Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 11, стр. 594 – 597 *5 декабря 1975 г.*

РОЖДЕНИЕ МЯГКИХ ПИОНОВ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ В НЕЙТРИННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Б. Л. Иоффе, А. В. Смилга

Получены соотношения для дифференциальных сечений глубоконеупругих процессов $\nu + N \to \nu + \pi$ (мягкий) + адроны, $\nu + N \to \nu + 2\pi$ (мягкие) + адроны. Измерение этих сечений дает возможность получить сведения о пространственной и изотопической структуре нейтральных токов в νN-взаимодействии.

На сегодняшний день ни пространственная, ни изотопическая структура нейтральных токов в $\nu N(\bar{\nu}N)$-рассеянии не ясны. Одним из возможных способов выяснения ее (помимо исследования определенных эксклюзивных каналов) является изучение процессов рождения мягких пионов в глубоко-неупругом $\nu(\bar{\nu})N$-рассеянии. Исследование таких процессов представляет, очевидно, и самостоятельный интерес.

В настоящей работе на основе гипотезы частичного сохранения аксиального тока (PCAC) вычисляются сечения глубоконеупругого рассеяния (анти) нейтрино на нуклонах с вылетом одного или двух мягких пионов за счет взаимодействия нейтральных токов, т. е. процессов $\nu(\bar{\nu})N \to \nu(\bar{\nu}) + n\pi$ (мягкий) + адроны, $n = 1, 2$. Основные предположения и метод рассмотрения аналогичны использованным в работе [1], где изучалось образование мягких пионов в процессах глубоконеупругого электророждения и рассеяния нейтрино за счет заряженных токов.

Предположим, что слабый нейтральный ток $J_{w\mu}$ есть суперпозиция вектора и аксиала $J_{w\mu} = a_3 V^3_\mu - \beta_3 A^3_\mu + a_0 V^0_\mu - \beta_0 A^0_\mu$, где индексы 0 и 3 отвечают вкладу изоскаляра и изовектора. (Нормировка такова, что $\int V^3_0(x)\, d^3x = T^3$, T – вектор изоспина). В модели Вайнберга [2]

$a_3 = 1$, $\beta_3 = \cos 2\theta_W$, где θ_W – угол Вайнберга, а a_0 и β_0 принимают те или иные значения в зависимости от того, считаем ли кварки цело- или дробнозаряженными.

Рассмотрим процесс $\nu + N \to \nu + \pi$ (мягкий) + адроны. Использование гипотезы PCAC дает

$$< \text{адр.}, \pi^+ | J_{w\mu} | N > = \frac{1}{f_\pi} [i k_\nu \int d^4 x e^{ikx} < \text{адр.} | T \{ A^+_\nu(x), J_{w\mu}(0) \} | N > +$$

$$+ < \text{адр.} | [Q^+_5(0), J_{w\mu}(0)] | N >] ,$$

где $f_\pi = 0{,}93\mu_\pi = \sqrt{2} g_A m_N / g_r$, $\quad Q^i_5(x^0) = \int A^i_0(x) d^3x$.

При импульсе пиона $k \to 0$ в первое слагаемое вносят вклад только полюсные графики с аксиальным током, вставленным в начальную либо конечную барионную линию. Как показано в [1] при $\mathbf{k}^2/k_0^2 << 1$ в лаб. системе вклад этих полюсных членов в сечение мал. (При этом предполагается, что отношение $\mathbf{p}^2/m^2$ для конечного бариона в глубоконеупругом eN- или νN-рассеянии мало: $\mathbf{p}^2/m^2 \sim 0{,}1 - 0{,}2$, подобно тому, как это имеет место, например, в πN-рассеянии, где $\mathbf{p}^2/m^2 \approx 1/8$ [3]). Вычисляя коммутатор, находим

$$< \text{адр.}, \pi^+(\text{мягкий}) | J_{w\mu} | N > = \frac{1}{f_\pi} < \text{адр.} | a_3 A^+_\mu(0) - \beta_3 V^+_\mu(0) | N > . \quad (2)$$

