

УДК: 524.354.6—327

## ДИНАМИКА ВРАЩЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН. А. Д. СЕДРАКЯН

Поступила 28 марта 1991

Принята к печати 25 апреля 1991

Рассмотрена динамика вращения нейтронной звезды, при наличии внутреннего нагрева, обусловленного диссипацией энергии в ее сверхтекучем ядре. Показано, что малое значение момента инерции звезды вследствие нагрева ее ядра мало, и энерговыделение не влияет на динамику ее вращения. Рассчитаны поверхностные температуры нейтронных звезд и проведены сравнения с наблюдениями.

1. *Введение* В последнее десятилетие бурное развитие рентгеновской астрономии, связанное с выводом на орбиту ряда рентгеновских спутников, выдвинуло в ряд весьма актуальных проблем изучение явлений, приводящих к наблюдаемому неимпульсному рентгеновскому излучению одиночных радиопульсаров. С помощью обсерваторий Einstein и EXOSAT удалось наблюдать десятку радиопульсаров как слабые источники, излучающие в мягком рентгеновском диапазоне [1, 2]. Обычно в предположении, что с поверхности пульсара излучается планковский спектр, из наблюдаемого полного потока излучения на поверхности звезды определяется ее эффективная поверхностная температура  $T_s$ . Это дает значения температур, лежащие в интервале  $10^5$ — $10^6$  К. Теоретические расчеты стандартного остывания нейтронных звезд приводят к значениям  $T_s$  в этом интервале для пульсаров с временем жизни порядка  $10^5$  лет [3]. С другой стороны, весьма существенную роль в установлении определенной поверхностной температуры  $T_s$  могут играть механизмы диссипации энергии в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. В условиях термического баланса именно эти механизмы и будут определять  $T_s$  [4].

В работах [5, 6] были предложены новые механизмы диссипации энергии в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд. Вместе с безусловно существенным эффектом на температуры нейтронных звезд также рассматривалась возможность их влияния на динамику вращения пульсаров.

В работе [7] исследовалась эволюция пульсаров в предположении, что механизмы диссипации приводят к торможению нейтронной звезды. Однако оставался открытым вопрос о потере момента количества движения звезды как целого. Ниже покажем, что утверждение о наличии торможения пульсара, обусловленного предложенными механизмами диссипации, некорректно [7]. Диссипация энергии и соответственно выделение тепла в сверхтекучих ядрах пульсаров влияют на динамику их вращения посредством двух эффектов: реакции излучения потока фотонов с поверхности пульсара и изменением момента инерции звезды. Далее покажем, что эти эффекты малы и ими можно пренебречь.

В предположении, что пульсар замедляется стандартным механизмом магнито-дипольного излучения наклонного ротатора, определены поверхностные температуры нейтронных звезд. Проведено их сравнение с наблюдательными данными.

2. Динамика вращения пульсара. Пусть нейтронная звезда вращается с угловой скоростью  $\Omega$  и на нее действует внешний момент сил  $N_{ext}$ . Тогда закон сохранения энергии запишется:

$$\delta E_{int} + \delta E_{gr} + \delta E_{rot} = \delta(\Omega N_{ext}), \quad (1)$$

где

$$\delta E_{int} = -P\delta V + T\delta S, \quad (2)$$

$$\delta E_{gr} = -\frac{1}{3} E_{gr} \frac{\delta V}{V}, \quad (3)$$

$$\delta E_{rot} = \Omega\delta M - E_{rot} \frac{\delta I}{I}. \quad (4)$$

Здесь  $E_{int}$ ,  $E_{gr}$ ,  $E_{rot}$ —внутренняя, гравитационная и вращательная энергии звезды,  $M$ —момент количества движения и  $I$ —момент инерции звезды. Величины  $P$ ,  $V$ ,  $T$  и  $S$ , входящие в уравнение (2) (первый закон термодинамики), имеют свой обычный термодинамический смысл. Заметим, что здесь и далее мы пренебрегаем изменением магнитной энергии звезды. Для рассматриваемой квазистационарной конфигурации имеет место вириальное соотношение [8—10].

