

Электромагнитный механизм распада плазмона в нейтринную пару в сильно замагниченном электронном газе

А. В. Борисов^{1,a}, П. Е. Сизин^{2,b}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Московский государственный горный университет (МГГУ), кафедра высшей математики. Россия, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 6.

E-mail: ^aborisov@phys.msu.ru, ^bmstranger@list.ru

Статья поступила 10.12.2012, подписана в печать 31.12.2012.

Получено выражение для нейтринной светимости вырожденного электронного газа в сильном магнитном поле, обусловленной распадом плазмона на нейтринную пару за счет предполагаемых электромагнитных моментов нейтрино. Показано, что нейтринная светимость среды в электромагнитном канале реакции может быть сравнима со светимостью в слабом канале. Найдены относительные верхние ограничения на эффективный магнитный момент нейтрино.

Ключевые слова: нейтрино, магнитный момент нейтрино, плазмон, нейтринная звезда, сильное магнитное поле, вырожденный электронный газ.

УДК: 539.123, 539.120.6, 524.354.6. PACS: 13.15.+g, 13.40.Em, 14.60.St, 97.60.Jd.

Введение

Нейтринное излучение — основной механизм энергопотери звезд на поздней стадии их эволюции [1]. Мы будем рассматривать охлаждение внешних областей нейтронных звезд, достаточно разреженных, так что можно полагать их прозрачными для рождающихся нейтрино. В этих областях могут существовать сильные магнитные поля $H \gtrsim 10^{12}$ Гс, а для класса нейтронных звезд, называемых магнитарами, поля достигают значений порядка $10^{14} - 10^{16}$ Гс [2] (см. также [3]).

Основными процессами рождения нейтрино во внешних областях нейтронных звезд являются аннигиляция электрон-позитронной пары $e^-e^+ \rightarrow \nu\bar{\nu}$, фоторождение нейтринной пары на электроне $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm \nu\bar{\nu}$, распад фотона $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ и двухфотонная аннигиляция $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Основные результаты исследований этих процессов без магнитного поля приводятся в обзоре [4]. Светимость вырожденного нерелятивистского электронного газа за счет фоторождения нейтринных пар для случая сверхсильного поля найдена в [5]. В [6] найдены светимости за счет этих процессов вырожденного электронного газа также в сверхсильном поле (кроме электрон-позитронной аннигиляции, вклад которой несуществен ввиду малости позитронной фракции). Результаты для фоторождения нейтринных пар уточнены в [7].

В минимальной стандартной модели электрослабого взаимодействия нейтрино являются безмассовыми и не обладают электромагнитными дипольными моментами. Простое ее расширение приводит к появлению у массивного дираковского нейтрино магнитного дипольного момента (МДМ), обусловленного однопетлевыми радиационными поправками $\mu_\nu \simeq 3.2 \cdot 10^{-19} (m_\nu/1 \text{ эВ}) \mu_B$ [8] (m_ν — масса нейтрино, μ_B — магнетон Бора), что на много порядков ниже существующих лабораторных, астрофизических и космологических ограничений

на μ_ν . Однако теоретически возможны значительно большие значения дипольных моментов нейтрино, которые могут приводить к лабораторно наблюдаемым эффектам, а в астрофизике обуславливать реакции с излучением нейтринных пар, аналогичные реакциям, идущим за счет слабого взаимодействия.

Электромагнитный механизм перечисленных процессов, кроме двухфотонной аннигиляции, а также нейтринного тормозного излучения на ядре $e^-(Ze) \rightarrow e^-(Ze)\nu\bar{\nu}$ исследован в [9]. Показано, что при известных лабораторных и космологических ограничениях на электромагнитные дипольные моменты нейтрино электромагнитный механизм излучения нейтринных пар может конкурировать со слабым.

