УДК 539.12.01

РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД МАССИВНОГО НЕЙТРИНО В ЗАМАГНИЧЕННОМ ЭЛЕКТРОН–ПОЗИТРОННОМ ГАЗЕ

В. Ч. Жуковский, П. А. Эминов, К. Г. Левченко, В. А. Вшивцев

(кафедра теоретической физики)

Вычислена вероятность радиационного распада массивного дираковского нейтрино $\nu_i \to \nu_j + \gamma$ в замагниченном электрон–позитронном газе. Показано, что в сверхсильном магнитном поле имеет место существенное увеличение скорости распада по сравнению со свободным процессом в среде.

Наличие массы у нейтрино и нарушение закона сохранения лептонного числа приводят к таким фундаментальным эффектам, как осцилляции и нестабильность нейтрино, изучение которых становится одним из главных направлений в современной физике элементарных частиц [1].

В настоящей работе теория радиационных эффектов в горячей и плотной среде в присутствии внешнего калибровочного поля [2] впервые используется для вычисления вероятности радиационного распада массивного нейтрино в замагниченном электрон–позитронном газе.

В стандартной модели Вайнберга–Салама–Глэшоу со смешиванием лептонов основной вклад в амплитуду процесса $\nu_i \to \nu_j + \gamma$ в контактном приближении можно представить в виде (подробнее см. [3,4]):

$$S_{ij} = -i\frac{4eG_F}{\sqrt{2}} \int d^4x d^4x' \bar{\nu}_j(x) \mathrm{Sp}\left[\gamma_\mu L G(x,x') \times \right.$$
$$\left. \times \gamma^\alpha A_\alpha(x') G(x',x)\right] \gamma^\mu L \nu_i(x), \quad (1)$$
$$L = \frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right).$$

Здесь $G(x,x')$ — временная функция Грина идеального электрон–позитронного газа в постоянном магнитном поле, определяемая формулой [2]:

$$G(x,x') = S_c(H, T=\mu=0) + S_\beta(H,T,\mu), \quad (2)$$

где $S_c(H, T=\mu=0)$ — обычная причинная функция Грина электрона в постоянном магнитом поле, а температурная часть временной функции Грина

$$S_\beta(H,T,\mu) = i \sum_{s,\varepsilon=\pm1} \frac{\varepsilon \psi_s^{(\varepsilon)}(\mathbf{x}) \bar{\psi}_s^{(\varepsilon)}(\mathbf{x}')}{\exp[\beta(E_s - \varepsilon\mu)]+1} \times \quad (3)$$
$$\times \exp[-i\varepsilon E_s(t-t')].$$

Суммирование в (3) проводится по всем квантовым числам s положительно–частотных ($\varepsilon = +1$) и отрицательно–частотных ($\varepsilon = -1$) состояний, $\psi_s^{(\varepsilon)}(\mathbf{x})$ — координатная часть решения уравнения Дирака в постоянном магнитном поле.

Заметим, что вакуумная часть вероятности распада $\nu_i \to \nu_j + \gamma$ в постоянном внешнем поле детально изучена в работах [3, 4], и в дальнейшем мы ее опускаем, а матрицу смешивания в (1) полагаем единичной, поскольку здесь нас интересует возможная катализирующая роль эффектов конечной плотности и интенсивного внешнего поля.

Учитывая, что в современных моделях нейтронных звезд [5] кора звезды представляется в виде кристаллической решетки ионов, погруженной в сильно вырожденный электронный газ, а напряженность магнитного поля $H \gtrsim 10^{12} \div 10^{14}$ Гс, будем предполагать выполненными следующие условия:

$$T \ll E_F = \mu(T=0), \;\; 2eH > \mu^2 - m^2,$$
$$H \gg H_0 = \frac{m^2}{e} \simeq 4,41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}.$$

Физически два последних условия соответствуют ситуации, когда заполнен электронами среды только основной уровень с главным квантовым числом $n=0$, а основной вклад в вероятность процесса дают их переходы в промежуточное состояние также с нулевым главным квантовым числом [6].

В результате из формул (1)–(3) для вклада эффектов конечной плотности в амплитуду распада $\nu_i \to \nu_j + \gamma$ в сверхсильном магнитном поле получаем следующее представление:

$$S_{if} = i\frac{(eH)(2\pi)^2}{\sqrt{q_0 \omega q_0'}} 4(eG_F) \sum_{\varepsilon=\pm1,\xi=\pm1} \int dp_3' \theta(\mu - E_0') \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{k_\perp^2}{2eH}\right] \delta(q-q'-k)[\bar{\nu}(q')\gamma^\mu \times$$
$$\times L\nu(q)] e_\alpha(k) \left[\frac{F_\mu^\alpha}{k_0 - E_0' + \varepsilon E_0}\bigg|_{p_3=p_3'-k_3} - \right.$$
$$\left. - \frac{F_\mu^\alpha}{k_0 + E_0' - \varepsilon E_0}\bigg|_{p_3=p_3'+k_3}\right], \quad (4)$$

где

$$F^{\alpha\mu} = (C_2 - C_4)^2 (S_2 - S_4)^2 \left[g^{\alpha0}g^{\mu0} + g^{\alpha3}g^{\mu3} - \right.$$
$$\left. - g^{\alpha0}g^{\mu3} - g^{\alpha3}g^{\mu0}\right] + (C_2^2 - C_4^2)(S_2^2 - S_4^2) \times$$
$$\times \left[g^{\alpha\mu} + g^{\alpha1}g^{\mu1} + g^{\alpha2}g^{\mu2} + \varepsilon^{12\alpha\mu}\right], \quad (5)$$

$$E_0 = \sqrt{m^2 + p_3^2}, \quad E_0' = \sqrt{m^2 + p_3'^2},$$

причем $C_2(S_2)$ — известные спиновые коэффициенты в решении уравнения Дирака для промежуточных состояний и электронов среды соответственно.

