

УДК: 524.354.4—327

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ПУЛЬСАРАХ
ИЗ-ЗА ДВИЖЕНИЯ ВИХРЕЙ

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 23 января 1986

Принята к печати 2 июня 1986

Показано, что при уменьшении угловой скорости вращения нейтронные вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между ядром и корой звезды. Это приводит к уменьшению длины протонных вихрей в ядре, следовательно магнитная энергия, содержащаяся в этих вихрях, выделяется на границе «пре»-фазы. Полная интенсивность энерговыделения лежит в интервале $5 \cdot 10^{28}$ — $5 \cdot 10^{31}$ эрг/с, причем она в основном освобождается вблизи экваториальной плоскости.

1. *Введение.* Общепринятая модель пульсара — вращающаяся нейтронная звезда, образованная из ядра и коры [1]. В ядре, состоящем из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов, при вращении образуется нейтронная вихревая сеть с плотностью $n = 2\Omega/\kappa$, где $\kappa = 2\pi\hbar/m_n$, m_n — масса нейтрона [2, 3]. Если расстояние между нейтронными вихрями обозначить через b , то образующаяся вокруг каждого нейтронного вихря плотная сеть протонных вихрей будет занимать площадь с радиусом $r_1 < b$ [2]. Как показано в работе [4], релаксационное время между вихрями и нормальными электронами порядка 10^{-14} с. Это значит, что сверхтекучий компонент ядра вращается синхронно с нормальными электронами, т. е. с корой нейтронной звезды.

Плотность в центре звезды для устойчивых моделей нейтронных звезд порядка 10^{15} г/см³ и до границы ядра меняется всего на порядок — до значения $2 \cdot 10^{14}$ г/см. Кора нейтронной звезды обычно состоит из внутренней («Аеп»-фаза) и внешней («Ае»-фаза) частей. Плотность вещества в «Аеп»-фазе меняется от значения $2 \cdot 10^{14}$ г/см до $4 \cdot 10^{11}$ г/см, а в «Ае»-фазе от $4 \cdot 10^{11}$ г/см до 10^4 г/см. Звезда заканчивается тонким слоем невырожденного вещества. Радиус ядра порядка 10 км, а толщина коры — всего один километр [1].

Как известно из наблюдений, угловая скорость пульсаров Ω уменьшается с характерным временным масштабом $t \sim \Omega/\dot{\Omega} \sim 10^{13}$ — 10^{15} с, где

$\dot{\Omega} \equiv d\Omega/dt$. При уменьшении угловой скорости вращения уменьшается и плотность нейтронных вихрей, следовательно вихри, параллельные оси вращения, движутся радиально к границе между ядром и «Асп»-фазой звезды. При радиальном движении все большая часть длины нейтронного вихря оказывается в «Аеп»-фазе, следовательно уменьшается его длина, находящаяся в «пре»-фазе. Но так как этот участок вихря окружен плотной сетью протонных вихрей, то магнитная энергия, содержащаяся в этих вихрях, должна выделяться в звезде. Легко заметить, что эта энергия выделяется на границе между ядром и корой нейтронной звезды.

Настоящая работа посвящена расчету выделяемой в единицу времени энергии на указанной границе. Определена также индикатриса энерговыделения. В частности, показано, что энергия в основном освобождается у экваториальной плоскости.

2. Если через $n(r, t)$ обозначить плотность нейтронных вихрей на экваториальной плоскости, $\Omega(r, t)$ — угловую скорость сверхтекучей нейтронной жидкости и v_r — радиальную скорость нейтронных вихрей, то уравнения, описывающие движение вихрей, имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} 2\Omega(r, t) + r \frac{\partial \Omega(r, t)}{\partial r} &= \kappa n(r, t), \\ \frac{\partial \Omega(r, t)}{\partial t} &= -\frac{\kappa v_r}{r} n(r, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где r — расстояние точки пересечения нейтронной вихревой нити с экваториальной плоскостью от центра звезды. Так как сверхтекучая жидкость движется вместе с электронами, а последние совершают твердотельное вращение, то Ω не зависит от r . Тогда, согласно (1), имеем:

$$n(t) = \frac{2\Omega(t)}{\kappa}$$

и

$$v_r = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r. \quad (2)$$

Рассмотрим нейтронную вихревую нить, находящуюся на расстоянии r_1 от центра звезды (см. рис. 1), и обозначим ее длину в «пре»-фазе через l_p . В этой фазе нейтронная нить окружена параллельными оси вращения протонными вихрями, плотность которых у центра вихря порядка 10^{21} см^{-2} и стремится к нулю на расстоянии r_1 (рис. 2). Если обозначить через \bar{B} среднюю индукцию магнитного поля вокруг нейтронного вихря, то энер-

