ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Том 96 1996 № 1

АСТРОФИЗИКА

УДК 524.354.6

А. Д. Седракян, академик НАН Армении Д. М. Седракян

Эволюция вращения пульсаров

(Представлено 23/X 1996)

1. Прежде чем рассмотреть сценарий эволюции одиночного пульсара, изложим основные физические характеристики нейтронной звезды, являющейся моделью пульсара. Общепринято, что нейтронная звезда имеет жидкое ядро и твердую кору [1]. Ядро звезды, размером 10 км, состоит из нейтронов и небольшого количества $(1\sim3\%)$ протонов и электронов (пре-фаза). Кора нейтронной звезды имеет относительно небольшую толщину $(\sim10^5$ см) и состоит в основном из атомных ядер и электронов (Ae-фаза). Нижние слои коры обогащены нейтронами (Aen-фаза). Протоны в пре-фазе и нейтроны в пре- и Aen-фазах внутри всех известных сейчас пульсаров скорее всего сверхтекучие, тогда как электроны и атомные ядра составляют нормальную часть звезды.

В результате вращения коры в сверхтекучей нейтронной жидкости образуется решетка нейтронных вихрей с плотностью $n=\frac{2\omega_s}{\nu}$, где $\nu=\hbar/2m$ квант циркуляции, m—масса нейтрона, а ω_s—угловая скорость вращения нейтронной жидкости. Вращательное движение нейтронной звезды, состоящей из смеси сверхтекучей и нормальной жидкостей, в основном зависит от динамики движения нейтронных вихрей, которая в свою очередь определяется взаимодействием между сверхтекучей и нормальной компонентами звезды, т. е. взаимодействием между нейтронными вихрями и электронами.

Как было показано в работе [2], из-за эффекта увлечения двух сверхтекучих конденсатов—нейтронного и протонного во вращающейся нейтронной звезде при низких температурах генерируется среднее магнитное поле порядка $10^{12}G$. Это поле внутри ядра нейтронной звезды сильно неоднородно: в большей части (80%) объема пре-фазы оно равно нулю, а вблизи стволов нейтронных вихрей—порядка $10^{14}\,G$. Оно жестко связано с нейтронным вихрем и двигается вместе с ним. Взаимодействие нормальной компоненты (электронов) в ядре нейтронной звезды со сверхтекучей жидкостью—нейтронами осуществляется рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле нейтронного вихря [3]).

Согласно стандартному сценарию в момент образования быстровращающейся нейтронной звезды температура внутри нее очень высока ($10^{11}K$). Известные расчеты охлаждения нейтронных звезд показывают, что примерно через сутки внутренняя температура падает до 10^9—10^{10} K, а спустя несколько сот лет приближается к 10^8K. Независимо от механизма охлаждения внутренняя температура всех наблюдаемых сейчас пульсаров должна быть меньше 2×10^8 K. Значение температуры T_c сверхтекучих переходов нуклонов равно: для нейтронов $T_c\approx10^{10}$ K ($^0S_1$—спаривание) и 9×10^8 K ($^2P_3$—спаривание), а для протонов $T_c\approx2\times10^9$ K. Следовательно, через короткий промежуток времени ($\sim10^3$ лет—возраст самого молодого из известных пульсаров) нейтронная и протонная жидкости переходят в сверхтекучее состояние и включается механизм «увлечения», приводящий к генерации сильных магнитных полей вблизи стволов нейтронных вихрей, что обеспечивает сильное трение нормальной компоненты с нейтронными вихрями. Как показывают расчеты, это взаимодействие приводит к характерным временам релаксации плотности нейтронных вихревых нитей порядка $\tau_0\sim10^7-10^8$ лет.

Другим характерным временем задачи является время изменения внешнего тормозящего момента сил. Как известно, во время эволюции пульсара тормозящий момент уменьшается с характерным временем $\tau\sim P/\dot{P}$, где P—период пульсара и $\dot{P}$—его временная производная. Для основной популяции пульсаров это время порядка $\tau\sim10^5$—10^6 лет. Заметим, что отношение τ/τ_0 меняется в пределах $10^{-2}-10^{-3}$. Как увидим ниже, эти данные о модели нейтронной звезды достаточны для рассмотрения поставленной задачи.

Цель данной статьи—показать, что возможно построить теорию эволюции одиночной нейтронной звезды, которая проживает как эпоху замедления, так и эпоху ускорения угловой скорости пульсара, учитывая, что при остывании начально горячей и быстровращающейся звезды нейтроны переходят в сверхтекучее состояние, образуя решетку квантовых вихрей. Динамика движения этих вихрей и ее влияние на вращение нейтронной звезды описываются уравнениями, которые были получены нами в работах [3—5].

