Литература

1. *Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I.* // Nucl. Phys. 1979. **B147**. P. 385; 448; 519.
2. *Мещеряков Д.В.* // Вестн.Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. № 6. С. 44 (Moscow University Phys. Bull. 1991. N 6. P. 42).
3. *Meshcheryakov D.V.* // Z. f. Phys. 1992. **C55**. P. 643.
4. *Arbuzov B.A., Boos E.E., Turashvili K.Sh.* // Ibid. 1986. **C30**. P. 287.
5. *Bakulev A.P., Radyushkin A.V.* // Phys. Lett. 1991. **B271**. P. 223.
6. *Mikhailov S.V., Radyushkin A.V.* // Phys. Rev. 1992. **D45**. P. 1754.
7. *Becchi C., Narison S., Rafael E. de , Yndurain F.J.* // Z. f. Phys. 1981. **C8**. P. 335.

Поступила в редакцию
03.06.97

УДК 539.12.01

РОЖДЕНИЕ НЕЙТРИННОЙ ПАРЫ ВИРТУАЛЬНЫМ ФОТОНОМ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Ч. Жуковский, А. Е. Григорук, К. Г. Левченко, П. А. Эминов

(кафедра теоретической физики)

Исследован процесс рождения виртуальным поляризованным фотоном массивной нейтрино–антинейтринной пары в модели Вайнберга–Салама со смешиванием. При напряженностях магнитного поля, меньших критической, найдена вероятность рождения нейтринной пары фотонами различной поляризации.

Исследование различных механизмов рождения и распада массивных нейтрино представляет принципиальный интерес для проверки Стандартной модели взаимодействия элементарных частиц и ее возможных обобщений, а также для астрофизических приложений [1–4]. В настоящей работе исследуется распад поляризованного виртуального фотона в постоянном магнитном поле на пару массивных нейтрино–антинейтрино в рамках модели Вайнберга–Салама со смешиванием лептонов.

В контактном приближении основной вклад в матричный элемент процесса $\gamma^* \to \bar{\nu}_i \nu_j$ в фейнмановской калибровке можно записать в следующем виде (подробнее см. [2, 4]):

$$M^{tot}_{\gamma^*\to\bar{\nu}\nu} = -i\frac{4eG_F}{\sqrt{2}}\varepsilon^\alpha(k) j^\beta \langle K^a_{\alpha\beta}\rangle_a,$$
$$\langle K^a_{\alpha\beta}\rangle_a = \left(\sum_a U^*_{aj}U_{ai} + 2\delta_{ij}\right)\times \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4}\,\mathrm{Tr}\left[\gamma_\beta(1+\gamma^5)S^a(p)\gamma_\alpha S^a(p+k)\right]. \tag{1}$$

Здесь $S^a(p)$ — пропагатор заряженного лептона ($a = e,\mu,\tau$) во внешнем магнитном поле [5], $j^\beta = \overline{\nu}_j(q')\gamma^\beta \dfrac{(1+\gamma^5)}{2}\nu_i(-q)$ — «нейтринный ток», $\overline{\nu}_j(q')$ — дираковски-сопряженный биспинор конечного нейтрино с импульсом q', $\nu_i(-q)$ — биспинор конечного антинейтрино с импульсом $-q$ ($q'^2 = m_j^2, q^2 = m_i^2$).

Интересуясь далее зависимостью вероятности процесса от внешнего поля, рассмотрим случай относительно слабого магнитного поля с напряженностью $H \ll H_0^a \equiv m_a^2/e$ и проведем разделение амплитуды (1) на части, соответствующие трем независимым поляризационным состояниям распадающегося виртуального фотона, описываемым следующими 4–векторами поляризации:

$$\varepsilon^{(1)}_\alpha = \frac{(Fk)_\alpha}{\sqrt{a}}, \quad \varepsilon^{(2)}_\alpha = \frac{(\tilde{F}k)_\alpha}{\sqrt{\beta}},$$
$$\varepsilon^{(3)}_\alpha = \frac{1}{\eta^2\sqrt{k^2}}\left(\frac{\sqrt{a}}{\sqrt{\beta}}\eta^2 k_\alpha + \frac{\sqrt{a}}{\sqrt{\beta}}(FFk)_\alpha - \frac{\sqrt{\beta}}{\sqrt{a}}(FFk)_\alpha\right),$$

где приняты обозначения

$$a = kFFk, \quad \beta = a + \eta^2k^2, \quad \eta = \left(\frac{1}{2}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{1/2},$$

причем первые два вектора отвечают поперечной, а третий — продольной поляризации фотона.

