

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФМ-423(30)-80

С.Г.ГРИГОРЯН

ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО
(АНТИНЕЙТРИНО) НА ЭЛЕКТРОНЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ
ПОЛЯРИЗОВАННОГО ФОТОНА

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФМ-423(30)-80

С.Г. ГРИГОРЯН

ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО (АНТИНЕЙТРИНО)
НА ЭЛЕКТРОНЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ФОТОНА

Ереван 1980

© *Ереванский физический институт*, 1980

С. Г. ГРИГОРЯН

ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО (АНТИНЕЙТРИНО)
НА ЭЛЕКТРОНЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ФОТОНА

Для процессов $\nu(\bar{\nu})e \rightarrow \nu(\bar{\nu})e\gamma$, в рамках модели Вайнберга-Салама получены выражения циркулярной ξ_2 и линейных (ξ_1, ξ_3) поляризаций фотона. Наличие у фотона поляризаций ξ_1 и ξ_2 является следствием нарушения P -четности в этих процессах.

Ереванский физический институт
Ереван 1980

S.G. GRIGORYAN

THE PROCESSES OF NEUTRINO (ANTINEUTRINO)

SCATTERING ON ELECTRON WITH POLARIZATION-EMISSION

~~PHOTON-EMITTED~~

OF POLARIZED PHOTON

The expressions for the circular polarization \mathcal{F}_2 and linear polarizations ($\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_3$) of the photon emitted in the process $\nu(\bar{\nu})e \rightarrow \nu(\bar{\nu})ef$ is obtained in the Salam-Weinberg model. The presence of the photon polarizations \mathcal{F}_1 and \mathcal{F}_2 is a consequence of P -violation in these processes.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1980

После того как на эксперименте были обнаружены процессы упругого $\nu(\bar{\nu})\ell$ -рассеяния [1], представляет интерес изучение процессов тормозного излучения фотонов при $\nu(\bar{\nu})\ell$ -рассеянии

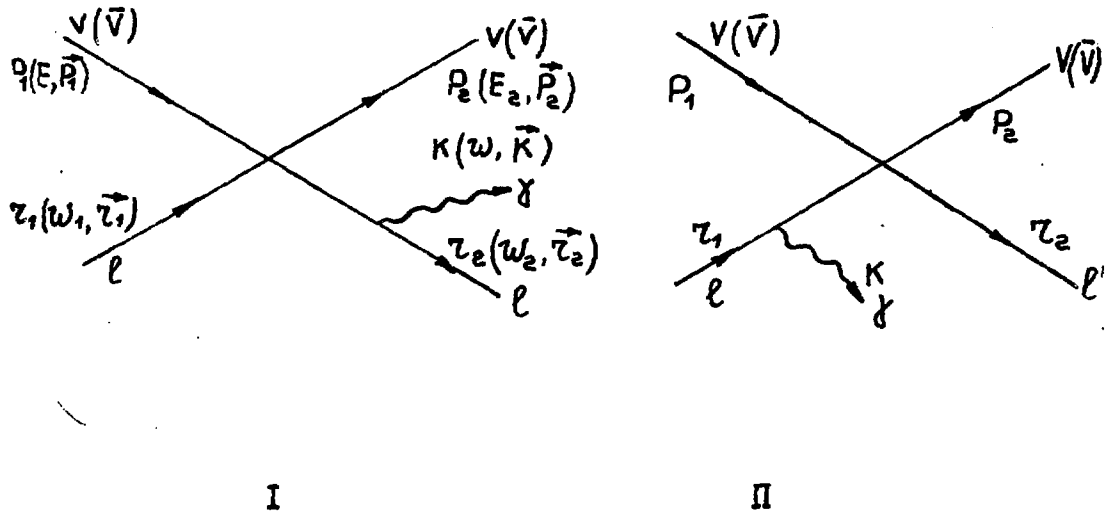
$$\begin{aligned} \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \ell &\rightarrow \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) + \ell + \gamma \\ \nu_e(\bar{\nu}_e) + \ell &\rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + \ell + \gamma \end{aligned} \quad (I)$$

ибо в них имеется дополнительная легко детектируемая частица (фотон). При больших энергиях налетающего нейтрино фотоны летят преимущественно в направлении потока нейтрино [2], что дает возможность использовать процессы (I) как источник информации о направлении нейтринного потока в астрофизических исследованиях.