В формуле (4) нейтринный ток $j^\mu = \bar{\nu}(q')\gamma^\mu L\nu(q)$, причем $\bar{\nu}_j(q')$ — дираковски сопряженный биспинор конечного нейтрино с импульсом q' ($q'^2 = m_\nu'^2$), $\nu_i(q)$ — биспинор начального нейтрино с импульсом q ($q^2 = m_\nu^2$), импульс излученного фотона $k = q - q'$, $e^\alpha(k)$ — вектор поляризации излучаемого фотона, а энергия Ферми связана с концентрацией электронов соотношением

$$n = \frac{eH}{2\pi^2}\sqrt{\mu^2 - m^2}.$$

В предельном случае нерелятивистского электронного газа, когда

$$\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 - 1 \ll 1,$$

и нерелятивистского нейтрино ($|\mathbf{q}| \ll m_\nu$) из формул (4)–(5) для дифференциальной вероятности распада находим

$$dw = \frac{8(eH)^2(eG_F)^2 m_\nu}{\pi^6 q_0 q_0'}\left[\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 - 1\right] \times \\ \times \cos^4\theta(1 + \cos\theta)\delta(q - q' - k)d^3q'd^3k, \tag{6}$$

где θ — угол между направлением импульса фотона и направлением магнитного поля.

Из (6) следует, что угловое распределение фотонов от радиационного распада нейтрино в замагниченном электронном газе, как и в вакуумном случае [7], пропорционально характерному множителю $(1 + l\cos\theta)$, где $l = +1$ для левых дираковских нейтрино и $l = 0$ для майорановских нейтрино. Для полной вероятности распада в единицу времени и в единице объема из формулы (6) находим

$$w = \frac{8}{5\pi^5} m_\nu \left[\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 - 1\right](eH)^2(eG_F)^2 = \\ = \frac{128}{5}\frac{m_\nu}{m^2} n^2 \alpha G_F^2, \tag{7}$$

где α — постоянная тонкой структуры, G_F — константа Ферми, m — масса электрона, n — концентрация электронов, а масса конечного нейтрино положена равной нулю.

Можно показать, что в случае релятивистского нейтрино и нерелятивистского электронного газа вероятность процесса содержит дополнительный по сравнению с (7) общий множитель, равный с точностью до главного коэффициента m_ν/E_ν, т.е. имеет место уменьшение вероятности процесса.

Отметим, что в сверхсильном магнитном поле вероятность радиационного распада массивного нейтрино $\nu_i \to \nu_j + \gamma$ в электронном газе не зависит от напряженности магнитного поля.

В рамках стандартной модели вероятность радиационного распада массивного нейтрино в электронном газе, но без учета влияния внешнего поля, была вычислена ранее в работах [8]. Приведенные в [8] оценки показывают, что для относительно малых масс нейтрино и большой плотности среды, а также при конечной температуре имеет место существенное увеличение вероятности процесса по сравнению с вероятностью распада в вакууме. Например, для покоящегося нейтрино в случае нерелятивистской вырожденной плазмы звезд скорость радиационного распада и отношение вероятностей распада в среде и в вакууме определяются формулами [8]:

$$\Gamma = \frac{\alpha G_F^2 n^2 m_\nu}{2m^2}, \tag{8}$$
$$\frac{\Gamma}{\Gamma_v} = 10^{19}\left(\frac{1\ \text{эВ}}{m_\nu}\right)^4\left(\frac{n}{10^{24}\ \text{см}^{-3}}\right)^2,$$

где нейтрино в конечном состоянии считается безмассовым, а матрица смешивания, как и в (7) — единичной.

Наш результат (7), учитывающий одновременный вклад эффектов конечной плотности среды и сверхсильного магнитного поля в вероятность распада, превосходит (8) примерно в 50 раз. При этом зависимость вероятности процесса в сверхсильном магнитном поле от концентрации нерелятивистского электронного газа такая же, как и в свободном распаде.

Литература

1. *Герштейн С.С., Кузнецов Е.П., Рябов В.А.* // УФН. 1997. **167**, № 8. С. 811; *Козлов Ю.В., Мартемьянов В.П., Мухин К.Н.* // УФН. 1997. **167**, № 8. С. 849.
2. *Борисов А.В., Вишвцев А.С., Жуковский В.Ч., Эминов П.А.* // УФН. 1997. **167**, № 3, С.241.
3. *Zhukovsky V.Ch., Eminov P.A., Grigoruk A.E.* // Mod. Phys. Lett. 1996. **A11.** P.3113; *Жуковский В.Ч., Григорук А.Е., Левченко К.Г., Эминов П.А.* // Вестн. Моск. ун–та. Физ. Астрон. 1997. № 5. С. 62 (Moscow University Phys. Bull. 1997. No. 5).
4. *Василевская Л.А., Гвоздев А.А., Михеев Н.В.* // Ядерная физика. 1994. **57**. С. 124.
5. *Липунов В.Н.* Астрофизика нейтронных звезд. М., 1987.
6. *Лоскутов Ю.М., Скобелев В.В.* // Вестн.Моск. ун–та. Физ. Астрон. 1976. № 4. С. 387 (Moscow University Phys. Bull. 1976. No. 4. P. 387).
7. *Боум Ф., Фогель П.* Физика массивных нейтрино. М., 1990.
8. *Giunti C., Kim C.W., Lam W.P.* // Phys. Rev. 1991. **D43**. P. 164. *D'Olivo J.C., Nieves F.J., Pal B.B.* // Phys. Rev. Lett. 1990. **64**. P. 1088.

Поступила в редакцию
22.12.97