В результате, полагая без всякой потери общности $\mathbf{k} = (0,0,|\mathbf{k}|)$, $\mathbf{H} = (H,0,0)$, для ширин распада виртуального фотона на нейтрино–антинейтринную пару $\Gamma(i)$ (i «нумерует» поляризацию фотона, $i = 1,2,3$) имеем

$$\Gamma(1) = \frac{e^2G_F^2}{3(4\pi)^5}\cdot k^2\langle A_1^a\rangle_a\langle A_1^{a'+}\rangle_{a'},$$
$$\Gamma(2) = \frac{e^2G_F^2}{3(4\pi)^5}\cdot\left[k^2\langle A_1^a\rangle_a\langle A_1^{a'+}\rangle_{a'} + \mathbf{k}^2\langle B^a\rangle_a\langle B^{a'+}\rangle_{a'}\right],$$
$$\Gamma(3) = \frac{e^2G_F^2}{3(4\pi)^5}\cdot\left[\mathbf{k}^2\langle B^a\rangle_a\langle B^{a'+}\rangle_{a'} + |k_0\langle A_3^a\rangle_a - |\mathbf{k}|\langle D^a\rangle_a|^2\right], \tag{2}$$

где

$$A_1^a = \int_{-1}^{1} dv\left\{\frac{1-v^2}{2}f_1(\tilde{z}_a)k^2 + \frac{(1/3-v^2)b^2z_a}{2m_a^2}[z_af'(\tilde{z}_a) - f(\tilde{z}_a)] - \frac{(1-v^2)b^2z_a^2}{24m_a^4\eta^2}f'(\tilde{z}_a)[2(2-v^2)a + (3v^2-1)\beta]\right\},$$

$$A_2^a = \int_{-1}^{1} dv \left\{ \frac{1-v^2}{2} f_1(\tilde{z}_a) k^2 - \frac{b^2 z_a}{3m_a^2} [z_a f'(\tilde{z}_a) + f(\tilde{z}_a)] - \right.$$
$$\left. - \frac{(1-v^2) b^2 z_a^2}{12 m_a^4 \eta^2} f'(\tilde{z}_a) [(2-v^2)a + \beta] \right\},$$
$$A_3^a = \frac{\sqrt{\beta}}{\eta\sqrt{k^2}} \int_{-1}^{1} dv \left\{ \frac{1-v^2}{2} f_1(\tilde{z}_a) \frac{\beta + \eta^2 k^2}{2\eta^2} - \right.$$
$$- \frac{b^2 z_a}{2m_a^2} (v^2 - 1/3) [z_a f'(\tilde{z}_a) - f(\tilde{z}_a)] -$$
$$\left. - \frac{(1-v^2) b^2 z_a^2}{48 m_a^4 \eta^2} f'(\tilde{z}_a) [\beta(v^2-3) + \eta^2 k^2 (1+5v^2)] \right\},$$
$$D^a = - \frac{\sqrt{a}}{\eta\sqrt{k^2}} \int_{-1}^{1} dv \left\{ \frac{1-v^2}{2} f_1(\tilde{z}_a) \frac{a - \eta^2 k^2}{2\eta^2} + \right.$$
$$+ \frac{b^2 z_a}{3m_a^2} [z_a f'(\tilde{z}_a) + f(\tilde{z}_a)] +$$
$$\left. + \frac{(1-v^2) b^2 z_a^2}{48 m_a^4 \eta^2} f'(\tilde{z}_a) [a(3-v^2) + \eta^2 k^2 (3v^2 - 5)] \right\},$$
$$B = \int_{-1}^{1} dv\, b z_a f(\tilde{z}_a), \qquad C = \int_{-1}^{1} dv\, \frac{1-v^2}{2} \frac{b z_a}{2m_a^2}, \qquad b = e\eta.$$

В этом выражении введены функции Эйри–Харди

$$f(\tilde{z}_a) = \Upsilon(\tilde{z}_a) + i\Phi(\tilde{z}_a) = i \int_0^\infty ds \exp[-i(s\tilde{z}_a + \frac{s^3}{3})],$$