$$3PV + E_{gr} + 2E_{rot} = 0. \quad (5)$$

Далее, используя уравнения (2)—(5) и вводя обозначение  $\delta Q = T\delta S$ , из уравнения (1) имеем:

$$\Omega\delta M + \delta\Omega = \delta(\Omega N_{ext}). \quad (6)$$

Оценим величину относительного изменения момента инерции звезды —  $\delta I/I$ . Применим подход, аналогичный работам [9, 10]. Будем исходить из вириального соотношения (5) и уравнения состояния для вырожденного нейтронного газа, которое запишем с точностью до второго члена разложения давления по степеням малого отношения  $T/T_F$ :

$$P = P_0(1 + \alpha(T/T_F)^2). \quad (7)$$

Взяв уравнение состояния при  $T=0$  в форме политропы  $P_0 = k\rho^\gamma$  ( $k = 5.4 \cdot 10^9$ ,  $\gamma = 5/3$ ), имеем:

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{1}{P} \left[ \left( \frac{\partial P}{\partial S} \right)_V \delta S + \left( \frac{\partial P}{\partial n} \right)_S \delta n \right] = \frac{\delta Q}{PV} + \gamma \frac{\delta n}{n}. \quad (8)$$

Далее варьируя вириальное соотношение (5), с учетом уравнений (2) — (4) и соотношения  $\delta n/n = (-3/2) \cdot \delta I/I$  получаем

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\delta I}{I} \left\{ \frac{E_r}{3PV} - 2 \right\} - \frac{2\Omega \delta M}{3PV}. \quad (9)$$

Приравнявая уравнения (8) и (9), окончательно имеем:

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{\frac{2\delta Q}{PV} + \frac{4}{3} \frac{\Omega \delta M}{PV}}{3\gamma - 4 + \frac{2}{3} \frac{E_r}{PV}} = \frac{2\delta Q + 4/3 \cdot \Omega \delta M}{(3\gamma - 4) \cdot PV + \frac{2}{3} E_r}. \quad (10)$$

Таким образом, относительное изменение момента инерции нейтронной звезды, связанное с внутренним нагревом, порядка величины  $\delta Q/PV$ . Так как внутренняя энергия звезды  $E_{int} \sim k\rho^{1/3} M_p \sim 10^{52}$  эрг, где  $\rho \approx 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  — средняя плотность,  $M_p = M_\odot$  — масса нейтронной звезды, а энергия, диссипируемая в единицу времени  $\delta Q \sim 10^{33}$  эрг, то с большой точностью влиянием нагрева звезды на изменение ее момента инерции можно пренебречь.

Также можно пренебречь влиянием реакции излучения потока фотонов с поверхности пульсара. Действительно, величина относительного изменения момента импульса звезды  $M$  в единицу времени, обусловленное этим эффектом, дается оценкой:

$$\frac{\delta M}{M} \approx \frac{L\gamma}{M^2 c^3} \sim 10^{-21}. \quad (11)$$

Здесь  $L\gamma \sim 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$  — фотонная светимость пульсара,  $c$  — скорость света.

Таким образом, выделение тепла в сверхтекучем ядре нейтронной звезды не приводит к ее торможению.

Отметим, однако, что хотя движение вихрей и диссипация энергии в сверхтекучем ядре, согласно вышесказанному, не влияют на торможение нейтронной звезды, эти процессы определяют динамический отклик сверхтекучего ядра при наблюдаемых резких скачках угловых скоростей вращения твердой коры пульсаров. Таким образом, на малых временных масштабах ( $t \sim$  года) диссипативные процессы, связанные с вихревой структурой, могут влиять на динамику вращения звезды. Однако на больших временных масштабах эти процессы не играют существенной роли.

Далее рассмотрим конкретные механизмы диссипации энергии в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд с учетом результата  $\delta I = 0$ .

### 3. а) Диссипация энергии из-за движения протонных вихрей [6].

Диссипативный механизм, возникающий при радиальном движении протонных вихрей, существенно связан с дифференциальным вращением сверхтекучего и нормального компонентов. Причем, если отвлечься от скачков угловой скорости вращения пульсаров, т. е. рассматривать процесс замедления нейтронной звезды на больших временных масштабах, то в таком случае устанавливается постоянная разность угловых скоростей между нормальным и сверхтекучим компонентами,  $\omega \equiv \Omega_s - \Omega_n = \text{const}$ . Учитывая, что в таком случае  $\delta \Omega_n = \delta \Omega_s$ , уравнение (6) запишется в виде:

$$I_n \delta \Omega_n + I_s (\Omega_s - \Omega_n) \delta \Omega_n + \delta Q_1 = \delta (\Omega_n N_{\text{ext}}), \quad (12)$$

