

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В НЕЙТРИННОМ ОПЫТЕ И ЛЕГКИЙ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ БОЗОН

А.Д.Долгов, В.И.Захаров

Для объяснения существования нейтральных токов в эксперименте ЦЕРН'а и отсутствия их в эксперименте NAL сделано предположение, что переносчиком нейтральных токов является векторный мезон с массой $m < 2 \text{ Гэв}$.

Недавно было сообщено [1] об открытии в ЦЕРН'е взаимодействия нейтральных токов в нейтринных реакциях:

$$\nu + N \rightarrow \nu + \text{адроны}, \quad (1)$$

$$\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \text{адроны}. \quad (2)$$

Сечения реакций (1) и (2) составляют ~ 20 и 40% от соответствующих сечений с рождением заряженных лептонов. С другой стороны согласно предварительным данным, полученным в Батавии, где также проводились поиски нейтральных токов, эффект либо отсутствует, либо мал.

Вполне возможно, что наметившееся таким образом противоречие будет устранено с дальнейшим улучшением экспериментальных данных и результаты двух групп совпадут между собой. Тем не менее, мы хотели обратить внимание на существование простого механизма, который действительно мог бы приводить к подавлению вклада нейтральных токов при высоких энергиях.

Предположим, что нейтральный промежуточный бозон (S^0) имеет массу порядка нескольких Гэв , а масса промежуточного заряженного бозона велика. Тогда относительный вклад нейтральных токов будет вымирать с энергией из-за обрезającego действия пропагатора бозона $(q^2 + m^2)^{-1}$. Поскольку средняя энергия нейтрино в ЦЕРН'е порядка 2 Гэв , а в Батавии — 15 Гэв , то эффект подавления может быть значительным.

s/m_C^2	0	2	4	6	10	25	100
Фактор подавления	1	0,75	0,6	0,5	0,4	0,3	0,1

Количественные оценки можно получить, воспользовавшись партонной моделью. Эти оценки приведены в таблице для некоторых значений масс C^0 . Если потребовать подавления нейтральных токов при переходе от ЦЕРН'а к Батавии хотя бы в два раза, то $m_C < 2 \text{ Гэв}$. Результат несколько зависит от отношения констант векторной и аксиальной связи бозона и приведен в таблице для случая чисто векторной связи:

$$L_{int} = g C_a^0 (\bar{l} \gamma_a l + x \bar{h} \gamma_a h), \quad (3)$$

где h — фундаментальные адроны (кварки); l — лептоны, $l = e, \mu, \nu_L^{e, \mu} = \frac{1 + \gamma_5}{2} \nu^{e, \mu}$, а x характеризует отношение адронной и лептонной констант связи.

Из данных эксперимента [1] следует, что

$$g^2 x \approx \frac{10^{-5}}{\sqrt{5}} \left(\frac{m_C}{m_N} \right)^2 \quad (4)$$

причем мы пренебрегли зависимостью пропагатора C -мезона от q^2 при энергиях ЦЕРН'а. Последнее может изменить результат не более, чем в два раза, что легко получить, если воспользоваться таблицей.

Отметим, что векторный характер констант связи гипотетического бозона представляется естественным, если бозон связан со спонтанно нарушенной калибровочной симметрией. Тогда C^0 -бозон мог бы взаимодействовать, например, с некоторой комбинацией лептонного и барионного зарядов $(L + xB)$, и его константа была бы чисто векторной. Более подробное рассмотрение такого рода абелевых калибровочных групп можно найти в работах [2, 3]. Здесь же отметим, что в рамках модели Вайнберга [4] масса нейтрального векторного бозона, как известно, ограничена снизу и обсуждаемая здесь возможность не осуществляется. Обобщения модели Вайнберга [2, 3] свободны от таких ограничений. Феноменологически близкая модель нейтрального векторного бозона, взаимодействующего с током барионного заряда недавно обсуждалась также в работе [5].

Если константа взаимодействия C^0 чисто векторная, то при больших энергиях должны быть равны между собой абсолютные значения сечений реакций (1) и (2). В ЦЕРН'е отношение этих сечений равно $\sim 1,3 \pm 0,3$. Отклонения от партонной модели при церновских энергиях однако могут быть еще значительными и представляет интерес проверка этого предсказания в Батавии.

