

УДК 524.354.6:532.132

Академик АН Армении Д. М. Седракян, А. Д. Седракян

Пиннинг протонных вихрей в нейтронных звездах

(Представлено 5/IX 1990)

1. Сверхтекучее ядро («пре»-фаза) нейтронной звезды представляет собой трехкомпонентную Ферми-систему, состоящую из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных релятивистских электронов. Протоны и электроны составляют несколько процентов плотности системы. Эта смесь взаимодействующих квантовых жидкостей заключена в твердую кору, которая вращается с угловой скоростью Ω . В результате вращения коры в сверхтекучей нейтронной жидкости образуется решетка квантовых вихрей с плотностью $n = 2\Omega/k$, где $k = h/2m_n$ — квант циркуляции, m_n — масса нейтрона. В (1) было показано, что при охлаждении нейтронной звезды переход протонов в сверхпроводящее состояние происходит при постоянной величине магнитного поля B_0 с образованием периодической структуры протонных вихрей, каждый из которых несет квант магнитного потока $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Здесь $B_0 \sim 10^{12}$ Гс — остаточное магнитное поле пульсара, которое сохраняется при коллапсе сверхновой с типичным «вмороженным» магнитным полем на поверхности порядка 100

Гс (2). В общем случае B_0 и Ω находятся под углом друг к другу. Наряду с остаточным магнитным полем B_0 в ядре нейтронной звезды генерируется мощное неоднородное магнитное поле, параллельное Ω , что ведет к образованию системы генерированных протонных вих-

рей, распределенных в радиусе $r_1 = b(\xi/\lambda)^{\frac{1}{3|k|}}$ вокруг нейтронного вихря. Здесь b — расстояние между нейтронными вихрями, ξ — длина когерентности протонной жидкости, λ — глубина проникновения магнитного поля, k — коэффициент увлечения (3-5).

Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронных звезд существуют три класса квантовых вихрей: нейтронные вихри, протонные вихря, ассоциирующиеся с остаточным магнитным полем (далее RP -вихри) и генерированные протонные вихри (GP -вихри). В (6) впервые рассматривалась возможность пиннинга (прикалывания) ней-

тронных и RP -вихрей. Так как нейтронные вихри окружены плотной сетью GP -вихрей, в действительности в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд реализуется пиннинг GP - и RP -вихрей. В этом случае, в отличие от оценки (7), энергия пиннинга на одно соединение равна энергии конденсации выигрываемой системой при пересечении вихрей:

$$\varepsilon_p = \frac{3}{8} \frac{\Delta_p^2}{E_{Fp}} \cdot n \xi_p^3 \sim 0,1 - 1 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

где Δ_p и E_{Fp} — энергетическая щель и фермиевская энергия протонной жидкости, n — ее плотность. Далее мы рассмотрим некоторые важные следствия пиннинга протонных вихрей.

2. *Асимметричное энерговыделение.* Согласно (8) при уменьшении угловой скорости пульсара ($\dot{\Omega} < 0$) сверхтекучая жидкость следует замедлению коры путем радиального движения нейтронных вихрей к границе между «пре»-фазой и корой со скоростью

$$\vec{v}_r = - \frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \vec{r}, \quad (2)$$

где r — расстояние вихря от оси вращения звезды. Жестко связанный с нейтронным вихрем кластер GP -вихрей (4) также будет двигаться со скоростью v_r . При этом длина GP -вихрей в «пре»-фазе будет уменьшаться и энергия, содержащаяся в этих вихрях, будет симметрично выделяться на границе «пре»-фазы и коры. Так как RP -вихри запиннигованы GP -вихрями, следовательно, они также будут участвовать в движении и энерговыделении. В общем случае GP - и RP -вихри находятся под углом друг к другу, и поэтому энерговыделение будет асимметричным: на поверхности «пре»-фазы возникнут два локализованных пятна с повышенной интенсивностью энерговыделения. Расчет интенсивности симметричного энерговыделения I_1 , связанного с движением GP -вихрей, был проведен в (8). Если учесть, что полная энергия единицы длины протонного вихря $\varepsilon = (\Phi_0/4\pi r)^2 \ln r/\xi$, то имеем

$$dI_1 = \frac{dE_1}{dt} dV = \frac{|k|}{4\pi} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{\Phi_0}{4\pi r^2} \right)^2 \left(\frac{\xi}{r} \right)^{\frac{2}{\ln r/\xi}} \ln \frac{r}{\xi} R^2 \sin^2 \theta d\theta d\varphi. \quad (3)$$

