p}'_1 &= -\vec{p}_1, \\ \vec{p}_1 &= x\vec{p}. \end{aligned} \quad /126/$$

Сравнивая /126/ и /123/ заключаем, что

$$x_1 = x. \quad /127/$$

Таким образом, если справедливы сделанные нами предположения, то в силу законов сохранения импульса и энергии, импульс $\vec{q} = -2x\vec{p}$ может поглотить партон, импульс которого равен $x\vec{p}$ /рис. 9/



а/ до столкновения

б/ после столкновения

Рис. 9

Получим этот результат другим способом. Из /123/, учитывая, что $|\vec{p}| \gg M$ и $|\vec{p}'_1| \gg M_1 / M_1$ - масса партона/, имеем

$$p_1 = x_1 p. \quad /128/$$

Далее, с помощью закона сохранения 4-импульса

$$p_1 + q = p_1'$$

находим

$$2p_1 q + q^2 = 0. \quad /129/$$

Из /128/ и /129/ получаем

$$x_1 = - \frac{q^2}{2p q} = x. \quad /130/$$

Теперь приступим к вычислению структурных функций F_1 . Предположим /в дальнейшем мы увидим, что это предположение подтверждается опытом/, что партонами являются кварки Гелл-Манна-Цвейга с дробными зарядами. Для адронного слабого тока примем обычное выражение

$$j_\alpha^h = \bar{p} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) (n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c). \quad /131/$$

Здесь p , n и λ - операторы полей, p , n и λ - кварков; θ_c - угол Кабиббо. Очевидно, что в матричный элемент оператора тока входит

$$\bar{u}(p_1') \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)$$

в случае, если пара $\mu - \nu_\mu$ взаимодействует с партонном и

$$\bar{u}_c(p_1') \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u_c(p_1)$$

в случае антипартона. Суммируя по всем возможным состояниям конечных адронов, получаем /в системе $q_0 = 0$ /

$$\Sigma f \langle p' | J_\alpha^h | p \rangle \langle p | \bar{J}_\beta^h | p' \rangle \delta(p' - p - q) d\Gamma = - \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{M}{p_0} W_{\alpha\beta}^\nu =$$

$$= \Sigma f \frac{1}{(2\pi)^6} \left(\frac{M^2}{p_{10} p_{10}'} \right) \frac{1}{2} \bar{u}^\Gamma(p_1') \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u^\Gamma(p_1) \times \quad /132/$$

$$\times \bar{u}^r(p_1) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u^{r'}(p_1') \delta(p_1' - p_1 - q) d\vec{p}_1' I_i^\nu u_i(x_1) dx_1 +$$

+ /вклад антипартонов/.

Здесь $u_i(x)$ - число партонов i -ого сорта в нуклоне, импульс которых равен $p_1 = p x_1$, I_i^ν - множитель, определяемый видом тока /в случае /131/ имеем $I_p^\nu = 0$, $I_n^\nu = \cos \theta_c$, $I_\lambda^\nu = \sin \theta_c$ /. Выполняя в /132/ суммирование по r и r' получаем

$$\frac{M}{p_0} W_{\alpha\beta}^\nu = \sum_i \int \frac{1}{p_{10}} (p_{1\alpha} p_{1\beta}' - \delta_{\alpha\beta} p_1 p_1' + p_{1\alpha}' p_{1\beta} +$$

$$+ e_{\alpha\beta\rho\sigma} p_{1\rho} p_{1\sigma}') \delta(p_1' - p_1 - q) \frac{d\vec{p}_1'}{p_{10}'} I_i^\nu u_i(x_1) dx_1 +$$

/133/

+ /вклад антипартонов/.

