

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

АВГУСТ, 1979

ВЫПУСК 3

УДК 539.1.01

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О НЕЙТРИННОЙ СВЕТИМОСТИ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД В ПЕРЕНОРМИРУЕМЫХ МОДЕЛЯХ

Как известно, на ранних стадиях эволюции нейтронных звезд их нейтринное излучение может преобладать над другими механизмами диссипации энергии. С другой стороны, колоссальные значения напряженности магнитного поля (вплоть до $B_0 = m^2/e = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс) в нейтронных звездах делают необходимым учет подавления поперечных степеней свободы легких заряженных частиц (электронов). Ковариантное описание процессов взаимодействия с участием электронов в таких условиях было предложено нами в ряде работ [1—10] (двумерное приближение КЭД). С использованием развитого формализма в контактной теории был рассмотрен вклад различных каналов генерации нейтрино в нейтринную светимость — $\tau \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ [1], $e^- (Ze) \rightarrow e^- (Ze) \nu_e \bar{\nu}_e$ [10], $\tau e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$ [9].

В настоящей заметке вычислено сечение фоторождения нейтрино на электроны в перенормируемой модели теории поля Вайнберга—Салама [11] и оценен вклад этого процесса в нейтринную светимость магнитных звезд. Применяемые ниже обозначения и последовательность расчета отчасти аналогичны работе Дикуса [12], в которой фоторождение нейтрино на электроны исследовалось в четырехмерной теории (т. е. в отсутствие магнитного поля).

Далее предполагается, что энергия фотона ω и величина магнитного поля B достаточно малы: $(\omega/m_{W,Z})^2 \ll 1$, $|eB|/m_{W,Z}^2 \ll 1$, так что пропагаторы W и Z -мезонов можно взять в контактном виде $D_{\mu\nu}^{(W,Z)}(x) = -m_{W,Z}^{-2} g_{\mu\nu} \delta^{(4)}(x)$. Для использования двумерного варианта КЭД

необходимо также, чтобы энергия начального электрона удовлетворяла условиям $E^2 - m_e^2 < 2|eB|$; $\omega E, \omega^2 \ll |eB|$. Определив двумерно-инвариантный матричный элемент процесса M формулой (ось Z — по направлению магнитного поля)

$$\langle f | S | i \rangle = \frac{i(2\pi)^3 \delta^{(0,2,3)}(p+q-p'-k-k')}{V^{3/2} L_3 L_3 (2\omega 2E 2E' 2k_0 2k'_0)^{1/2}} M, \quad (1)$$

можно получить следующее выражение для суммарного вклада заряженных и нейтральных токов в реакцию $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$:

$$\begin{aligned} M = & -eG(2\pi)^{1/2} [\bar{u}_e(k) \gamma^5 (1 + \gamma^3) u_e(-k')] \times \\ & \times v_e(p') [\bar{\gamma}_3 (C_V + C_A \tilde{\gamma}^3) \frac{p+q+m}{(p+q)^2 - m^2} e + \\ & + e \frac{p'-q+m}{(p'-q)^2 - m^2} \tilde{\gamma}_3 (C_V + C_A \tilde{\gamma}^3)] v_e(p), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$C_V = \frac{1}{2} + \frac{g^2}{2\sqrt{2}Gm_W}, \quad C_A = 1 - \frac{(g^2 + g'^2)m_W^2}{2g^2 m_Z^2} \left(= \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

$p(p')$, $E(E')$ — 2-импульс и энергия начального (конечного) электрона, q, k, k' — 4-импульсы фотона и нейтрино. Константа слабого взаимодействия G и заряд электрона e связаны с константами теории Вайнберга g и g' соотношениями

$$e = \frac{gg'}{(g^2 + g'^2)^{1/2}}, \quad \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}, \quad \frac{m_W^2}{m_Z^2} = \frac{g^2}{g^2 + g'^2}, \quad (4)$$

Электронные спиноры $v_e(p)$, $\tilde{\gamma}$ — матрицы и скалярные произведения в (2) являются двумерными в пространстве (0,3), причем

$$\begin{aligned} v_e(p) \bar{v}_e(p) &= (p + m)_{ij}, \quad \tilde{\gamma}^5 = \tilde{\gamma}^0 \tilde{\gamma}^3, \\ \frac{1}{2} Sp(\tilde{\gamma}_\mu \tilde{\gamma}_\nu) &= g_{\mu\nu}, \quad \frac{1}{2} Sp(\tilde{\gamma}_\mu \tilde{\gamma}_\nu \tilde{\gamma}_\rho \tilde{\gamma}_\sigma) = e^{\mu\nu\rho\sigma}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$e_{00} = e_{33} = 0, \quad -e_{01} = e_{30} = 1$$

и т. д.

