Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 10, стр. 572 – 576   *20 ноября 1976 г.*

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ С УЧЕТОМ РОСТА МОРЯ КВАРКОВ-АНТИКВАРКОВ

С.С.Герштейн, Ю.Г.Строганов, В.Н.Фоломешкин

Показано, что учет вклада моря кварков-антикварков выше порога рождения шармовых частиц существенно сказывается в нейтринных процессах с нейтральными токами.

Эксперименты при высокой энергии указывают на нарушение скейлинга в реакциях рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах [1–4], а также в μp-рассеянии [5]. В предыдущих работах [6] было указано, что если это нарушение интерпретировать как следствие возрастания роли морских кварков, то схема ГИМ [7] естественным образом объясняет наблюдаемое нарушение зарядовой симметрии [1, 2] и все характеристики дилептонных событий [8 – 10]. В настоящей статье мы покажем, что это же возрастание моря существенно сказывается в нейтринных процессах с нейтральными токами.

Лагранжиан взаимодействия нейтрино для процессов с нейтральными токами в схеме ГИМ имеет вид

$$L = \frac{G}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu]\{\alpha[\bar{\psi}_u O_\alpha^+\psi_u + \bar{\psi}_c O_\alpha^+\psi_c] + \beta[\bar{\psi}_d O_\alpha^+\psi_d + \bar{\psi}_s O_\alpha^+\psi_s] +$$

$$+\gamma[\bar{\psi}_u O_\alpha^-\psi_u + \bar{\psi}_c O_\alpha^-\psi_c] + \delta[\bar{\psi}_d O_\alpha^-\psi_d + \bar{\psi}_s O_\alpha^-\psi_s]\}; \qquad O_\alpha^\pm = \gamma_\alpha(1\pm\gamma_5).$$

В модели Вайнберга – Салама $\alpha = \frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$, $\beta = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W$, $\gamma = -\frac{2}{3}\sin^2\theta_W$, $\delta = \frac{1}{3}\sin^2\theta_W$. Для изоскалярной мишени, в пренебрежении морем очарованных кварков и при стандартных предположениях о свойствах морских и валентных кварков ($u = u_V + u_S$, $d = d_V + d_S$, $u_S = \bar{u}_S$,

$d_S = \bar{d}_S$, $S = S_s = \bar{S}_s$) мы имеем следующие выражения для сечений рассеяния:

$$\frac{d^2\sigma(\nu N \to \nu X)}{dx\,dy} = \sigma_0 x\{[\alpha^2 + \beta^2 + (\gamma^2 + \delta^2)(1-y)^2](u+d)_V +$$

$$+ (2 - 2y + y^2)[(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2)(u+d)_S + 2(\beta^2 + \delta^2)s]\};$$

$$\frac{d^2\sigma(\tilde{\nu} N \to \nu X)}{dx\,dy} = \sigma_0 x\{[\gamma^2 + \delta^2 + (\alpha^2 + \beta^2)(1-y)^2](u+d)_V +$$

$$+ (2-2y+y^2)[(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2)(u+d)_S + 2(\beta^2 + \delta^2)s]\}.$$

Здесь x, y – обычные скейлинговые переменные; u, d, s, c – функции распределения кварков в протоне, $\sigma_0 = G^2ME/\pi$.

При тех же предположениях для процессов с заряженными токами при энергии выше порога рождения шармовых частиц сечения имеют вид:

$$\frac{d^2\sigma(\nu N \to \mu X)}{dx\,dy} = \sigma_0 x[(u+d)\cos^2\theta + 2s\sin^2\theta + (\bar{u}+\bar{d})(1-y^2) + \underline{(u+d)\sin^2\theta + 2s\cos^2\theta}];$$

$$\frac{d^2\sigma(\tilde{\nu} N \to \tilde{\mu} X)}{dx\,dy} = \sigma_0 x[(u+d)(1-y)^2 + (\bar{u}+\bar{d})\cos^2\theta + 2\bar{s}\sin^2\theta + \underline{(\bar{u}+\bar{d})\sin^2\theta + 2\bar{s}\cos^2\theta}].$$