Удобно в /133/ вместо векторов p_1 и p_1' ввести

$$p_1' - p_1 = q,$$

$$p_1' + p_1 = n.$$

/134/

Учитывая также, что

$$\int \delta(p_1' - p_1 - q) \frac{d\vec{p}_1'}{p_{10}'} = 2 \int \delta(p_1' - p_1 - q) \delta(p_1'^2 + M_1'^2) \theta(p_{10}') dp' =$$

$$= 2\delta(2p_1 q + q^2) = \frac{1}{-pq} \delta(x_1 - x),$$

/135/

получаем

$$\frac{M}{p_0} W_{\alpha\beta}^\nu = \sum_i \int \frac{1}{p_{10}} \left(\frac{1}{2} n_\alpha n_\beta + \frac{1}{2} q^2 (\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2}) - \right.$$

$$\left. - e_{\alpha\beta\rho\sigma} q_\rho p_\sigma \right) \frac{1}{(-pq)} \delta(x_1 - x_1) I_i^\nu u_i(x_1) dx_1 +$$

/136/

+ /вклад антипартонов/.

Очевидно, что вклад в $W_{\alpha\beta}^{\nu}$ антипартонов может быть получен из /136/ путем изменения знака перед псевдотензором $e_{\alpha\beta\rho\sigma}$ и замены $\sum_i^{\nu} u_i(x_1) \rightarrow \sum_i^{\nu} \bar{u}_i(x_1)$ / $\bar{u}_i(x)$ - число i -антипартонов с импульсом $p x /$. Учитывая, что после интегрирования по x_1

$$n = 2x(p + \frac{q}{2x}) = 2x(p - \frac{pq}{q^2} q),$$

из /136/ получаем

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{\nu} &= (\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_{\alpha}q_{\beta}}{q^2}) \frac{1}{M} \sum_i (I_i^{\nu} u_i(x) + \bar{I}_i^{\nu} \bar{u}_i(x)) + \\ &+ \frac{1}{M^2} (p_{\alpha} - \frac{pq}{q^2} q_{\alpha}) (p_{\beta} - \frac{pq}{q^2} q_{\beta}) \frac{1}{\nu} 2x \sum_i (I_i^{\nu} u_i(x) + \bar{I}_i^{\nu} \bar{u}_i(x)) + \\ &+ \frac{1}{2M^2} e_{\alpha\beta\rho\sigma} q_{\rho} p_{\sigma} \frac{1}{\nu} (-2) \sum_i (I_i^{\nu} u_i(x) - \bar{I}_i^{\nu} \bar{u}_i(x)). \end{aligned} \quad /138/$$

Сравнивая /138/ с /82/, для структурных функций находим следующие выражения:

$$F_1^{\nu} = M W_1^{\nu} = \sum_i (I_i^{\nu} u_i(x) + \bar{I}_i^{\nu} \bar{u}_i(x)),$$

$$F_2^{\nu} = \nu W_2^{\nu} = 2x \sum_i (I_i^{\nu} u_i(x) + \bar{I}_i^{\nu} \bar{u}_i(x)), \quad /139/$$

$$F_3^{\nu} = \nu W_3^{\nu} = -2 \sum_i (I_i^{\nu} u_i(x) - \bar{I}_i^{\nu} \bar{u}_i(x)).$$

Очевидно, что структурные функции F_i^{ν} , характеризующие процесс /73/, даются аналогичными выражениями.

Итак, величины F_i в партонной картине зависят только от x и определяются функциями, характеризующими распределение партонов и антипартонов по импульсам /в системе, где импульс нуклона велик по сравнению с его массой/. Из выражений /139/ следует, что функции F_1 и F_2 связаны соотношением

$$F_1 = \frac{1}{2} F_2 \quad /140/$$

Отметим, что это соотношение /соотношение Каллана-Гросса/ возникает как следствие предположения, что спин партонов равен $\frac{1}{2}$.