Электромагнитные свойства нейтрино обсуждаются в обзоре [10] (см. также [1]). Верхние ограничения на электрический d_ν и магнитный μ_ν дипольные моменты нейтрино, получаемые из астрофизических и космологических рассмотрений, имеют порядок $(10^{-12} - 10^{-10})\mu_B$ и существенно зависят от используемых моделей (см. [11, р. 627] и цит. лит.). В частности, в [11] приведено полученное из анализа спектра солнечных нейтрино консервативное ограничение [12]

$$\mu_\nu < 0.54 \cdot 10^{-10} \mu_B. \quad (1)$$

Недавнее ограничение, полученное в лабораторном эксперименте GEMMA по рассеянию антинейтрино на электронах, таково [13]:

$$\mu_\nu < 3.2 \cdot 10^{-11} \mu_B. \quad (2)$$

Вершинный оператор фотон-нейтринной связи (для дираковского нейтрино) имеет вид [14–16] (см. также [1, 10])¹

$$V^\alpha(k) = \mu_B \sigma^{\alpha\beta} k_\beta \left[\hat{f}_{2\nu}(k^2) + i\gamma^5 g_{2\nu}(k^2) \right], \quad (3)$$

¹ Используются система единиц, в которой $\hbar = c = k_B = 1$, $\alpha = e^2/4\pi \simeq 1/137$, и псевдоевклидова метрика с сигнатурой $(+ - - -)$; $\hat{a} = \gamma^\beta a_\beta$ — свертка матриц Дирака γ^β с 4-вектором $a^\beta = (a^0, \mathbf{a})$; $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

k — 4-импульс фотона, $\sigma^{\alpha\beta} = (\gamma^\alpha\gamma^\beta - \gamma^\beta\gamma^\alpha)/2$. В дальнейшем, учитывая относительную малость k^2 в рассматриваемых нами процессах, мы используем статические значения электромагнитных формфакторов нейтрино $f_{2\nu} = f_{2\nu}(0) = \mu_\nu/\mu_B$, $g_{2\nu} = g_{2\nu}(0) = d_\nu/\mu_B$.

1. Распад плазмона на нейтринную пару (электромагнитный механизм)

Мы будем рассматривать вырожденный электронный газ в сильном магнитном поле H :

$$T \ll \mu - m, \quad H > (\mu^2 - m^2)/(2e), \quad (4)$$

где T — температура и $\mu \simeq \mu(T=0) \equiv \varepsilon_F = \sqrt{m^2 + p_F^2}$ — химический потенциал электронного газа, m — масса электрона, ε_F и p_F — энергия и импульс Ферми. При выполнении этих условий электроны среды занимают лишь основной уровень Ландау (главное квантовое число $n=0$), и

$$p_F = 2\pi^2 n_e / (eH), \quad (5)$$

где n_e — концентрация электронов, заряд электрона $-e < 0$. При этом существенно упрощается нахождение дисперсионных свойств фотона в среде, которые понадобятся нам ниже.

Дисперсия фотона в сильно замагниченной плазме подробно рассматривается в [17]. В этих условиях распространяются фотоны двух разных поляризаций — моды 2 и 3 в терминологии работы [17]. Их векторы поляризации

$$\epsilon_{\alpha}^{(2)} = \frac{\tilde{F}_{\alpha\beta} k^\beta}{H \sqrt{k_\parallel^2}}, \quad \epsilon_{\alpha}^{(3)} = \frac{F_{\alpha\beta} k^\beta}{H \sqrt{k_\perp^2}}, \quad (6)$$

где $F_{\alpha\beta}$ и $\tilde{F}_{\alpha\beta}$ — тензор внешнего электромагнитного поля и дуальный к нему, $k^\alpha = (k_0, \mathbf{k})$ — 4-импульс фотона, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_\parallel^2 = k_0^2 - k_z^2$, $k^2 = k_\parallel^2 - k_\perp^2$. Хорошо известно [5, 17], что в сверхсильном магнитном поле достаточно учитывать взаимодействие электронов только с фотонами моды 2. Закон дисперсии для моды 2 при $k_0 \ll 2m$ имеет вид

$$k^2 = k_0^2 - k_z^2 - k_\perp^2 = \omega_p^2, \quad (7)$$

где ω_p — плазменная частота [17]. Можно сказать, что фотон приобретает ненулевую массу. Для условий (4) она приближенно определяется выражением

$$\omega_p = k_0(\mathbf{k}=0) = \left(\frac{2\alpha}{\pi} \frac{H p_F}{H_0 \varepsilon_F} \right)^{1/2} m, \quad (8)$$

которое может быть получено из общей ф-лы (3.2) на с. 96 работы [17]. Здесь $H_0 = m^2/e = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс.

Рассматриваемые условия позволяют также пренебречь перенормировкой волновой функции фотона ($\epsilon_{\alpha}^{(2)} \rightarrow \sqrt{Z_2} \epsilon_{\alpha}^{(2)}$) в замагниченной среде ($\sqrt{Z_2} \simeq 1$) [6].

