

УДК 524.35

СПИРАЛЬНОСТЬ НЕЙТРИНО И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Н. Н. ЧУГАЙ

Поляризация спинов электронов в магнитном поле горячей нейтронной звезды приводит к анизотропии нейтринного излучения, причем нейтрино излучаются преимущественно вдоль поля. Анизотропия нейтринного излучения может приводить к существенному ускорению нейтронной звезды за кельвиновское время.

CHIRALITY OF NEUTRINO AND SPACE VELOCITIES OF PULSARS, by N. N. Chugaj. Polarization of spins of electrons in magnetic field inside a hot neutron star leads to anisotropy of neutrino emission with the maximum emission along the magnetic field. Anisotropy of neutrino emission may provide substantial acceleration of the neutron star in a Kelvin time.

1. Происхождение высоких пространственных скоростей пульсаров ($v \approx 200$ км/с) до сих пор не вполне ясно. Были предложены три гипотезы: а) разрыв тесной двойной системы (Готт и др., 1970); б) асимметричный взрыв сверхновой (Шкловский, 1969); в) разгон пульсара асимметричным дипольным излучением (Гаррисон и Тадемару, 1975).

Здесь мы хотели бы привлечь внимание к возможности ускорения пульсаров на стадии их формирования за счет импульса отдачи при анизотропном излучении нейтрино. Как будет показано, анизотропия нейтринного излучения неизбежно возникает при наличии поляризации спинов электронов из-за спиральности нейтрино.

2. Оценим степень анизотропии излучения нейтрино, требуемую для объяснения наблюдаемых скоростей пульсаров.

Направленный импульс анизотропного нейтринного излучения с суммарной энергией E_ν равен fE_ν/c , где f — фактор анизотропии потока импульса нейтрино. Полная энергия, излучаемая горячей нейтронной звездой в виде нейтрино, составляет примерно половину гравитационной энергии нейтронной звезды $|E_G| \approx GM^2/r$. Учитывая это и используя закон сохранения импульса, можно найти скорость нейтронной звезды, которую она приобретет в результате анизотропного излучения нейтрино:

$$v = f \frac{GM}{2rc} = 2.2 \cdot 10^{9f} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{r}{10^6 \text{ см}} \right)^{-1} \text{ см/с.} \quad (1)$$

Отсюда, в частности, следует, что для объяснения скоростей пульсаров $v \approx 200$ км/с требуется фактор анизотропии нейтринного излучения $f \approx 0.01$.

Покажем, как величина f связана со степенью анизотропии излучения нейтрино в актах рождения в самой нейтронной звезде. Пусть имеется однородная оптически толстая нейтронная звезда, в которой поглощение нейтрино преобладает над рассеянием (именно такой случай имеет место в горячей нейтронной звезде). Предположим, что коэффициент излучения нейтрино является анизотропным с параметром анизотропии a и угловым распределением

$$g(\theta) = \frac{1}{4\pi} (1 + a \cos \theta), \quad (2)$$

где θ — угол между направлением испускания нейтрино и некоторой осью z . Из уравнения переноса следует, что интенсивность выходящего излучения нейтрино будет пропорциональна $g(\theta)$. Суммарный импульс нейтрино вдоль оси z в этом случае будет равен $aE_\nu/3c$, а фактор анизотропии f , введенный выше, будет равен $a/3$.

3. Покажем теперь, что анизотропия коэффициента излучения нейтрино является непосредственным следствием поляризации спинов электронов в нейтронной звезде.

подавляющая доля энергии нейтрино излучается на кельвиновской стадии охлаждения горячей нейтронной звезды (Надежин, 1978). Длительность этой стадии порядка 10 с. Преобладающим механизмом излучения нейтрино на этой фазе является урка-процесс на свободных нуклонах:



Предположим, что в нейтронной звезде на кельвиновской стадии возникла преимущественная ориентация магнитных моментов электронов и позитронов вдоль оси z . Такая ориентация могла бы быть вызвана магнитным полем нейтронной звезды, направленным по оси z . Поляризация нуклонов гораздо менее вероятна, поскольку их магнитный момент на три порядка меньше магнитного момента электронов.