Перейдем теперь к сравнению полученных на основе партонной модели результатов с экспериментальными данными. Так как $\sin^2 \theta_c \approx 0,05$, вкладом второго члена выражения /131/ будем пренебрегать. Далее учтем также, что имеющиеся экспериментальные данные получены путем изучения взаимодействия нейтрино с ядрами. Из опыта могут быть найдены, следовательно, усредненные по протону и нейтрону значения сечений. Представим усредненные по p и n структурные функции в виде суммы вкладов партонов и антипартонов. Для функции F_2 получаем

$$F_2(x) = q(x) + \bar{q}(x), \quad /141/$$

где

$$q(x) = x \sum_i (I_i^V u_i^p(x) + I_i^V u_i^n(x)), \quad /142/$$

$$\bar{q}(x) = x \sum_i (I_i^V \bar{u}_i^p(x) + I_i^V \bar{u}_i^n(x)),$$

$(u_i^p(x) (u_i^n(x)))$ - функция, характеризующая распределение по импульсам i -партонов в протоне /нейтроне//. Из /139/ и /142/ имеем

$$F_3(x) = -\frac{1}{x} (q(x) - \bar{q}(x)). \quad /143/$$

Подставляя /140/, /141/ и /143/ в выражение /111/ для усредненных по p и n сечений получаем следующие простые выражения:

$$\frac{d\sigma^V}{dx dy} = \sigma_0 [q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x)] \quad /144/$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{V}}}{dx dy} = \sigma_0 [(1-y)^2 q(x) + \bar{q}(x)].$$

Отметим, что множитель $(1-y)^2$, в этих выражениях возникает вследствие V-A структуры слабого взаимодействия*

Используя /131/ и /142/, нетрудно получить выражения для функций $q(x)$ и $\bar{q}(x)$ в случае, когда партонами являются кварки с дробными зарядами. Обозначения для функций, характеризующих распределение партонов и антипартонов по импульсам, приведены в табл. 2.

Число p -кварков с импульсом xp в протоне обозначено $u(x)$, $d(x)$ - соответствующее число n кварков в протоне, $s(x)$ - число странных кварков. Последняя колонка таблицы /числа партонов и антипартонов в нейтроне/ получена из предпоследней колонки с помощью зарядовой симметрии. Из /131/ находим, что в $q(x)$ дают вклад p -кварки

*Рассмотрим столкновение ν_μ и антипартона со спином $1/2$ в с.ц.и. /рис. 10/



Рис. 10

До столкновения проекция полного момента на направление импульса ν_μ равна -1 . Очевидно, что $y = 1$ /адрону передается максимальная энергия/ в случае, если μ -мезон вылетает назад /рис. 11/

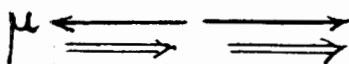


Рис. 11

Как видно из рис. 11, проекция полного момента на направление импульса ν_μ равна в этом случае $+1$.

Таким образом, при $y = 1$ вклад антипартонов в $\frac{d\sigma^{\nu}}{dx dy}$ должен обращаться в нуль.

Таблица II .

Q	T ₃	S	B	Протон	Нейтрон
2/3	1/2	0	1/3	u(x)	d(x)
-1/3	-1/2	0	1/3	d(x)	u(x)
-1/3	0	-1	1/3	s(x)	s(x)
-2/3	-1/2	0	-1/3	$\bar{u}(x)$	$\bar{d}(x)$
+1/3	1/2	0	-1/3	$\bar{d}(x)$	$\bar{u}(x)$
1/3	0	1	-1/3	$\bar{s}(x)$	$\bar{s}(x)$

Антипартоны

Партоны

$$q(x) = x(d(x) + u(x)), \quad /145/$$

а в $\bar{q}(x)$ - \bar{p} -кварки

$$\bar{q}(x) = x(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)). \quad /146/$$

