

УДК 539.123.17

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕССЫ ФОТОРОЖДЕНИЯ ПАР W^+e^- НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ НЕЙТРИНО

В. Ч. Жуковский, А. В. Курилин

(кафедра теоретической физики)

В рамках стандартной модели Вайнберга—Салама—Глэшоу вычислена вероятность распада нейтрино на электрон и W -бозон в плосковолновом поле (скрещенное поле+волна). Анализ парциального разложения полной вероятности распада привел к результатам, описывающим процессы фоторождения W^+e^- пар на релятивистских нейтрино в скрещенном поле.

В последнее время, в связи с успешным завершением экспериментов по поиску промежуточных векторных бозонов [1, 2], возрос интерес к электрослабым процессам в теории поля, что стимулировало поиск новых тестов стандартной модели Вайнберга—Салама—Глэшоу. Одним из наиболее доступных критериев выявления калибровочной природы W -бозона оказывается исследование вершины $W\gamma W$ -взаимодействия, определяющей аномальный магнитный момент $\Delta\mu_W = e\lambda_W(2m_W)^{-1}$ и электрический квадрупольный момент $Q_W = ek_W m_W^{-2}$ этой частицы. Для стандартной теории существенным обстоятельством являются условия $\lambda_W = 1$, $k_W = 0$ (в древесном приближении), устраняющие бесконечный рост сечений двухчастичных реакций при ультрарелятивистских энергиях сталкивающихся частиц и обеспечивающие перенормируемость. Однако отсутствие конкретных экспериментальных данных не позволяет снять эту проблему с повестки дня.

В работах [3–5] был развит метод исследования квантовых процессов в постоянных и однородных внешних полях на основе анализа парциальных разложений, отвечающих полным вероятностям соответствующих процессов в конфигурациях, содержащих электромагнитную волну (ЭМВ). Применительно к вопросам, рассматриваемым в данной работе, техника расчетов, использовавшаяся в этих статьях, оказывается весьма удобной для изучения эффектов, обусловленных калибровочной природой W -бозона.

Рассмотрим случай, когда внешнее поле представляет собой суперпозицию поля волны линейной поляризации и постоянного скрещенного поля $F_{\mu\nu}^{(c)}$, лежащих во взаимно ортогональных плоскостях:

$$A_\mu(x) = a_\mu^{(1)} \sin(kx) + a_\mu^{(2)} C(kx), \quad (1)$$

где C — параметр, определяющий напряженность скрещенного поля, k_μ — волновой вектор, $a_\mu^{(i)}$ — векторы амплитуды 4-потенциала, нормированные условиями

$$\begin{aligned} a_\mu^{(i)} a_{(j)}^\mu &= -\delta_{ij}^2 m_e^2 / e^2, \\ a_\mu^{(i)} k^\mu &= k_\mu k^\mu = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Инвариантный безразмерный параметр ξ определяет интенсивность ЭМВ и может быть выражен через среднюю плотность фотонов n_γ и частоту ω :

$$\xi = \frac{e}{m_e} \sqrt{\frac{2n_\gamma}{\omega}}. \quad (3)$$

Не ограничивая общности рассуждений, будем считать нейтрино массивной дираковской частицей с импульсом p_μ ($p^2 = m_\nu^2$). Динамические характеристики движения нейтрино и напряженность скрещенного поля удобно описывать при помощи параметров

$$\beta = (pk)/m_e^2, \quad \chi = \beta \xi, \quad (4)$$

$$\kappa = e [-(F_{\mu\nu}^{(c)} p^\nu)^2]^{1/2} / m_e^3 = C \beta \xi.$$

Взаимодействие виртуальных электронов и W -бозонов в промежуточных состояниях с квантами внешнего поля конфигурации (1) приводит к появлению радиационной поправки к массе m_ν , мнимая часть которой согласно оптической теореме связана с полной вероятностью рождения пары W^+e^- в заданном поле:

$$\omega = -\frac{2m_\nu}{p^0} \operatorname{Im} \Delta m_\nu,$$

$$\Delta m_\nu = \frac{g^2}{(4\pi)^2} \frac{m_e^2}{2m_\nu} \int_0^1 du \int_0^\infty dt e^{-itv} \left\{ \frac{u\lambda}{t} + e^{-itx} \left\{ J_0(z) \left[-\frac{u\lambda}{t} + \right. \right. \right.$$

