

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. Serkowski*, *Ap. J.*, 144, 857, 1966.
2. *R. R. Zappala*, *Ap. J.*, 148, L 81, 1967.
3. *K. Serkowski*, *IBVS*, No. 141, 3, 1966.
4. *A. Kruszewski, T. Gehrels, K. Serkowski*, *A. J.*, 73, 677, 1958.
5. *A. Kruszewski*, *P.A.S.P.*, 80, 560, 1968.
6. *H. M. Dyck*, *A. J.*, 73, 688, 1968.
7. *H. M. Dyck, M. T. Sandford, II*, *A. J.*, 76, 43, 1971.
8. *H. M. Dyck, F. F. Forbes, S. I. Shawl*, *A. J.*, 76, 201, 1971.
9. *P. A. Вадянян*, *Астрон. цирк.*, № 608, 1971.
10. *S. I. Shawl*, *A. J.*, 80, 602, 1975.
11. *A. Kruszewski, G. V. Coune*, *A. J.*, 77, 641, 1972.
12. *М. А. Ерицян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 43, 33, 1971.
13. *В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева*, *Труды АО ЛГУ*, 29, 3, 1970.
14. *K. Serkowski*, *Ap. J.*, 141, 1340, 1965.
15. *Н. М. Шаховской, Н. А. Димов*, *Изв. Крымской обс.*, 27, 291, 1963.
16. *C. B. Stephenson*, *Publ. Warner Swasey Obs.*, 1, No. 4, 1973.
17. *Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. Н. Медведева, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролов*, *Общий каталог переменных звезд*, Изд. АН СССР, М., 1969.

УДК 524.354.6—337—728

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПРОЦЕСС ОХЛАЖДЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

При взаимодействии потоков нейтрино с электронами, находящимися в магнитном поле, возникают переходы электронов как с поглощением энергии нейтрино, так и с ее увеличением. Как будет показано в данной работе, характер электронных переходов при этом зависит от состояния поляризации электронов, направления движения нейтрино по отношению к магнитному полю, спиральности нейтрино.

Рассматриваемая задача представляет интерес прежде всего для нейтринной астрофизики. Это связано с тем, что заметную роль могут играть переходы электронов в сильном магнитном поле под действием потоков нейтрино в процессе охлаждения нейтронных звезд.

Выбрав направление оси z вдоль магнитного поля, состояние электронов в цилиндрической системе координат будем описывать набором следующих квантовых чисел: k, s, p_z, ξ . Здесь k — главное квантовое число, определяющее дискретные уровни энергии электронов в магнитном поле (уровни Ландау), s — радиальное квантовое число, p_z — проекция импульса

электрона на ось z , значение $\xi=1$ соответствует ориентации спина электрона по направлению магнитного поля, а $\xi=-1$ против направления магнитного поля [1, 2]. При проведении расчетов будем считать магнитное поле достаточно сильным $\left(\frac{E_\nu}{m}\right)^2 \lesssim \frac{H}{H_0}$, H — напряженность магнитного поля, $H_0 = m^2 c^3 / \hbar e = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс — так называемое швингеровское магнитное поле, E_ν — энергия нейтрино, m — масса электрона. В этом случае влияние магнитного поля на процесс рассеяния нейтрино на электроне будет определяющим.

Взаимодействие нейтрино с электронами будем описывать с помощью эффективного гамильтониана взаимодействия:

$$H_{\text{int}} = \frac{G}{\sqrt{2}} e \gamma_\alpha (g_V + g_A) \gamma_5 e \bar{\nu} (1 + \gamma_5) \nu, \quad (1)$$

где G — константа Ферми, g_V и g_A векторная и аксиально-векторная константы связи электронного и нейтринного слабых токов.

После ряда вычислений, подробности которых имеются в [3], получаем следующее выражение для вероятности перехода электрона под действием нейтрино в единицу времени (плотность потока начальных нейтрино нормирована на единицу):

$$\frac{dW_{k \rightarrow k-\xi}}{d\Omega'} = \frac{G^2 g_A^2}{16\pi^2} (1 - \xi\xi') (1 - s_\nu \varepsilon_\nu) (1 - s'_\nu \varepsilon'_\nu) \times \\ \times (1 - \xi s_\nu \cos \theta_\nu) (1 - \xi' s'_\nu \cos \theta'_\nu) \left(E_\nu + \xi \frac{H}{H_0} m \right)^2, \quad (2)$$

где s_ν — спиральность нейтрино, $\varepsilon_\nu = 1$ для нейтрино и -1 для антинейтрино. Все величины в (2) без штриха относятся к начальному нейтрино, а со штрихом к конечному. При получении (2) мы считали электрон слабо-релятивистским, что ограничивает область применимости этой формулы условием $H \lesssim H_0$.