Весьма существенно, что функции $q(x)$ и $\bar{q}(x)$, определяющие сечения процессов /72/ и /73/, связаны в партонной картине со структурными функциями процесса глубоконеупругого рассеяния электронов нуклонами

$$e + N \rightarrow e + \dots \quad /147$$

Процесс /147/ характеризуется структурными функциями, которые в случае, если спин партонов равен 1/2 удовлетворяет соотношению /140/. Функция F_2^e равна

$$F_2^e(x) = x \sum Q_i^2 (u_i(x) + \bar{u}_i(x)), \quad /148/$$

где Q_i - заряд i -ого партона. Используя таблицу 2, получаем

$$F_2^{ep} = x \left(\frac{4}{9} (u + \bar{u}) + \frac{1}{9} (d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s}) \right), \quad /149/$$

$$F_2^{en} = x \left(\frac{4}{9} (d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (u + \bar{u}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s}) \right).$$

Отсюда для структурной функции F_2^{ed} , характеризующей процесс глубоконеупругого рассеяния электронов на дейтоне, находим следующее выражение:

$$F_2^{ed}(x) = \frac{5}{9} (q(x) + \bar{q}(x)) + \frac{2}{9} x (s(x) + \bar{s}(x)). \quad /150/$$

Отметим, что коэффициент 5/9 равен сумме квадратов зарядов нестранных кварков.

Как мы увидим далее, из опыта следует, что вклад в F_2^{ed} странных кварков мал. Малым оказывается также проинтегрированный по x вклад в структурные функции антипартонных. Таким образом, используя полу-

ченную из опыта информацию о функции F_2^{ed} , можно предсказать дифференциальные сечения процессов /72/ и /73/.

Прежде чем переходить к сравнению партонной картины с экспериментом, получим общие соотношения, которым обязаны удовлетворять функции, характеризующие импульсное распределение партонов. Так как проекция изотопического спина протона равна половине, барионный заряд единице, а странность нулю, то

$$\frac{1}{2} = \int_0^1 \left[\frac{1}{2}(u + \bar{d}) + \left(-\frac{1}{2}\right)(d + \bar{u}) \right] dx, \quad /151/$$

$$1 = \int_0^1 \left[\frac{1}{3}(u + d + s) + \left(-\frac{1}{3}\right)(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s}) \right] dx,$$

$$0 = \int_0^1 (-s + \bar{s}) dx.$$

Первое из этих соотношений - известное правило сумм Адлера. Из второго и третьего соотношений, используя /145/ и /146/, получаем правило сумм Левеллина-Смита

$$\int_0^1 \frac{[q(x) - \bar{q}(x)]}{x} dx = 3. \quad /152/$$

Теперь мы перейдем к обсуждению экспериментальных данных. Для полных сечений процессов /72/ и /73/ из /96/ и /144/ находим следующие выражения:

$$\sigma_{\nu} = \frac{G^2}{\pi} ME \left[\int_0^1 q(x) dx + \frac{1}{3} \int_0^1 \bar{q}(x) dx \right] = \alpha_{\nu} E \cdot 10^{-38} \frac{cm^2}{GeV},$$

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \frac{G^2}{\pi} ME \left[\frac{1}{3} \int_0^1 q(x) dx + \int_0^1 \bar{q}(x) dx \right] = \alpha_{\bar{\nu}} E \cdot 10^{-38} \frac{cm^2}{GeV}.$$

/153/

Таким образом, из партонной модели следует, что полные

сечения рассматриваемых нами процессов растут линейно с ростом энергии нейтрино*.

В настоящее время опубликованы результаты исследования процессов /72/ и /73/, выполненные:

1. В ЦЕРНе /пузырьковая камера "Гаргамель", энергии нейтрино меньше 10 ГэВ/.

2. В Батавии на дихроматическом пучке /группа Caltech - FNAL, , энергия нейтрино 38 ± 9 ГэВ - от распада π -мезонов и 108 ± 15 ГэВ - от распада К-мезонов/.

3. В Батавии на пучке нейтрино с энергией до 150 ГэВ /группа Harvard-Penn-Wisc-FNAL / . / . На рис. 12 и 13 приведены полные сечения процессов /72/ и /73/, измеренные этими тремя группами. Как видно из этих рисунков, имеющиеся данные согласуются с линейной зависимостью сечений σ_ν и $\sigma_{\bar{\nu}}$ от энергией нейтрино.