где θ и φ — обычные полярные координаты, вектор $\vec{\Omega}$ направлен по оси z , R — радиус пульсара. Далее, принимая для простоты, что RP -вихри направлены перпендикулярно GP -вихрям и направлены по y , после несложных вычислений имеем

$$dI_2 = \frac{dE_2}{dt} dV = \varepsilon \frac{r_1}{b} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{R^2 \sin^2 \theta}{d_0^2} \cos^2 \varphi d\varphi d\theta. \quad (4)$$

Здесь d_0 — расстояние между RP -вихрями, определяемое из условия $B_0/\Phi_0 = 1/\pi d_0^2$. Полная интенсивность энерговыделения равна

$$dI = dI_n + dI_z =$$

$$= \left\{ \frac{|k|}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{\frac{2}{3|k|}} + \frac{\pi B_0}{\Phi_0} \cos^2 \varphi \right\} \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi} \left| \frac{\Omega}{\Omega} \right| R^3 \sin^3 \theta d\theta d\varphi. \quad (5)$$

Подставляя типичные значения параметров $\xi = 10^{-12}$ см, $\lambda = 10^{-11}$ см, $|k| = 0,5$, $B_0 = 10^{12}$ Гс, имеем

$$dI = (1 + 1,18 \cos^2 \varphi) \cdot 4,7 \cdot 10^{28} \frac{p_{-15}}{p} R_6^3 \sin^3 \theta d\theta d\varphi, \quad (6)$$

где $p = 2\pi/\Omega$, $p_{-15} = 10^{15} p$, $R_6 = 10^{-6} R$. Из выражений (5) и (6) видно, что интенсивность максимальна в двух локализованных областях, где $\varphi \rightarrow 0$ и $\theta \rightarrow \pi/2$. При $\varphi = 0$ и $\theta = \pi/2$ имеем оценку

$$I_{\max} \sim 10^{29} \frac{p_{-15}}{p} R_6^3 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (7)$$

Как было показано в (9), электромагнитная часть энергии, выделяемая на границе «пре»-фазы, может быть источником радиоизлучения пульсаров. Таким образом, согласно (5) пиннинг RP - и GP -вихрей ведет к асимметричному выделению энергии и образованию на экваториальном поясе звезды двух локализованных пятен высокой интенсивности. При вращении звезды они будут вращаться, имитируя пульсирующее излучение, с периодом порядка периода вращения пульсара.

3. Эволюция магнитных полей пульсаров. В серии работ (3-5) был разработан механизм генерации магнитных полей пульсаров, согласно которому генерируемое поле параллельно Ω и его величина зависит только от микроскопических параметров трехкомпонентной Ферми-системы. Величина генерированного поля постоянна во времени, при условии $b \ll R$, что реализуется практически на всем протяжении эволюции пульсаров. С другой стороны, остаточное магнитное поле в результате пиннинга будет выталкиваться из сверхтекучего ядра и будет угасать в коре из-за ее конечной проводимости с характерным временем угасания $\tau \sim 10^6$ лет (10). Подсчитаем характерное время выхода KP -вихрей из сверхтекучего ядра. Так как RP -вихри посредством GP -вихрей эффективно связаны с нейтронными вихрями, воспользуемся уравнением непрерывности плотности нейтронных вихрей

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } n \vec{v}_v = 0. \quad (8)$$

