КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.01

РАДИАЦИОННЫЙ СДВИГ ЭНЕРГИИ НЕЙТРИНО В ЗАМАГНИЧЕННОМ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОМ ГАЗЕ

П.А. Эминов, В.Ю. Гришина

(кафедра теоретической физики)

Вычислены радиационный сдвиг энергии и индуцированный магнитный момент релятивистского массивного дираковского нейтрино в горячей электронно-позитронной плазме и вырожденном электронном газе во внешнем неквантующем магнитном поле.

Изучение радиационных эффектов, сопровождающих распространение нейтрино при конечных температуре и плотности среды в присутствии постоянного внешнего магнитного поля, представляет несомненный интерес для астрофизики. Достаточно упомянуть о так называемой проблеме солнечных нейтрино [1], для решения которой, согласно гипотезе Окуня–Волошина–Высоцкого [2], необходимо наличие у нейтрино электромагнитных моментов порядка $\sim 10^{-10}\,\mu_B$, где $\mu_B = e/2m_e$ – магнетон Бора (используется система единиц $\hbar = c = 1$). Требуемая величина на девять порядков превышает известное значение аномального магнитного момента массивного дираковского нейтрино в вакууме, полученное в рамках Стандартной модели электрослабого взаимодействия Салама–Вайнберга (см. [1]),

$$\mu_\nu^{(0)} = \frac{3}{8\pi^2}\frac{G_F}{\sqrt{2}}\,m_\nu e \approx 3\cdot 10^{-19}\,\frac{m_\nu}{1\ \text{эВ}}\,\mu_B, \qquad (1)$$

где $G_F = \dfrac{\sqrt{2}}{8M_W^2}$ – постоянная Ферми, M_W – масса W-бозона, m_ν – масса электронного нейтрино, значение которой подчиняется жесткому экспериментальному ограничению сверху: $m_\nu \leqslant 15$ эВ [3].

Использование расширенных вариантов [4] электрослабой модели дало лучший результат (величина магнитного момента нейтрино составила $\mu_\nu \sim 10^{-13}\,\mu_B$). Однако, прежде чем окончательно отдавать предпочтение альтернативным теориям, необходимо провести углубленное исследование данного вопроса в Стандартной модели. В частности, было бы полезно оценить эффективные поправки к вакуумному магнитному моменту электронного нейтрино за счет его взаимодействия с частицами внешней среды в сочетании с сильным внешним магнитным полем.

В настоящей работе определяется радиационный сдвиг энергии ΔE_ν и индуцированный магнитный момент $\Delta\mu_\nu$ массивного дираковского нейтрино в замагниченном электронно-позитронном газе с химическим потенциалом μ при конечной температуре T. Расчет ведется в однопетлевом приближении (учитывается только вклад заряженного тока). Эта проблема уже рассматривалась в работе [5], где было использовано представление реального времени для электронного пропагатора во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \uparrow\uparrow Oz$ при конечной температуре. В представлении реального времени интересующий нас вклад эффектов горячей и плотной среды в радиационный сдвиг энергии нейтрино автоматически отделяется от чисто вакуумной части [6]. Выражение для температурного слагаемого $\Delta E_\nu(T, \mu, H)$, найденное в работе [5] без каких-либо ограничений на значения параметров T, μ, H, было применено там же для оценок в случае вырожденного газа ($T \to 0$) электронов. Нами получена общая формула для $\Delta E_\nu(T, \mu, H)$, эквивалентная основному результату [5], но более удобная для конкретных расчетов при большой заселенности уровней Ландау n в электронном газе как при полном его вырождении, так и при конечной температуре. В новом выражении выполнено суммирование по дискретным номерам n, вместо суммы появился интеграл по переменной u, имеющей смысл квадрата поперечного импульса электрона с энергией $E = \sqrt{u + p_3^2 + m_e^2}$, массой m_e и компонентой импульса p_3 вдоль направления поля. Результат имеет следующий вид:

$$\Delta E_\nu = \frac{-g^2}{32\pi^3}\sum_{\varepsilon=\pm 1}\int_{-\infty}^{\infty} dp_3 \int_0^{\infty} ds \int_0^{\infty} du \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda \frac{\varepsilon}{\exp\left[\dfrac{E-\varepsilon\mu}{T}\right]+1} \times$$

$$\times \exp\left[i\lambda u + is\left((\varepsilon E - E_\nu)^2 - (p_3 - q_3)^2 - M_W^2 - \right.\right.$$

$$\left.\left. - q_\perp^2\,\frac{\sin(eHs)\sin(eH\lambda)}{eHs\,\sin(eH(s+\lambda))}\right)\right]\frac{eH}{\sin(eH(s+\lambda))}\times$$

$$\times\left[A^2\left(1+\frac{\varepsilon p_3}{E}\right)\exp[ieH(2s+\lambda)] + B^2\left(1-\frac{\varepsilon p_3}{E}\right)\exp[-ieH(2s+\lambda)] + \right.$$

$$\left. + AB\,\frac{2\varepsilon q_\perp}{E}\,\frac{\sin(eHs)}{\sin(eH(s+\lambda))}\right], \qquad (2)$$

где введены обозначения

$$A=\sqrt{\left(1-\frac{q_3}{E_\nu}\right)\left(1+\zeta_\nu\frac{m_\nu}{E_\nu^\perp}\right)},$$

$$B=\sqrt{\left(1+\frac{q_3}{E_\nu}\right)\left(1-\zeta_\nu\frac{m_\nu}{E_\nu^\perp}\right)},$$

$-e$ – заряд электрона, $(E_\nu, \mathbf{q})$ – 4-импульс нейтрино, а $\zeta_\nu=\pm1$ определяет ориентацию спина нейтрино вдоль и против направления поля соответственно.