В общем случае соотношение между векторной и аксиальной константами связи C -бозона с фермионами может быть произвольным и для проверки гипотезы о механизме нейтральных токов нужны опыты при двух разных (и больших) значениях энергии.

Если существует C -бозон, то естественно предположить, что он взаимодействует не только с нейтрино, но и с заряженными лептонами. Тогда C^0 можно наблюдать в опытах по рождению лептонных пар $a + \bar{b} \rightarrow$

$\rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$. Соответствующее сечение равно

$$\sigma(a + b \rightarrow C^0_{\mu^+\mu^-} + X) = \frac{3}{8} \frac{g^2}{a^2} \frac{x^2 \Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma_{tot}} m_C \left. \frac{d\sigma_{em}}{dq} \right|_{q=m_C}, \quad (5)$$

где $d\sigma_{em}/dq$ – дифференциальное сечение электромагнитного рождения пар с массой q ; $\Gamma_{\mu\mu}$ и Γ_{tot} – парциальная и полная ширины C -бозона. Следует ожидать $x^2 \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma_{tot} \approx 1/5$ при $x \geq 1$.

В эксперименте группы Ледермана [6] были получены ограничения на сечение рождения векторного бозона. Сравнение этих результатов с формулой (5) показывает, что существование C -бозона не исключается. В оптимальном случае для обнаружения C^0 необходимо повышение точности в четыре – пять раз.

В настоящее время планируются эксперименты (описание см., например, в обзоре [7]) по рождению мюонных пар в Брукхевене и DESY, чувствительность которых заведомо достаточна для обнаружения бозона в интервале масс 1 – 6 Гэв. Эти опыты были бы критичны для проверки обсуждаемой гипотезы.

C -бозон можно было бы также искать в реакциях



на встречных пучках. Для отношения слабого и электромагнитного вкладов в сечение этих процессов можно получить

$$\left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)_{weak} / \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)_{e.m.} = \frac{3\pi}{16a} \frac{g^2}{4\pi a} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma_{tot}} \frac{2m_C}{\Delta E} \frac{(1+z^2)(1-z)^2}{(3+z^2)^2}, \quad (7)$$

где z – косинус угла рассеяния, ΔE – разрешение по полной начальной энергии. Здесь предполагается, что начальная энергия совпадает с массой C -бозона с точностью ΔE .

Хотя предсказываемый эффект довольно велик ($\sim 35\%$ при $x = 1$, $m_C = 2$ Гэв, $\Delta E = 20$ Мэв), он мог быть пропущен на опыте, так как измерения проводились лишь при некоторых значениях начальной энергии (см., например, обзор [7]).

В чисто лептонных слабых процессах типа $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ переданные импульсы малы и при массе бозона 1 – 4 Гэв можно пренебречь зависимостью пропагатора от q^2 . Величина сечения зависит от значения x (см. формулы (3), (4)) и составляет величину 0,2 + 0,4 от сечения обычного $(V - A)$ -взаимодействия при $x = 1$.

Авторы глубоко благодарны Е.Б.Богомольному, Л.Б.Окуню и Е.П.Шабалину за полезные обсуждения и В.Д.Хованскому, инициировавшему эту работу.

Литература

- [1] F.J.Hasert et al. Phys. Lett., **46B**, 138, 1973.
 - [2] A.D.Dolgov, L.B.Okun, V.I.Zakharov. Phys. Lett., **46B**, 90, 1973.
 - [3] А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. ЯФ, **18**, 876, 1973.
 - [4] S.Weinberg. Phys. Lett., **19**, 1264, 1967; **27**, 1688, 1971.
 - [5] J.J.Sakurai. UCLA/73/TEP/88, 1973.
 - [6] J.H.Christenson, G.S.Hicks, L.M.Lederman, P.J.Limon, B.G.Pope. Phys. Rev., **D8**, 2016, 1973.
 - [7] S.C.C.Ting. DESY 73/44.
-