Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 4, стр. 236 – 239 20 февраля 1974 г.

ОБ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ И КИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ НЕЙТРАЛЬНОГО ТОКА

В.Б.Копелиович, Л.Л.Франкфурт

Получены соотношения между сечениями рассеяния ν, $\bar{\nu}$ на ядрах, позволяющие выяснить изотопическую и киральную структуру нейтрального тока. Показано, что сечение упругого взаимодействия ν низких энергий усилено благодаря эффекту когерентности, а процессы с участием заряженного тока подавлены в силу принципа Паули.

При теоретическом анализе полных сечений воспользуемся моделью партонов-кварков [1]. Вкладом антипартонов пренебрежем, поскольку $\sigma(\bar{\nu}A \to \bar{\mu} + ..)/\sigma(\nu A \to \mu + ..) = 0{,}38 \pm 0{,}02$ [2], что близко к $\frac{1}{3}\frac{A+Z}{2A-Z} \approx \frac{1}{3}$, ожидаемой при отбрасывании вклада от антипартонов [1]. (Здесь Z, $A-Z$ – число протонов (нейтронов) в ядре). Гамильтониан слабого взаимодействия ν с кварками равен: $H = \frac{G'}{\sqrt{2}}\bar{u}_\nu \gamma_\mu (1+\gamma_5) u_\nu j^h_\mu$. Нейтральный ток, сохраняющий странность, в наиболее общем виде может быть записан как:

$$j^h_\mu = \bar{q}_p \gamma_\mu (\kappa_p + \gamma_5) q_p + a\bar{q}_n \gamma_\mu (\kappa_n + \gamma_5) q_n + \beta \bar{q}_\lambda \gamma_\mu (\kappa_\lambda + \gamma_5) =$$
$$= \bar{q}\left\{\zeta\lambda_3(\kappa_3 + \gamma_5) + \eta\frac{\lambda_8}{\sqrt{3}}(\kappa_8 + \gamma_5) + \frac{\gamma}{3}\lambda_0(\kappa_0 + \gamma_5)\right\} q . \tag{1}$$

Здесь $\lambda_3/2$, $\lambda_8/\sqrt{3}$, $\lambda_0/3$ матрицы изоспина, гиперзаряда и барионного числа для кварков.

Если нейтральный ток $V - A$ т. е. $\kappa_p = \kappa_n = 1$ – тогда для рассеяния на ядре с произвольным числом протонов и нейтронов имеем:

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}A \to \bar{\nu} + ..)}{\sigma(\nu A \to \nu + ..)} = \frac{1}{3} . \tag{2}$$

В теории универсального слабого взаимодействия Фейнмана – Гелл-Манна, в которой в низшем приближении по слабому взаимодействию содержатся только заряженные токи вида $V - A$, нейтральные токи возникают за счет высших приближений по слабому взаимодействию. В этом случае заметные нейтральные токи также типа $V - A$ [3]. Поэтому несогласие с опытом (2) означало бы, что наблюдаемые нейтральные токи имеют другую природу. Предварительные экспериментальные данные по

рассеянию ν, $\bar{\nu}$ на ядрах [2, 4] указывают на нарушение соотношения (2):

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}A \to \bar{\nu} + ..)}{\sigma(\nu A \to \nu + ..)} = 0{,}8 \pm 0{,}3\ ; \qquad (3)$$

Обозначим через R^A_ν, $R^A_{\bar{\nu}}$ отношение полных сечений рассеяния ν, $\bar{\nu}$ за счет нейтрального и заряженного токов. Используя (1), выразим R^A_ν, $R^A_{\bar{\nu}}$ через G', a, κ_p, κ_n:

$$R^A_\nu = \left(\frac{G'}{G}\right)^2 \frac{\{Z[2(1+\kappa_p^2\ \kappa_p) + a^2(1+\kappa_n^2+\kappa_n)] + (A-Z)[(1+\kappa_p^2+\kappa_p) + 2a^2(1+\kappa_n^2+\kappa_n)]}{3(2A-Z)\cos^2\theta}, \qquad (4)$$

$$R^A_{\bar{\nu}} = \left(\frac{G'}{G}\right)^2 \frac{\{Z[2(1+\kappa_p^2-\kappa_p) + a^2(1+\kappa_n^2-\kappa_n)] + (A-Z)[1+\kappa_p^2-\kappa_p) + 2a^2(1+\kappa_n^2-\kappa_n)}{(A+Z)\cos^2\theta} \qquad (5)$$

При выводе (4, 5) кварки предполагались безмассовыми и использованы соотношения (6) [5]:

$$\frac{\sigma(\nu \mathbf{p} \to e^- + ..)}{\sigma(\nu n \to e^- + ..)} = \frac{1}{2}, \qquad \frac{\sigma(\bar{\nu}\mathbf{p} \to e^+ + ..)}{\sigma(\bar{\nu} n \to e^+ + ..)} = 2\ . \qquad (6)$$

В модели Вейнберга [6], в которой фундаментальными спинорами являются e, ν_e, μ, ν_μ для лептонов и кварки q_p, q_n для адронов: $G' = \pm G\cos\theta/2$, $\kappa_p = 1 - {}^8/_3\sin^2\phi$, $\kappa_n = 1 - {}^4/_3\sin^2\phi$, $a = -1$, ϕ – угол смешивания Вейнберга [6], а θ – угол Кабиббо.