где  $I_s$  — момент инерции сверхтекучего компонента. С учетом вышесказанного уравнение (12) распадается на два независимых уравнения:

$$I_n \dot{\Omega}_n = N_{\text{ext}}, \quad (13)$$

$$I_s (\Omega_s - \Omega_n) |\dot{\Omega}_n| = \delta Q_1. \quad (14)$$

Первое уравнение отражает тот факт, что звезда как целое замедляется внешним моментом сил. Второе уравнение позволяет определить угловую скорость дифференциального вращения нормального и сверхтекучего компонентов и характерное время релаксации между этими компонентами. Действительно, имея мощность диссипации  $\dot{W} = dQ_1/dt$ , посредством рассматриваемого механизма имеем оценку:

$$\frac{\omega}{\Omega_n} = \frac{\dot{W}}{I_s \dot{\Omega}_n \Omega_n} \sim 0.01. \quad (15)$$

Таким образом, угловая скорость дифференциального вращения на несколько порядков меньше угловой скорости вращения пульсара.

б) *Диссипация энергии посредством модифицированного механизма MDRSN (МДИСВ).*

Наше исследование механизма MDRSN [5] было стимулировано работой [11], где рассматривалось магнито-дипольное излучение сверхтекучих нейтронов, спаренных в состоянии  ${}^3P_2$  и совершающих круговую циркуляцию в среднем магнитном поле  $B \sim 10^{12}$  Гс. В работе [5] этот механизм был существенно модифицирован. Во-первых, было рассмотрено магнито-дипольное излучение только нормальных стволов нейтронных вихрей, ввиду того, что циркуляции сверхтекучих нейтронов вокруг ствола нейтронного вихря квантована, и последние не могут излучать. Во-вторых, было учтено наличие сильных магнитных полей  $B \sim 10^{14}$  Гс, генерируемых токами увлечения.

Рассмотрим нейтронный вихрь. Изменение момента импульса  $m$  и энергии в вихря вследствие действия механизма МДИСВ есть соответственно:

$$\frac{dm}{dt} = h \frac{dN}{dt}, \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = h\omega_c \frac{dN}{dt}, \quad (16)$$

где  $dN/dt$ —число излученных фотонов в единицу времени. Вследствие передачи момента импульса нормальному компоненту, последний приобретает добавочную угловую скорость  $\Omega_{n1}$ , и его энергия увеличивается на величину  $E_1$ . Если обозначить  $Q_2$  тепло, выделяемое в единицу времени посредством механизма МДИСВ, то имеем:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{dE_1}{dt} = (\omega_c - \Omega_{n1}) \frac{dm}{dt} = -Q_2. \quad (17)$$

Здесь  $\omega_c$ —угловая скорость вращения нормального ствола вихря. С другой стороны, потеря момента импульса ствола вихря компенсируется моментом импульса сверхтекучего компонента:  $\delta m = \delta M_s$ . Следовательно, изменение момента импульса сверхтекучего компонента из-за действия механизма МДИСВ есть:

$$\frac{dM_s^{(2)}}{dt} = -\frac{Q_2}{\omega_c - \Omega_{n1}} \approx \frac{Q_2}{\omega_c}. \quad (18)$$

Здесь очевидно  $\omega_c \gg \Omega_{n1}$ .

Из вышесказанного следует, что механизм МДИСВ можно рассматривать как обусловленный излучением фотонов механизм эффективного трения нормального и сверхтекучего компонентов.

В случае действия также механизма, связанного с движением вихрей (эффективной вязкостью), получаем:

$$\frac{dM_s}{dt} = - \frac{Q_1}{\Omega_s - \Omega_n} - \frac{Q_2}{\omega_c}. \quad (19)$$

В целом же звезда замедляется тормозящим моментом внешних сил.

4. *Поверхностные температуры нейтронных звезд.* Рожденная вследствие взрыва сверхновой нейтронная звезда имеет температуру порядка  $10^{11}$  К. Далее в течение короткого времени,  $t \sim 10^3$  лет, звезда остывает до критических температур  $T \sim 10^9$  К, при которых нейтроны и протоны конденсируются в сверхтекучую фазу, и в ядре нейтронной звезды начинают действовать рассмотренные выше диссипативные процессы. Отметим, что мощность диссипативных процессов, обусловленных движением протонных вихрей, пропорциональна квадрату относительного замедления звезды  $(\dot{P}/P)^2$ , и, следовательно, эти процессы играют доминирующую роль для относительно молодых пульсаров [6]. С другой стороны, мощность, рассеиваемая посредством механизма МДИСВ, обратно пропорциональна периоду пульсара и не зависит от ее производной. Это указывает на то, что этот процесс более эффективен для пульсаров с большими характерными временами жизни [5]. В случае магнитодипольного торможения звезды на частоте вращения характерное время жизни пульсара определяется как  $\tau = \rho_2/\rho$ .