В данной работе изучены эти процессы для случая поляризованного фотона^{*}, что дает дополнительную информацию о детектируемом фотоне.

ж) В процессе подготовки работы к публикации нам стало известно, что В.П.Цветковым, Б.К.Керимовым и В.Н.Рыжиковым на сессии ОЯФ АН СССР (г.Москва, МИФИ, 28-31 января 1980г.) была доложена работа по тому же вопросу.

Амплитуду любого из процессов (I) получаем на основе двух фейнмановских диаграмм



причем в статическом пределе модели Вайнберга-Салама она имеет следующий вид

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} = & G \sqrt{2\pi\alpha} \cdot \bar{u}(P_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(P_1) \times \\
 & \times \bar{u}(\tau_2) \left\{ \hat{\epsilon} \cdot \frac{\hat{\tau}_2 + \hat{K} + m}{(\tau_2 + K)^2 - m^2} \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) + \gamma_\alpha (g_V + \right. \\
 & \left. + g_A \gamma_5) \frac{\hat{\tau}_1 - \hat{K} + m}{(\tau_1 - K)^2 - m^2} \hat{\epsilon} \right\} u(\tau_1),
 \end{aligned}$$

где

$G = 1,02 \cdot 10^{-5} M^2$, M - масса протона; $\alpha = 1/137$;
 m - масса электрона; $g_V^{ve(\bar{\nu}_e)} = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$, $g_A^{ve} = \frac{1}{2}$,
 $g_A^{\nu\mu} = -\frac{1}{2}$, $g_V^{\nu\mu(\bar{\nu}_\mu)} = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$, $g_A^{\bar{\nu}_e} = -\frac{1}{2}$,
 $g_A^{\bar{\nu}_\mu} = \frac{1}{2}$, θ_W - угол Вайнберга; $\epsilon - 4$ - вектор поляризации фотона.

В общем случае дифференциальное сечение $\frac{d^3 \sigma}{d\omega d\Omega_f d\omega_2}$ имеет весьма громоздкий вид (мы работаем в лабораторной системе отсчета электрона - $\vec{\tau}_1 = 0$; $d\Omega_f$ - телесный угол вылета фотона). Приведем его для двух предельных случаев

