

559.  
3-30  
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*Всесоюзная школа по теории ядерных физике. Сессия 6*  
**«Некоторые вопросы экспериментальных  
исследований в области физики высоких энергий»**

В. И. ЗАХАРОВ

**НЕЙТРИННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ  
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**

(Конспекты лекций)

МОСКВА — 1975

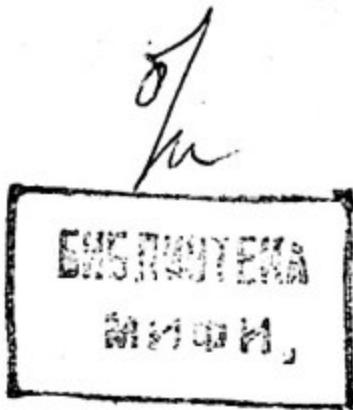
539.1  
B85  
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

-----  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*Всесоюзная школа по теор. ядерн. физике. Рассия 6*  
НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.И.Захаров

НЕЙТРИННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ  
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ



Москва - 1975

В.И. Захаров

## НЕЙТРИННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

### 1. Введение

Нейтринные эксперименты уже привели к результатам, имеющим фундаментальное значение для теории слабых взаимодействий. Достаточно вспомнить открытие двух типов нейтрино. Сейчас на большинстве крупных ускорителей проводятся нейтринные эксперименты, и мы опять ждем от них открытия новых частиц, на этот раз очарованных адронов.

Разумеется, результаты нейтринных экспериментов интересны и с других точек зрения, но все же поиски очарованных частиц кажутся сейчас наиболее важными. Поэтому лекция в основном посвящена свойствам очарованных частиц. Однако, для того, чтобы пояснить, например, оценки сечений рождения новых частиц, нужно знакомство с партонной моделью и калибровочной теорией слабых взаимодействий. Эти вопросы также затронуты в лекции, и иногда указываются эксперименты по проверке теоретических моделей, которые интересны и независимо от поиска очарованных частиц.

Экспериментальный материал о нейтринных опытах на ускорителях содержится в лекции В.С. Кафтанова в этом сборнике, и мы практически не будем касаться данных опыта. Свойства суперзаряженных частиц уже обсуждались в школе МИФИ в прошлом году Л.Б.Окунем /1/. В его лекциях можно найти более подробное изложение некоторых затронутых ниже вопросов. Наконец, необходимо отметить, что при изложении последних разделов лекции (поиск очарованных частиц) я широко пользовался результатами бесед и идеями Б.Л.Иоффе и Л.Б.Окуня.

## 2. Парточная модель

В большинстве нейтринных экспериментов измеряется сечение инклюзивного рождения адронов :

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X \text{ или } \bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ X \quad (1)$$

Обычно известен импульс и угол вылета мюона, а о свойствах адронной системы  $X$  известно мало : иногда полная выделившаяся в адроны энергия  $\nu$ , иногда вообще ничего.

Если измеряется  $\nu$ , то можно найти начальную энергию нейтрино  $E_\nu$ ,

$$E_\nu = \nu + E_\mu$$

и квадрат переданного адронам импульса.

$$q^2 \equiv -Q^2 = (p_\nu - p_\mu)^2 \approx 2E_\nu E_\mu (1 - \cos \theta_\mu) \quad (2)$$

где  $p_\nu, p_\mu$  — импульсы нейтрино и мюона,  $\theta_\mu$  — угол вылета мюона по отношению к начальному нейтрино.

На первый взгляд, измерение только  $Q^2$ ,  $v$  дает небольшую информацию о взаимодействиях нейтрино. К счастью, оказалось, что это не так, в инклюзивных реакциях получены очень важные результаты. В частности, они указывают на применимость так называемой партонной модели.

Согласно партонной модели, если время столкновения мало, то нуклон можно считать состоящим из точечных объектов — партонов, взаимодействием между которыми можно пренебречь. Малость времени столкновения требует, чтобы был велик переданный импульс,  $Q^2 \gg m_{\text{хар.}}^2$ , где

$m_{\text{хар.}}$  — некоторая характерная масса сильных взаимодействий. Из кинематики следует, что  $2m_N v \geq Q^2$  и следовательно,  $2m_N v \gg m_{\text{хар.}}^2$ .

Партон характеризуется внутренними квантовыми числами (спин, заряд и т.д.) и импульсом. Что касается внутренних квантовых чисел, то обычно рассматривается вариант модели, согласно которому они такие же, как у кварков. Соответственно, различают  $\rho$  — партоны с зарядом + 2/3 и  $n^-$ ,  $\lambda$  — партоны с зарядами - 1/3.

Импульс партона измеряется в долях импульса нуклона в системе центра.

$$x = \frac{P_{\text{партона}}}{P_N} \quad (3)$$

Столкновение нейтрино с партоном, как и со всякой точечной частицей, упругое. Это позволяет выразить вели-

чину через наблюдаемые характеристики реакции. Из условия

$$(P_\mu - P_{\mu'} + P_{parton})^2 = P'_{parton}^2$$

где  $P_{parton}$ ,  $P'_{parton}$  – импульсы партона до и после столкновения, получаем пренебрегая массой партона:

$$-Q^2 + 2(q P_{parton}) \approx 0 \text{ или } x = \frac{Q^2}{2m_N v}$$

Таким образом, распределение партонов по импульсу можно найти экспериментально.