Общее выражение для светимости (скорости потерь энергии единицей объема среды) за счет процесса распада плазмона на нейтринную пару $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ по электромагнитному каналу есть

$$Q_{\text{em}} = \int \frac{d^3k d^3q d^3q'}{2^3 (2\pi)^9 k_0 q_0 q'_0} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + q' - k) |M|^2 k_0 n_B(k_0), \quad (9)$$

где $n_B(k_0) = (e^{k_0/T} - 1)^{-1}$ — функция распределения Бозе для фотонов.

Матричный элемент процесса записывается в виде

$$M = \epsilon_{\alpha}^{(2)} (\bar{u}_\nu(q') V^{\alpha} u_\nu(-q)), \quad (10)$$

где $\bar{u}_\nu(q')$ и $u_\nu(-q)$ — биспиноры нейтрино и антинейтрино с 4-импульсами q' и q , соответственно, а его квадрат

$$|M|^2 = \epsilon_{\alpha}^{(2)} \epsilon_{\beta}^{(2)} J^{\alpha\beta}. \quad (11)$$

Здесь нейтринный след

$$J^{\alpha\beta} = \text{tr} \left[\hat{q}' V^{\alpha}(q, q') \hat{q} \bar{V}^{\beta}(q, q') \right], \quad (12)$$

причем, как и в [7], использовано приближение безмассовых нейтрино ($q'^2 = q^2 = 0$) с учетом космологического ограничения на сумму масс активных (легких) нейтрино [11]: $\sum m_\nu \lesssim 1$ эВ.

Стандартное интегрирование (12) по импульсам нейтринной пары дает

$$\int \frac{d^3q}{q_0} \frac{d^3q'}{q'_0} \delta^{(4)}(q + q' - k) J^{\alpha\beta} = \frac{4\pi k^2}{3} (k^\alpha k^\beta - g^{\alpha\beta} k^2) \bar{\mu}_\nu^2, \quad (13)$$

где для характеристики взаимодействия нейтрино с фотоном введен эффективный магнитный момент $\bar{\mu}_\nu$, нейтрино согласно

$$\bar{\mu}_\nu^2 = \mu_B^2 (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) = \mu_\nu^2 + d_\nu^2. \quad (14)$$

Для нейтринной светимости (9), учитывая (11), (13) и (7), получаем

$$Q_{\text{em}} = \frac{\bar{\mu}_\nu^2 \omega_p^4}{48\pi^3} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{e^{(1/T)\sqrt{\omega_p^2 + k^2}} - 1}, \quad (15)$$

где $k = |\mathbf{k}|$.

Асимптотическое поведение светимости (15) в двух характерных предельных случаях таково. При $\omega_p \ll T$

$$Q_{\text{em}} = \frac{\zeta(3)}{24\pi^2} \alpha \hat{\mu}_\nu^2 \frac{\omega_p^4 T^3}{m^2}, \quad (16)$$

а при $\omega_p \gg T$

$$Q_{\text{em}} = \frac{\alpha \hat{\mu}_\nu^2}{3 \cdot 2^{9/2} \pi^{3/2}} \frac{\omega_p^{11/2} T^{3/2}}{m^2} e^{-\omega_p/T}, \quad (17)$$

где приведенный (в единицах μ_B) момент (см. (14))

$$\hat{\mu}_\nu = \bar{\mu}_\nu / \mu_B. \quad (18)$$

2. Обсуждение результатов

Верхнее (относительное) ограничение на $\hat{\mu}_\nu$ (18) найдем из требования, чтобы нейтринная светимость в электромагнитном канале была меньше таковой в слабом канале: $Q_{\text{em}} < Q_w$. Сравнивая (15) с соответствующим результатом работы [6], получаем

$$\hat{\mu}_\nu < \frac{G_F m}{\sqrt{2} \pi \alpha} T F(p). \quad (19)$$

Здесь введена функция

$$F(p) = p \left[\frac{g_V^2}{3} + \frac{2}{3} \frac{g_A^2 B_4(p)}{g_A^2 B_2(p)} \right]^{1/2} \quad (20)$$