а) $\omega \ll m$ (мягкие фотоны). В этом случае

$$\frac{d^3 \sigma}{d\omega d\Omega_f d\omega_2} = \frac{\alpha G_0}{32\pi^2 m \omega} \left[\left\{ (g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \frac{E_2^2}{E^2} - (g_V^2 - g_A^2) \frac{m(\omega_2 - m)}{E^2} \right\} \times \right. \\ \times \left. \left\{ -1 + \frac{2\omega_2}{(a^2 - b^2)^{1/2}} - \frac{m^2 a}{(a^2 - b^2)^{3/2}} - \xi_3 (\omega_2^2 - m^2) \left(\frac{(1-z^2)(1-z_2^2)}{b^2} \left[\frac{a}{(a^2 - b^2)^{1/2}} - 1 \right] + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{a \cdot (z^2 + z_2^2 - 2z^2 \cdot z_2^2) + 2bz \cdot z_2 \cdot (1-z^2)^{1/2} (1-z_2^2)^{1/2}}{(a^2 - b^2)^{3/2}} \right) \right\} - \xi_2 \cdot \frac{\omega}{m} \times \right. \\ \times \left\{ 4g_V g_A \frac{E_2}{E} \left(1 + \frac{m \cdot E_2}{E(a^2 - b^2)^{1/2}} \right) + (g_V + g_A)^2 \cdot \left(\frac{\omega_2}{E} - z - \frac{m(E+m+\omega_2) + 2E\omega_2(1-z)}{E(a^2 - b^2)^{1/2}} + \right. \right. \\ \left. \left. + a \frac{m^2(m+E(1-z))}{E \cdot (a^2 - b^2)^{3/2}} \right) + (g_V - g_A)^2 \left(\frac{E_2(a-2\omega_2 + Ez)}{E^2} + \frac{E_2(mE_2 + m\omega_2 + 2\omega_2 E(1-z))}{E^2(a^2 - b^2)^{1/2}} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{m^2 E_2(1-z)a}{E(a^2 - b^2)^{3/2}} \right) + (g_V^2 - g_A^2) \left(-\frac{a}{E} + \frac{(E-E_2)(1-z)}{E} + \frac{mE_2}{E^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{m^2 + 2m(E-E_2)(1-z)}{E(a^2 - b^2)^{1/2}} - \frac{m^2(mE_2 + E(E_2 - E)(1-z))a}{E^2 \cdot (a^2 - b^2)^{3/2}} \right) \right\} \quad (2)$$

Здесь

$$G_0 = \frac{2G^2 m^2}{\pi}; \quad a = \omega_2 - (\omega_2 - m) \left(1 + \frac{m}{E} \right) z; \quad a^2 - b^2 = m^2(1-z^2) + \\ + (\omega_2 z - (\omega_2 - m) \cdot \left(1 + \frac{m}{E} \right))^2;$$

$$z_2 = \frac{\omega_2 - m}{(\omega_2^2 - m^2)^{1/2}} \cdot \left(1 + \frac{m}{E} \right); \quad z = \cos \Theta, \quad \text{где}$$

Θ - угол вылета фотона по отношению к направлению импульса первичного нейтрино (антинейтрино), (ось Z выбрана в направлении вектора $\vec{P}_1 - \vec{K}$).

Параметр Стокса ξ_3 в (2) характеризует степень линейной поляризации фотона - либо вдоль нормали к плоскости, образованной векторами \vec{K} и \vec{z}_2 , либо вдоль направления, перпендикулярного вектору \vec{K} в самой этой плоскости.

Параметр циркулярной поляризации ξ_2 , согласно (2) оказывается равным

$$\xi_2 = -\frac{\omega}{m} \cdot \frac{1}{\left\{ (g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \frac{E_2^2}{E^2} - (g_V^2 - g_A^2) \frac{m(E - E_2)}{E^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{2\omega_2}{(\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}} - \frac{m^2 \alpha}{(\alpha^2 - \beta^2)^{3/2}} \right\}}$$

$$\times \left\{ 4g_V g_A \frac{E_2}{E} \left(1 + \frac{m E_2}{E(\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}} \right) + (g_V + g_A)^2 \left(\frac{\omega_2}{E} - z + \frac{\alpha m^2 (m + E(1 - z))}{E \cdot (\alpha^2 - \beta^2)^{3/2}} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{m(E + m + \omega_2) + 2E\omega_2(1 - z)}{E \cdot (\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}} \right\} + (g_V - g_A)^2 \left(\frac{E_2 \cdot (\alpha - 2\omega_2 + E z)}{E^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{E_2 (m \cdot E_2 + m\omega_2 + 2\omega_2 E(1 - z))}{E^2 (\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}} - \frac{\alpha \cdot m^2 E_2 (1 - z)}{E \cdot (\alpha^2 - \beta^2)^{3/2}} \right) + \quad (3)$$

$$+ (g_V^2 - g_A^2) \cdot \left(-\frac{\alpha}{E} + \frac{(E - E_2)(1 - z)}{E} + \frac{m E_2}{E^2} + \frac{m^2 + 2m(E - E_2)(1 - z)}{E(\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{\alpha m^2 (m E_2 + E(E_2 - E)(1 - z))}{E^2 (\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}} \right\}.$$