$$+ i \frac{\lambda u (1+u)}{m_\nu H_0} (s^\mu \tilde{F}_{\mu\alpha}^{(c)} p^\alpha) + \left(1 - \frac{\lambda s^\mu F_{\mu\alpha}^{(c)} F_{(c)}^{\alpha\lambda} p_\lambda}{m_\nu \kappa^2 H_0^2} \right) \frac{\chi^2}{3} tu (1+u) (2+u) +$$

$$+ \left(1 - \frac{\lambda s^\mu k_\mu}{m_\nu \beta} \right) \chi^2 \frac{\sin v}{2v} \left(Q \frac{1-2u}{\beta v} + tu (1+u^2) \frac{\sin v}{v} \right) \left. \right] +$$

$$+ i J_1(z) \left(1 - \frac{\lambda s^\mu k_\mu}{m_\nu \beta} \right) \frac{\chi^2 (1-2u)}{4\beta v} \left[\frac{2u(3-u)}{(1-u)(1-2u)} \sin^2 v - \right.$$

$$\left. - 3 \frac{\sin 2v}{2v} + 2 \frac{\sin^2 v}{v^2} + 1 \right] \left. \right\} \left. \right\}, \quad (5)$$

где обозначено:

$$x = \kappa^2 u^2 (1-u)^2 t^2 / 3 + (\xi^2 / 2) (1 - \sin^2 v / v^2), \quad y = 1 - u \pm \Lambda u - \lambda u (1-u),$$

$$v = \beta tu (1-u), \quad Q = \cos v - \sin v / v, \quad \tilde{F}_{\mu\nu}^{(c)} = e_{\mu\nu\alpha\beta} F_{(c)}^{\alpha\beta} / 2,$$

$z = \xi^2 t Q \sin v / (2v)$ — аргумент функций Бесселя, s_μ — 4-вектор поляризации нейтрино, $\Lambda = (m_W / m_e)^2$, $\lambda = (m_\nu / m_e)^2$, $H_0 = m_e^2 / e$.

Как известно [6–8], влияние нестационарного поля ЭМВ может быть описано посредством разложения общего выражения (5) на сумму слагаемых, отвечающих парциальным процессам с определенным числом квантов волны, принимающих участие в реакции:

$$\omega = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \omega^{(l)}(\kappa, \beta, \xi). \quad (6)$$

Дискретный параметр l имеет смысл разности между числом поглощенных и испущенных фотонов волны. На языке теории возмущений ($\xi \ll 1$) каждому слагаемому суммы (6) можно сопоставить серию фейнмановских графиков, соответствующих данному парциальному процессу. Например, вероятность $\omega^{(+1)}$, отвечающая процессам типа $(n+1)\gamma\nu_e \rightarrow W^+e^-n\gamma$, с точностью до ξ^2 включительно описывается двумя диаграммами (рис. 1, а, б). Вероятность $\omega^{(-1)}$, характеризующая реакции

$n\nu\bar{\nu}_e \rightarrow W^+e^-(n+1)\gamma$, в том же порядке точности отвечает диаграммам, показанным на рис. 1, а, г. Что касается вероятности $w^{(0)}$, соответствующей процессам $n\nu\bar{\nu}_e \rightarrow W^+e^-n\gamma$, то в данном случае она может быть описана семью графиками (с учетом перестановки вершин), отвечающими распаду $\nu_e \rightarrow W^+e^-$ в скрещенном поле (рис. 2, а) и поправкам к этому процессу, обусловленным влиянием волны (рис. 2, б-д). Таким образом, выражение (5) содержит в себе исчерпывающую информацию