Сечение фоторождения имеет вид

$$d\sigma_{\gamma\nu_e} = \frac{dp_3}{8(2\pi)^3 \omega m_e^2} \int |M|_{\gamma\nu_e}^{(0,3)}(p+q-p'-k-k') \frac{d^3k}{2k_0} \frac{d^3k'}{2k_0} \quad (6)$$

и легко вычисляется в нерелятивистском приближении

$$\sigma_{\gamma\nu_e} = \sigma_\Phi \frac{C_V^2 + C_A^2}{2}, \quad (7)$$

где

$$\sigma_\Phi = \frac{4\pi G^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{105 \pi^2} m_e^{-2}, \quad \theta = (\hat{B} \hat{q}) \quad (8)$$

представляет собой сечение фоторождения нейтрино в схеме Ферми в двумерном приближении КЭД. Как можно видеть, сечение процесса $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$, определяемое вкладом нейтральных токов, получается из (7) формальной заменой $C_V^2, C_A^2 \rightarrow (C_V - 1)^2, (C_A - 1)^2$.

Общая мощность нейтринного излучения из единицы объема по планковскому распределению равновесного поля излучения оказывается равной ($kT \ll m_e$)

$$S_{(\nu_e \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e \nu_e)} = \frac{2(2\pi)^4 G^2}{105 \cdot 45} \left(\frac{kT}{m_e} \right)^4 m_e^2 n_e \left(C_V^2 - C_V + \frac{3}{4} \right), \quad (9)$$

где n_e — число электронов в единице объема. Численное значение последнего фактора в (9) зависит от величины угла Вайнберга и при существующей информации о массе W -бозона имеет порядок единицы.

В модели нейтронной звезды Оппенгеймера—Волкова минимальное значение $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ достигается при переходной плотности вещества [13]

$$\rho_T \approx 1.28 \cdot 10^{-4} \rho_{sp},$$

$$\rho_{sp} = \frac{8\pi m_n^4}{3(2\pi)^3} = 6.11 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3.$$

Из сравнения (9) с результатами работы [1] можно тогда сделать вывод, что для температур $\sim 10^8 \text{ К}$ процесс $\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ начинает доминировать над $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu\bar{\nu})$ лишь при значениях поля $B \gtrsim 10^5 B_0$. Для $T \lesssim 10^8 \text{ К}$ во всех остальных случаях вклад последнего является определяющим по сравнению с фотораспадом.

On the neutrino luminosity of magnetic stars in convergent models. The contribution of the reaction $\gamma e^- \rightarrow e^- (\nu_e \bar{\nu}_e)$ to the neutrino luminosity of magnetic stars is investigated in the Weinberg's theory. Calculations were made in a covariant two-dimensional model of electromagnetic interactions in a strong magnetic field, proposed by the author earlier.

20 декабря 1977 г.

В. В. СКОБЕЛЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 71, 1263, 1976.
2. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 72, 1298, 1977.
3. В. В. Скобелев, ЖЭТФ, 73, 1301, 1977.
4. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 142, 1975.
5. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett. 56A, 151, 1976.
6. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, Вест. МГУ, сер. физ., № 4, 111, 1977.
7. Yu. M. Loskutov, V. V. Skobelev, Phys. Lett., 62A, 53, 1977.
8. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 10, 123, 1976.
9. В. В. Скобелев, Изв. ВУЗов СССР, Физика, № 9, 126, 1978.
10. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ТМФ, 29, 65, 1976.
11. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1683, 1971.
12. D. A. Dirac, Phys. Rev., 6, 941, 1972.
13. С. Вайнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.

УДК 521.12

КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННЫХ МАСС ПО БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ РОЗЕНА

В настоящей работе на основе теории Розена вычисляются параметры сверхплотных звездных конфигураций. В расчетах используется уравнение состояния, полученное в работе [1].

1. Метрики плоского и искривленного пространства—времени определяются следующими двумя интервалами соответственно:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

$$ds^2 = e^{2\Phi} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} dr^2 - r^2 e^{2\chi} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где Φ , χ и λ — функции только от координаты r , отсчитываемой от центра распределения масс.