их производные $f'(\tilde{z}_a)$ и функция

$$f_1(z) = \int_0^\infty \frac{du}{u} \mathrm{e}^{-izu} \left(\mathrm{e}^{-iu^3/3} - 1 \right).$$

Аргумент этих функций имеет вид

$$\tilde{z}_a = \left(1 - \frac{1-v^2}{4} \frac{k^2}{m_a^2} \right) z_a, \quad z_a = \left(\frac{4}{\chi_a (1-v^2)} \right)^{2/3},$$

где введен инвариантный динамический параметр

$$\chi_a = \frac{e\sqrt{kF^2k}}{m_a^3} = \frac{eH|\mathbf{k}|}{m_a^3}.$$

В предельном случае распада фотона слабой виртуальности, когда $k^2 = m_\gamma^2 > 0$ ($k_0^2 \gg \mathbf{k}^2$) и $m_\gamma^2 \ll m_a^2$, из формул (2) следует

$$\Gamma(1) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5} m_\gamma^2 \left\langle \frac{4}{45} \frac{e^2 H^2}{m_a^2} \frac{m_\gamma^2}{m_a^2} \right\rangle_a^2,$$

$$\Gamma(2) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5} m_\gamma^2 \left[\left\langle \frac{2}{9} \frac{e^2 H^2}{m_a^2} \frac{m_\gamma^2}{m_a^2} \right\rangle_a^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{\mathbf{k}^2}{m_\gamma^2} \left\langle 2eH (1 + \frac{m_\gamma^2}{6m_a^2}) \right\rangle_a^2 \right],$$
$$\Gamma(3) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5} m_\gamma^2 \left[\left\langle \frac{4}{45} \frac{e^2 H^2}{m_a^2} \frac{m_\gamma^2}{m_a^2} \right\rangle_a^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{\mathbf{k}^2}{m_\gamma^2} \left\langle 2eH (1 + \frac{m_\gamma^2}{6m_a^2}) \right\rangle_a^2 \right].$$

Приведем также асимптотики вероятности процесса, соответствующие каналу рассеяния во внешнем поле, когда $k^2 = -m_\gamma^2 < 0$. В случае рассеяния на фотоне большой виртуальности ($m_\gamma^2 \gg m_a^2$) и при $\mathbf{k}^2 \gg k_0^2$ для вероятности рассеяния получаем

$$w(1) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5 k_0} m_\gamma^2 \left\langle \frac{8e^2 H^2}{3m_\gamma^2} \ln \frac{m_a^2}{m_\gamma^2} \right\rangle_a^2,$$
$$w(2) = w(3) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5 k_0} m_\gamma^2 \left\langle \frac{4eHm_a^2}{m_\gamma^2} \ln \frac{m_a^2}{m_\gamma^2} \right\rangle_a^2, \tag{3}$$

а при рассеянии на фотоне малой виртуальности ($m_\gamma^2 \ll \ll m_a^2$) и $\mathbf{k}^2 \gg k_0^2$ имеем

$$w(1) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5 k_0} m_\gamma^2 \left\langle \frac{4}{15} \frac{e^2 H^2 m_\gamma^2}{m_a^4} \right\rangle_a^2,$$
$$w(2) = w(3) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5 k_0} m_\gamma^2 4e^2 H^2. \tag{4}$$

Как было отмечено в работах [4, 6], влияние внешнего поля проявляется в том, что учет всех собственноэнергетических поправок к внешней (реальной) фотонной линии во внешнем поле приводит к появлению конечной массы фотона. Таким образом, можно предполагать, что полученные формулы (3), (4) могут найти применение для оценки времени жизни реального фотона по отношению к распаду на нейтрино–антинейтринную пару во внешнем магнитном поле.

Литература

1. *Ораевский В.Н., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А.* // ЭЧАЯ. 1994. **25**, №2. С. 312.
2. *Zhukovsky V.Ch., Eminov P.A., Grigoruk A.E.* // Mod. Phys. Lett. 1996. **A11**. P. 3113.
3. *Василевская Л.А., Гвоздев А.А., Михеев Н.В.* // Ядерная физика. 1994. **57**. С. 124.
4. *Гальцов Д.В., Никитина Н.С.* // ЖЭТФ. 1972. **62**. С. 2008.
5. *Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В.* Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М., 1989.
6. *Нарожный Н.Б.* // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 714.

Поступила в редакцию
26.06.97