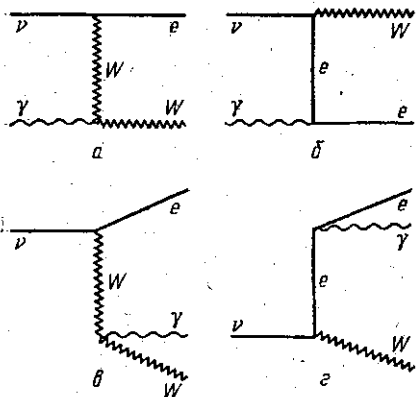


Рис. 1

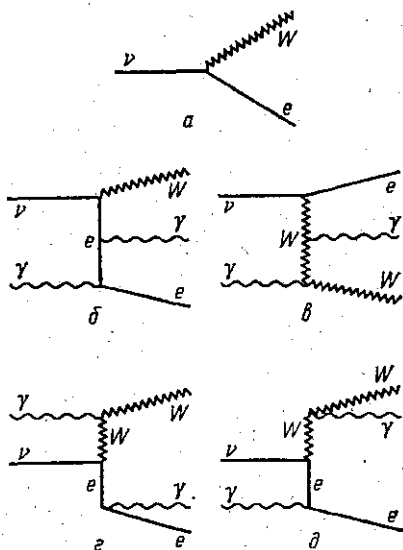


Рис. 2

об интересующих нас реакциях, что позволяет, не прибегая к непосредственному расчету диаграмм, выписать интегральные представления для $w^{(l)}$:

$$w^{(\pm)} = \frac{g^2}{(4\pi)^2} \frac{m_e^2}{8\rho^0} \left(\frac{\xi}{\beta} \right)^2 \int_0^1 du \frac{R_{\pm}(u, x_{\pm})}{u^2(1-u)^2}, \quad (7)$$

$$w^{(0)} = \frac{g^2}{(4\pi)^2} \frac{m_e^2}{\rho^0} \int_0^1 du \left\{ u \lambda \Phi_1(x_0) - \frac{\lambda s^\mu \tilde{F}_{\mu\nu}^{(c)} p^\nu}{m_\nu H_0} \frac{u(1+u)}{h} \Phi(x_0) - \right. \\ \left. - \left(1 - \frac{\lambda s^\mu F_{\mu\alpha}^{(c)} F_{\alpha\lambda}^{(c)} p_\lambda}{m_\nu \kappa^2 H_0^2} \right) \frac{\kappa^2}{3h^2} u(1+u)(2+u) \Phi'(x_0) - \frac{\xi^2 R_0(u, x_0)}{4\beta^2 u^2 (1-u)^2} \right\}, \quad (8)$$

где приняты следующие обозначения:

$$R_l(u, z) = u \lambda h \Phi_2(z) - \frac{\lambda s^\mu \tilde{F}_{\mu\alpha}^{(c)} p^\alpha}{m_\nu H_0} u(1+u) \Phi_1(z) + \\ + \left(1 - \frac{\lambda s^\mu F_{\mu\alpha}^{(c)} F_{\alpha\lambda}^{(c)} p_\lambda}{m_\nu \kappa^2 H_0^2} \right) \frac{\kappa^2}{3h} u(1+u)(2+u) \Phi(z) + \left(1 - \frac{\lambda s^\mu k_\mu}{m_\nu \beta} \right) \times \\ \times \left[h^2 \frac{(1-2u)}{u(1-u)} \Phi_3(z) - \beta l h (1-2u) \Phi_2(z) + \beta^2 u(1+u^2) \Phi_1(z) \right].$$

Функции Эйри определяются соотношениями

$$\Phi(z) = \int_0^{\infty} dt \cos(tz + t^3/3), \quad \Phi_1(z) = \int_z^{\infty} dt \Phi(t),$$

$$\Phi_2(z) = -z\Phi_1(z) - \Phi'(z), \quad \Phi_3(z) = \frac{1}{2}\Phi(z) - \frac{z}{2}\Phi_2(z),$$