### 3. Рассеяние на точечной частице

В связи с обсуждением партонной модели полезно напомнить формулы для сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроне для случая  $V-A$  взаимодействия:

$$\frac{d\sigma(\nu e^- \rightarrow \nu e^-)}{d \cos \theta} = \frac{d\sigma(\bar{\nu} e^+ \rightarrow \bar{\nu} e^+)}{d \cos \theta} = \frac{G^2 S}{2\pi} \quad (3)$$

где  $\theta$  – угол рассеяния в системе центра, и

$$\frac{d\sigma(\nu e^- \rightarrow \nu e^-)}{d \cos \theta} = \frac{d\sigma(\bar{\nu} e^+ \rightarrow \bar{\nu} e^+)}{d \cos \theta} = \frac{G^2 S}{2\pi} \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right|^2 \quad (4)$$

Интегрируя по углу, получаем:

$$\sigma(\nu e^- \rightarrow \nu e^-) = \sigma(\bar{\nu} e^+ \rightarrow \bar{\nu} e^+) = 3\sigma(\bar{\nu} e^- \rightarrow \bar{\nu} e^-) = 3\sigma(\nu e^+ \rightarrow \nu e^+) = \frac{G^2 S}{\pi} \quad (5)$$

$$\sigma(\nu e^- \rightarrow \nu e^-) / \sigma(\bar{\nu} e^- \rightarrow \bar{\nu} e^-) = 3, \quad \sigma(\nu e^+ \rightarrow \nu e^+) / \sigma(\bar{\nu} e^+ \rightarrow \bar{\nu} e^+) = 1/3 \quad (6)$$

Если есть точечные партоны, то взаимодействие

$$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p \quad (7)$$

Аналогично рассеянию (массами мы всюду пренебрегаем), а реакция



аналогична  $\bar{\nu}e$  рассеянию.

#### 4. Отношение $\bar{\nu}_\mu / \bar{\nu}_e$

Оказалось, что отношение полных сечений взаимодействия антинейтрино и нейтрино близко к  $1/3$ , как для сечений взаимодействия с электроном (см. (6)). Отношение полных сечений  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\bar{\nu}_e$  было измерено впервые в ЦЕРНе несколько лет назад. Однако, относительно небольшая начальная энергия нейтрино вызывала сомнения в применимости партонной модели. Результат измерений при более высокой энергии в Батавии подтвердил результат

ЦЕРНа : [3]

$$R = \frac{\bar{\nu}_\mu}{\bar{\nu}_e} = 0.36 \pm 0.05 \quad (9)$$

Близость отношения  $R$  к  $1/3$  означает, что в нуклоне мало антипартона, для которых отношение  $R$  было бы, напротив, равно 3 (см. (6)).

#### 5. Кварки и партоны.

Читателю, знакомому только с кварковой моделью, может вообще показаться странной идея о том, что в нуклоне могут быть и антипартоны, то есть частицы с квантовыми числами антикварков. Все привыкли, что нуклон состоит из трех кварков, а не антикварков.

Дело в том, что образ нуклона, состоящего из трех кварков, может быть верен только в нерелятивистском пределе. Виртуально нуклон переходит в состояние с большим числом кварков. Время таких флюктуаций, однако, ограничено принципом неопределенности

$$\Delta\tau \sim 1/\Delta m \quad (10)$$

где  $\Delta m$  – разность масс нуклона и многокваркового состояния, и они не проявляются, если речь идет, например, о вычислении статистических величин – магнитного момента нуклона, аксиальной константы  $g_A$ ,  $\beta$  –распада нуклона и т.д.

Рассеяние лептонов с большим значением  $Q^2$  позволяет изучать флюктуации нуклона, поскольку время столкновения в этом случае мало.

Рассмотрим процесс рассеяния в системе координат, где 4-импульс виртуального фотона (или  $W$ -бозона) имеет вид  $(0, 0, 0, q_x)$ . Величина  $q_x$ , очевидно, равна  $\sqrt{Q^2}$ . Нуклон в этой системе координат имеет импульс

$$P_x = \frac{mv}{q_x} = \frac{q_x}{2} \frac{2mv}{q_x} = \frac{\sqrt{Q^2}}{2} \mathbf{l} \quad (11)$$

что непосредственно следует из инвариантности произведения  $(P_N q)$  4-импульсов нуклона  $P_N$  и переданного импульса  $q$ .

Виртуальный фотон (или  $W$ -бозон) в этой системе

локализован в области пространства с размерами порядка

$$\Delta \tilde{x} \sim 1/q_x$$

а время столкновения, когда нуклон находится в поле фотона (или  $W$ -бозона) порядка

$$\tau_{\text{столкновения}} \sim 1/q_x = 1/\sqrt{Q^2} \quad (12)$$

и действительно мало, если велико  $Q^2$ .

В движущейся системе координат все времена затягиваются и (12) надо сравнивать не со временем (10), а с

$$\Delta \tau \sim 1/\Delta m \frac{\sqrt{Q^2}}{2m_N} \frac{1}{x} \quad (13)$$

Видно, что чем меньше величина  $x$ , тем больше масса виртуальных состояний, которые могут быть изучены в глубоконеупругом рассеянии.

Для изучения многокварковых флюктуаций нужно переходить к малым  $x$  еще и по другой причине. Как упоминалось выше, величина  $x$  есть доля импульса нуклона, приходящаяся на данный партон. Если во время столкновения нуклон состоит из трех夸克ов, то вероятность найти夸克 с относительно большим значением  $x$  больше, чем если нуклон состоит из трех夸克ов  $q$  и пары  $(q \bar{q})$ . Три夸克, несущих квантовые числа нуклона (например,  $ppn$  для протона) называют валентными. Ясно, что при больших  $X$  преобладает вклад валентных partonов. Поскольку нуклон не может состоять меньше чем из трех пар-

тонов, то сечение должно быстро падать при  $X > 1/3$

Это предсказывание согласуется с опытом.

