

Б. К. КЕРИМОВ, А. М. ТИХОМИРОВ, С. Х. БУЗАРДАН (Ливан)

О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В НЕЙТРИННОЙ АННИГИЛЯЦИИ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ

В настоящей работе исследуется реакция аннигиляции

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (1)$$

с учетом произвольной поляризации встречных e^+e^- -пучков и спиральностей образующихся четырехкомпонентных нейтрино. Полученные результаты обобщают [1] на случай учета наряду с (V, A) - также и (S, P, T) -вариантов взаимодействия нейтральных токов $(\nu\nu)$ и $(\bar{e}e)$.

Несмотря на то что экспериментальное изучение процесса (1) затруднено сложностью идентификации конечных продуктов и малостью его сечения при достижимых в настоящее время энергиях, он может играть заметную роль в астрофизических приложениях [2, 3]. В [3] обсуждена роль нейтринных процессов с нейтральными токами типа (1) и др. в коллапсировании звезд. Кроме того, процесс (1) является кросс-каналом упругого νe (νe)-рассеяния, для которого уже получены количественные экспериментальные данные как при высоких ($\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$, $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ [4]), так и при низких ($\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$ [5]) энергиях. Эти процессы усиленно обсуждаются также теоретически [6—10], особенно в связи с вопросом о поведении и природе спиральности нейтрино. Поэтому представляется важным теоретически исследовать реакцию (1) в достаточно общих предположениях о виде взаимодействия между нейтральными токами нейтрино $(\bar{\nu}_e \nu_e)$, $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$ и электронов и спиральных свойствах образующихся нейтрино.

Мы будем исходить из эффективных гамильтонианов взаимодействия S, P, T -нейтральных токов ($O_j = I, \gamma_5, \sigma^{\mu\nu}$; $j = S, P, T$)

$$H^{(S,P,T)} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_j g_j (\bar{\nu} O_j \nu) (\bar{e} O_j e) \quad (2)$$

и V, A -нейтральных токов

$$H^{(V,A)} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\nu} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \nu] [\bar{e} \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma_5) e]. \quad (3)$$

Гамильтониан (3) возникает, в частности, в различных $SU(2) \times U(1)$ калибровочных теориях с двухкомпонентными нейтрино. В этом случае образование мюонных нейтрино ($e^- e^+ \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$) возможно лишь за счет взаимодействия нейтральных токов с константами $g_V^{(\mu)}$ и $g_A^{(\mu)}$, тогда как в образовании электронных нейтрино ($e^+ e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$) дают вклад и $V-A$ -заряженные токи, эффективный учет которых в случае μ - e -симметрии приводит к (3) с константами

$$g_V^{(e)} = g_V^{(\mu)} + 1, \quad g_A^{(e)} = g_A^{(\mu)} + 1.$$

В простой калибровочной модели Вайнберга — Салама [11]

$$g_V^{(\mu)} = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w, \quad g_A^{(\mu)} = -\frac{1}{2}. \quad (4)$$

Так как взаимодействия (2) и (3) приводят к противоположным спиновым состояниям рождающейся нейтринной пары*, то они не интерферируют. Поэтому в дальнейшем мы рассмотрим гамильтонианы (2) и (3) раздельно, имея в виду, что при одновременном действии V , A - и S , P , T -токов соответствующие сечения следует просто сложить.