Переходы электронов с изменением k на две и более единицы в нашем случае сильного магнитного поля будут пренебрежимо малы по сравнению с переходами $k \rightarrow k \pm 1$, описываемыми формулой (2). Очевидно, что переход электрона на более высокий энергетический уровень $k \rightarrow k + 1$ возможен лишь при $E_\nu > \frac{H}{H_0} m$. Энергия рассеянного нейтрино в (2) определяется как $E'_\nu = E_\nu + \xi \frac{H}{H_0} m$.

Как видно из (2), вероятность переходов электронов в сильном магнитном поле зависит от ориентации спинов электронов по отношению к магнитному полю, значения спиральности нейтрино, направления потока нейтрино относительно магнитного поля. Переходы электронов сопровождаются изменением энергии нейтрино на величину $\frac{H}{H_0} m$ лишь при изменении поляризации электронов. При $\xi = 1, \xi' = -1$ происходит увеличение энергии рассеянных нейтрино, а при $\xi = -1, \xi' = 1$ уменьшение ее. Таким образом ориентированные по полю электроны увеличивают энергию рассеянного на них нейтринного потока, а ориентированные против магнитного поля электроны уменьшают эту энергию. Поскольку максимум дифференциальной вероятности переходов в (2) соответствует направлениям $\cos \theta = -\xi s_k$ и $\cos \theta' = \xi s'_k$ при $s_k = s'_k = -\varepsilon$, а правые антинейтрино двигаются против поля. Рассеянные нейтрино при этом будут испускаться преимущественно в противоположном падающему потоку нейтрино направлению. При рассеянии антинейтрино на электронах с поляризацией $\xi = -1$ картина рассеяния повторяется, если провести замену нейтрино на антинейтрино.

Производя в (2) интегрирование по углу вылета рассеянного нейтрино и фиксируя значение его спиральности $s_k = -\varepsilon$, получаем полную вероятность перехода электронов в сильном магнитном поле при рассеянии на них нейтрино:

$$W_{k \rightarrow k-\xi} = \frac{G^2 g_A^2}{\pi} (1 - \xi \xi') (1 - \xi s_k \cos \theta_k) \left(E_\nu + \xi \frac{H}{H_0} m \right)^2. \quad (3)$$

Зависимость (3) от ориентации спина электрона приводит к вынужденной поляризации электронов потоком нейтрино. Степень поляризации при этом существенным образом будет зависеть от величины и направления нейтринного потока по отношению к магнитному полю.

Полученные выше результаты применимы для взаимодействия нейтрино со слабoreлятивистским невырожденным электронным газом. Однако в условиях нейтронных звезд электронный газ вырожден, и поэтому в данном случае $W_{k \rightarrow k-\xi}$ в (2) и (3) необходимо заменить на $W'_{k \rightarrow k-\xi}$:

$$W'_{k \rightarrow k-\xi} = W_{k \rightarrow k-\xi} n_k (1 - n_{k-\xi}), \quad (4)$$

где n_k — средние значения чисел заполнения энергетических уровней электронами в магнитном поле [4]:

$$n_k = \frac{1}{e^{E_k - \mu/T} + 1}, \quad (5)$$

μ — химический потенциал, T — температура электронного газа, E_k — значение энергии электрона в магнитном поле на k уровне.

Переходы электронов на более высокие энергетические уровни в единице объема, вызванные рассеянием на них нейтрино, будут определяться суммарной вероятностью W_+ , а на более низкие — W_- :

$$W_{\pm} = \sum_k \int \frac{m^2 H d p_3}{4\pi^2 H_0} W_{k-k\pm 1} n_k (1 - n_{k\pm 1}). \quad (6)$$

Проводя в (6) вычисления, подробно описанные в [4], получаем:

$$W_{\pm} = \left(\frac{3n_e}{\pi^4}\right)^{1/3} \frac{G^2 g_A^2 m^2 H}{2\pi H_0} (\operatorname{cth} \gamma \pm 1) (1 \pm s, \cos \theta_e) \left(E_e \mp \frac{H}{H_0} m\right)^2, \quad (7)$$

где n_e — плотность электронов, $\gamma = \frac{mH}{2TH_0}$.