Напротив, если рассмотреть очень малые значения  $X$ , то маловероятно, чтобы один из трех夸克ов имел импульс столь сильно отличающийся от  $1/3$ . Если же нуклон во время столкновения находится в состоянии из трех夸克ов и нескольких пар  $(q, \bar{q})$ , то обнаружить партон с малым значением  $X$  вероятно. Поэтому при  $X$  малых преобладает вклад пар  $(q, \bar{q})$ , или, как говорят, моря партонов. Море партонов, очевидно, не несет квантовых чисел.

Описанная картина является сугубо качественной.

Только из опыта можно определить величину  $m_{\text{пар}}$ , или времена столкновения, которые можно считать малыми по сравнению со временами, характерными для адронных процессов. Оказалось, что рассеяние можно считать глубоко-неупругим уже при  $Q^2 \approx 1 \text{ Гэв}^2$ .

Также только из опыта можно определить, до каких значений  $x$  доминируют валентные партоны. Близость отношения  $R$  к  $1/3$  (см. (9)), означает, что валентные партоны доминируют во всей области  $x$ , существенной при вычислении полных сечений.

## 6. Партонная модель и асимптотически свободные теории.

В предыдущем разделе мы обсудили картину, которая возникает, если при фиксированном значении  $Q^2$  переходит

дить от больших к меньшим значениям  $x$ : доминантность валентных партонов сменяется доминантностью моря партонов.

Можно, наоборот, фиксировать  $x$  и увеличивать  $Q^2$ . При этом уменьшается время столкновения и увеличивается релятивистское затягивание времени жизни виртуальных состояний с большой массой (см. (13)). Можно представить себе две возможности. Первая заключается в том, что с уменьшением времени столкновения доля времени, когда нуклон состоит, например, из трех энергичных夸克ов, не меняется. Тогда измерения при фиксированном  $\chi$  и меняющемся  $Q^2$  по существу не дают новой информации, поскольку для того чтобы измерять многокварковые флюктуации, надо продвигаться в область меньших  $\chi$ . В этом случае все зависит от одной переменной  $\chi$ , что соответствует так называемому бъёркеновскому скейлингу: [4] увеличивая одновременно масштаб (*scale*)  $Q^2$  и  $2mv$ , мы не получаем новой информации.

Вторая возможность заключается в том, что доля времени, в течение которого нуклон можно считать состоящим из трех夸克ов, зависит от  $Q^2$ . Чем меньше время, столкновения, тем больше вероятность найти нуклон состоящим из большого числа夸克ов. Тогда сечение должно убывать как функция  $Q^2$  при любом фиксированном  $\chi$ , поскольку многокварковым состоянием отвечают малые

значения  $x$ .

До настоящего времени не найдено теорий поля, для которых был бы буквально справедлив бъеркеновский скейлинг. Ближе всего к этому оказываются так называемые асимптотически свободные теории (см. обзор [5]) для которых сечение при фиксированном  $x$  падает очень медленно, логарифмически.

Поиск соответствующего нарушения скейлинга в нейтринных взаимодействиях представляет очень большой интерес.

### 7. Количественное описание глубоконеупругих процессов.

До сих пор данные об инклюзивном рождении адронов в нейтринных взаимодействиях неплохо описывались самой наивной моделью, которая учитывает только валентные партоны. Тогда, например, сечение рассеяния нейтрино на протоне имеет вид

$$\frac{d\sigma(\nu p)}{dx} = \frac{G_F^2 S}{\pi} d(x) \cdot x \quad (14)$$

где  $d(x)$  — вероятность найти в протоне  $\Lambda$  — кварк с импульсом, а появление множителя  $x$  в правой части (14) связано с тем, что сечение слабых взаимодействий точечных частиц пропорционально  $(p_\nu + p_N x)^2 \approx 2x p_N p_\nu$ . Величину  $d(x)$  можно определить из независимых экспериментов по глубоконеупрочному электророждению.

Аналогично, сечение рассеяния на нейтроне имеет вид

$$\frac{d\sigma(vn)}{dx} = \frac{G^2 S}{\pi} u(x) \cdot x \quad (15)$$

где  $u(x)$  – вероятность найти нейтринный夸克 в нейтроне, которая в силу изотопической инвариантности совпадает с вероятностью найти протонный夸克 в протоне. Сечение взаимодействия антинейтрино равно

$$\frac{d\sigma(\bar{v}\rho)}{dx} = \frac{1}{3\pi} G^2 S d(x) \cdot x; \quad \frac{d\sigma(\bar{v}n)}{dx} = \frac{1}{3\pi} G^2 S u(x) x \quad (16)$$

Как было пояснено в разделе 3, различие в полных сечениях нейтрино и антинейтрино с партоном связано с разной угловой зависимостью сечения. Можно проверять это утверждение непосредственно на опыте, измеряя зависимость от переменной  $y = \frac{\nu}{E_\nu}$ , которая эквивалентна в формулах (3),(4):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx dy} (\nu n \rightarrow \mu^- x) + \frac{d\sigma}{dx dy} (\nu \rho \rightarrow \mu^- x) &= \\ &= \frac{G^2 S}{\pi} [d(x) + u(x)] x. \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{d\sigma}{dx dy} (\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ x) + \frac{d\sigma}{dx dy} (\bar{\nu} \rho \rightarrow \mu^+ x) = \frac{G^2 S}{\pi} [d(x) + u(x)] \cdot x (1-y)^2. \quad (18)$$

### 8. Импульс антиспартонов в нуклоне.

Формулы (17),(18) проверялись экспериментально и оказались в удовлетворительном согласии с опытом. Поскольку в них не учтен вклад антиспартонов, то отсюда можно получить ограничение на импульс  $\bar{p}, \bar{n}$  [3]

$$\frac{P(\bar{p}) + P(\bar{n})}{P(p) + P(n)} \leq 0.1 \quad (19)$$

где  $P_{(\bar{p}, \bar{n}, p, n)}$  - доля импульса нуклона, приходящаяся на партоны соответствующего сорта.