Из /153/ для суммы сечений имеем

$$\sigma_\nu + \sigma_{\bar{\nu}} = \frac{G^2}{\pi} ME \frac{4}{3} \int_0^1 [q(x) + \bar{q}(x)] dx = (\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}}) E \cdot 10^{-38} \frac{см^2}{ГэВ} \quad /154/$$

Группа Caltech - FNAL получила, что

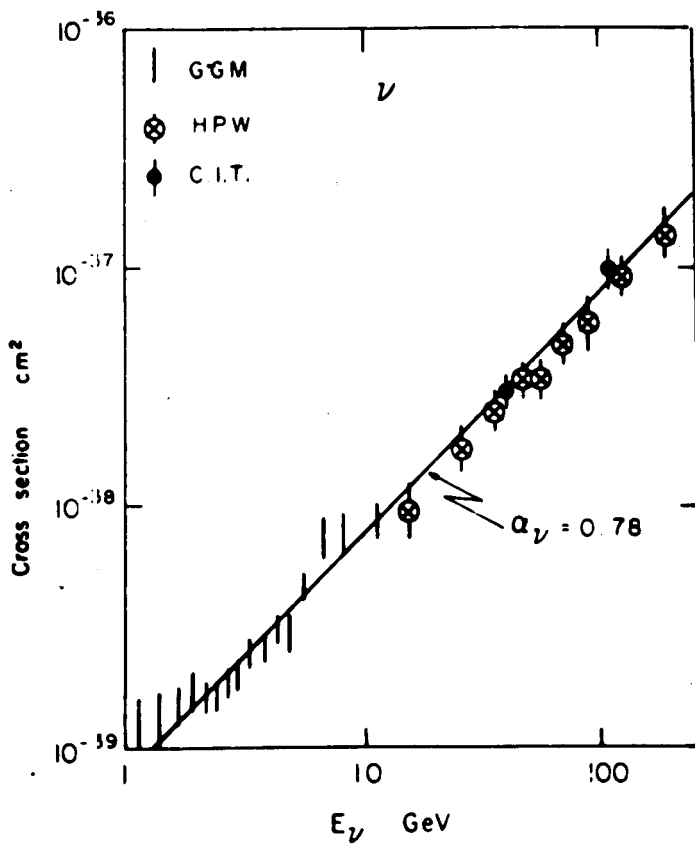
$$\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}} = 1,11 \pm 0,12. \quad /155/$$

Если мал вклад странных партонов, величина $\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}}$ может быть вычислена с помощью данных по глубоководному рассеянию электронов дейтонами. Опуская последний член в выражении /150/ и используя данные SLAC, находим:

$$(\alpha_\nu + \alpha_{\bar{\nu}})_{SLAC} = 1,10. \quad /156/$$

При получении этого числа был весьма существенен коэффициент 5/9 /сумма квадратов зарядов нестранных квар-

* Отметим, что полные сечения пропорциональны энергии в более общем случае масштабной инвариантности структурных функций F_i /см. выражение /111//.



