

ОБРАЗОВАНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ДИАГОНАЛЬНЫМИ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ

Э.А.Чобан, В.М.Шехтер

Производится оценка сечений рождения очарованных адронов за счет нейтрального тока при взаимодействии нейтрино или антинейтрино с нуклонами. Отношение этих сечений к полным сечениям с заряженными токами имеет порядок нескольких процентов. Приводятся оценки вклада нейтральных токов в рождение димюонов и одиночных "неправильных" лептонов.

В последнее время появился ряд указаний на то, что пары очарованных кварков $c\bar{c}$ составляют значительную часть партонного моря, во всяком случае, при достаточно больших передачах импульса. В частности, предположение, что при уже достигнутых значениях Q^2 порядка нескольких $(\Gamma\text{эв}/c)^2$ влады в море очарованных и обычных кварков относятся приблизительно как 1 : 5 (т. е. $\xi \equiv \frac{\int_0^1 x c(x) dx}{\int_0^1 x \bar{u}(x) dx} = \frac{\int_0^1 x \bar{c}(x) dx}{\int_0^1 x \bar{u}(x) dx} \approx 0,2$) [1, 2], неплохо согласуется с экспериментальным ростом при малых x структурной функции глубоко неупругого рассеяния νW_2 в зависимости от Q^2 [3]. В работе Баргера и Филиппса

[4] показано также, что экспериментальные данные Чена и др. [5] по реакции $\mu^- N \rightarrow \mu^- \mu^\pm X$ при энергии начальных мюонов 150 эв могут быть объяснены присутствием значительного числа c -кварков, так что

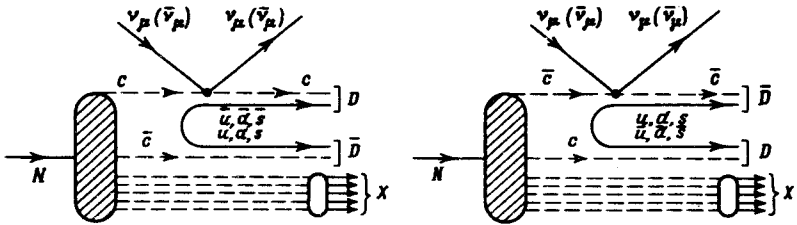
$$\xi B = 0,07, \quad (1)$$

где B – относительная вероятность распада очарованных адронов с испусканием μ -мезона (например, $D^0 \rightarrow K^- + \mu^+ + \nu_\mu + n\pi$). Если принять, как это обычно делается, что B находится в интервале $0,1 \lesssim B \lesssim 0,2$, то отсюда следует $\xi \sim 0,35 \div 0,7$, что превосходит даже величину, обсуждаемую в работах [1, 2].

Присутствие большого моря c -кварков, с одной стороны, представляется удивительным, а с другой, – должно приводить к образованию сравнительно большого числа очарованных адронов в процессах слабого взаимодействия с диагональными нейтральными токами. В настоящей работе производится оценка сечений реакций

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\rightarrow \nu_\mu + D + \bar{D} + X, \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + D + \bar{D} + X, \end{aligned} \quad (2)$$

где D обозначает любой очарованный адрон (не обязательно D -мезон, но скажем, барион Λ_c^+ и т. д.), а X – произвольное состояние "обычных" частиц.



Кварк-партонные диаграммы процессов (2)

Будем описывать нейтральный адронный ток в рамках модели Вайнберга – Салама [6, 7]. Тогда реализация этого тока в модели с четырьмя кварками [8] имеет вид

$$\begin{aligned} J_a^{(0)} = i \{ &\bar{u} \gamma_a (g_V + g_A \gamma_5) u + \bar{c} \gamma_a (g_V + g_A \gamma_5) c + \bar{d} \gamma_a (g'_V + g'_A \gamma_5) d + \\ &+ \bar{s} \gamma_a (g'_V + g'_A \gamma_5) s \}, \end{aligned} \quad (3)$$