Данные менее чувствительны к возможной примеси  $\lambda$ - и  $\bar{\lambda}$ -партонов, которая особенно важна для оценки сечений рождения очарованных частиц (см. ниже). Дело в том, что квадрат заряда  $\lambda$ -кварка в 4 раза меньше квадрата заряда  $P$ -кварка и соответственно подавлен вклад  $\lambda$ -партонов в глубоконеупругое электророждение.

Что касается слабых процессов, то в обычной теории Кабиббо возможны только процессы

$$v_\mu \lambda \rightarrow \mu^+ \bar{p}, \bar{v}_\mu \bar{\lambda} \rightarrow \mu^- p$$

вероятность которых пропорциональна  $\sin \theta_c \approx 1/25$

Обычно считают, что  $\lambda$ -партонов в нуклоне меньше чем  $\bar{p}$ - и  $\bar{n}$ -партонов. При этом исходят из образа нуклона, диссоциирующего на лидирующий нуклон и  $\pi$ -,  $K$ -мезоны. Поскольку известно, что в сильных взаимодействиях  $K$ -мезонов рождается меньше, чем  $\pi$ -мезонов, то можно думать, что  $\lambda$ - и  $\bar{\lambda}$ -партонов меньше, чем  $\bar{p}$  или  $\bar{n}$ .

## 9. Калибровочные модели слабых взаимодействий

Давно известен экспериментальный факт, который находит на мысль о том, что слабые взаимодействия устроены

ны не "случайным образом", а согласно определенному принципу. Этим фактом является универсальность константы слабого взаимодействия : константы  $\beta$ -распада нейтрона и мюона одинаковы с точностью в несколько процентов.

Универсальность слабой константы было бы естественно объяснить тем, что взаимодействие имеет калибровочный характер. Хорошо известным примером такого рода является электромагнитное взаимодействие, которое также универсально.

Реализация идеи калибровочных взаимодействий усложняется в применении к слабым взаимодействиям, поскольку токи заряженные. Действительно, калибровочные взаимодействия отвечают некоторой группе. В случае электромагнитных взаимодействий это была группа  $U(1)$  : генератор этой группы переводит заряженную частицу само в себя. Зарядовые переходы диагональны. Слабые переходы меняют сорт частицы: нейtron переводится в протон, нейтрино в заряженный лептон. Поэтому должны существовать по крайней мере три дублета :

$$(v_e, e), (v_\mu, \mu), (p, n) \quad (20)$$

Если есть дублеты, то группа инвариантности слабых взаимодействий напоминает изотопическую группу  $SU(2)$ . Её называют  $SU(2)_W$ . На самом деле необходимо ввести еще группу  $U(1)$  слабого гиперзаряда, и полная груп-

на слабых взаимодействий есть  $SU(2)_W \otimes U(1)$

В противном случае нельзя было бы включить электрический заряд, которому наверняка отвечает калибровочное поле-фотон, в число генераторов группы.

## 10. Нейтральные токи в модели Вайнберга-Салама

Другими калибровочными полями могут быть только промежуточные бозоны слабых взаимодействий. Видно, что в отличие от фотона, эти поля массивны. Это факт удалось включить в теорию естественным образом только в 1967 г. в рамках так называемых спонтанно нарушенных калибровочных теорий. Перенормируемость теорий была доказана еще позже (см., например, обзоры [6] )

Одним из важнейших предсказаний модели Вайнберга и Салама оказалось существование нейтральных токов. Действительно, в изотопической группе есть не только генераторы, меняющие заряд, но и генератор третьей проекции слабого изоспина, диагональный по частицам. Очевидно, что для дублетов (20) взаимодействие с соответствующим бозоном  $W_3$  пропорционально :

$$W_3 [(\bar{v}_\mu v_\mu - \bar{\mu} \mu) + (\bar{\nu}_e v_e - \bar{e} e) + (\bar{p} p - \bar{n} n)]$$

Обмен  $W_3$  приводит к нейтральным токам.

На самом деле, взаимодействие имеет более сложный характер поскольку группа слабых взаимодействий  $SU(2)_W \otimes U(1)$ , а не просто  $SU(2)_W$ . Окончательный

ответ для взаимодействия нейтральных токов имеет вид :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{G}{2\sqrt{2}} j_2 j_2^+ \\ j_2 = & \bar{\nu}_\mu j_2 (1 + j_5) \nu_\mu + \bar{\nu}_e j_2 (1 + j_5) \nu_e - \bar{e} j_2 j_5 e^- \quad (21) \\ & - \bar{\mu} j_2 j_5 \mu - \bar{e} j_2 e (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) - \bar{\mu} j_2 \mu (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \\ & + \bar{P} j_2 P (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) + \bar{P} j_2 j_5 P - \bar{n} j_2 (1 + j_5) n \end{aligned}$$

где  $\sin \Theta_W$  — параметр теории, "угол Вайнберга",

$$G = 10^{-5} m_N^{-2}$$

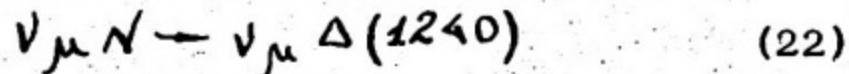
Взаимодействие нейтральных токов действительно было обнаружено в инклюзивных реакциях :



Эти два процесса удовлетворительно описываются при одном значении

$$\sin \Theta_W : \quad \sin^2 \Theta_W \approx 0,2 - 0,4 \quad [3]$$

В последнее время появились данные Аргоннской лаборатории по рождению изобары в нейтральных токах :



В противоречии с моделью Вайнберга рождение изобары не наблюдалось.