Puc. 12

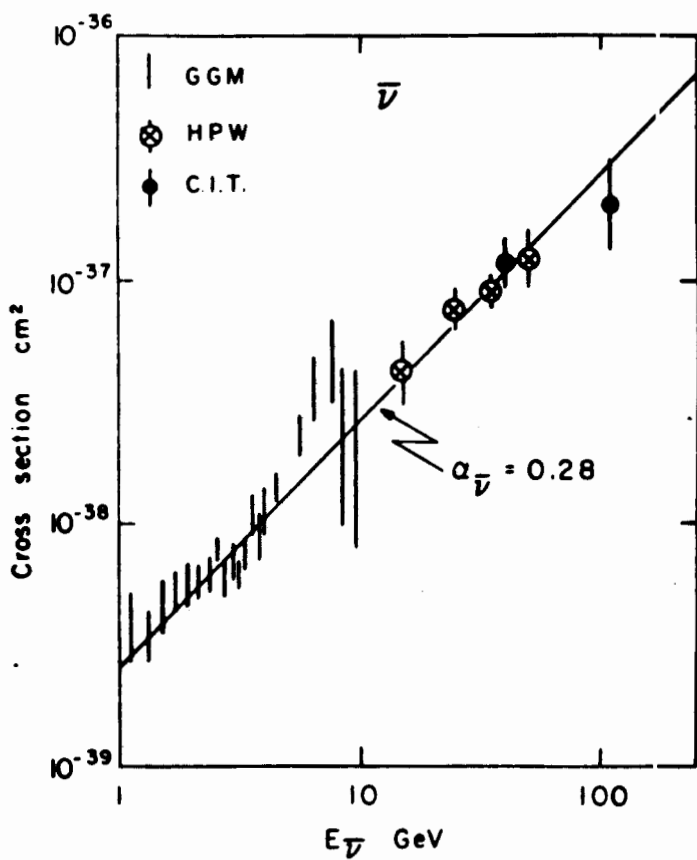


Рис. 13

ков/. Таким образом, партонная модель согласуется с данными по полным сечениям, если предположить, что партонами являются кварки с дробными зарядами. Из данных по полным сечениям рассматриваемых нейтринных процессов и данных по глубоконеупругому рассеянию электронов нуклонами можно определить с другой стороны средний квадрат заряда нестранных кварков. Из /148/ и /154/ получаем /предполагая, что вкладом странных партонов можно пренебречь/

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{\frac{1}{2} \int_0^1 F_2^{ed} dx}{\frac{3(\sigma_{\nu}^- + \sigma_{\nu}^+)}{4\sigma_0}} \quad /157/$$

В случае, если партонами являются кварки с дробными зарядами, $\langle Q^2 \rangle = \frac{5}{18}$. На рис. 14 приведены значения величины $\langle Q^2 \rangle$, полученные из данных группы ЦЕРНа и группы Caltech - FNAL.

Далее, из /153/ для отношения полных сечений получаем следующее выражение:

$$\frac{\sigma_{\nu}^-}{\sigma_{\nu}^+} = \frac{1}{3} \frac{1 + 3a}{1 + \frac{1}{3}a} \quad /158/$$