Отметим, что появление в (2) члена пропорционального ξ_2 , является следствием нарушения P -четности в процессах (I). Поэтому наличие у фотона циркулярной поляризации могло бы быть использовано для идентификации таких процессов. Как видно из формулы (3) поляризация ξ_2 при $E \gg m$ подавлена, что можно объяснить следующим образом: основной вклад в сечение дает диаграмма I, так как процесс (I) в конфигурации, соответствующий диаграмме II, когда покоящийся электрон рождает фотон, переходя в виртуальное состояние, может идти только с переверото-

том спина электрона, и в этом случае возникает дополнительный фактор малости $\sim \omega/m$ по сравнению с вкладом от диаграммы I. Когда же быстрый электрон испускает фотон, последний вылетает преимущественно вдоль его направления (или, что почти то же, вдоль направления первоначального пучка нейтрино [2]) и из соображений сохранения спиральности опять имеет место переверот спина электрона (так как поляризации фотона ξ_2 соответствуют спиральные состояния ± 1).

Стало быть поляризация ξ_2 подавлена.

б) $m \ll \omega \ll E$, $\omega_2 \sim E_2 \sim E$ (жесткие фотоны).

В этом случае имеем

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega d\Omega_\gamma d\omega_2} \Big|_{z=1} = \frac{\sigma_0 \alpha}{16\pi^2 m^2 \omega} \cdot \frac{\omega_2}{\beta} \left[\left\{ (q_V + q_A)^2 + \beta^2 (q_V - q_A)^2 \right\} (1 - \xi_3) - \frac{\xi_2}{2} \frac{\beta \omega}{(1-\beta)E} \left\{ 8\beta q_V q_A + \left(1 - \beta - \frac{2}{\beta}\right) (q_V + q_A)^2 + (1 - \beta + 2\beta^2) (q_V - q_A)^2 \right\} \right] , \quad (4)$$

где $\beta = \frac{E_2}{E}$.

Из (4) получаем

$$\xi_2 = -\frac{\omega}{E} \frac{\beta}{2(1-\beta)} \times \frac{8\beta q_V q_A + \left(1 - \beta - \frac{2}{\beta}\right) (q_V + q_A)^2 + (1 - \beta + 2\beta^2) \cdot (q_V - q_A)^2}{(q_V + q_A)^2 + \beta^2 (q_V - q_A)^2} \quad (5)$$

Оценивая циркулярную поляризацию ξ_2 при $E \gg m$,

$\omega_2 \sim E_2 \sim E$, $\beta^2 \ll 1$, $q_V/q_A \ll 1$, для

случаев а) и б) получаем

$$\frac{d\theta}{dz} \sim \frac{W}{E} \quad \text{при } z = 1 \quad ,$$

и дополнительно для случая а)

$$\frac{d\theta}{dz} \sim \frac{W}{m} \quad \text{при } z = 0 \quad .$$

В случае рождения жестких фотонов (как и в случае а) фотоны вылетают преимущественно вдоль направления начального лучка нейтрино (это видно из кинематических ограничений на z), что дает уникальную возможность определять направление на источник нейтрино в астрофизических исследованиях [2].

