

наблюдается) равно

$$\frac{\Delta \dot{\omega}_c}{\dot{\omega}_c} \approx \frac{\Delta \omega}{\omega} \frac{t_{sd}}{\tau_c} \left( 1 - \frac{\Delta I_s}{I_s} \frac{I_c}{\Delta I_c} \right), \quad (54.VII)$$

где  $\Delta I_s$  и  $\Delta I_c$  — изменение момента инерции сверхтекучей и нормальной компоненты. При звездотрясениях  $\Delta I_s \ll \Delta I_c$  и, соответственно,  $\Delta \dot{\omega}_c / \dot{\omega}_c \gg \Delta \omega / \omega$ . Полное решение системы (90.V) после скачка описывается формулой

$$\omega_c(t) = \omega_0(t) + \Delta \omega_s [1 - Q(1 - e^{-t/\tau_d})], \quad (55.VII)$$

где

$$\tau_d = \tau_c \frac{I_s}{I}, \quad (56.VII)$$

$$Q = \frac{(\Delta \dot{\omega}_c)^2}{\Delta \dot{\omega}_c \cdot \Delta \omega} = \frac{I_s}{I} \left( 1 - \frac{\Delta I_s \cdot I_c}{\Delta I_c \cdot I_s} \right) \approx \frac{I_s}{I}.$$

В принципе построенная модель неплохо описывает сбои, наблюдавшиеся у пульсаров в Крабовидной туманности и созвездии Парусов. Анализ наблюдений позволяет даже утверждать, что у пульсара в Крабовидной туманности относительная доля сверхтекучей компоненты значительно выше ( $Q \approx 1$ ), чем у пульсара в Парусах.

Но модель звездотрясений не объясняет слишком высокую частоту появления сбоев периода. За несколько лет (а именно таков характерный промежуток между скачками) кора не в состоянии накопить соответствующие деформации. Поэтому была высказана идея ядротрясений (Пайнс и др., 1972). Ядро, обладая гораздо более высокой жесткостью, может накапливать и более высокие напряжения деформации. Перспективной выглядит идея объяснения мелких флуктуаций периода "выпадениями" сверхтекучих вихрей на стенки (кору) звезды (Пайнс и Шахам, 1972).

## § 7. Эволюция радиопульсаров

Здесь мы рассмотрим следующие вопросы:

- 1) какие объекты являются прародителями радиопульсаров;
- 2) как долго и по каким законам радиопульсары живут;
- 3) что происходит с нейтронной звездой после окончания стадии радиопульсара.

Эти вопросы являются частью одной общей проблемы — проблемы исследования эволюции нейтронных звезд. Общий подход к анализу такой эволюции будет нами рассмотрен в гл. X.

**Происхождение и возраст пульсаров.** Радиопульсары пока являются единственным надежно отождествленным классом эжектирующих нейтронных звезд. Тот факт, что радиопульсары сосредоточены в относительно тонком (толщиной  $\sim 400$  пк) слое диска Галактики, говорит о том, что пульсары генетически связаны со звездами плоской составляющей Галактики. По-видимому, значительная часть радиопульсаров рождается с малыми периодами. На это указывают обнаруженные свойства молодых нейтронных

Т а б л и ц а 14

Характеристики молодых нейтронных звезд, связанных с остатками вспышек сверхновых

Характеристика	Пульсар				
	Crab	(LMC) 0540-69	1509-58	Vela	SNR CTB 109
$p$ , с	0,033	0,050	0,150	0,089	7
$\dot{p}$ , $10^{-15}$ с/с	422	479	1540	125	—
$\dot{E}_{\text{rot}}$ $10^{38}$ эрг/с	4,7	1,5	0,18	0,071	—
Возраст, $10^3$ лет	1,24	1,66	1,55	11,3	10
$L_x$ пульсара, $10^{36}$ эрг/с	1	2,4	0,019	$10^{-5}$	0,2

звезд, вокруг которых наблюдаются остатки вспышек сверхновых (см. табл. 14, а также работу Сьюворда и Харндена, 1984). Возраст таких объектов может быть независимо определен двумя путями: 1) по формуле для характеристического возраста  $t_e = t_{sd}/2$ ; 2) по возрасту остатка сверхновой.

Как видим, четыре из пяти молодых пульсаров имеют периоды заметно меньше одной секунды. Мы специально включили в табл. 14 рентгеновский пульсар в остатке СТВ 109. Этот пульсар имеет совершенно иную природу — он является аккрецирующим. Пример этого пульсара прямо свидетельствует о том, что в ряде случаев нейтронные звезды рождаются с большими периодами и не проходят стадию эжекций (Липунов и Постнов, 1985). За исключением этого пульсара характеристический возраст и возраст остатка в общем согласуются друг с другом (см., однако, дальше).