их аргументы имеют вид

$$x_l(u) = [1 - u + \Lambda u - (\lambda + 2\beta l)u(1 - u) + \xi^2/2]/h,$$

$$h = [\kappa u(1 - u)]^{2/3}, \quad l = 0, \pm 1.$$

Рассмотрим асимптотические аппроксимации вероятностей (7), (8) для различных значений параметров κ , $\gamma = 2\beta/\Lambda$. В слабом скрещенном поле $\kappa \ll (1 - \gamma)\Lambda$ процессы $\nu_e \rightarrow W^+ e^-$, $\gamma_e \rightarrow W^+ e^- \gamma$ экспоненциально подавлены, что говорит о невозможности их протекания в свободном случае ($F_{\mu\nu}^{(c)} \equiv 0$). Что касается реакции $\gamma \nu_e \rightarrow W^+ e^-$, обладающей типичным пороговым поведением, то для нее фактор экспоненциального подавления характерен лишь в области $1 - \gamma \gg \Lambda^{-1/2}$, лежащей ниже порога рождения пары $W^+ e^-$ ($\gamma \leq (1 + m_e/m_W)^2 - (m_e/m_W)^2$):

$$w^{(\pm)} = \frac{g^2}{128\pi} \frac{m_e^2}{\sqrt{3} p^0} \frac{\xi^2 \kappa}{(1 \mp \gamma) \Lambda} \exp \left[-\frac{\sqrt{3}}{\kappa} \Lambda (1 \mp \gamma) \right] \left\{ \left(1 - \frac{m_{\nu} s k}{p k} \right) \times \right.$$

$$\times \left(1 \mp \frac{2\kappa}{\sqrt{3} \gamma \Lambda} \right) + \left(1 - \frac{m_{\nu} s F F p}{p F F p} \right) \frac{4\kappa (1 \mp \gamma)}{\sqrt{3} \gamma^2 \Lambda} - \frac{4}{\gamma^2 \Lambda^2} \frac{m_{\nu} s \tilde{F} p}{m_e^2 H_0} \left. \right\}, \quad (9)$$

$$w^{(0)} = \frac{g^2 \kappa}{8\pi \sqrt{3}} \frac{m_e^2}{p^0 \Lambda} \exp \left[-\frac{\sqrt{3}}{\kappa} \frac{\Lambda}{1 + \xi^2/2} \right] \left\{ \left(1 - \frac{m_{\nu} s k}{p k} \right) \times \right.$$

$$\times \left(1 + \frac{3}{8} \xi^2 \right) - \frac{\sqrt{3}}{\kappa} \frac{m_{\nu} s \tilde{F} p}{m_W^2 H_0} (1 + \xi^2) \left. \right\}. \quad (10)$$

Если же суммарная энергия нейтрино и фотона достаточно велика ($\gamma \gg 1$), то наличие слабого внешнего поля $F_{\mu\nu}^{(c)}$ приводит лишь к небольшим изменениям выражения для вероятности реакции $\gamma \nu_e \rightarrow W^+ e^-$, соответствующего свободному случаю:

$$w^{(+)} = \frac{g^2 \xi^2}{128\pi} \frac{m_e^2}{p^0} \left\{ \left(1 - \frac{m_{\nu} s k}{p k} \right) \left[2\gamma - \frac{2}{\gamma^2} - \ln \gamma + \right. \right.$$

$$+ 2 \left(1 - \frac{2}{\gamma} + \frac{2}{\gamma^2} \right) \ln (\Lambda^{1/2} \gamma) - \frac{10 \sqrt{3} \kappa}{(\gamma \Lambda)^{3/2}} \cos \left(\frac{\gamma^{3/2} \Lambda^{3/2}}{3\kappa} \right) \left. \right] -$$

$$- \frac{8}{\gamma \Lambda} \frac{m_{\nu} s \tilde{F} p}{m_W^2 H_0} \left[1 - \frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln (\Lambda^{1/2} \gamma) \right] \left. \right\}. \quad (11)$$

Область сильных полей и нейтрино ультрарелятивистских энергий ($\kappa \gg \Lambda^{3/2}$) характеризуется интенсивным ростом вероятностей изучаемых процессов с увеличением динамического параметра κ :

$$w^{(0)} = \frac{g^2 \sqrt{3}}{16\pi} \frac{m_e^3 \kappa}{p^0 m_W} \left(1 - \frac{m_{\nu} s F F p}{p F F p} \right) \left(1 - \frac{\xi^2 \kappa^2}{\gamma^2 \Lambda^4} \right), \quad (12)$$

$$w^{(\pm)} = \frac{g^2 \sqrt{3}}{64\pi} \frac{m_e^2}{p^0} \frac{\kappa^3 \xi^2}{\Lambda^{9/2} \gamma^2} \left(1 - \frac{m_{\nu} s k}{p k} \right) \left(1 + \frac{\Lambda^{5/2}}{\sqrt{3} \kappa} \right). \quad (13)$$