гию магнитного поля, содержащуюся в протонных вихрях, можно оценить следующим образом:

$$E_i = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 l_i, \quad l_i = 2 \cdot \sqrt{R^2 - r_i^2}. \quad (3)$$

При радиальном движении нейтронного вихря к поверхности звезды уменьшается его длина l_i в «пре»-фазе, следовательно, уменьшаются длины протонных вихрей, окружающих нейтронную вихревую нить. Магнитная энергия этих вихрей выделяется на границе «пре»-фазы нейтронной

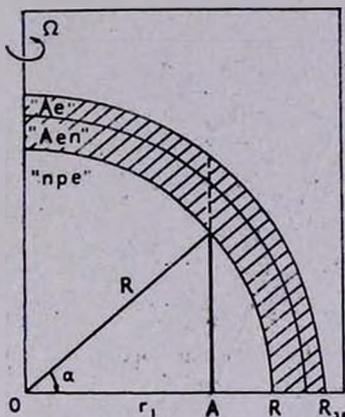


Рис. 1. Поперечное сечение модели нейтронной звезды. Без штриха обозначена «пре»-фаза, а со штрихом кора звезды. В точке А параллельно оси вращения расположен нейтронный вихрь.

звезды. Энергию, выделяемую за единицу времени, можно найти, дифференцируя выражение (3) по времени:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4\pi} \pi r_1^2 \frac{r_i v_i}{\sqrt{R^2 - r_i^2}},$$

где согласно (2)

$$v_i = \frac{dr_i}{dt} = -\frac{\Omega}{\Omega} r_i,$$

следовательно:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4} r_1^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_i^2}{\sqrt{R^2 - r_i^2}}. \quad (4)$$

Полная энергия dE_i/dt , выделяемая за единицу времени протонными вихрями, находящимися на расстоянии r_i от центра звезды, определяется умно-

жением выражения (4) на число нейтронных вихрей на окружности с радиусом r_p , т. е. на $2\pi r_p/b$, где b — среднее расстояние между этими вихрями:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{\pi \bar{B}^2}{4} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_1^2}{b} \frac{r_i^3}{\sqrt{R^2 - r_i^2}}. \quad (5)$$

Чтобы найти полную интенсивность энерговыделения на границе «пре-фазы нейтронной звезды, мы должны суммировать выражение (5) по i так, чтобы r_i менялся от нуля до R . В ядрах нейтронных звезд $b \sim 10^{-2}$ см.,

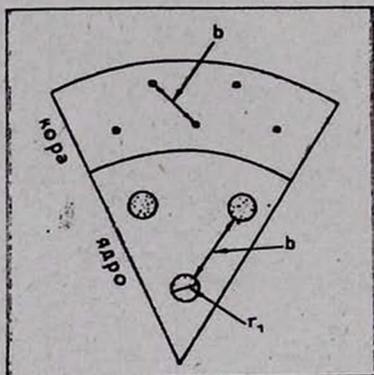


Рис. 2. Участок экваториальной плоскости. Показаны нейтронные вихри (расстояние между ними b), окруженные протонными вихрями (радиус области протонных вихрей r_1), в ядре и «голые» нейтронные вихри в коре звезды.

а радиус звезды $R \sim 10^6$ см, следовательно нейтронные вихри по радиусу расположены почти непрерывно. Поэтому можно от суммирования по i перейти к интегрированию по радиусу, причем число вихрей в интервале dr равняется $R/b \cdot dr$.

Интенсивность энерговыделения, обусловленная этими вихрями, будет:

$$dI(x) = \frac{dE}{dt} \cdot \frac{R}{b} dr = \frac{\pi \bar{B}^2}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \frac{R^3 x^3 dx}{\sqrt{1-x^2}}. \quad (6)$$

Здесь введено обозначение $x = r/R$. Более наглядно можно представить интенсивность энерговыделения на границе «пре-фазы как функцию от угла α (см. рис. 1), где $\alpha = \arcsin x$. Тогда формула (6) будет иметь вид

$$dI(\alpha) = \frac{\pi \bar{B}^2 R^3}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \cos^3 \alpha d\alpha. \quad (7)$$