Рассмотрим реакции (3) с полностью поляризованными магнитными моментами электронов ($\mu_{e^-} \uparrow \uparrow \mathbf{B}$) и неполяризованными нуклонами в приближении сохранения суммарного спина S . Данное приближение соответствует пренебрежению спин-орбитальной связью. Исходя из естественного допущения, что все каналы реакции (3) при $S = \text{const}$ равновероятны, нетрудно показать, что из-за свойства спиральности нейтрино и антинейтрино будут испускаться преимущественно вдоль поля \mathbf{B} . При этом вероятности испускания ν и $\bar{\nu}$ с импульсом $\mathbf{k}_{\nu\bar{\nu}}$, направленным вдоль и против поля \mathbf{B} , будут равны

$$w_+ = w(\mathbf{k}_{\nu\bar{\nu}} \uparrow \uparrow \mathbf{B}) = 0.75, \quad w_- = w(\mathbf{k}_{\nu\bar{\nu}} \downarrow \downarrow \mathbf{B}) = 0.25.$$

Параметр анизотропии испускания нейтрино, т. е. величина a в (2), для полностью поляризованных электронов равен $a = w_+ - w_- = 0.5$.

Пусть p — локальная степень поляризации магнитных моментов электронов и позитронов, определяемая через концентрации n_+ и n_- магнитных моментов с противоположной ориентацией относительно оси z :

$$p = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-).$$

Параметр анизотропии a в (2) выражается через величину p следующим образом: $a = 0.5p$. Следовательно, фигурирующий в (1) фактор анизотропии $f = a/3 \approx 0.2p$.

4. Грубую оценку напряженности магнитного поля, которая требуется для поляризации спинов электронов, можно получить из выражения для степени поляризации магнитных моментов вырожденного электронного газа в слабом магнитном поле (Пайерлс, 1956):

$$p = \mu_e B / E_{F,e}, \quad (4)$$

где μ_e — магнитный момент электрона, $E_{F,e}$ — энергия Ферми для электронов. Для релятивистского вырожденного электронного газа в приближении $T = 0$ имеем

$$E_{F,e} = hc \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} n^{1/3} Y_e^{1/3}, \quad (5)$$

где n — концентрация нуклонов, Y_e — число электронов на нуклон. На ранней кельвиновской стадии горячей нейтронной звезды $Y_e \approx 0.01$ (Надёжин, 1978). При $Y_e = 0.01$, $n = 3 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ из (5) и (4) получаем $B \approx 1.5 \cdot 10^{16} p \text{ Гс}$.

Учитывая, что $f \approx 0.2p$, можно найти связь между f и B , которая после подстановки в (1) приводит к пропорциональной зависимости между скоростью нейтронной звезды и магнитным полем:

$$v = 30 \left(\frac{B}{10^{14} \text{ Гс}} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{r}{10^6 \text{ см}} \right)^{-1}, \text{ км/с.} \quad (6)$$

Из полученного равенства следует, что для объяснения скоростей пульсаров $v \approx 200 \text{ км/с}$ при $M = 1.4 M_\odot$ необходимо поле $B \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ Гс}$.

Существование в нейтронных звездах магнитного поля с напряженностью $B \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ Гс}$ проблематично. Заметим только, что есть доводы в пользу реальности таких полей в нейтронных звездах (Лицунов, 1982).

В заключение кратко сформулируем основные выводы.

При наличии заметной поляризации спинов электронов и позитронов излучение нейтрино горячей нейтронной звездой на кельвиновской стадии может происходить анизотропно. Анизотропия нейтринного излучения приводит к ускорению нейтронной звезды за характерное время порядка 10 с. Поляризация спинов электронов и позитронов вызывается магнитным полем нейтронной звезды. Для

объяснения скоростей пульсаров в рамках нейтринного механизма ускорения требуются поля $B \approx 5 \cdot 10^{14}$ Гс. Величина скорости, приобретаемой нейтронной звездой, пропорциональна напряженности магнитного поля в звезде.

Автор благодарен Д. К. Надёжину, Н. С. Кардашеву, В. Ф. Шварцману и Д. А. Киржницу за обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

- Гаррисон и Тадемару* (Harrison E. R., Tademaru E.). *Astrophys. J.*, 1975, *201*, 447.
- Готт и др.* (Gott J. R., Gunn J. E., Ostriker J. P.). *Astrophys. J. (Letters)*, 1970, *160*, L91.
- Липунов В. М.* *Астрон. журн.*, 1982, *59*, 888.
- Надёжин Д. К.* *Astrophys. and Space Sci.*, 1978, *53*, 131.
- Пайерлс Р.* *Квантовая теория твердых тел*. М.: Изд-во иностр. лит., 1956, с. 167.
- Шкловский И. С.* *Астрон. журн.*, 1969, *46*, 715.

Астрономический совет
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
16 августа 1983 г.
После доработки
16 декабря 1983 г.