Как известно, из измеренного на опыте отношения полных сечений процессов $\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+$ + адроны и $\nu_\mu N \to \mu^-$ + адроны $\sigma_{\bar{\nu}N}/\sigma_{\nu N} \approx 1/3$ [4] и кинематических ограничений на структурные функции этих процессов $F_{1,2,3}(x)$ вытекает, что

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = -xF_3(x) , \quad (3)$$

где $x = -q^2/2\nu$ – скейлинговая переменная. Равенство (3) означает, что интерференция V и A максимальна, и вклады V и A в $F_{1,2}$ равны. Такой же вывод может быть получен в партонно-кварковой модели при учете только вклада валентных кварков. Используя это обстоятельство, легко выразить вклад (2) в инклюзивное сечение через структурные функции $F_{1,2,3}(x)$ и получить

$$\frac{d\sigma(\nu(\bar{\nu})N \to \nu(\bar{\nu})\pi^+ + \text{адр.})}{dq^2 d\nu dE_+} = \frac{|\mathbf{k}_+|}{(2\pi)^2 f_\pi^2} \frac{d\sigma(\bar{\nu}N \to \mu^+ + \text{адр.})}{dq^2 d\nu} \left[\gamma_\pm \left(\frac{E}{E'} \right)^2 + \gamma_\mp \right] , \quad (4a)$$

где $\gamma_\pm = (a_3 \pm \beta_3)^2/4$, k_+ – импульс π^+-мезона, E и E' – энергии начального и конечного нейтрино, $\nu = (E - E')m$, $q^2 = -4EE' \sin^2 \theta/2$, верхний знак в (4a) относится к нейтрино, нижний – к антинейтрино.

В модели Вайнберга $\gamma_- = \sin^4\theta_W$, $\gamma_+ = \cos^4\theta_W$. Аналогично получаются формулы

$$\frac{d\sigma(\nu(\bar\nu)N \to \nu(\bar\nu)\pi^- + \text{адр.})}{dq^2\,d\nu\,dE_-} = \frac{|\mathbf{k}_-|}{(2\pi)^3 f_\pi^2}\,\frac{d\sigma(\nu N \to \mu^- + \text{адр.})}{dq^2 d\nu}\left[\gamma_\mp\left(\frac{E'}{E}\right)^2 + \gamma_\pm\right]. \tag{4б}$$

Дифференциальное сечение реакции с вылетом мягкого π^0-мезона в нашем приближении обращается в нуль. Измеряя его, можно, в принципе, судить о характере полюсных членов в (1).

Рассмотрим теперь реакции с вылетом двух π-мезонов. При вычислении матричного элемента таких процессов удобно, следуя методу Вайнберга [5], рассмотреть матричный элемент для испускания двух аксиальных токов

$$M^{ij}_{\mu\nu}(k_1,k_2) = \int e^{i(k_1x+k_2y)}\,d^4x d^4y < \text{адр.}|\,T\{A^i_\mu(x),\,A^j_\nu(y),\,J_w(0)\}|\,N> \tag{5}$$

предполагая, что $\partial_\mu A^i_\mu = 0$, и масса пиона равна нулю. Используя алгебру токов, получаем[1]

$$k_{1\mu}k_{2\nu}M^{ij}_{\mu\nu}(k_1,k_2) = -\frac{1}{2} < \text{адр.}|\,[Q^i_5,[Q^j_5,J_w]] + [Q^j_5,[Q^i_5,J_w]]\,|N> +$$

$$+\frac{1}{2}\,\epsilon_{ije}(k_2-k_1)_\mu \int e^{i(k_1+k_2)x} d^4x < \text{адр.}|T\{V^l_\mu(x),\;J_w(0)\}\,|\,N>. \tag{6}$$

Во второй член в правой части (6) при k_1, $k_2 \to 0$ дадут вклад только такие диаграммы, в которых векторный ток вставлен во внешние линии, т.е.

$$-i\int e^{i(k_1+k_2)x}\,d^4x < \text{адр,}\Big|\;T\{\,V^l_\mu(x),\;J_w(0)\,\}\Big|N> = \sum_n \frac{c_n p_{n\mu}}{p_n(k_1+k_2)}. \tag{7}$$