Уточнение данных имеет здесь первостепенное значение для теории слабых взаимодействий.

### 11. Нейтральные токи и схема Кабббо.

Известно, что в заряженных токах есть также переходы

с изменением странности, ответственные, например, за  $\beta$ -распад  $\Lambda$  - гиперона  $\Lambda \rightarrow p e \nu$ , интенсивности таких переходов удовлетворительно описываются в теории Кабиббо, согласно которой заряженный ток имеет вид :

$$j_\mu = \bar{\rho}(n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c)$$

где  $\theta_c$  - "угол Кабиббо",  $\sin^2 \theta_c \sim 1/25$

Чтобы включить такие переходы, нужно, очевидно, заменить нейтрон в адронном дублете (20) на  $n_\Theta$ , где

$$n_\Theta = n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c \quad (23)$$

Тут же, однако, возникает трудность, которая, как оказывается, носит фундаментальный характер : в теории появляются нейтральные токи с изменением странности. Действительно, генератор третьей проекции слабого изоспина переводит теперь не нейтрон в нейтрон, а  $n_\Theta$  в  $n_\Theta$  или

$$W_3 \bar{n}_\Theta n_\Theta = W_3 (\bar{n} n \cos^2 \theta_c + \bar{n} \lambda \cos \theta_c \sin \theta_c + \\ + \bar{\lambda} n \cos \theta_c \sin \theta_c + \bar{\lambda} \lambda \sin^2 \theta_c)$$

Константа соответствующих  $n \rightarrow \lambda$  переходов примерно на четыре порядка больше, чем это допустимо экспериментальными данными по  $K_2 \rightarrow 2\mu$  распаду.

## 12. Суперзаряженные, или очарованные частицы

Избежать трудности с нейтральными токами, меняющими странность, можно только в теориях с большим числом частиц.

Пусть есть два дублета адронов :

$$(p, n_\theta) \text{ и } (p', \lambda_\theta) \quad (24)$$

где  $\lambda_\theta$  - ортогональная  $n_\theta$  комбинация полей  $n$  и  $\lambda$ :

$$\lambda_\theta = \lambda \cos \theta_c - n \sin \theta_c \quad (25)$$

а  $p'$  - новый кварк с тем же зарядом, что и  $p$  - кварк ,  
(всюду подразумеваются только левые частицы).

В этом случае  $W_3$  взаимодействует с одинаковой константой с  $n_\theta$  и  $\lambda_\theta$ , и это равносильно отсутствию  $n_\theta \lambda$  переходов :

$$W_3 (\bar{n}_\theta n_\theta + \bar{\lambda}_\theta \lambda_\theta) = W_3 (\bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda)$$

Частицы, содержащие  $p'$  кварки, называют суперзаряженными, очарованными, частицами с чармом, шармом и т.д. Поиски очарованных частиц интенсивно обсуждались последние два года [18].

Очарованные частицы должны распадаться слабым образом, и мы приведем вклад  $p'$  - кварка в заряженный и нейтральный токи :

$$\begin{aligned} j(\Delta Q=1) &= (\bar{\lambda} \cos \theta_c - \bar{n} \sin \theta_c) \theta_d p' \\ j(\Delta Q=0) &= + \bar{p}' \gamma_2 p' (1 - 4 \sin^2 \theta_w) + \bar{p}' \gamma_2 \gamma_5 p' \end{aligned}$$

где  $\theta_d = \gamma_d(1 + \gamma_5)$   $\gamma_d, \gamma_5$  обычные матрицы Дирака.

Видно, что очарованные частицы распадаются в основном на странные частицы. Это относится как к лептонным,

так и нелептонным распадам.

### 13. Частицы со скрытым очарованием.

Сейчас многие думают, что очарованные частицы наверняка будут найдены в ближайшем будущем. Эта уверенность связана с неожиданным открытием узких резонансов в  $e^+e^-$  столкновениях [9].

$$e^+e^- \rightarrow \psi, \psi' \rightarrow \text{hadrons}$$

Резонансы  $\psi, \psi'$  имеют массы 3.1 и 3.7 Гэв, а ширины  $\sim 100$  и 500 кэв.

На первый взгляд,  $\psi$  - частицы не имеют отношения к очарованным: электромагнитный ток диагонален и сохраняет все аддитивные квантовые числа, в том числе и очарование (равное числу  $\rho'$  - кварков). Можно думать, однако, что  $\psi$  - частицы обладают скрытым очарованием, то есть состоят из  $\rho, \rho'$ .