Выражение для полного сечения реакции $\gamma\nu_e \rightarrow W^+e^-$ может быть получено из формул (7), (9), (11), (13) делением соответствующей вероятности $\omega^{(+)}$ на плотность потока сталкивающихся частиц. В свободном случае $\sigma(\gamma\nu_e \rightarrow W^+e^-)$ допускает простой численный анализ (рис. 3). На рис. 3 приведено полное сечение данного процесса в пкб ($1 \text{ пкб} = 10^{-36} \text{ см}^2$).

Как следует из проведенного выше рассмотрения, изучение процессов по квантовому рождению W -бозонов в поле ЭМВ в принципе может быть проведено уже на ускорителях следующего поколения. Конечно, на пути осуществления таких экспериментов имеются серьезные трудности, связанные, в частности, с формированием встречных $\gamma\nu$ -пучков высокой энергии и светимости. Непосредственное использование современных источников электромагнитного излучения (например, оптических квантовых генераторов) не привело бы к заметным эффектам в доступной нам области энергий как в силу их ограниченной интенсивности ($\xi \sim 10^{-4} \div 10^{-2}$), так и из-за малости энергий отдельных фотонов в пучке ($E_\gamma \sim 1 \div 10 \text{ эВ}$). Однако на практике уже давно используется метод получения жестких γ -квантов на базе e^+e^- -коллайдеров [9]. Например, на проектируемом в Новосибирске линейном ускорителе типа ВЛЭПП можно будет получать пучки фотонов с энергиями порядка 100 ГэВ [10].

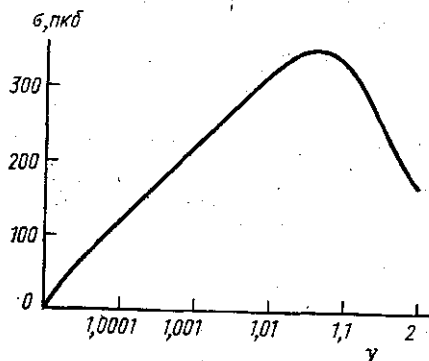


Рис. 3

Что касается нейтрино, то из всех его разновидностей в эксперименте проще всего получить высокоэнергетичные пучки ν_μ от распадов π - и K -мезонов ($\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) и очарованных частиц, образующихся в pp -столкновениях [11]. В связи с этим полезно заметить, что несмотря на то, что в данной работе основное внимание было сконцентрировано на процессах с участием электронного нейтрино, полученные результаты справедливы и для любой другой разновидности этой частицы (ν_μ , ν_τ) в силу естественности взаимодействия промежуточных бозонов [12]. Как показывают простейшие оценки, 10 событий $\gamma\nu_\mu \rightarrow W^+\mu^-$ за сутки можно будет наблюдать при светимости $\nu_\mu\gamma$ -пучков $L_{\nu\gamma} \sim 4 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Arnison G. et al. (UA1 Collab.)//Phys. Lett. 1983. B122. P. 103—116.
- [2] Banner M. et al. (UA2 Collab.)//Ibid. P. 476—485. [3] Жуковский В. Ч., Херрманн И.//Ядерная физика. 1971. 14. С. 150—159; 1014—1019. [4] Жуковский В. Ч., Никитина Н. С.//ЖЭТФ. 1973. 64. С. 1169—1177. [5] Жуковский В. Ч., Никитина Н. С.//Ядерная физика. 1974. 19. С. 148—154. [6] Ритус В. И.//Тр. ФИАН СССР. Т. 111. М., С. 5—151. [7] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983. С. 260—268. [8] Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М., 1982. С. 142—182. [9] Гинзбург И. Ф., Коткин Г. Л., Сербо В. Г., Тельнов В. И.//Письма в ЖЭТФ. 1981. 34. С. 514—517. [10] Балакин В. Е., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 81-129. Новосибирск, 1981. [11] Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН СССР № 145. М., 1984. [12] Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М., 1981. С. 170—214.

Поступила в редакцию
30.06.86.