Возраст большинства пульсаров значительно превосходит время жизни остатка сверхновой. Это одна из причин, по которой лишь немногие пульсары окружены остатками. Возраст таких пульсаров независимо оценивается по их собственному движению. Как правило, кинематический возраст меньше характеристического. Гистограмма распределения числа пульсаров в зависимости от их характеристического возраста (Манчестер и Тейлор, 1980) явно указывает на средний возраст пульсаров в несколько миллионов лет. Подробный анализ показывает, что средняя продолжительность жизни пульсара  $\sim 5 \cdot 10^6$  лет, что неплохо совпадает со средним кинематическим возрастом. Характерное время осцилляций по  $z$ -координате  $\sim 10^8$  лет. Поэтому можно сделать вывод, что радиопульсары только удаляются от плоскости Галактики и не успевают сделать ни одного колебания.

Теперь легко оценить частоту рождения радиопульсаров. Наблюдаемая поверхностная плотность радиопульсаров в окрестности Солнца  $\sim 90 \text{ кпк}^{-2}$ , а скорость рождения на единицу площади  $\sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ год}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-2}$ . Умножим характерную площадь галактического диска на эту величину и получим

оценку темпа рождения — один пульсар за столетие. Более точный подсчет приводит к оценке 1 пульсар в 30 лет. Если мы учтем, что из-за направленности излучения не всякий пульсар виден с Земли, то оценка частоты рождения возрастет в несколько раз. С другой стороны, оценка частоты рождения зависит от точности определения расстояний до пульсаров, которая, в свою очередь, зависит от предположения о средней электронной плотности в Галактике. С учетом этих неопределенностей разумной оценкой частоты рождения радиопульсаров является следующее значение: 1 пульсар в 20 — 40 лет.

Примерно с такой же частотой в Галактике рождаются массивные звезды (звезды с массой более  $8 - 12 M_{\odot}$ ). Этот факт наряду с теоретическими расчетами эволюции звезд прямо указывает на генетическую связь между радиопульсарами и массивными OB-звездами (см. гл. X).

Значительная часть радиопульсаров имеет характеристический возраст, в десятки и сотни раз превосходящий среднюю оценку  $5 \cdot 10^6$  лет. (Например, характерный возраст пульсара PSR 1952 + 29 равен  $4,3 \cdot 10^9$  лет.) Это можно объяснить так, что пульсары рождаются не с периодами, много меньшими наблюдаемых, а наоборот, с периодами, весьма близкими к наблюдаемым.

Ганн и Острайкер (1970) предложили другое объяснение существования радиопульсаров с гигантским характерным возрастом. Они предположили, что магнитное поле нейтронной звезды не постоянно, а затухает с характерным временем  $\sim 10^7$  лет. Таким образом заодно объясняется факт затухания радиоизлучения через  $10^6 - 10^7$  лет. Однако столь быстрое затухание магнитного поля встречает серьезные теоретические возражения. Кроме того, быстрое затухание магнитного поля, кажется, прямо противоречит наблюдениям.

Нейтронная звезда — аккрецирующий рентгеновский пульсар Her X-1 — обладает магнитным полем напряженностью  $\sim 10^{12}$  Э и в то же время входит в состав маломассивной двойной системы, имеющей возраст  $\sim 10^8$  лет (см. гл. V).

Пространственное распределение и частота рождения радиопульсаров свидетельствуют о том, что в подавляющем большинстве они являются продуктом эволюции массивных звезд. Возможны два пути образования радиопульсаров.

1. Рождение быстро вращающейся нейтронной звезды сразу после коллапса вырожденного ядра одиночной массивной звезды или звезды в двойной системе с последующим распадом двойной системы. Этот путь образования радиопульсаров обычно и рассматривается в литературе.

2. Существует и другой путь, на который впервые указали Бисноватый-Коган и Комберг (1974). Они подметили, что некоторые аккрецирующие пульсары в двойных системах имеют периоды вращения, характерные для радиопульсаров. Кроме того, периоды аккрецирующих пульсаров уменьшаются. Следовательно, после коллапса нормального компонента и разрыва двойной системы старая нейтронная звезда может стать радиопульсаром (E-пульсаром). Другими словами, быстрое вращение нейтронных звезд, необходимое для возникновения эффекта радиопульсара, может возникнуть не только в результате коллапса, но и постепенно в результате аккреционного ускорения нейтронной звезды в двойной системе (см. так-

же Сринивасан и Ван ден Хевел, 1982; Липунов, 1982а). Эта идея приобрела широкое распространение после открытия миллисекундного пульсара (Бекер и др., 1982) в работах Альпара и др. (1982), Джосса и Раппапорта (1983) и некоторых других исследованиях.

Расчеты эволюции нейтронных звезд в двойных системах действительно показывают, что существенная доля радиопулсаров – это старые нейтронные звезды, прошедшие стадию аккрецирующего пульсара в двойной системе (Жорнилов и Липунов, 1983б).