Малая ширина  $\psi$  - мезона объясняется тогда малостью перехода очарованных кварков в обычные. Аналогично, малость ширины распада

$$\psi \rightarrow 3\pi$$

давно уже объясняют тем, что  $\psi$  - мезон состоит из  $\lambda, \bar{\lambda}$  - кварков, которые плохо переходят в  $N^-$  и  $\rho$  - кварки. Подавление вероятности распада  $\psi \rightarrow 3\pi$  по сравнению с теоретической вероятностью, полученной из пересчета данных  $0\delta \omega \rightarrow 3\pi$ , составляет примерно 500, то

есть динамические запреты такого рода довольно сильны.

$\psi$  - мезон является частицей со скрытой странностью; а про  $\psi'$  - мезоны думают, что они обладают скрытым очарованием. Поэтому с очарованными частицами ситуация сейчас такая, как если бы существование странных частиц связывалось только с  $\psi$  - мезоном, а К-мезоны,  $\Lambda$  - гипероны и т.д. не были наблюдены. Ясно, что это очень смелая теоретическая экстраполяция и сейчас ведутся напряженные поиски более прямых доказательств существования очарованных частиц.

#### 14. Качественные эффекты рождения очарованных частиц.

Большинству нейтринных экспериментов недоступен детальный кинематический анализ продуктов реакции и основное внимание уделяется сейчас качественным эффектам. Мы обсудим три эффекта: прямое рождение мюонных пар, нарушение правила  $\Delta Q = \Delta S$  и нарушение скейлинга.

##### а) Рождение мюонных пар

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X \quad (26)$$

может быть связано с рождением очарованной частицы

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- h_c X$$

где  $h_c$  - адрон, содержащий  $\rho'$ -кварк, и распадом ее на лептоны и адроны:  $h_c \rightarrow \mu^- \nu X$

(под действием гамильтониана  $\bar{P}'\lambda\bar{\mu}V_\mu$ ).

б) Нарушение правила  $\Delta Q = \Delta S$  также может быть связано с распадами очарованных частиц, на этот раз не-лептонным. Напомним, что  $\Delta Q$  означает изменение заряда, а  $\Delta S$  - странности адронов в слабом переходе.

Если идут последовательно два процесса : рождение

$p' V_\mu p \rightarrow \bar{\mu} p'$  и распад  $p' p \rightarrow p \bar{n} \lambda$ , то эффективное  $\Delta Q = 1$ ,  $\Delta S = -1$ ,  $\Delta Q = \Delta S$ .

В результате может наблюдаться; например, реакция



которая запрещена в теории Кабибо в первом порядке по слабому взаимодействию.

в) Нарушение скейлинга в нейтринных реакциях может быть простым кинематическим следствием рождения новых тяжелых частиц.

Действительно, согласно (17) (18) сечение зависит только от отношений  $X = \frac{Q^2}{2mv}$ ,  $Y = \frac{v}{E_\nu}$ , но не от абсолютной величины энергии нейтрино (если не считать пропорциональности сечения  $S$ ). Ясно, однако, что рождение очарованных частиц возможно только при большой передаче энергии и невозможно при энергии ниже пороговой. Поэтому помимо зависимости от переменных  $X$  и  $Y$ , должна быть зависимость от пороговой энергии.

Более того, пороговые эффекты могут затягиваться.

Это связано с тем, что протону в целом трудно передать

большую энергию и импульс, если он состоит из кварков. Напротив, партоны можно считать точечными, и в столкновении с партоном могут рождаться частицы большой массы. Как следует из опытных данных, партон несет в среднем  $1/4$   $1/4$  часть импульса нуклона и поэтому эффективная энергия нейтрино для столкновения с партоном примерно в четыре раза меньше, чем для столкновения с нуклоном.

Все качественные эффекты, обсуждавшиеся выше, с той или иной степенью достоверности наблюдались на опыте. Более подробное обсуждение экспериментальных данных можно найти в лекции Кафтанова. Нашей задачей является получение грубых оценок сечения рождения очарованных частиц.

### 15. Рождение очарованных мезонов и адронов.

В партонной модели удобно разделить процессы рождения очарованных частиц на валентных партонах и на партонах из "моря" партон-антипартонных пар (см.раздел 5).

На валентных партонах возможна только реакция

$$\nu_\mu n \rightarrow \bar{\mu} p' \quad (28)$$

в нейтринном пучке, причем соответствующая амплитуда пропорциональна  $\sin \Theta_c$ .

На  $\lambda, \bar{\lambda}$  - партонах возможно рождение очарованных частиц как в нейтринном, так и в антинейтринном пучках.

$$\nu_\mu \lambda \rightarrow \bar{\mu} p', \bar{\nu}_\mu \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \bar{p}' \quad (29)$$

Замена валентного кварка на очарованный, грубо говоря, отвечает рождению очарованного бариона, или фрагментации мишени. Рождение очарованных частиц на  $\lambda$ -кварках, которые могут быть только в море партон-антипартоных пар, отвечает образованию очарованных мезонов, или фрагментации пучка.

Оба механизма рождения очарованных частиц подавлены, хотя и по разным причинам. Амплитуда взаимодействия с валентным кварком, как уже упоминалось, пропорциональна  $\sin \theta_c$ , а  $\lambda, \bar{\lambda}$  — партонов, видимо, мало в нуклоне, и сечение мало по этой причине.

Отметим, что правило  $\Delta Q = \Delta S$ , обсуждавшееся в предыдущем разделе нарушается при рождении очарованных частиц только на  $n$ -кварках. Поэтому, в принципе, есть возможность разделить механизмы рождения очарованных частиц.