С учетом формулы (2) получаем

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (9)$$

где $\tau = |\Omega/\dot{\Omega}|$. Обозначая $h(t)$ и h_0 расстояния между нейтронными вихрями в момент t и $t=0$, для плотности RP -вихрей в момент t имеем

$$N(t) = \frac{h_0}{h(t)} \frac{1}{\pi d_0^2} \quad (10)$$

Тогда величина остаточного магнитного поля в момент t равна

$$B(t) = \Phi_0 N(t) = B_0 \left(\frac{h}{h_0} \right)^2 \quad (11)$$

где $B_0 = \Phi_0/\pi d_0^2$ значение $B(t)$ в момент $t=0$. С учетом (9) окончательно получаем:

$$B(t) = B(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (12)$$

где $\tau_d = 2P/\dot{P}$. Для основной популяции пульсаров $\tau_d \sim 10^7 - 10^8$ лет. Таким образом, $\tau_d > \tau_{\text{life}}$, и следовательно, эволюция магнитного поля пульсара определяется временным поведением поля в сверхтекучем ядре пульсара по закону (12). Анализ эволюции пульсаров на основе стандартного механизма торможения магнитодипольным излучением на частоте вращения Ω указывает на угасание компоненты магнитного поля, перпендикулярной Ω , по закону вида (12). Предложенный механизм эволюции магнитного поля подтверждает это заключение, которое основано на наблюдательных данных, причем характерное время угасания магнитного поля $\tau_d = 2P/\dot{P}$. Заметим, что τ_d на фактор 4 больше характерного времени жизни пульсаров $t = P/2\dot{P}$ в случае магнитодипольного торможения. В заключение заметим, что согласно сценарию раскручивания миллисекундных пульсаров, они являются очень старыми нейтронными звездами ($t \sim 10^9$ лет). Из вышесказанного следует, что перпендикулярная Ω компонента магнитного поля миллисекундных пульсаров мала и магнитодипольное торможение неэффективно. С другой стороны, миллисекундные пульсары обладают мощным генерированным магнитным полем порядка 10^{12} Гс, параллельным Ω . Торможение этих пульсаров может быть обусловленным механизмами, недавно предложенными в работе (11).

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Հայաստանի ԳԱ ակադեմիկոս Դ. Մ. ՍԵՂՐԱԿՅԱՆ, Ա. Դ. ՍԵՂՐԱԿՅԱՆ

Պրոտոնային մոտիվների պիննինգր նեյտրոնային աստղերում

Ցույց է տրված, որ նեյտրոնային աստղի գերհոսելի կորիզում մնացորդային և գեներացված մագնիսական դաշտերի հետ առնչվող մոտիվները

ենթարկվում են պիննինգի (հարակցման)։ Արդյունքում, գերհոսելի կորիզի մակերևույթին տեղի է ունենում էնհրգիայի ասիմետրիկ անջատում, որը հանգեցնում է բարախիչի իմպուլսային ռադիոճառագայթմանը։ Դրտարկված է բարախիչների մագնիսական դաշտերի էվոլյուցիան։ Ցույց է տրված, որ բարախիչի պտտման առանցքին ուղղահայաց մագնիսական դաշտի կոմպոնենտը մարում է էքսպոնենցիալ օրենքով $\sim 10^7$ տարում, մինչդեռ գեներացված դաշտը ժամանակի ընթացքում մնում է հաստատուն։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ G. Baym, C. Pethick, D. Pines, Nature, v. 224, p. 673 (1969). ² С. Шопиро, С. Тьюколыки, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды: физика компактных объектов, Мир, М., 1985. ³ Д. М. Седракян, Астрофизика, т. 18, с. 417. (1982). ⁴ Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, т. 19, с. 303 (1983). ⁵ Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, т. 21, с. 547 (1984). ⁶ A. G. Muslimov, A. I. Tsygan, v. 115, p. 43, Astrophys. and Space Sci (1985). ⁷ J. Sauls, in: Timing Neutron Stars, p. 457, Kluwer, 1989. ⁸ Д. М. Седракян, Астрофизика, т. 25, с. 323 (1986). ⁹ Д. М. Седракян, Астрофизика, т. 31, с. 101 (1989). ¹⁰ E. Flowers, M. A. Ruderman, Astrophys. J., v. 215, p. 302 (1975). ¹¹ D. M. Sedrakyan, A. D. Sedrakyan, K. M. Shahabasyan, Proceedings of Joint Varenna-Atastumani Workshop on Plasma Astrophysics, 1990.