

## Литература

1. *Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I.* // Nucl. Phys. 1979. **B147**. P. 385; 448; 519.
2. *Мецераков 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  $\gamma^* \rightarrow \bar{\nu}_i \nu_j$  в фейнмановской калибровке можно записать в следующем виде (подробнее см. [2, 4]):

$$M_{\gamma^* \rightarrow \bar{\nu}\nu}^{tot} = -i \frac{4eG_F}{\sqrt{2}} \varepsilon^\alpha(k) j^\beta \langle K_{\alpha\beta}^a \rangle_a, \quad (1)$$

$$\langle K_{\alpha\beta}^a \rangle_a = \left( \sum_a U_{aj}^* U_{ai} + 2\delta_{ij} \right) \times$$

$$\times \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\gamma_\beta (1 + \gamma^5) S^a(p) \gamma_\alpha S^a(p+k)].$$

Здесь  $S^a(p)$  — пропагатор заряженного лептона ( $a = e, \mu, \tau$ ) во внешнем магнитном поле [5],  $j^\beta = \bar{\nu}_j(q') \gamma^\beta \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \nu_i(-q)$  — «нейтринный ток»,  $\bar{\nu}_j(q')$  — 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:

$$\varepsilon_\alpha^{(1)} = \frac{(Fk)_\alpha}{\sqrt{a}}, \quad \varepsilon_\alpha^{(2)} = \frac{(\tilde{F}k)_\alpha}{\sqrt{\beta}},$$

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

где приняты обозначения

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

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

$$\Gamma(1) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5} \cdot k^2 \langle A_1^a \rangle_a \langle A_1^{a'} \rangle_{a'},$$

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

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

где

$$A_1^a = \int_{-1}^1 dv \left\{ \frac{1-v^2}{2} f_1(\tilde{z}_a) k^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{(1/3 - v^2) b^2 z_a}{2m_a^2} [z_a f'(\tilde{z}_a) - f(\tilde{z}_a)] - \right.$$

$$\left. - \frac{(1-v^2) b^2 z_a^2}{24m_a^4 \eta^2} f'(\tilde{z}_a) [2(2-v^2)a + (3v^2-1)\beta] \right\},$$

$$A_2^a = \int_{-1}^1 dv \left\{ \frac{1-v^2}{2} f_1(\tilde{z}_a) k^2 - \frac{b^2 z_a}{3m_a^2} [z_a f'(\tilde{z}_a) + f(\tilde{z}_a)] - \frac{(1-v^2)b^2 z_a^2}{12m_a^4 \eta^2} f'(\tilde{z}_a) [(2-v^2)u + \beta] \right\},$$

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

$$D^a = -\frac{\sqrt{a}}{\eta \sqrt{k^2}} \int_{-1}^1 dv \left\{ \frac{1-v^2}{2} f_1(\tilde{z}_a) \frac{a - \eta^2 k^2}{2\eta^2} + \frac{b^2 z_a}{3m_a^2} [z_a f'(\tilde{z}_a) + f(\tilde{z}_a)] + \frac{(1-v^2)b^2 z_a^2}{48m_a^4 \eta^2} f'(\tilde{z}_a) [a(3-v^2) + \eta^2 k^2 (3v^2 - 5)] \right\},$$

$$B = \int_{-1}^1 dv b z_a f(\tilde{z}_a), \quad C = \int_{-1}^1 dv \frac{1-v^2}{2} \frac{b z_a}{2m_a^2}, \quad b = e\eta.$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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  $k^2 \gg k_0^2$  для вероятности рассеяния получаем

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

$$w(2) = w(3) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5 k_0} m_\gamma^2 \left\langle \frac{4eH m_a^2}{m_\gamma^2} \ln \frac{m_a^2}{m_\gamma^2} \right\rangle_a^2, \quad (3)$$

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

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

$$w(2) = w(3) = \frac{e^2 G_F^2}{3(4\pi)^5 k_0} m_\gamma^2 4e^2 H^2. \quad (4)$$

Как было отмечено в работах [4, 6], влияние внешнего поля проявляется в том, что учет всех собственноразрешенных 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