### 16. Оценки сечения рождения очарованных частиц

Для простоты все оценки мы приведем для случая большой энергии, когда пороговые эффекты уже несущественны. Легче всего оценить сечение  $\sigma_{valence}^c$  рождения очарованных частиц на валентных партонах:

$$\frac{\sigma_{valence}^c (VN \rightarrow \mu h c \bar{X})}{\sigma(VN \rightarrow \mu X)} = \sin^2 \theta_c \quad (30)$$

Сечение рождения на  $\lambda$ -партонах зависит от импульса, приходящегося на эти партоны, поскольку слабое сечение взаимодействия точечных частиц при большой энергии пропорционально произведению их импульсов. Имеем поэтому:

$$\frac{\sigma_{\text{sea}}^c(\bar{v}N \rightarrow \mu h_c X)}{\sigma(\bar{v}N \rightarrow \mu X)} \approx \frac{P(\lambda)}{P(n)},$$

$$\frac{\sigma_{\text{sea}}^c(\bar{v}N \rightarrow \mu h_c X)}{\sigma(\bar{v}N \rightarrow \mu X)} \approx 3 \frac{P(\bar{\lambda})}{P(n)}$$

где мы учли, что полное сечение взаимодействия антинейтрино примерно в три раза меньше чем нейтрон. Как обсуждалось в разделе 8 отношение импульсов  $\lambda$  и  $n$ -партонов  $P(\lambda)/P(n)$ , видимо, мало.

#### 16. Время столкновения и время развития померонного ливня.

Приведенные оценки относятся к полным сечениям. Если специально изучать события с  $Q^2 < m_c^2$ , где  $m_c$  - масса очарованной частицы, то следует учесть дополнительное подавление сечения.

Чтобы пояснить механизм подавления сечения, рассмотрим пространственно-временную картину рассеяния в лабораторной системе координат. Виртуальный  $W$ -бозон переходит в пару партонов  $(\lambda(\bar{\lambda}) \quad \text{и} \quad \bar{P}^1(f'))$ . Партоны - точечные частицы, и сечение взаимодействия энергичных партонов ограничено условием унитарности  $\sigma(s) \leq 1/s$  поскольку происходит в одной волне. Поэтому энергичные

партоны относительно слабо взаимодействуют с мишенью.

Чтобы рассеяние произошло, необходима диссоциация энергичных партонов на медленные частицы. Для этого необходимо время порядка :

$$\tau \sim \frac{1}{m_{\text{хар}}} \cdot \frac{1}{\alpha} \quad (31)$$

где  $m_{\text{хар}}$  - характерная масса сильных взаимодействий,  $\alpha$  - масса системы двух партонов, а  $\frac{1}{\alpha}$  - лоренцов фактор замедления всех процессов.

С другой стороны, время жизни флюктуации, когда  $W$  - бозон переходит в адроны, ограничено принципом неопределенности и составляет величину порядка:

$$\tau \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2 + x^2}} \cdot \frac{1}{\alpha} \quad (32)$$

видно, что если масса адронной системы велика, то время флюктуации меньше времени развития ливня медленных частиц. Можно показать, что соответствующее подавление сечения порядка  $\sim m_{\text{хар}}^2 / (Q^2 + \alpha^2)$ , где  $\alpha$ , очевидно, больше или порядка массы очарованных частиц.

Аналогичные соображения применимы к процессу фоторождения  $\psi$  - мезонов, и сечение фоторождения  $\psi$  - мезонов экспериментально действительно мало ( $\sim 20 \text{ nb}$  по сравнению с  $600 \text{ nb}$  для  $\psi$  -мезонов).

### 17. Сравнение с результатами группы HPW.

Согласно предварительным данным, характерное нару-

шение скейлинга было наблюдено в нейтринном эксперименте в Батавии [10] группой *HPW* (Гарвард-Пенсильвания-Висконсин).

Было найдено распределение по эффективной массе адронов, рождающихся в инклюзивном процессе (1). Результаты сравнивались с предсказаниями партонной модели с учетом одних только валентных партонов. Получено согласие теоретических кривых с опытными данными для нейтринных и антинейтринных взаимодействий при начальной энергии меньшей 30 Гэв и для нейтринных взаимодействий при более высокой энергии. Однако, для антинейтринных взаимодействий при начальной энергии  $> 30$  Гэв теоретические предсказания сильно расходятся с опытными данными; рождение тяжелых масс значительно больше, чем предсказывается моделью.

Отношение сечения рождения тяжелых частиц  $\sigma^c$  к полному  $\sigma_{tot}$  можно оценить как

$$\sigma_v^c / \sigma_{\bar{v}}^{tot} \sim 100\% (Q^2 \sim 1 \text{ GeV}^2) \quad u \quad (32)$$

$$\sigma_{\bar{v}}^c / \sigma_{\bar{v}}^{tot} \sim 50\% (Q^2 \sim 4 \text{ GeV}^2)$$

Эти результаты следует сравнивать с теоретическими оценками

$$\sigma_{\bar{v}}^c / \sigma_{\bar{v}}^{tot} \sim \frac{Q^2 + m_p^2}{Q^2 + m_e^2} \frac{P(\lambda)}{P(n)} \cdot 3 \begin{cases} \leq 5\%, & Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2 \\ \leq 15\%, & Q^2 \sim 4 \text{ GeV}^2 \end{cases} \quad (33)$$

где мы учили, что  $m_c \geq 2 \text{ GeV}$ , если  $\psi$  обладают скрытым очарованием. Видно, что, во-первых, в противоречии с теоретическими оценками экспериментально эффект рождения новых частиц падает, а не растет с  $Q^2$  и, во-вторых, абсолютная величина эффекта значительно больше, чем ожидалось.