Термическая эволюция изотермического ядра нейтронной звезды описывается уравнением [4]:

$$c_v \frac{dT_c}{dt} = -L_\nu - L_\gamma + H(t), \quad (20)$$

где  $c_v$ —теплоемкость,  $T_c$ —температура сверхтекучего ядра,  $H(t)$ —мощность диссипируемой энергии,  $L_\nu$  и  $L_\gamma$ —фотонная и нейтронная светимости соответственно.

Здесь мы ограничимся рассмотрением нейтронной звезды, находящейся в условиях термического баланса и означающей, что мы пренебрегаем членом  $c_v dT/dt$  в уравнении (20).

Это достаточно хорошее приближение для подавляющего большинства пульсаров, так как их характерные времена жизни  $t \geq 10^5$  лет. Исключение составляют лишь молодые пульсары, такие, как пульсар в Крабовидной туманности (PSR 0531+21) или пульсар в созвездии Парусов (PSR 0833—45). Задача определения поверхностных температур этих пульсаров требует численного решения уравнения (20) и будет рассмотрена отдельно.

В рассматриваемом нами случае, т. е. когда звезда находится в условиях термического баланса, температуры сверхтекучего ядра  $T \leq 5 \cdot 10^8$  К, [4] и тепло, выделяемое в звезде, уносится посредством тормозного излучения нейтрино в коре нейтронной звезды и излучения фотонов с поверхности. Для нейтринной и фотонной светимостей, а также связи между внутренней температурой  $T_c$  и поверхностной температурой  $T_s$ , согласно работам [11, 12], имеем:

$$L_\nu = 2.1 \cdot 10^{30} (Z^2/A) (M_{cr}/M)^2 M/\rho_{Я} T_{c9}^6, \quad (21)$$

$$L_\gamma = 4\pi\sigma R^2 T_s^4, \quad (22)$$

$$T_c(x) = 6.3 \cdot 10^7 T_{c9}^2 \frac{R_0}{M_{33}} \ln[(1+x^2)]^{1/2}. \quad (23)$$

Здесь  $M_{cr}/M$ —отношение массы коры к полной массе нейтронной звезды,  $(Z^2/A) \approx 1.1$ —значение соотношения  $Z^2/A$  (где  $Z$ —число протонов  $A$ —массовое число ядра), усредненное по профилю плотности коры звезды,  $\rho_{Я} = 2.8 \cdot 10^{14}$  г см<sup>-3</sup>—плотность ядерной материи,  $\sigma$ —постоянная Стефана-Больцмана,  $x$ —параметр, обозначающий границу изотермичности ядра звезды,  $R$ —радиус звезды. Следуя работе [12], примем значение параметра  $x = 230$ , что соответствует плотности материи  $8 \cdot 10^{13}$  г см<sup>-3</sup>.

Далее, для определения поверхностных температур необходимо выбрать конкретную модель нейтронной звезды. Одной из реалистических моделей является модель нейтронной звезды, основанная на уравнении состояния холодного ядерного вещества Бете-Джонсона V [13]. Фиксируя центральную плотность  $\rho_c = 1.4 \cdot 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>, имеем интегральные параметры нейтронной звезды; радиус звезды  $R = 10.7$  км, радиус сверхтекучего ядра  $R_c = 9.5$  км, массу звезды  $M = 1.4 M_\odot$  [14]. Результаты расчетов поверхностных температур определенной группы пульсаров представлены в табл. 1.

В первом столбце таблицы представлены пульсары, для которых имеются (известные нам) наблюдательные данные по их поверхностным температурам. Значения наблюдаемых температур поверхностей пульсаров  $T_{об}$  взяты из работ [1, 2, 4] и представлены в четвертом столбце таблицы. Во втором и третьем столбцах даны периоды и производные периоды пульсаров, в последнем столбце—характерные времена их жизни. В пятом столбце приведены величины вычисленных поверхност-

ных температур  $T_{s..}$  с поправкой, учитывающей эффект красного смещения по формуле

$$T_{s..} = T_s (1 + z)^{-1}, \quad (24)$$

где  $z$  для рассматриваемой модели звезды равно 0.3938. В шестом и седьмом столбцах таблицы представлены соответственно отношения фотонной светимости  $L_\gamma$  и мощности, диссипируемой механизмом МДИСВ,  $W_m$  к полной мощности диссипации  $W$ .