Подчеркнуты члены, отвечающие рождению шармовых частиц, θ – угол Кабиббо. Полные сечения реакций имеют вид

$$\sigma(\nu \to \nu) = \sigma_0 < u+d>_V [\alpha^2 + \beta^2 + \frac{1}{3}(\gamma^2 + \delta^2) + \frac{4}{3}(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2)\epsilon + \frac{4}{3}(\beta^2 + \delta^2)\lambda\epsilon]$$

$$\sigma(\tilde{\nu} \to \tilde{\nu}) = \sigma_0 < u+d>_V [\gamma^2 + \delta^2 + \frac{1}{3}(\alpha^2 + \beta^2) + \frac{4}{3}(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2)\epsilon + \frac{4}{3}(\beta^2 + \delta^2)\lambda\epsilon];$$

$$\sigma(\nu \to \mu) = \sigma_0 < u+d>_V [(1+\epsilon)\cos^2\theta + \lambda\epsilon\sin^2\theta + \frac{\epsilon}{3} + \underline{(1+\epsilon)\sin^2\theta + \lambda\epsilon\cos^2\theta}];$$

$$\sigma(\tilde{\nu} \to \tilde{\mu}) = \sigma_0 < u+d>_V \left[\frac{1}{3}(1+\epsilon) + \epsilon\cos^2\theta + \lambda\epsilon\sin^2\theta + \underline{\epsilon\sin^2\theta + \lambda\epsilon\cos^2\theta}\right];$$

$$\epsilon = < u+d>_S / < u+d>_V, \quad \lambda = 2<s>/<u+d>_S, \quad <u> = \int xu\,dx.$$

В обычной кварк-партонной модели функции распределения u, d, s, c предполагаются зависящими только от переменной x. Нарушение скейлинга означает, что эти функции могут зависеть также от q^2. Мы предполагаем, что зависимость от q^2 слабая (например, в калибровочных теориях с асимптотической свободой эта зависимость логарифмическая). Поэтому при интегрировании выражения для $d^2\sigma/dxdy$ можно считать, что функции распределения берутся при некотором эффективном q^2, зависящем от энергии.

В отсутствие моря кварков и ниже порога рождения шармовых частиц $R_\nu = R_\nu^\circ = [\alpha^2 + \beta^2 + {}^1\!/_3(\gamma^2 + \delta^2)]/\cos^2\theta$, $R_{\tilde{\nu}} = R_{\tilde{\nu}}^\circ = 3(\gamma^2 + \delta^2) + \alpha^2 + \beta^2$. В модели Вайнберга – Салама при $\sin^2\theta_W = 3/8$

$$R_\nu^\circ = 11/(48\cos^2\theta) \approx 0{,}24; \quad R_{\tilde{\nu}}^\circ = 7/16 \approx 0{,}44$$

В области выше порога рождения шармовых частиц и при $\epsilon(E) \neq 0$

$$R_\nu = [\alpha^2 + \beta^2 + \frac{1}{3}(\gamma^2 + \delta^2) + \frac{4}{3}(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2)\epsilon + \frac{4}{3}(\beta^2 + \delta^2)\lambda\epsilon]/(1 + \frac{4}{3}\epsilon + \lambda\epsilon);$$

$$R_{\tilde{\nu}} = [\gamma^2 + \delta^2 + \frac{1}{3}(\alpha^2 + \beta^2) + \frac{4}{3}(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2)\epsilon + \frac{4}{3}(\beta^2 + \delta^2)\lambda\epsilon]/\left(\frac{1}{3} + \frac{4}{3}\epsilon + \lambda\epsilon\right);$$

При значении $\sin^2\theta_W = 3/8$

$$R_\nu = \frac{1}{16}(11 + 18\epsilon + 10\lambda\epsilon)/[3 + \epsilon(4 + 3\lambda)];$$

$$R_{\tilde{\nu}} = \frac{1}{16}(7 + 18\epsilon + 10\lambda\epsilon)/[3 + \epsilon(4 + 3\lambda)].$$

При значениях параметров $\lambda = 0{,}6$ и $\epsilon = 0{,}25$ [6] получаем

$$R_\nu = 0{,}24; \quad R_{\tilde{\nu}} \approx 0{,}32.$$

В пределе $\epsilon \to \infty$

$$R_\nu = R_\nu = R^\infty = \frac{1}{4} + \frac{1}{8}(1 - \lambda)/(4 + 3\lambda).$$

При $\lambda = 0{,}6$ величина R^∞ равна $R^\infty \approx 0{,}26$.