Как видно из (7), энергия выделяется в основном у экваториальной пло-

скости нейтронной звезды, т. е. при $\alpha \rightarrow 0$. Замечательным фактом является вытянутость по экватору индикатрисы энерговыделения ($\sim \cos^3 \alpha$). Полная интенсивность энерговыделения I определяется интегрированием выражения (7) по углу α от 0 до $\pi/2$:

$$I = \frac{\pi}{3} \bar{B}^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2. \quad (8)$$

3. Для оценки интенсивности энерговыделения найдем величину \bar{B} . Как показано в работе [2], средняя индукция магнитного поля задается выражением:

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi r_1^2} \int_0^{r_1} \Phi_0 N(\tau) 2\pi \tau d\tau, \quad (9)$$

где $N(\tau)$ — плотность протонных вихрей:

$$N(\tau) = \frac{H(\tau) - H_c}{\Phi_0}. \quad (10)$$

Здесь $H(\tau)$ и H_c определяются формулами

$$H(\tau) = \frac{k\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{b}{r}, \quad H_c = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi}, \quad (11)$$

где λ — глубина проникновения магнитного поля, ξ — длина когерентности протонов, k — коэффициент увеличения протонов нейтронами и Φ_0 — квант магнитного потока, равный $2 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Подставляя (10) и (11) в (9), получаем:

$$\bar{B} = \frac{k \cdot \Phi_0}{4\pi\lambda^2}. \quad (12)$$

Используя выражение (12), а также учитывая, что $r_1/b = (\xi/\lambda)^{\frac{1}{3|k|}}$ для интенсивности энерговыделения окончательно получим:

$$I = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 (\xi/\lambda)^{\frac{2}{3|k|}} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|. \quad (13)$$

В ядре («пре»-фаза) нейтронной звезды средняя плотность вещества порядка $5 \cdot 10^{14}$ г/см, следовательно средняя плотность сверхтекучих протонов $n_p \sim 10^{37}$ см⁻³. Для таких плотностей $\lambda \sim 10^{-11}$ см, $\xi \sim 10^{-12}$ см, т. е. $\xi/\lambda \sim 0.1$. Подставляя эти значения параметров в (13), а также принимая $R = 10^6 R_6$, $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-15} (\dot{\Omega}/\Omega)_{15}$ и $|k| = 0.5$, окончательно получим:

$$I = 5 \cdot 10^{29} R_0^3 \left(\frac{\Omega}{\Omega} \right)_{15} \text{ эрг/с.} \quad (14)$$

Для типичных нейтронных звезд $R_0 \sim 1$, а для пульсаров $(\Omega/\Omega)_{15}$ меняется от 0.1 до 100, следовательно полная энергия, выделяемая на поверхности «пре»-фазы порядка $5 \cdot 10^{28} - 5 \cdot 10^{31}$ эрг/с, причем она в основном освобождается вблизи экваториальной плоскости.

В заключение отметим, что интенсивность радиоизлучения пульсаров лежит между 10^{26} эрг/с и 10^{30} эрг/с [5]. Оценки интенсивности энерговыделения по формуле (14) показывают, что она достаточна для обеспечения радиоизлучения пульсаров. Необходимо, однако, показать, что эта энергия выделяется в радиодиапазоне и что эти низкочастотные радиоволны смогут распространиться через плотную плазму коры до поверхности звезды. Отметим, что передача энергии на поверхность звезды облегчена тем, что в плазме коры имеется сильное магнитное поле, $\sim 10^{12}$ Гс. Это значит, что в плазме могут распространяться низкочастотные волны типа альвеновских и магнитозвуковых волн. Достаточно только показать, что эти волны не полностью поглощаются в коре нейтронной звезды и часть их (достаточно нескольких процентов энергии возбуждения) может выйти в околосреднее пространство. Вопрос о реализации этой возможности рассматривается нами в настоящее время.

Ереванский государственный
университет

OUTPUT ENERGY IN PULSARS

D. M. SEDRAKYAN

It has been shown that when the angular velocity of pulsars decreases, the neutron vortices parallel to the axis of rotation move radially to the boundary between star nucleus and crust. This will decrease the length of proton vortices in star nucleus, therefore the magnetic energy of these vortices must release on the edge of „pre“ phase. The full energy output is of the order of $5 \cdot 10^{28} - 5 \cdot 10^{31}$ erg/s, and the energy release takes place mainly near the equatorial plane.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Шапиро, С. Тяколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т. 2, Мир, М., 1985, стр. 271.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсесян, *Астрофизика*, 21, 547, 1984.
3. М. А. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, J. Shaham, *Astrophys. J.*, 276, 325, 1984.
4. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсесян, *Астрофизика*, 22, 137, 1985.
5. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.