Таблица 1

PSP	$P(c)$	$\dot{P}(\times 10^{-15} \text{ c/с})$	$T_{obs}(\times 10^6 K)$	$T_{s..}(\times 10^6 K)$	$\frac{L_\gamma}{W}$	$\frac{W_m}{W}$	$\tau$
0031—07	0.943	0.408	0.4	0.42	0.999	1	$3.7 \cdot 10^7$
0149—16	0.8327	1.3	0.5	0.43	0.999	0.999	$1.0 \cdot 10^7$
0656+14	0.3849	1.6	0.3—06	0.54	0.996	0.997	$3.8 \cdot 10^6$
1055—52	0.1971	5.834	7.0	0.65	0.981	0.868	$5.4 \cdot 10^6$
1530+27	1.1248	0.820	0.5	0.4	0.999	0.999	$2.2 \cdot 10^7$
1642—03	0.5877	1.781	0.3	0.53	0.998	0.904	$3.5 \cdot 10^6$
1706—16	0.6531	6.380	0.4	0.47	0.998	0.984	$1.6 \cdot 10^6$
1952+29	0.4261	0.002	0.3	0.52	0.997	1	$3.4 \cdot 10^9$
2327—20	1.6436	4.634	0.4	0.37	0.999	0.999	$5.6 \cdot 10^6$

Из таблицы видно, что теоретические значения поверхностных температур рассматриваемых пульсаров близки к наблюдаемым. Для двух пульсаров *PSR 1642—03* и *PSR 1952+29* теоретические значения несколько превышают наблюдаемые. Однако это превышение, которое меньше чем на фактор 2, лежит в пределах ошибок экспериментов, а также зависит от выбора модели нейтронной звезды. Шестой и седьмой столбцы таблицы показывают, что для рассматриваемых пульсаров доминирующим механизмом диссипации энергии является механизм МДИСВ, и полная энергия, выделяемая в звезде, теряется посредством фотонного излучения с поверхности звезды.

В заключение выражаем благодарность Г. С. Бисноватому-Когану за ценные обсуждения проблем, затронутых в настоящей работе.

ROTATIONAL DYNAMICS AND SURFACE TEMPERATURES  
OF NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKIAN. A. D. SEDRAKIAN

The rotational dynamics of a neutron star with internal heating due to the energy dissipation in its superfluid core is considered. Changes in the moment of inertia of the star due to the heating are negligible and the energy release does not affect the rotational dynamics of the neutron star. Surface temperatures of neutron stars are calculated and a comparison with observational data is made.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Helfand, IAU Symposium 101, Supernova Remnants and Their X-Ray Emission, eds. P. Gornstein, J. Danziger, Reidel, Dordrecht, 1983.
2. W. K. Brinkman, H. Ogelman, *Astron. and Astrophys.*, 182, 71, 1987.
3. K. Nomoto, S. Tsuruta, *Astrophys. J.*, 312, 711, 1987.
4. N. Shibasaki, F. K. Lamb, *Astrophys. J.*, 346, 808, 1979.
5. Д. М. Седракиан, А. Д. Седракиан, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 31, 331, 1989.
6. Д. М. Седракиан, А. Д. Седракиан, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 32, 303, 1990.
7. Д. М. Седракиан, А. Д. Седракиан, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 33, 1990.
8. С. Шапиро, С. Тьюкольски. *Черные Дыры. Белые карлики и Нейтронные звезды*, М., Мир, стр. 176, 1985.
9. G. Baum, *Astrophys. J.*, 248, 167, 1981.
10. M. A. Alpar, H. Ogelman, *MPE Prepr.*, 169, 1989.
11. O. Maxwell, *Astrophys. J.*, 231, 201, 1979.
12. А. К. Аветисян, Д. М. Седракиан, *Астрофизика*, 32, 291, 1990.
13. H. A. Bethe, M. Johnson, *Nucl. Phys.*, A 230, 1, 1974.
14. W. D. Arnett, R. L. Bowers, *Neutron Star Structure*, Publ. Astron., Univ. Texas, 9, 1974.