В заключение этого пункта отметим, что подключение двойных систем в качестве "предков" радиопулсаров снимает противоречие между частотой рождения пульсаров и частотой вспышек сверхновых. Частота вспышек сверхновых, выводимая по наблюдению остатков, по-видимому, не превышает  $1/40 \text{ лет}^{-1}$  (см. Лозинская, 1986). Ситуация улучшается, если мы учтем, что при повторном взрыве в двойной системе могут рождаться сразу два радиопулсара. Кроме того, взрыв массивной звезды в тесной двойной системе может вообще не сопровождаться вспышкой сверхновой (Шкловский, 1971). Дело в том, что в тесной двойной системе нет места для оболочки сверхгиганта, необходимой для переработки энергии взрыва в медленную оптическую вспышку.

**Эволюция периода радиопулсаров.** В рассмотренных выше электродинамических моделях радиопулсаров полные энергетические потери близки к магнитодипольным. Напомним, что точное уравнение изменения вращательного момента нейтронной звезды под действием магнитодипольного излучения имеет вид (52.VII).

Это уравнение удобно переписать, заменив частоту вращения на период  $p = 2\pi/\omega$ :

$$\dot{p} = \frac{8\pi^2}{3} \frac{\mu^2 \sin^2 \beta}{c^3 I p} \quad (57.VII)$$

Главной эволюционной диаграммой для радиопулсаров является диаграмма ( $\dot{p}$  –  $p$ ) (рис. 86). Каждый из радиопулсаров в процессе своей эволюции прочерчивает на ней определенный трек, вид которого определяется изменением  $\dot{p}(p)$  и характером изменения физических величин, входящих в правую часть уравнения (57.VII). Обычно рассматриваются два гипа процессов: 1) диссипация магнитного поля и 2) медленное выравнивание магнитной оси и оси вращения нейтронной звезды.

Очевидно, что для статистического описания ансамбля радиопулсаров следует рассмотреть функции их распределения по различным параметрам. Например, по периодам (или частотам) и магнитным дипольным моментам  $\varphi(\omega, \mu)$ . Рассмотрим этот вопрос, следуя работе автора (1987а).

Эволюция функции распределения должна подчиняться уравнению Лиувилля с ненулевой правой частью:

$$\frac{\partial \varphi(\omega, \mu, t)}{\partial t} + \nabla_{\omega, \mu} \varphi(\omega, \mu, t) v_{\omega, \mu} = \psi(\omega, \mu, t). \quad (58.VII)$$

Здесь  $\nabla_{\omega, \mu}$  представляет собой дивергентный оператор в пространстве частот и магнитных моментов,  $\psi(\omega, \mu, t)$  – функция, описывающая параметры рождающихся звезд. Для случая, когда магнитный дипольный

момент затухает по закону

$$\dot{\mu} = \frac{\mu}{\tau}, \quad \mu = \mu_0 e^{-t/\tau},$$

а пульсары рождаются с ненулевыми периодами и с одинаковыми магнитными моментами

$$\psi(p, t) = \nu \delta(p),$$

имеется следующее автомодельное решение:

$$\varphi(p) = \begin{cases} \frac{\nu \tau p}{4\pi^2 A \tau \mu_0^2 - p^2} & \text{при } p \leq p_{\max}, \\ 0 & \text{при } p > p_{\max}, \end{cases} \quad (59.VII)$$

где

$$p_{\max} = 2\pi [A \mu_0^2 \tau (1 - e^{-2t/\tau})]^{1/2}, \quad A = \frac{2}{3c^3 I}.$$

Очевидно, это решение может описывать лишь левую (от максимума) часть распределения пульсаров по периодам. Чтобы привести в полное согласие теорию и наблюдения, необходимо учесть, что пульсары рождаются с разными начальными периодами и магнитными полями. Общие решения, учитывающие это обстоятельство, будут приведены в гл. X.

## § 8. Пространственные скорости радиопульсаров

Если принять, что радиопульсары рождаются вблизи плоскости симметрии Галактики, то для объяснения наблюдаемого их распределения по  $z$ -координате необходимо предположить, что радиопульсары обладают достаточно большими пространственными скоростями. Оценим значение их пространственной скорости, исходя из того, что среднее расстояние от плоскости Галактики  $\langle z \rangle = 200$  пк, а время жизни пульсара  $\tau = 5 \cdot 10^6$  лет. Очевидно.

$$v > v_z = \frac{\langle z \rangle}{\tau} \approx 40 \text{ км/с}. \quad (60.VII)$$

В принципе, уже такие скорости могут считаться большими. Так, например, к классу убегающих звезд относятся те звезды, которые имеют пространственные скорости больше  $\sim 30$  км/с.

Однако уже первые измерения собственных движений радиопульсаров дали неожиданные результаты. Скорости исчисляются сотнями км/с (см. Лайн и др., 1982), что значительно превышает оценку (60.VII). Последующие исследования подтвердили этот результат — тангенциальные скорости у некоторых радиопульсаров достигают 500 км/с и даже превышают это значение (Лайн и др., 1982; Даунс и Ричли, 1983). Так возникло "общественное мнение", что радиопульсары — это объекты, обладающие аномально быстрыми пространственными движениями. В действительности, по-видимому, это верно лишь отчасти. Информация о скоростях пульсаров до сих пор не является статистически обеспеченной и вместе с тем подвержена