Как следует из (8)

$$\sum_n c_n = < \text{адр.}|\,[Q^l, J_w]\,|\,N>, \qquad Q^l = \int V^l_0(x)d^3x. \tag{8}$$

Будем теперь считать, что $k_{1\mu}$ и $k_{2\mu}$ стремится к нулю так, что импульс каждого из пионов мал, $|\mathbf{k}_1|/k_{10} << 1$, $|\mathbf{k}_2|/k_{20} << 1$. Тогда левая часть (6) выразится через интересующий нас матричный элемент испускания двух мягких пионов в процессе $\nu N \to \nu + 2\pi$ + адроны (полюсными членами, соответствующими испусканию одного пиона начальным и конечным барионами пренебрегаем по тем же причинам, что и ранее). Учитывая (7), (8), после простых преобразований находим

$$M^{ij}_{\pi\pi} = \frac{1}{f_\pi^2} < \text{адр.}\left|[Q^i_5,[Q^j_5,J_w]]\frac{k_{10}}{k_{10}+k_{20}} + [Q^i_5,[Q^j_5,J_w]]\frac{k_{20}}{k_{10}+k_{20}}\right|N>. \tag{9}$$

---

[1] Аналогичное рассмотрение проведено Вайнбергом в случае k_{e_4} распада [6].

Для реального процесса $k_{10} = k_{20} = \mu_\pi$, и, следовательно,

$$M_{\pi\pi}^{ij} = \frac{1}{2f_\pi^2} < \text{адр.} \left| [Q_5^i, [Q_5^j, J_w]] + [Q_5^j, [Q_5^i, J_w]] \right| N > . \tag{10}$$

Из (10) вытекают следующие выражения для дифференциальных сечений процессов $\nu(\bar\nu)N \to \nu(\bar\nu) + 2\pi$ (мягкие) + адроны[1)]

$$\frac{d\sigma_{\nu(\bar\nu)}^{\pi^+\pi^0}}{dq^2 d\nu dE_+ dE_0} = \frac{d\sigma_{\text{зар}}^{\bar\nu}}{dq^2 d\nu} \frac{1}{2} \left\{ \gamma_\mp + \left(\frac{E}{E'}\right)^2 \gamma_\pm \right\} \frac{k_+ k_0}{(2\pi)^4 f_\pi^4} , \tag{11а}$$

$$\frac{d\sigma_{\nu(\bar\nu)}^{\pi^-\pi^0}}{dq^2 d\nu dE_- dE_0} = \frac{d\sigma_{\text{зар}}^{\nu}}{dq^2 d\nu} \frac{1}{2} \left\{ \gamma_\pm + \left(\frac{E'}{E}\right) \gamma_\mp \right\} \frac{k_- k_0}{(2\pi)^4 f_\pi^4} , \tag{11б}$$

$$\frac{d\sigma_{\nu(\bar\nu)}^{\pi^+\pi^-}}{dq^2 d\nu dE_- dE_+} = 4 \frac{d\sigma_{\text{нейтр.},\ T=1}^{\nu(\bar\nu)}}{dq^2 d\nu} \frac{k_+ k_-}{(2\pi)^4 f_\pi^4} , \tag{11в}$$

где $\sigma_{\text{нейтр.},T=1}^{\nu(\bar\nu)}$ – сечение рассеяния нейтрино (антинейтрино) на нуклоне за счет нейтрального изовекторного тока.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
17 октября 1975 г.

Литература

[1] B.L.Ioffe. Phys. Lett., 37B, 101, 1971.

[2] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967.

[3] F.C.Winkelmann et al. Phys. Rev. Lett., 32, 121, 1974.

[4] D.C.Cundy. XVII Intern. Conf. on High Energy Phys., London, 1974. Rutherford Lab. Pub, p. IV-131, 1974.

[5] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 16, 879, 1966.

[7] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 17, 336, 1966.

[1)] Воспользуемся случаем исправить ошибку, допущенную одним из авторов в работе [1]: приведенное там выражение для сечения электророждения мягких $\pi^\pm \pi^0$-мезонов должно быть уменьшено в восемь раз.