Используя (7), несложно получить изменение энергии нейтрино за счет рассеяния их на электронах намагниченной нейтронной звезды после каждого взаимодействия:

$$\Delta E_\nu = \left(\frac{3n_e}{\pi^4}\right)^{1/3} \frac{G^2 g_A^2 m^3 H^2 E_\nu^2 \Delta l}{\pi H_0^2} f(E_\nu), \quad (8)$$

где при $E_\nu > \frac{H}{H_0} m$

$$f(E_\nu) = \left[\frac{2Hm}{H_0 E_\nu} (\operatorname{cth} \gamma + s, \cos \theta_e) - (1 + s, \cos \theta_e \operatorname{cth} \gamma) \left(1 + \frac{H^2 m^2}{H_0^2 E_\nu^2}\right) \right],$$

а при $E_\nu < \frac{H}{H_0} m$

$$f(E_\nu) = \frac{1}{2} (\operatorname{cth} \gamma - 1) (1 - s, \cos \theta_e) \left(E_\nu + \frac{H}{H_0} m\right)^2,$$

Δl — длина пробега нейтрино в звезде между взаимодействиями с электронами, а E_ν считается функцией l .

Значение максимальной длины пробега нейтрино l_{\max} в нейтронной звезде определяется главным образом эффектом когерентного рассеяния нейтрино малых энергий $E_\nu \lesssim m$ на нуклонах. При когерентном взаимодействии сечение пропорционально квадрату числа частиц в объеме λ^3 , где λ — длина волны нейтрино $\left(\lambda \sim \frac{2\pi}{E_\nu}\right)$ [5]. Для нейтрино с энергией ~ 0.5 МэВ в объеме l^3 в нейтронной звезде будет порядка

10^6 — 10^7 нуклонов, поэтому происходит примерно такое же увеличение сечения рассеяния нейтрино на нуклонах, приходящееся на одну частицу. С учетом фактора когерентности находим максимальную длину пробега нейтрино в веществе нейтронной звезды:

$$l_{\max} \cong 3R^2 \rho_N n_N = \frac{24\pi^2 R^2 G^2 n_N^2}{E}, \quad (9)$$

где ρ_N — плотность нуклонов, R — радиус нейтронной звезды. При получении (9) использовано сечение рассеяния нейтрино на нуклонах в стандартной модели электрослабого взаимодействия в случае $E \ll m_N$ (m_N — масса нуклона).

Из (7), (8), (9) легко найти, что при $H \lesssim H_0$, независимо от начальной энергии $E_0 \lesssim m$, нейтрино, родившиеся внутри нейтронной звезды, будут уходить за ее пределы, вследствие эффекта их рассеяния на электронах в сильном магнитном поле, с одинаковой энергией E , которая зависит только от напряженности магнитного поля и температуры,

$$E \cong \frac{\text{sh } \chi}{\text{ch } \chi - 1} \frac{H}{H_0} m. \quad (10)$$

При $\left(\frac{T}{m}\right) \gg \left(\frac{H}{2H_0}\right)$ и $\left(\frac{4T}{m}\right)^2 \lesssim \frac{H}{H_0}$ из (10) имеем $E = 4T$, т. е.

энергия нейтрино малых энергий зависит линейно только от температуры нейтронной звезды. В случае же $T \ll \frac{H}{H_0} m$ $E = \frac{H}{H_0} m$, т. е.

энергия уходящих нейтрино будет определяться только напряженностью магнитного поля. Следовательно, магнитные поля достаточно холодных нейтронных звезд будут определять степень нейтринных потерь их энергии, а поэтому существенным образом влиять на скорость их охлаждения. При этом средняя энергия нейтрино будет равна 0.1—0.5 МэВ, если $H \lesssim H_0$.

Случай больших энергий нейтрино, $E \gg m$, который наиболее интересен для нейтрино от сверхновых, будет рассмотрен в последующей работе.

Автор благодарен Б. К. Керимову за внимание к работе и ценные замечания.

Neutrino Scattering on Electrons in a Strong Magnetic Field and the Influence of this Process on the Energy Loss of Neutron star. Neutrino scattering on electrons in a strong magnetic field is investigated taking into account the polarization of electron, the chirality of neutrino.

Owing to this effect, the change in the energy loss of neutron star which is caused by neutrino going out of the star, is estimated.

25 июля 1983

Калининский государственный
университет

В. П. ЦВЕТКОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Квантовая электродинамика. Наука, М., 1980.
2. А. А. Соколов, И. М. Тернов, Релятивистский электрон, Наука, М., 1974.
3. В. П. Цветков, Ядерная физика, 32, 776, 1980.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, часть 1, Наука, М., 1976.
5. Я. Б. Зельдович, М. Ю. Хлопов, УФН, 135, 45, 1981.