1. S, P, T нейтральные токи. Особенностью (S, P, T) -вариантов взаимодействия является рождение в реакции (1) пары нейтрино — антинейтрино с одинаковыми спиральностями $\zeta_\nu = \zeta_{\bar{\nu}} = \zeta$, где $\zeta = +1$ ($\nu_R, \bar{\nu}_R$) или $\zeta = -1$ ($\nu_L, \bar{\nu}_L$). В системе центра инерции (СЦИ) сталкивающихся электрона и позитрона дифференциальное сечение реакции (1) в случае $E \gg m_e$, m_e — масса электрона, на основании (2) дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(S,P,T)}}{d\Omega_\nu} = & \frac{G^2 E^2}{64\pi^2} \{ g_S^2 (1 + (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) - 2(|\mathbf{s}_1| |\mathbf{s}_2|)) + g_P^2 (1 - (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2)) - \\ & - 2g_S g_P \zeta ((|\mathbf{s}_1| - |\mathbf{s}_2|) + 4g_S g_T [1 + (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) - 2(|\mathbf{s}_1| |\mathbf{s}_2|) - \\ & - \zeta ((|\mathbf{s}_1| - |\mathbf{s}_2|)] \cos \theta + 4g_P g_T [1 - (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) - \zeta ((|\mathbf{s}_1| - |\mathbf{s}_2|)] \cos \theta + \\ & + 8g_T^2 [1 - (|\mathbf{s}_1| |\mathbf{s}_2|) - \zeta ((|\mathbf{s}_1| - |\mathbf{s}_2|)] \cos^2 \theta \}. \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{l} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$ — единичный вектор в направлении импульса электрона \mathbf{p} ($\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}$); \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 — единичные векторы (в системе покоя) в направлениях поляризаций электрона и позитрона, $E_+ + E_- = 2E$, E — энергия электрона (позитрона), θ — угол вылета нейтрино, $\cos \theta = (|\mathbf{p}_\nu^0|)$, $\mathbf{p}_\nu^0 = \mathbf{p}_\nu/|\mathbf{p}_\nu|$; $G \cong 10^{-5}/m_p^2$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, g_S, g_P, g_T — константы связи нейтральных токов (в единицах G) в S -, P -, T -вариантах взаимодействия соответственно.

Для полного сечения процесса (1) имеем

$$\begin{aligned} \sigma^{(S,P,T)} = & \frac{G^2 E^2}{16\pi} \left\{ g_S^2 (1 + (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) - 2(|\mathbf{s}_1| |\mathbf{s}_2|)) + g_P^2 (1 - (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2)) - \right. \\ & \left. - 2g_S g_P \zeta ((|\mathbf{s}_1| - |\mathbf{s}_2|) + \frac{8}{3} g_T^2 [1 - (|\mathbf{s}_1| |\mathbf{s}_2|) - \zeta ((|\mathbf{s}_1| - |\mathbf{s}_2|)] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

На основании общей формулы (5) перейдем к рассмотрению некоторых наиболее интересных случаев поляризации сталкивающихся электрон-позитронных пучков, показывающих существенную зависимость угловых распределений нейтрино от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона.

В случае одинаковой продольной поляризации электрона и позитрона (e_R^-, e_R^+ или e_L^-, e_L^+) дифференциальное сечение реакции (1) представляется в виде

$$\frac{d\sigma^{(S,P,T)}}{d\Omega_\nu} = \frac{G^2 E^2}{32\pi^2} [g_S \mp \zeta g_P + 2g_T (1 \mp \zeta) \cos \theta]^2, \quad (7)$$

* В случае νe^- -рассеяния это соответствует рассеянию только с изменением (гамильтониан (2)) и рассеянию только без изменения (гамильтониан (3)) спиральности нейтрино [6–10].

где верхний знак соответствует правополяризованым, а нижний левополяризованным e^- и e^+ .

Из формулы (7) видно, что T -вариант взаимодействия нейтральных токов дает вклад только в процессы с противоположной спиральностью начальных и конечных частиц ($e_R^- + e_R^+ \rightarrow \nu_L + \bar{\nu}_L$ или $e_L^- + e_L^- \rightarrow \nu_R + \bar{\nu}_R$).

В случае же противоположной продольной поляризации электрона и позитрона (e_L^-, e_R^+ или e_R^-, e_L^+) сечение процесса (1) с гамильтонианом (2) обращается в нуль, т. е. реакция $e_{L(R)}^- e_{R(L)}^+ \rightarrow \nu\bar{\nu}$ не может идти в (S, P, T)-вариантах взаимодействия токов ($\nu\bar{\nu}$) (ee).

В случае аннигиляции параллельно поперечно поляризованных электронов и позитронов ($s_1 s_2 = 0$ и $(s_1, s_2) = +1$), вклад в сечение аннигиляции (1) дают только S - и T -варианты взаимодействия:

$$\frac{d\sigma^{(S,T)}}{d\Omega_\nu} = \frac{G^2 E^2}{32\pi^2} (g_S + 2g_T \cos \theta)^2, \quad (8)$$

тогда как при антипараллельной поперечной поляризации ($s_1 \uparrow s_2 \downarrow$, $(s_1 s_2) = -1$) электронов и позитронов** сечение аннигиляции определяется только P - и T -вариантами взаимодействия:

$$\frac{d\sigma^{(P,T)}}{d\Omega_\nu} = \frac{G^2 E^2}{32\pi^2} (g_P + 2g_T \cos \theta)^2. \quad (9)$$

2. V, A нейтральные токи. Выбор нейтральных токов и их связи в виде (3) приводит к рождению нейтрино и антинейтрино с противоположной спиральностью: $\zeta_\nu = -\bar{\zeta}_\nu = -1$ ($\nu_L, \bar{\nu}_R$).