где u, d, s и c – обычные и очарованные кварки, а g_V, g_A, g'_V, g'_A выражаются через угол Вайнберга θ_W :

$$g_V = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W, \quad g_A = \frac{1}{2}, \quad g'_V = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W,$$

$$g_A' = -\frac{1}{2}. \quad (4)$$

Из формулы (3) следует, что образование очарованных адронов нейтральным током может происходить в кварк-партонном механизме за счет двух диаграмм, изображенных на рисунке. В этих диаграммах нейтрино взаимодействует с c - или \bar{c} -кварком из моря. Мы полагаем здесь, что образование пар очарованных адронов "на сопровождение" в состоянии X сравнительно мало; в противном случае следовало бы ожидать слишком большого числа прямых мюонов в адрон-адронных столкновениях [9].

Введем переменные $x = -q^2/2M\nu$, $y = 1 - (E'/E)$, характеризующие угол рассеяния и энергию конечного нейтрино $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ в процессах (2), где E и E' — энергии начального и конечного $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ и $\nu = E - E'$, M — масса нуклона, q^2 — квадрат переданного импульса от начального к конечному $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Тогда, учитывая вклад диаграмм (рисунок) легко получить из кварк-партонной модели дифференциальное сечение процессов (2) в виде

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)D\bar{D}X)}{dxdy} = \frac{G^2ME}{2\pi} xc(x) \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2\theta_W + \frac{32}{9} \sin^4\theta_W\right) \times [1 + (1-y)^2], \quad (5)$$

где $c(x)$ — кварк-партонное распределение очарованных кварков в нуклоне (предполагается $c(x) = \bar{c}(x)$). Интегрируя (5) по x и y , получим полное сечение процессов (2):

$$\sigma(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)D\bar{D}X) = \frac{2G^2ME}{3\pi} \int_0^1 xc(x) dx \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2\theta_W + \frac{32}{9} \sin^4\theta_W\right). \quad (6)$$

При значении $\sin^2\theta_W \approx 1/3$ [10] выражение в скобках близко к $1/2$.

В этом случае векторная константа слабого взаимодействия c -кварка с нейтральным током очень мала, так что вклад в сечение процесса дает только аксиальная часть тока. Отношения сечения (6) к сечениям взаимодействия нейтрино и антинейтрино за счет заряженного тока (для мишени с одинаковым числом протонов и нейтронов) равны

$$R_\nu^c = \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu D\bar{D}X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^+ X)} = \frac{2}{3} \frac{\int_0^1 xc(x) dx \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2\theta_W + \frac{32}{9} \sin^4\theta_W\right)}{\int_0^1 x \{u(x) + d(x) + 2s(x) + \frac{1}{3} [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{c}(x)]\} dx}$$

$$R_{\nu}^{\xi} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_{\mu} N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} D \bar{D} X)}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu} N \rightarrow \mu^{+} X)} = \frac{2 \int_0^1 x c(x) dx \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{32}{9} \sin^4 \theta_W \right)}{3 \int_0^1 x \left[\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x) + \frac{1}{3} [u(x) + d(x) + 2c(x)] \right] dx} \quad (7)$$

Эксперименты по заряженным токам дают для интегралов в знаменателях соответственно значения 0,47 и 0,18. Если положить $\sin^2 \theta_W \approx 1/3$ и принять оценку (1), считая, согласно формуле (17) из работы [11],

что $\int x \bar{u}(x) dx \approx 0,02$, то в результате

$$R_{\nu}^c = 1,4 \cdot 10^{-2} \xi; \quad R_{\bar{\nu}}^c = 3,7 \cdot 10^{-2} \xi. \quad (8)$$

Эти числа надо сравнивать с интегральными отношениями сечений слабого взаимодействия с нейтральными и заряженными токами $R_{\nu} = 0,25$, $R_{\bar{\nu}} = 0,39$ [12]. Видно, что пары очарованных адронов должны рождаться приблизительно в 5,6% или 9,5% от всех событий с нейтральными токами на пучках ν_{μ} или $\bar{\nu}_{\mu}$ (напомним, что согласно [5], $\xi \gtrsim 1/3$).