В заключение автор выражает искреннюю благодарность С.Г.Матиняну за постановку задачи и ценные замечания, а также С.В.Есайбегяну и Г.В.Григоряну за полезные обсуждения и интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дифференциальное сечение $\frac{d^4\sigma}{d\omega d\Omega_f d\omega_2 d\psi_2}$, где ψ_2 - азимутальный угол вылетевшего электрона, имеет следующий вид

$$\frac{d^4\sigma}{d\omega d\Omega_f d\omega_2 d\psi_2} = A + B \xi_1 + C \xi_2 + D \xi_3; \quad (III)$$

здесь

$$B = \frac{dG^2}{2(2\pi)^4} \cdot \frac{\omega}{mE\sqrt{E^2 + \omega^2 - 2E\omega\cos\theta}}$$

$$\times \left[\frac{m}{\omega} |\vec{\tau}_2| \left\{ (g_V + g_A)^2 (EE_2 \sin\theta_1 \sin(\theta_2 + \chi) + E^2 \sin\theta \sin\theta_2) + \right. \right.$$

$$\left. + (g_V - g_A)^2 (EE_2 \sin\theta \sin\theta_2 + E_2^2 \sin(\theta_2 + \chi) \sin\theta_1) \right\} \frac{\sin\psi_2}{a_0 + b_0 \cos\psi_2} +$$

$$+ |\vec{\tau}_2| \left\{ E_2 \sin(\theta_2 + \chi) \sin\theta_1 (g_V - g_A)^2 - E \sin\theta \sin\theta_2 (g_V + g_A)^2 \right\} \sin\psi_2 -$$

$$- 2EE_2 \sin\theta (g_V^2 + g_A^2) \left\{ \sin\chi \sin^2\theta_2 \sin^2\theta_1 \cos^2\psi_2 + \cos\chi \sin 2\theta_2 \sin^2\theta_1 - \right.$$

$$\left. - \cos\chi \sin^2\theta_2 \sin 2\theta_1 \cos\psi_2 + \sin\chi (\sin^2\theta_1 \cos^2\theta_2 - \sin^2\theta_2) \right\} \times$$

$$\left. \times \frac{\sin\psi_2}{1 - (\cos\theta_1 \cos\theta_2 + \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\psi_2)^2} \right],$$

где

$$a_0 = w_2 - |\vec{z}_2| \cos \theta_1 \cos \theta_2, \quad b_0 = -|\vec{z}_2| \sin \theta_1 \sin \theta_2;$$

$$\cos \theta_1 = \frac{E \cos \theta - w}{\sqrt{E^2 + w^2 - 2 E w \cos \theta}},$$

$$\cos \theta_2 = \frac{(w_2 - m)(E + m - w) + w E (1 - z)}{|\vec{z}_2| \cdot \sqrt{E^2 + w^2 - 2 E w \cos \theta}},$$

$$\cos(\chi + \theta_2) = \frac{1}{E |\vec{z}_2|} (E_2 w_2 - m E + m w + w E (1 - z)).$$

Выражение для A можно найти в работах [2]. Точные выражения для C и D не приводим в силу их громоздкости.

Из (III) видно, что для процессов (I) существует возможность измерения линейной поляризации фотона ξ_1 (которая возникает вследствие нарушения P -четности) уже в низшем приближении теории возмущений, в отличие от процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ где зависимость от ξ_1 выпадает вследствие дополнительных требований симметрии [4,5].



ЛИТЕРАТУРА

1. F.Reines, H.S.Gurr, H.W.Sobel, Phys.Rev.Lett., 37, 315(1976); F.J.Hasert et al., Phys.Lett., B46, 121(1973).
2. Е.Д.Жижин, Р.В.Коноплич, Ю.П.Никитин. Изв.высших уч.заведений 12, 82, 1975.
Е.Д.Жижин, Р.В.Коноплич, Ю.П.Никитин. Сб.статей "Элементарные частицы и космические лучи", 4,57, Атомиздат 1976.
3. Б.К.Керимов, В.П.Цветков. Вестник Московского университета, сер.физ.астр. II, 293, 1970.
4. Г.В.Григорян, В.А.Хозе. ЯФ, 16, 1078, 1972.
5. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория, "Наука", I, 1968.

Рукопись поступила 22-го мая 1980 года

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 72I

ВФ-03972

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат 60 x 84/16

Подписано к печати 27/УШ-80 0,7уч.изд.л. Ц. 5 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624