Пусть ультрарелятивистское нейтрино движется перпендикулярно к направлению магнитного поля напряженности $H\ll M_W^2/e\cong 10^{24}$ Гс. Рассмотрим два предельных случая, интересных для астрофизических приложений:

$$\mu=0,\ \sqrt{eH}\ll T\ll M_W\ll E_\nu\ll M_W^2/T \tag{3}$$

– случай горячей электронно-позитронной плазмы в слабом магнитном поле, который не рассматривался в [5], и

$$T\to 0,\ \sqrt{eH}\ll\mu\ll M_W\ll E_\nu\ll M_W^2/\mu \tag{3}$$

– случай полностью вырожденного электронного газа в неквантующем магнитном поле, тогда химический потенциал $\mu\cong\sqrt{m_e^2+(3\pi^2 n_e)^{2/3}}$, где n_e – концентрация электронов.

Общее выражение (2) для вклада в радиационный сдвиг энергии нейтрино за счет эффектов конечных значений температуры и плотности среды в указанных двух случаях имеет следующие асимптотики:

$$\Delta E_\nu(T,H)=-\frac{7}{30}\frac{\pi^2}{\sqrt2}G_F\frac{T^4}{M_W^2}E_\nu-\zeta_\nu H\Delta\mu_\nu(T)$$

при выполнении условий (3) и

$$\Delta E_\nu(n_e,H)=\sqrt2\,n_e G_F-\zeta_\nu H\Delta\mu_\nu(n_e),$$

когда выполнены условия (4). Здесь $\Delta\mu_\nu(T)$ и $\Delta\mu_\nu(n_e)$ – поправки к величине магнитного момента нейтрино, вносимые средой:

$$\Delta\mu_\nu(T)=\frac{8}{9}\frac{T^2}{M_W^2}\mu_\nu^{(0)}, \tag{5}$$

$$\Delta\mu_\nu(n_e)=-\frac{16}{3}\frac{(3\pi^2 n_e)^{1/3}}{E_\nu}\mu_\nu^{(0)}. \tag{6}$$

Заметим, что в работах [5,7] индуцированный магнитный момент нейтрино определяется для покоящегося нейтрино, т. е. согласно формуле

$$\mathrm{Re}\,\Delta E_\nu(\zeta,H,\Delta\mu_\nu)=-\frac{m_\nu}{E_\nu}\zeta H\Delta\mu_\nu.$$

В этом случае в (6) следует положить $E_\nu=m_\nu$, тогда соответствующий вклад в магнитный момент оказывается значительным [5,7]. Для релятивистского нейтрино численные оценки (5) и (6) показывают, что поправка к величине магнитного момента нейтрино за счет его взаимодействия с частицами среды мала по сравнению с (1) (это следует из неравенств (3) и (4) соответственно) и имеет разные знаки в рассмотренных нами предельных случаях.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Ч.Жуковскому и А.В.Борисову за обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Бом Ф., Фогель П.* Физика массивных нейтрино. М., 1990.
2. *Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б.* // ЖЭТФ. 1986. **91**, №3. С. 754.
3. Partical Data Group: Barnett R. M. et al. // Phys. Rev. 1996. **54**, N1 (part 1). P. 1.
4. *Fukugita M., Yanagida T.*//Phys. Rev. Lett. 1987. **58**. P. 1807.
5. *Жуковский В.Ч., Шония Т.Л., Эминов П.А.* // ЖЭТФ. 1993. **104**. С. 3269.
6. *Борисов А.В., Жуковский В.Ч., Курилин А.В., Тернов А.И.* // Ядерная физика. 1985. **41**, №3. С. 743.
7. *Ораевский В.Н., Семикоз В.Б., Смородинский Я.А.*// ЭЧАЯ. 1994. **25**, вып. 2. С. 313; *Семикоз В.Б.* // Ядерная физика. 1987. **46**, N5. С. 1592.

Поступила в редакцию
04.11.96

УДК 523.11

ПРИБЛИЖЕННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ФУНКЦИИ ГРИНА УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА НА ПРОСТРАНСТВЕ $E_{D-2}\times V_2$

Ю.В. Грац, А.Б. Лаврентьев

(кафедра теоретической физики)

Исследуется возможность приближенного вычисления функции Грина уравнения Пуассона на пространстве $E_{D-2}\times V_2$, а также ее регуляризированного значения в пределе совпадающих точек.

В теории поля вычисление локальных наблюдаемых связано с вычислением функции Грина и ее производных в пределе совпадающих точек. Как известно, уже в пространстве Минковского соответствующие величины расходятся, и это приводит к необходимости использования той или иной процедуры регуляризации. Картина еще более усложняется при работе на искривленном пространственно-