2. Система уравнений, описывающая вращение нейтронной звезды, была получена и решена в работе [5]. При отсутствии пиннинга нейтронных вихрей для безразмерной угловой скорости нормальной жидкости звезды $\Omega_c(t)=\omega_c(t)/\omega_c(0)$ было получено следующее решение:

$$\Omega_c(t)=1-p_0\int_0^1(\delta\Omega-\delta\Omega_0)dy-\int_0^t\gamma(t')dt', \tag{1}$$

где $p_0=I_s/I$; здесь I_s—момент инерции сверхтекучей жидкости, а I—полный момент инерции звезды. Внешнее торможение вращения звезды описывается функцией $\gamma(t)$, которая равняется:

$$\gamma(t) = -\frac{K_{ext}}{I(1-\rho_0)\omega_c(0)},$$

где K_{ext}—внешний тормозящий момент сил, действующий на звезду. Входящая в решение функция

$$\delta\Omega = \frac{\omega_s(r,t)-\omega_c(t)}{\omega_c(0)} = \Omega_s(r,t)-\Omega_c(t),$$

где $\Omega_s(r,t)$—безразмерная угловая скорость сверхтекучей нейтронной жидкости, определяется из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\Omega + \frac{n}{n_0(1-\rho_0)\tau_1}\delta\Omega = \gamma(t), \tag{2}$$

с начальным условием $\delta\Omega(r,0)=\delta\Omega_0(r)$. Здесь

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2r}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\Omega_s(r,t)),$$

где n—плотность нейтронных вихрей, а $\tau_1(r)$—время динамической релаксации нейтронного вихря с нормальной жидкостью звезды [4].

Чтобы найти окончательный вид решения (1), мы должны решить уравнение (2). Это уравнение нелинейно относительно $\delta\Omega$ и нахождение его решения в общем случае довольно сложно. Однако можно найти его эволюционное решение, если сделать некоторые упрощения, вытекающие из свойств моделей нейтронных звезд.

Действительно, во-первых, как показывают расчеты, время релаксации $\tau_1(r)$ равняется нулю на поверхности ядра звезды и при углублении внутрь быстро растет, принимая постоянное значение $\tau_1 \approx 10^6$ лет почти во всей сверхтекучей части звезды. Отсюда вытекает, что τ и, следовательно, $\Omega_s(r, t)$ не зависят от координат r. С другой стороны, как показывают расчеты стандартных моделей нейтронных звезд, момент инерции сверхтекучей жидкости порядка момента инерции нормальной жидкости. Это означает, что порядок функции $\Omega_s(r,t)$ во время эволюции звезды меняется мало. Вышеуказанные два замечания позволяют нам линеаризовать уравнение (2).

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1}{2r}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\Omega_s(r,t)) = \Omega_s(t) \approx \Omega_s(0) \approx 1.$$

Обозначая $(1-\rho_0)\tau_1 = \tau_0 = \text{const}$, для определения функции $\delta\Omega(t)$ получим следующее линейное уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{\tau_0} = \gamma_0 e^{-t/\tau}. \tag{3}$$

При получении уравнения (3) нами сделано еще одно модельное предположение о том, что внешний тормозящий момент сил уменьшается по экспоненциальному закону с характерным временем τ.

Если считать, что момент $t=0$ соответствует моменту перехода нейтронов и протонов в сверхтекучие состояния, то начальное условие для угловых скоростей гласит: $\omega_s(0)=\omega_c(0)$, т.е. $\delta\Omega_0=0$. Тогда решение уравнения (3) имеет вид

$$\delta\Omega=\frac{\gamma_0\tau}{1-\tau/\tau_0}\left(e^{-t/\tau_0}-e^{-t/\tau}\right). \tag{4}$$

Решение (4) показывает, что $\delta\Omega$ сначала растет и далее уменьшается, стремясь к нулю при $t\to\infty$. Для исследования поведения пульсаров найденные нами решения (1) и (4) удобно написать в следующем виде:

$$\Omega_c(t)=1-\gamma_0\tau-\tau\dot{\Omega}_c(t)+p_0\gamma_0\tau\left(1-e^{-t/\tau_0}\right),$$

$$\dot{\Omega}_c(t)=-\gamma_0 e^{-t/\tau}+\frac{p_0\gamma_0\tau/\tau_0}{1-\tau/\tau_0}\left(e^{-t/\tau_0}-e^{-t/\tau}\right). \tag{5}$$