Дифференциальное сечение аннигиляции (1) в СЦИ для (V, A)-варианта взаимодействия (3) в случае $E \gg m_e$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(V,A)}}{d\Omega_\nu} = & \frac{G^2 E^2}{16\pi^2} \{ g_V^2 [1 + \cos^2 \theta - (s_1 s_2) \sin^2 \theta - 2((|s_1| + |s_2|) \cos \theta + \\ & + 2(|s_1| |s_2| + 2B_1 B_2 \sin^2 \theta)] + g_A^2 [1 + \cos^2 \theta + (s_1 s_2) \sin^2 \theta - \\ & - 2((|s_1| + |s_2|) \cos \theta + 2(|s_1| |s_2|) \cos^2 \theta - 2B_1 B_2 \sin^2 \theta)] + \\ & + 2g_V g_A [2 \cos \theta - ((|s_1| + |s_2|)(1 + \cos^2 \theta) + 2(|s_1| |s_2|) \cos \theta)] \}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $B_i = \sqrt{1 - (|s_i|)^2} \cos \varphi_i = (s_i m)$ — поперечная составляющая вектора поляризации s_i ($i=1, 2$); φ_i — азимутальный угол вектора s_i , отсчитанный от плоскости реакции; $\mathbf{n} = [|\mathbf{p}_\nu|] / [|\mathbf{p}_\nu|]$, $\mathbf{m} = [|\mathbf{n}|]$.

Для полного сечения аннигиляции (1) имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sigma^{(V,A)} = & \frac{G^2 E^2}{2\pi} \left\{ g_V^2 \left[1 + (|s_1| |s_2|) - \frac{1}{3} (1 + (s_1 s_2)) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} g_A^2 [(1 + (|s_1| |s_2|)) + (1 + (s_1 s_2))] - \frac{4}{3} g_V g_A ((|s_1| + |s_2|)) \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

** Известно [12], что e^- и e^+ приобретают антипараллельную поперечную поляризацию вследствие их синхротронного излучения в магнитном поле накопительных колец.

В случае одинаковой продольной поляризации электрона и позитрона (e_R^-, e_R^+ или e_L^-, e_L^+) дифференциальное сечение (10) процесса аннигиляции (1) обращается в нуль.

В случае различной продольной поляризации начальных частиц (e_L^-, e_R^+ или e_R^-, e_L^+) сечение (10) может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma^{(V,A)}}{d\Omega_\nu} = \frac{G^2 E^2}{8\pi^2} (1 \pm \cos\theta)^2 (g_V \pm g_A)^2, \quad (12)$$

где верхний знак соответствует левополяризованному e^- и правополяризованному e^+ , а нижний — наоборот.

Из формулы (12) видно, что сечение аннигиляции правополяризованного электрона и левополяризованного позитрона $\sigma_{RL}^{(V,A)} \sim (g_V - g_A)^2$.

Так, в случае чистого $V-A$ электронного тока ($g_V = g_A$) сечение $\sigma_{RL}^{(V-A)} = 0$ [1, 13]; в модели Вайнберга — Салама $\sigma_{RL}^{(V,A)} \sim \sin^4 \theta_w$.

В случае поперечной поляризации начальных частиц для дифференциального сечения реакции (1) имеем выражение

$$\frac{d\sigma^{(V,A)}}{d\Omega_\nu} = \frac{G^2 E^2}{8\pi^2} \left[(g_V \cos\theta + g_A)^2 + \frac{1}{2} (g_V^2 - g_A^2) \sin^2\theta (1 \pm \cos 2\varphi) \right]. \quad (13)$$

Здесь верхний знак соответствует параллельной ориентации $(s_1 s_2) = +1$ ($\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$), нижний знак — антипараллельной ориентации $(s_1 s_2) = -1$ ($\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$) векторов поляризации электрона и позитрона. Таким образом, при поперечной поляризации начальных частиц сечение реакции (1) имеет азимутальную асимметрию во взаимно перпендикулярных плоскостях для параллельной и антипараллельной ориентации спинов e^- и e^+ .