Интересно, что при $\sin^2\phi = 0{,}375$, $R^A_\nu = 0{,}22$, а $R^A_{\bar{\nu}} = 0{,}42$ для фреона, что согласуется с $R^A_\nu = 0{,}22 \pm 0{,}03$ и $R^A_{\bar{\nu}} = 0{,}45 \pm 0{,}09$ [4].

Перейдем к взаимодействию нейтрино небольших энергий ($E_\nu << M_N$) с ядрами, где в случае нейтрального тока возможно когерентное рассеяние при $q^2 \lesssim 1/R^2$. (Здесь q – переданный импульс, а R – радиус ядра).

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\nu A \to \nu \ldots} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\bar{\nu} A \to \bar{\nu} \ldots} = \frac{C'^2 E_\nu^2}{4\pi^2}\{F_\nu^2(1+\cos\delta) + F_A^2(3-\cos\delta)\}. \qquad (7)$$

В (7) δ – угол рассеяния в лабораторной системе. Выразим $F^{\nu'}$ через параметры исходного гамильтониана (1) для произвольного ядра:

$$F^\nu = \zeta\kappa_3(2Z - A) + (\eta\kappa_8 + \gamma\kappa_0)A\,. \qquad (8)$$

В модели Вейнберга [6]: $\zeta\kappa_3 = 1 - 2\sin^2\phi$, $\eta\kappa_8 = -2\sin^2\phi$, $\gamma = 0$, F^A зависит от структуры ядерной оболочки. Для He^4 $F_A|_{He^4} = 0$. Для D^2 выразим $(F_A)^2$ через аксиальные константы протона и нейтрона:

$$(F_A)^2_{D^2} = \frac{2}{3}(g_{A_p} + g_{A_n})^2 + \frac{1}{3}(g_{A_p} - g_{A_n})^2. \tag{9}$$

Здесь $g_A = G'_A/G'$, а $g_{A_p} + g_{A_n} = 2(\eta + \gamma)/3$. Для вычисления $g_{A_p} = -g_{A_n}$ воспользуемся моделью нерелятивистских кварков [7]: $g_{A_p} = -g_{A_n} = {}^{10}/_3\zeta$.

Оценим кинетическую энергию ядра, которое нужно регистрировать для наблюдения когерентного рассеяния: $T = \frac{q^2}{2M} \lesssim \frac{4}{2MR^2}$. (Ядерный формфактор напишем в виде: $\exp(-q^2\frac{R^2}{4})$). Для He^4: $R_{He^4} = 1{,}6\ f$ и, следовательно, $T \leq 8$ *мэв*, для C^{12}: $R_{C^{12}} = 2{,}5\ f$, $T \leqslant 1$ *мэв*.

В случае заряженного тока для рассеяния на связанном нуклоне при малых переданных импульсах имеет место запрет вследствие принципа Паули. Например. для дейтона при $q^2 << {}^1/_{R^2}$:

$$\frac{\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\nu d \to e^- pp}}{\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\nu n \to e^- p}} = \frac{\frac{1}{3}g_A^2}{1 + g_A^2} \approx 0{,}23. \tag{10}$$

Здесь $g_A = G_A/G$.

В случае замкнутой ядерной оболочки сечение при $q^2 << {}^1/_{R^2}$ обращается в ноль, например, для He^4, O^{16}. Для C^{12} фактор подавления рассчитан в [8] и составляет ~3. Сечение рассеяния на ядре всего лишь вдвое превышает сечение рассеяния на свободном нейтроне.

Примечание: после того, как статья была отправлена в редакцию, авторы узнали о статье Палмера (R.B.Palmer. Phys. Lett., 46B, 240, 1973), в которой взаимодействие нейтрино высоких энергий с нуклонами рассмотрено в кварковой партонной модели (Вейнберга) и получено согласие с экспериментом [4] .

В заключение авторы выражают благодарность В.Н.Грибову, В.М.Лобашову, Н.Н.Николаеву за полезные обсуждения.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 января 1974 г.

Литература

[1] R.P.Feynman. "Photon-Hadron Interactions" W.A.Banjamin Press. N.V. 1972; J.D.Bjorken, E.A.Pashos. P.R. D1, 3151, 1970.

[2] T.Eichten et al. CERN preprint, 1973; Benvenuti. P.R.L. 21, 1084, 1973.

[3] Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин. ЯФ, 6, 828, 1967; M.Gell-Mann, N.Kroll, F.Low. P.R., 179, 1518, 1968.

[4] F.J.Hasert et al. P.L., 46B, 138, 1973.

[5] M.Gourdin. Nucl. Phys., B53, 509, 1973.

[6] S.Weinberg. P.R., D5, 1412, 1972.

[7] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. УФН, 94, 243, 1968.

[8] J.S.Bell, C.H.Llewellyn-Smith. Nucl. Phys., B28, 317, 1971.