Это решение удовлетворяет начальным условиям:

$$\Omega(0)=1,\quad \dot{\Omega}_c(0)=-\gamma_0.$$

Как видно из второго уравнения (5), при условии $\tau/\tau_0\ll 1$ производная угловой скорости нормальной части звезды $\dot{\Omega}_c$ для времен $0\leqslant t<\tau$, оставаясь отрицательной, по абсолютной величине уменьшается и становится нулем при $t_0=\tau\ln(\tau_0/p_0\tau)$. Это время может быть больше характерного времени торможения только на порядок. Период времени $0\leqslant t\leqslant t_0$ можно называть эпохой замедления. Действительно, так как $t_0\ll\tau_0$, то согласно первому уравнению решения (5) $\Omega_c(t)$ уменьшается и при $t=t_0$ принимает минимальное значение, равное

$$\Omega_c(t_0)=1-\gamma_0\tau. \tag{6}$$

В этот период в основном нормальная компонента звезды теряет свой момент количества движения, тогда как вращательный момент сверхтекучего слоя, с относительным моментом инерции p_0, почти не меняется. Далее этот аккумулированный момент количества движения сверхтекучего слоя перераспределяется по всей звезде, что приводит к «релаксационному» ускорению нормальной компоненты звезды.

Действительно, при $t>t_0$ наступает эпоха ускорения $(\dot{\Omega}_c(t)>0)$, когда производная угловой скорости $\dot{\Omega}_c(t)$ сначала растет, а потом уменьшается и при $t\to\infty$ стремится к нулю. Уменьшение $\Omega_c(t)$ происходит, когда $t>\tau_0$. Когда $t\gg\tau_0$, то согласно (5)

$$\Omega_c(\infty)=\Omega_c(t_0)+p_0\gamma_0\tau. \tag{7}$$

Подставив в (7) значение $\gamma_0\tau$, найденное из (6), окончательно получим

$$\Omega_c(\infty)=p_0+(1-p_0)\Omega_c(t_0). \tag{8}$$

Если начальная угловая скорость звезды порядка миллисекунд, то $\Omega_c(t_0)\ll 1$, тогда из (8) имеем: $\omega_c(\infty)=p_0\omega_c(0)$

Стандартные расчеты моделей нейтронных звезд показывают, что $\tau_0\approx 5\times 10^7$ лет, тогда как $p_0\approx 0{,}3$. Если выбрать $\tau\approx 5\times 10^5$ лет, то $t_0\approx$ $\approx 3\times 10^6$ лет и $\omega_c(\infty)=0{,}3\omega_c(0)$.

Таким образом, если предположить, что при образовании пульсара его период порядка миллисекунд, то, как показывает наше рассмотрение, пульсар может замедляться до периодов порядка нескольких секунд и далее ускоряться до периодов порядка нескольких миллисекунд.

В конце отметим, что рассмотренная модель эволюции только качественно описывает поведение пульсаров. Для получения количественных результатов необходимо знать реальные механизмы торможения звезды.

Ереванский государственный
университет

Ա. Դ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Բաբախիչների պտտման էվոլյուցիան

Ցույց է տրված, որ հնարավոր է կառուցել առանձին բաբախիչի պտտման անկյունային արագության էվոլյուցիայի տեսությունը այնպես, որ բաբախիչը ապրում է ինչպես դանդաղեցման, այնպես էլ արագացման էտապները։ Այս արդյունքը բխում է այն ենթադրությունից, որ աստղը սկզբում գտնվում է արագ պտտման և տաք վիճակում, և հետո սառելիս նրա բաղկացուցիչ մասերը՝ նեյտրոնները և պրոտոնները անցնում են գերհոսելի և գերհաղորդիչ վիճակ, ստեղծելով ինչպես նեյտրոնային, այնպես էլ պրոտոնային քվանտային մրրիկների ցանց։ Այդ ցանցի դինամիկայով հենց պայմանավորված է նկարագրված էվոլյուցիան։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. С. Шапиро, С. Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды М., 1985.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, т. 19, с 303 (1983).
3. A. D. Sedrakian, D. M. Sedrakian, Ap. J., v. 447, p. 305 (1995).
4. A. D. Sedrakian, D. M. Sedrakian, J. M. Cordes, e. a., Ap. J. v. 447, p. 324 (1995).
5. А. Д. Седракян, Д. М. Седракян, МЭТФ, т. 108, вып. 2(8), с. 631 (1995).