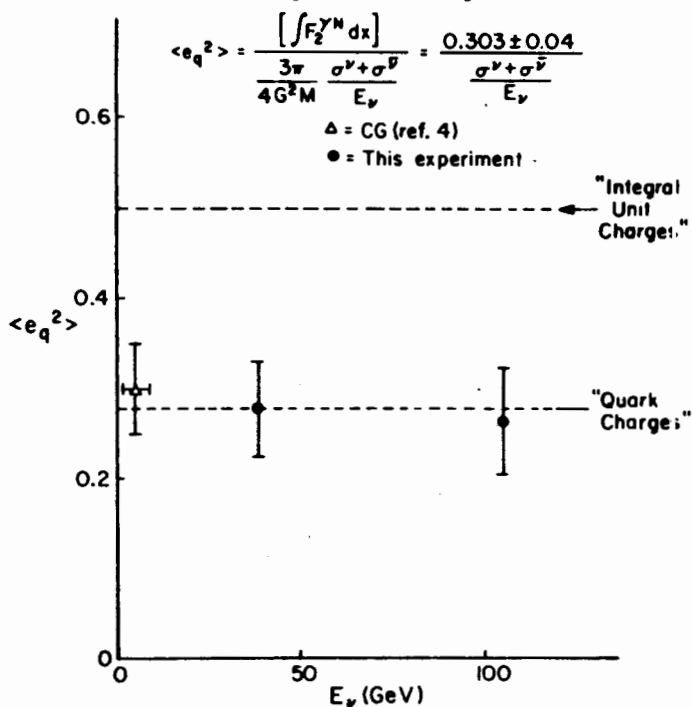
Здесь

$$a = \frac{\int_0^1 \bar{q}(x) dx}{\int_0^1 q(x) dx} \quad /159/$$

Если $a = 0$, то $\frac{\sigma_{\nu}^-}{\sigma_{\nu}^+} = \frac{1}{3}$. Полученные на опыте значения отношения $\frac{\sigma_{\nu}^-}{\sigma_{\nu}^+}$ близки к этой величине:

$$\frac{\sigma_{\nu}^-}{\sigma_{\nu}^+} = 0,38 \pm 0,02 \quad \text{ЦЕРН} \quad /160/$$

Mean Square Charge of Interacting Constituents (S=0)



Puc. 14

$$\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu}} = 0,34 \pm 0,08 \quad (\text{Harvard-Penn-Win-FNAL}),$$

$$\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu}} = 0,33 \pm 0,08 \quad (\text{Caltech-FNAL}).$$

Из этих данных следует, что $a \ll 1$.

Отметим, что с помощью правила сумм Левеллина-Смита можно показать /используя данные SLAC/, что $a \approx 0,05$.

Отсудим теперь y - и x -распределения. Из выражений /144/ получаем:

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} = \sigma_0 \int_0^1 q(x) dx [1 + (1-y)^2 a], \quad /161/$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} = \sigma_0 \int_0^1 q(x) dx [(1-y)^2 + a]. \quad /162/$$

Так как $a \ll 1$, то следует ожидать, что сечение $\frac{d\sigma^{\nu}}{dy}$ не зависит от y , а сечение $\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy}$ ведет себя как

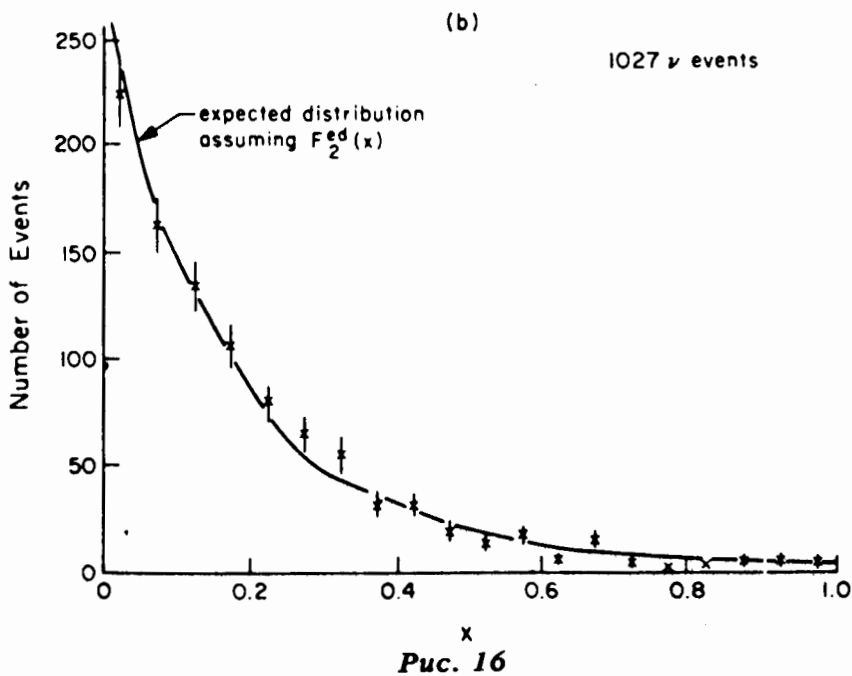
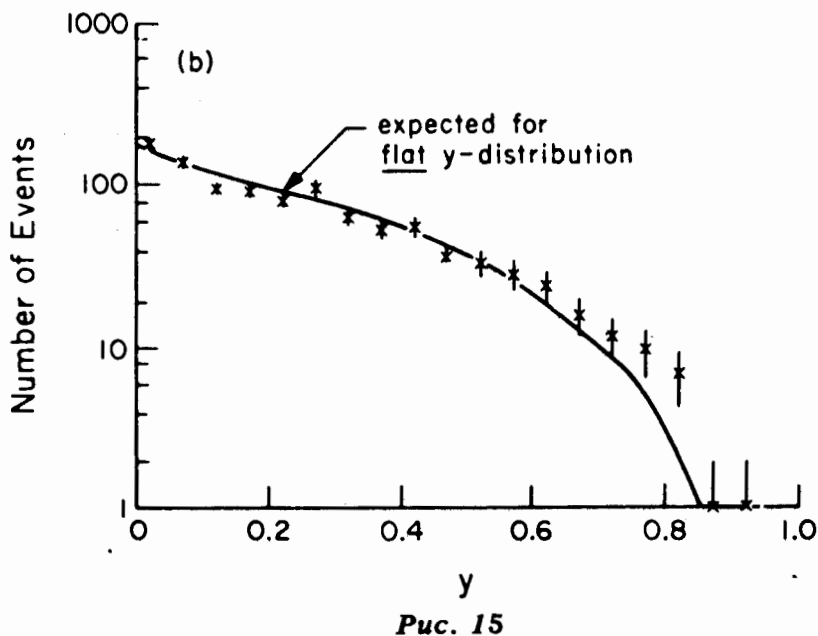
$(1-y)^2$. На рис. 15 представлена зависимость числа нейтринных событий от y . Данные согласуются с предсказанием партонной модели. Если полученное на опыте y -распределение описать с помощью /161/, то