Наблюдение очарованных адронов возможно либо по их нелептонным распадам с присутствием странных частиц, либо по распадам с испусканием лептонов. Принимая оценку (1), мы находим, что независимо от значений ξ или B по-отдельности число событий с испусканием одиночного "неправильного" лептона ($\nu_{\mu} \rightarrow \mu^{+}$, e^{+} или e^{-} , $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \mu^{-}$, e^{-} или e^{+}) по отношению к нормальным переходам $\nu_{\mu} \rightarrow \mu^{-}$ и $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \mu^{+}$ должно составлять величины порядка 10^{-3} (для ν_{μ}) и порядка $3 \cdot 10^{-3}$ (для $\bar{\nu}_{\mu}$). Что касается димюонных событий ($\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow \mu^{-} \mu^{+}$), то полагая их долю в переходах с заряженными токами равной 10^{-2} [13], мы находим отношения димюонов в нейтральных (НТ) и заряженных (ЗТ) токах равными

$$\frac{\sigma(\mu^{-} \mu^{+})_{\text{НТ}}}{\sigma(\mu^{-} \mu^{+})_{\text{ЗТ}}} = \begin{cases} 0,10 B (\nu_{\mu}), \\ 0,26 B (\bar{\nu}_{\mu}), \end{cases} \quad (9)$$

где, как отмечалось, $B \approx 0,1 \div 0,2$. Хотя полученные отношения невелики, они по-видимому, поддаются экспериментальной проверке, поскольку в случае нейтральных токов оба мюона образуются от распадов очарованных частиц и потому имеют сравнительно небольшую энергию, т. е. могут вылетать под довольно большими углами. Согласно [14], в эту область попадает не более 10% димюонных событий с заряженными токами.

В заключение заметим, что вопрос о вкладе диагональных нейтральных токов в образование димюонов затрагивался ранее в работе Язуе [15]. Его оценки, по существу, сводятся к предположению, что $R_{\nu}^c = R_{\nu}$ и $R_{\bar{\nu}}^c = R_{\bar{\nu}}$, которое никак не обосновано и расходится с нашими результатами.

Авторы признательны М.И.Стрикману и Л.Л.Франкфурту за обсуждение вопроса о величине моря c -кварков.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию
15 мая 1977 г.

Литература

- [1] D.Sivers. Nucl. Phys., B106, 95, 1976.
- [2] F.E.Close. Proceedings of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, v. II, p. B67.
- [3] H.L.Anderson et al. Proceedings of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, v. II, p. B53; Phys. Rev. Lett., 37, 4, 1976.
- [4] V.Barger, R.J.N.Phillips. Phys. Lett., B65, 167, 1976.
- [5] K.W.Chen. Proceedings of the Conf. on the Production of particles with new quantum number, Madison, 1976.
- [6] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; Phys. Rev., D5, 1412, 1972.
- [7] A.Salam. Elementary Particle Theory Relativistic Groups and Analyticity, Ed. by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367.
- [8] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.
- [9] S.S.Gershtein. Proceedings of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, v.II, p. B125.
- [10] В.М. Шехтер. УФН, 119, 593, 1976.
- [11] V.Barger, R.J.N.Phillips, T.Weiler. Nucl. Phys., B102, 439, 1976.
- [12] J.Smith. Proceedings of the XVIII Intern. Conf on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, v.II, p. B184.
- [13] A.Benvenuti et al. Phys. Rev. Lett., 34, 419, 1975; 1199, 1203, 1249, 1975.
- [14] B.C.Barish et al. Phys. Rev. Lett., 38, 314, 1977.
- [15] M.Yasie. Phys. Lett., B64, 67, 1976.