Усредненное по поляризациям начальных частиц дифференциальное сечение реакции (1) может быть представлено в виде

$$\frac{\bar{d}\sigma}{d\Omega_\nu} = \frac{G^2 E^2}{16\pi^2} (\alpha + \beta \cos\theta + \gamma \cos^2\theta). \quad (14)$$

Здесь

$$\alpha = \frac{1}{4} (g_S^2 + g_P^2), \quad \beta = g_T (g_S + g_P), \quad \gamma = 2g_T^2 \quad (15)$$

в случае (S, P, T) -взаимодействия нейтральных токов (2) и

$$\alpha = \gamma = g_V^2 + g_A^2, \quad \beta = 4g_V g_A \quad (16)$$

в случае (V, A) -взаимодействия нейтральных токов (3).

Из (14) — (16) видно, что угловое распределение нейтрино оказывается весьма чувствительным к реализуемым вариантам связи токов. В частности, отклонение измеренного на опыте углового спектра нейтрино от $(1 + \cos^2\theta)$ свидетельствовало бы против чисто векторного (V) или чисто аксиально-векторного (A) вариантов теории слабых нейтральных токов. Аналогично неизотропность углового распределения нейтрино указывала бы на присутствие наряду с S, P других вариантов взаимодействия***, а условие $\alpha \neq \gamma$ в спектре (14) указывало бы

*** Следует отметить, что анализ экспериментов по упругому $\nu_\mu p (\bar{\nu}_\mu p)$ -рассеянию [14] указывает на недоминирующую роль (S, P) -вариантов связи нейтрального токового взаимодействия $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu) (pp)$.

на возможность присутствия вариантов взаимодействия отличных от V, A-вариантов.

Таким образом, полученные нами результаты показывают, что изучение реакции аннигиляции (1) в пучках поперечно и продольно поляризованных электронов и позитронов очень высокой энергии позволило бы получить важные сведения о пространственной и спиновой структуре слабого взаимодействия нейтральных токов электронных (мюонных) нейтрино и электронов.

Авторы выражают благодарность М. Я. Сафину за полезное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Керимов Б. К., Джафаров И. Г., Рам Таквале, Яхьяев Р. Ш. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1966, № 3, 32.
2. Понтекорво Б. М. ЖЭТФ, 1959, 36, 1615; Рудерман М. А. В сб.: Нейтрино. М., 1970, 168.
3. Freedman D. Z., Schramm D. N., Tubbs D. L. «Annual Rev. Nucl. Sci.», 1977, 27, 167.
4. Haset F. J. et al. «Phys. Lett.», 1973, 46B, 121; «Nucl. Phys.», 1974, B73, 1; Faissner H. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1978, 41, 213; Спорс А. М. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1978, 41, 357.
5. Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W. «Phys. Rev. Lett.», 1976, 37, 315.
6. Керимов Б. К., Богданов Ю. П., Бузардан С. Х., Юнис А. Т. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, 39, 2201.
7. Керимов Б. К., Бузардан С. Х., Сафин М. Я., Юнис А. Т. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1977, 41, 203.
8. Керимов Б. К., Бузардан С. Х., Аль-Хамис И. М., Сафии М. Я. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1977, № 4, 74.
9. Yang T. C. «Phys. Rev.», 1974, D10, 3744.
10. Kayser B., Garvey G. T., Fischbach E., Rosen S. P. «Phys. Lett.», 1974, 52B, 385; Kingsley R. L., Schrock R., Wilezek F. «Phys. Rev.», 1975, D11, 1043.
11. Weinberg S. «Rev. Mod. Phys.», 1974, 46, 255.
12. Соколов А. А., Тернов И. М. «ДАН СССР», 1963, 153, 1052.
13. Соколов А. А., Иванов Ю. П., Гальцов Д. В. «Ядерная физика», 1965, 1, 507.
14. Fischbach E., Gruenwald J. T., Rosen S. P., Spivack H., Kayser B. «Phys. Rev.», 1977, D15, 97.

Кафедра
теоретической физики

Поступила в редакцию
15.03.78