$$a = 0,05^{+0,25}_{-0,17}.$$

Интегрируя /144/ по y , получаем

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dx} = \sigma_0 [q(x) + \frac{1}{3}\bar{q}(x)], \quad /164/$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dx} = \sigma_0 [\frac{1}{3}q(x) + \bar{q}(x)]. \quad /165/$$



На рис. 16 представлена зависимость числа событий от x /процесс $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \dots$ /. Кривая получена с помощью найденной в опыте SLAC структурной функции $F_2^{\text{ед}}$. Данные опыта согласуются с предсказанием партонной модели. Подчеркнем, что теоретическая кривая найдена без каких-бы то ни было параметров. При этом данные SLAC получены на пучке электронов с энергией 20 ГэВ, а нейтринные данные относятся к области энергий ≈ 40 и ≈ 100 ГэВ.

Итак, результаты первых опытов по изучению глубоко-неупругих нейтринных процессов согласуются с предсказаниями партонной модели. Это впечатляющее согласие вряд ли является случайным.

Необходимо отметить, однако, что одной из работающих в Батавии групп (Harvard-Penn-Win-FNAL) были наблюдаемы в последнее время заметные отклонения от предсказаний партонной модели.

Эти эффекты могут быть объяснены рождением новых частиц с массой 3-4 ГэВ.

Литература*

1. Л.Б.Окуни. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.
2. М.А.Марков. Нейтрино. М., Наука, 1964.
3. Ц.Ли, Ц.Ву. Слабые взаимодействия, М., Мир, 1968.
4. Дж.Бернстейн. Элементарные частицы и их токи. М., Мир, 1970.
5. R.P.Feynman. Neutrino 72, v. 11, 75, 1972.
6. С.Н.Lewellyn Smith. Physics Reports 3С, 5, 1972.
7. В.И.Захаров. Школа физики ИТЭФ, Атомиздат, стр. 82-106, 1973.
8. Б.А.Арбузов. Препринт ОИЯИ, Е2-8840, Дубна, 1975.
9. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. М., Мир, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июня 1975 года.

*Этот список включает только некоторые из последних обзоров и книг по физике слабых взаимодействий.