Падение сечения рождения очарованных частиц с  $Q^2$  в рамках обсуждаемой схемы можно понять только как пороговый эффект (увеличение  $Q^2$  равносильно, в некотором смысле, увеличению рождающейся массы). Но тогда с ростом энергии эффект должен стать еще больше.

Разумеется, данные [10] весьма предварительные и могут измениться. Оценки, следующие из партонной модели, также, наверно, не являются окончательными. Поэтому наметившееся расхождение теории с опытом, возможно, лишь кажущееся. Обсудим, однако, коротко выводы, к которым могло бы привести такое противоречие.

### 18. Модели с "лишними" кварками

Как было отмечено Л.Б.Окунем, наиболее естественная интерпретация результатов работы [10] – рождение очарованных частиц на валентных кварках. Однако, оно не может быть большим в модели четырех кварков ( $\rho, n, \lambda, \rho'$ ). Возможно, кварков на самом деле больше. Предположим, что адронных дублетов по группе слабых взаимодействий

вий  $SU(2)_W$  не два (см. (24)), а больше:

$$(\rho_1, n_1), (\rho_2, n_2), (\rho_3, n_3)$$

где  $\rho_{1,2,3}$  – ортогональные комбинации полей  $\rho$ ,  $\rho'$ ,  
 $\rho''$  с зарядом  $2/3$  и  $n_{1,2,3}$  – комбинации полей  $n$ ,  
 $\lambda$ ,  $n'$  с зарядом –  $1/3$ . Тогда частицы с кварками  
 $n'$  могли бы рождаться и на валентных партонах.

Кварки могли бы даже входить не в дублеты, а триплеты:  $(\rho, n_\theta, \Delta)$ ,  $(\rho', \lambda_\theta, \Delta')$

где  $\Delta\Delta'$  – частицы с зарядом –  $4/3$ . И в этом случае возможно рождение новых частиц на валентных кварках.

Основным недостатком предлагаемых моделей кажется необходимость модифицировать также лептонные взаимодействия. Действительно, как уже говорилось, в калибровочных теориях взаимодействие вводится однозначным образом и если новые адроны есть, но нет лептонов, то нельзя объяснить наблюдаемую на опыте универсальность слабой константы.

Свободная от этого недостатка теория была предложена Барнеттом [1], который предположил, что в эксперименте [10] проявляется взаимодействие правых адронов. То есть, помимо дублетов (24) вводится дублет правых частиц

$$(\rho_R, n'_R \cos \varphi + \lambda'_R \sin \varphi) \quad (35)$$

где  $\Lambda', \lambda'$  - новые кварки с зарядом -  $1/3$ ,  $\Psi$  - париметр.

Тогда можно не вводить новых лептонов. Универсальность константы спасена ценой лептон-адронной неуниверсальности (слабо взаимодействует и левые и правые адроны, но только левые лептоны).

Конечно, сейчас подобные модели кажутся малопривлекательными, и мы ограничимся их беглым рассмотрением. Отношение к ним будет зависеть от дальнейшей экспериментальной информации как о нейтринном эксперименте, так и о поисках очарованных частиц в других реакциях (особенно на встречных  $e^+ e^-$  кольцах). Отметим только, что в моделях, обсуждавшихся в настоящем разделе, очарованные частицы распадаются не на странные, а на обычные частицы.

### 19. Заключение.

В заключение кратко перечислим еще раз те эксперименты, которые были упомянуты в лекции в связи с обсуждавшимися проблемами теории слабых взаимодействий.

1) Проверка формул (17), (18) для инклюзивных сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино. В частности,

2) Установление более надежных границ на долю импульса нуклона, приходящегося на антипартоны (раздел 8)

и

- 3) Проверка предсказаний асимптотически свободных теорий о медленном убывании нейтринных сечений для любого фиксированного значения  $x$  (раздел 6).
- 4) Проверка модели Вайнберга - Салама для нейтральных токов и, в частности, поиск рождения изобары нейтральными токами (раздел 10).
- 5) Поиски эффектов, связанных с рождением очарованных частиц (раздел 14-16).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Б.Окунь, "Адроны и кварки", издание МИФИ, Москва, 1974 г.
2. R.P. Feynman Photon-Hadron Interactions W.A. Benjamin Inc., New-York, 1972.
3. D.S. Cundy Proc. of the XVII Int. Conf. on High Energy Physics. London, 1974 v. IV, p. 131
4. J.D. Bjorken Phys. Rev. 179, 1547 (1969)
5. H.D. Politzer Phys. Reports 14, 129 (1974)
6. В.Б.Берестешкий, Труды 1-ой школы ИТЭФ, вып.1, стр.3, Москва, Атомиздат, 1973 г.  
Л.Б.Окунь, Труды 1-ой школы ИТЭФ, вып.1, стр.26, Москва, Атомиздат, 1973 г.  
А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович, УФН, 112, 1974 г.

7. S.L.Glashow, J.Illiopoulos, L.Maiani  
Phys. Rev. D2, 1285 (1970)
8. M.K.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Rosner  
Fermilab - PUB - 74/86 - THY , August 74
9. J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)  
J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974)  
C.S.Abrams et al. Phys. Rev. Lett. 33, 1453 (1974)
10. A.Benvenuti et al. preprint Fermilab,  
December 1974
11. R.M.Barnett Phys. Rev. Lett. 34, 41 (1975)

Л 91164. Подп. к печати 13/У-75 г. Объем 2 п.л.

Заказ 767. Цена 20 к. Тираж 250

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, дом 1.