от аргумента $p = \omega_p/T$, которая выражается через интегралы:

$$B_n(p) = \int_0^{\infty} \frac{x^n dx}{\exp(p\sqrt{1+x^2}) - 1}$$

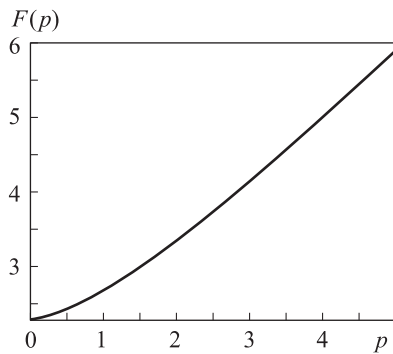
и эффективные константы связи

$$\bar{g}_V^2 = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} g_V^2(\ell) \simeq 0.929, \quad \bar{g}_A^2 = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} g_A^2(\ell) = 3/4.$$

Функция (20) является монотонно возрастающей и асимптотически приближается к линейной (см. рисунок):

$$F(p) \geq F(0) = 2[2\zeta(5)/\zeta(3)]^{1/2} \bar{g}_A \simeq 2.275, \quad (21)$$

$$F(p) \simeq \bar{g}_V p \simeq 0.964p \quad \text{при } p \gg 1. \quad (22)$$



Запишем (19) с учетом (21) в виде, удобном для приложений в астрофизике:

$$\hat{\mu}_\nu < 1.58 \cdot 10^{-12} T_8 F(p) \geq 3.60 \cdot 10^{-12} T_8. \quad (23)$$

Здесь

$$p = \frac{\omega_p}{T} = \left(\frac{2\alpha}{\pi} \frac{H}{H_0} \right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{m}{p_F} \right)^2 \right]^{-1/4} \frac{m}{T} =$$

$$= 1.92 (1 + 0.44 H_{13}^2 \rho_6^{-2})^{-1/4} H_{13}^{1/2} T_8^{-1}, \quad (24)$$

где использованы соотношения (8), (5), а также (см. [18]) выражение концентрации электронов в условиях оболочки нейтронной звезды через плотность вещества ρ и массу протона m_p : $n_e \simeq 0.5\rho/m_p$, и введены обозначения для безразмерных величин: $H_{13} = H/(10^{13} \text{ Гс})$, $T_8 = T/(10^8 \text{ К})$, $\rho_6 = \rho/(10^6 \text{ г/см}^3)$.

В случае $\omega_p \ll T$ ($p \ll 1$) из (23) с учетом (21) получаем

$$\hat{\mu}_\nu < 3.6 \cdot 10^{-12} T_8. \quad (25)$$

Условие $\omega_p \ll T$ для вырожденного электронного газа выполняется при сравнительно высоких температурах. В частности, при $T_8 = 1.8$ получим ограничение $\hat{\mu}_\nu < 6.5 \cdot 10^{-12}$, что несколько слабее найденного в [7] ($\hat{\mu}_\nu < 1.1 \cdot 10^{-12}$) из сравнения электромагнитного и слабого механизмов процесса фоторождения $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ [7], который при тех же условиях оказывается эффективнее процесса распада плазмона [6].

В случае $\omega_p \gg T$ из (23) с учетом (22) находим

$$\hat{\mu}_\nu < 2.94 \cdot 10^{-12} (1 + 0.44 H_{13}^2 \rho_6^{-2})^{-1/4} H_{13}^{1/2}. \quad (26)$$

Формула (26) упрощается в двух предельных случаях: релятивистском и нерелятивистском.

Для нерелятивистского газа, $p_F \ll m$ ($H_{13}/\rho_6 \gg 1$, см. (24)), она принимает вид

$$\hat{\mu}_\nu < 3.61 \cdot 10^{-12} \rho_6^{1/2}. \quad (27)$$

Для релятивистского газа, $p_F \gg m$ ($H_{13}/\rho_6 \ll 1$), получаем

$$\hat{\mu}_\nu < 2.94 \cdot 10^{-12} H_{13}^{1/2}. \quad (28)$$

Анализ показывает, что условия $p_F \gg m$ и (4) могут быть одновременно выполнены только при достаточно сильных полях H . Например, при $H_{13} = 300$ находим $\hat{\mu}_\nu < 5.1 \cdot 10^{-11}$, что близко к ограничениям (1) и (2). Заметим, что найденное в [7] при тех же условиях ограничение $\hat{\mu}_\nu < 2.9 \cdot 10^{-11}$ следует умножить на $\sqrt{\pi}$, так как при его получении была использована формула (36) работы [6], содержащая неточность в коэффициенте: $\pi^{9/2}$ следует заменить на $\pi^{7/2}$, и в результате получается то же ограничение (28). Такое совпадение объясняется тем, что в релятивистском случае светимость, обусловленная электромагнитным механизмом процесса фоторождения $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ (см. формулу (47) в [7]), равна светимости (17).