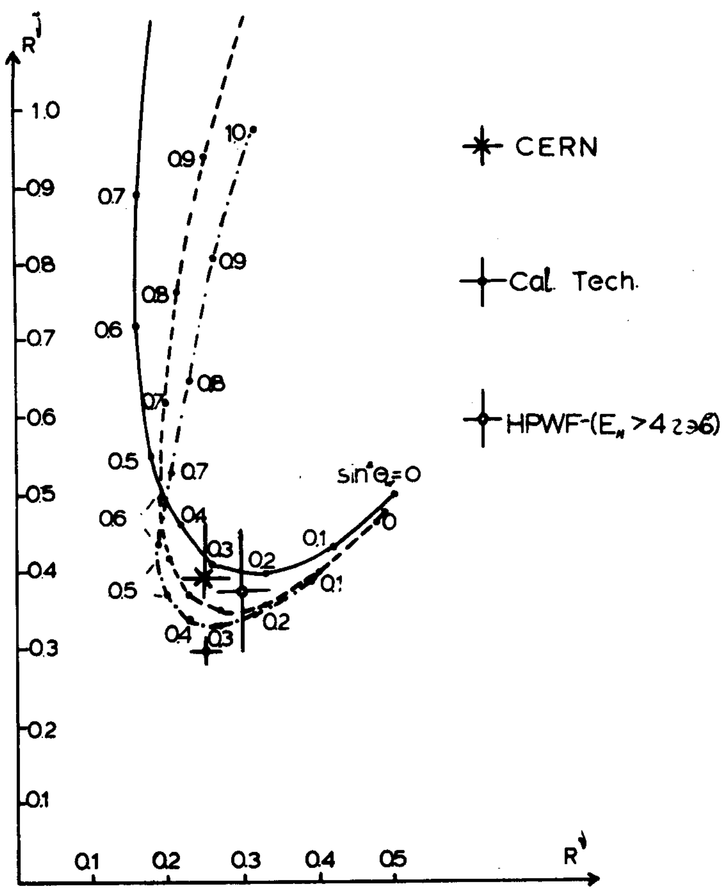
Таким образом, возрастание параметра ϵ с энергией, полученное из процессов с заряженными токами [1 – 4], приводит к существенному изменению величины $R_{\tilde{\nu}}$ с ростом энергии (величина R_ν при этом практически не меняется).

Отношение сечений для нейтральных токов в модели Вайнберга – Салама равно (при $\sin^2\theta_W = 3/8$)

$$\sigma^{\tilde{\nu}\to\tilde{\nu}}/\sigma^{\nu\to\nu} = [7 + 2\epsilon(9 + 5\lambda)]/[11 + 2\epsilon(9 + 5\lambda)].$$

С ростом энергии это отношение может меняться от $7/11 \approx 0{,}64$ до единицы.

Отметим также следующее обстоятельство. При экспериментальном разделении процессов с заряженными и нейтральными токами обычно делается кинематическое обрезание по энергии адронов. Истинные значения R_ν и $R_{\tilde{\nu}}$ затем восстанавливаются с использованием определенного модельно зависящего выражения для $d^2\sigma/dx\,dy$. Ясно, что при высокой энергии такую коррекцию следует проводить с учетом возрастания доли морских кварков (см. формулы для $d^2\sigma/dx\,dy$).



На рисунке приводятся результаты сравнения экспериментальных данных с моделью Вайнберга – Салама. Видно, что учет моря кварков-антикварков улучшает согласие.

Авторы благодарят Л.Б.Окуня за стимулирующее замечание.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
16 августа 1976 г.

Литература

[1] HPWF Collaboration. Paper at Intern. Conf. on Neutrino Physics, Aachen, 1976.

[2] CITF Collaboration. Ibid.

[3] J.P.Berge et al. Phys. Rev. Lett., 36, 639, 1976.

[4] FNAL-IHEP-ITEP-Michigan Collaboration. Paper 546. Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.

[5] H.L.Anderson et al. Paper 317, Tbilisi Conference, 1976.

[6] S.S.Gershtein, V.N.Folomeshkin. Preprints IHEP 76-100 and 76-105, Serpukhov, 1976.

[7] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.

[8] HPWF Collaboration. Phys. Rev. Lett., 34, 419; 35, 1199; 35, 1203; 35, 1249, 1975.

[9] CITF Collaboration. Phys. Rev. Lett., 36, 939, 1976.

[10] Berkeley, CERN, Hawaii, Wiskonsin Collaboration. Paper 304, Tbilisi Conference, 1976.