Заключение

Как показано в [6], распад плазмона играет существенную роль в охлаждении сильно замагниченных нейтронных звезд и в широком диапазоне параметров является доминирующим механизмом их энергопотери. Относительные ограничения на эффективный магнитный момент нейтрино (23), (25)–(28) определяют ту область его значений, в которой слабый канал распада плазмона эффективнее электромагнитного.

Заметим в заключение, что в работе [19] рассмотрен процесс рождения нейтронной пары фотоном высокой энергии. В отличие от рассмотренного выше распада плазмона этот процесс обусловлен когерентным взаимодействием нейтрино, обладающего магнитным моментом, с плотной средой.

Авторы благодарят ведущего научного сотрудника А. Е. Лобанова за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

1. Fukugita M., Yanagida T. Physics of neutrinos and applications to astrophysics. B.; Heidelberg, 2003.
2. Duncan R.C., Thompson C. // Astrophys. J. 1992. **392**. P. L9.
3. Haensel P., Potekhin A.Y., Yakovlev D.G. Neutron stars. 1. Equation of state and structure. N. Y., 2007.
4. Yakovlev D.G., Kaminker A.D., Gnedin O.Y., Haensel P. // Phys. Rep. 2001. **354**. P. 1.
5. Скобелев В.В. // ЖЭТФ. 2000. **117**. P. 1059.
6. Чистяков М.В., Румянцев Д.А. // ЖЭТФ. 2008. **134**. P. 627.
7. Борисов А.В., Керимов Б.К., Сизин П.Е. // ЯФ. 2012. **75**. С. 1379.
8. Fujikawa K., Shrock R.E. // Phys. Rev. Lett. 1980. **45**. P. 963.
9. Kerimov B.K., Zeinalov S.M., Alizade V.N., Mourão A.M. // Phys. Lett. B. 1992. **274**. P. 477; Proc. Intern. Tallinn Symposium on Neutrino Physics. Tallinn, 1990. P. 61.

10. *Giunti C., Studenikin A.* // ЯФ. 2009. **72**. P. 2151 (arXiv: 0812.3646 [hep-ph]).
11. *Beringer J. et al. (Particle Data Group)* // Phys. Rev. D. 2012. **86**. P. 010001.
12. *Arpesella C. et al. (Borexino Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2008. **101**. P. 091302.
13. *Beda A.G. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. **7**. P. 406 (arXiv: 0906.1926 [hep-ex]; arXiv: 1005.2736 [hep-ex]).
14. *Керимов Б.К., Сафин М.Я., Хайдар Н.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. **52**. С. 136.
15. *Керимов Б.К., Халилов В.Н., Цветков В.П.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. № 6. С. 21; 1989. № 2. С. 28.
16. *Керимов Б.К., Зейналов С.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. № 1. С. 3.
17. *Шаббад А.Е.* // Тр. ФИАН. 1988. **192**. С. 5.
18. *Липунов В.М.* Астрофизика нейтронных звезд. М., 1987.
19. *Lobanov A.E.* // Phys. Lett. B. 2006. **637**. P. 274 (arXiv: hep-ph/0602174).

Electromagnetic mechanism of the plasmon decay to a neutrino pair in a strongly magnetized electron gas

A. V. Borisov^{1,a}, **P. E. Sizin**^{2,b}

¹ *Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

² *Department of Higher Mathematics, Moscow State Mining University, Moscow 119991, Russia.*

E-mail: ^aborisov@phys.msu.ru, ^bmstranger@list.ru.

We calculate neutrino luminosity of a degenerate electron gas in a strong magnetic field via the plasmon decay to a neutrino pair due to neutrino electromagnetic dipole moments. It is shown that the neutrino luminosity in the electromagnetic reaction channel can be comparable with that in the standard weak channel. We obtain relative upper bounds on the effective neutrino magnetic moment.

Keywords: neutrino, neutrino magnetic moment, plasmon, neutron star, strong magnetic field, degenerate electron gas.

PACS: 13.15.+g, 13.40.Em, 14.60.St, 97.60.Jd.

Received 10 December 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2013).

Сведения об авторах

1. Борисов Анатолий Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-31-77, e-mail: borisov@phys.msu.ru.
2. Сизин Павел Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент; тел.: (499) 230-25-21, e-mail: mstranger@list.ru.