после первого взрыва. Естественным следствием этого является появление двойных систем с релятивистскими компонентами. Нормальная звезда в такой системе последовательно проходит четыре стадии. Но еще более разнообразной оказывается эволюция ее соседки – нейтронной звезды.

§ 2. Эволюция нейтронных звезд

Эволюция нейтронной звезды состоит в медленном изменении режимов ее взаимодействия с окружающей средой. Такой подход к эволюции был предложен и развивался в 70-е годы Шварцманом (1970), Илларионовым и Сюняевым (1975), Бисноватым-Коганом и Комбергом (1975), Шакурой (1975), Липуновым и Шакурой (1976), Савонье и Ван ден Хевелом (1977) и др. В этих работах в основном рассматривались три режима: эжекция, "пропеллер" и аккреция. В начале 80-х годов была закончена полная классификация нейтронных звезд и сделаны первые расчеты эволюции нейтронных звезд в двойных системах с учетом эволюции нормальной звезды (Липунов, 1982а,б; Корнилов и Липунов, 1983а,б; Липунов, 1984а).

Полная классификация нейтронных звезд содержит 8 типов (гл. III): E, P, A, SE, SP, SA, G, M. Попадание нейтронной звезды на ту или иную стадию определяется в основном тремя параметрами: дипольным магнитным моментом μ, скоростью вращения ω (или периодом вращения $p = 2\pi/\omega$) и потенциальным темпом аккреции $\dot{M}_c$ (или потенциальной светимостью $L = \dot{M}_c GM_x/R_x \approx 0{,}1\,\dot{M}_c c^2$). Эволюцию нейтронной звезды можно рассматривать как движение в трехмерном пространстве μ, $\dot{M}_c$, ω. В действительности существует дополнительный параметр – скорость движения нейтронной звезды v_∞, так что пространство движения, вообще говоря, имеет больше трех измерений. Но главными эволюционными факторами являются именно эти три параметра, среди которых выделяется сокрость вращения звезды.

Уравнение эволюции. Анализ характера взаимодействия замагниченной звезды с окружающей плазмой, рассмотренного в гл. III–IX, позволяет выписать приближенное уравнение эволюции момента вращения нейтронной звезды в следующей универсальной форме (Липунов, 1982а):

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M} k_{su} - \kappa_t \frac{\mu^2}{R_t^3}, \tag{11.X}$$

где k_{su} – удельный вращательный момент в аккрецируемом веществе. Он равен

$$k_{su} = \begin{cases} \sqrt{GM_x R_d} & \text{– дисковая аккреция,} \\ \eta_t \Omega R_G^2 & \text{– аккреция без диска.} \end{cases} \tag{12.X}$$

Здесь R_d – радиус внутренней границы диска, Ω – частота вращения двойной системы, $\eta_t \approx 1/4$ (Илларионов и Сюняев, 1975). Значения безразмерного фактора κ_t, характерного радиуса R_t и темпа аккреции $\dot{M}$ на различных режимах приведены в табл. 15.

Уравнение эволюции (11.X) является приближенным. Особенно не ясна ситуация для "пропеллеров" и "суперпропеллеров" (см. гл. VI). В табл. 15

Таблица 15

Параметры, входящие в уравнение эволюции нейтронной звезды

Параметр	Режим					
	E, SE	P, SP	A	SA	G	M
$\dot{M}$	0	0	$\dot{M}_c$	$\dot{M}_c \dfrac{R_A}{R_s}$	0	$\dot{M}_c$
κ_t	~2/3	$\lesssim 1/3$	~1/3	~1/3	~1/3	~1/3
R_t	R_l	R_m	R_c	R_c	R_A	a

R_m – размер магнитосферы, который на стадии "пропеллера" пока известен плохо и может сильно отличаться от стандартного выражения для альвеновского радиуса.

В общем случае правая часть уравнения (11.X) есть некоторая функция частоты ω и времени. Во многих случаях момент инерции I можно вынести за знак производной. Тогда уравнение эволюции сводится к линейному дифференциальному уравнению вида

$$\frac{d\omega}{dt} = F(\omega, t). \tag{13.X}$$

Удобно ввести скалярный потенциал $V(\omega)$ (см. гл. VI и работу Липунова (1987а)):

$$F(\omega) = -\nabla_\omega V. \tag{14.X}$$

Тогда эволюция замагниченной звезды приобретает простую геометрическую интерпретацию: звезда стремится эволюционировать в состояние, соответствующее минимуму потенциала $V(\omega)$.

Положим, что в уравнении эволюции все величины в правой части не зависят от времени или меняются очень медленно (медленнее, чем частота вращения). Тогда потенциал для эжектирующих и аккрецирующих звезд можно представить в виде

$$V(\omega) = A_1 \omega^4 + \text{const} \quad \text{для E и SE}, \tag{15.X}$$

$$V(\omega) = \begin{cases} -A_2\omega + A_3\omega^3 + \text{const}, & \omega \geqslant 0 \\ -A_2\omega - A_3\omega^3 + \text{const}, & \omega < 0 \end{cases} \quad \text{для A и SA}, \tag{16.X}$$

где A_1, A_2, A_3 – положительные константы. Для "пропеллеров" и "суперпропеллеров" можно ожидать степенной зависимости от частоты:

$$V(\omega) = A_4 \omega^n + \text{const} \quad \text{для P и SP}. \tag{17.X}$$

На рис. 101 показано качественное поведение потенциала для различных режимов взаимодействия с окружающей плазмой.

Нейтронная звезда стремится занять состояние, соответствующее минимуму $V(\omega)$. Для аккреторов и супераккреторов при аккреции вещества с вращательным моментом появляется минимум, соответствующий ненулевой равновесной частоте $\omega_{eq} = 2\pi/p_{eq}$. Такая ситуация реализуется в двойных системах, где аккрецируемое вещество всегда обладает вращательным моментом (гл. V).

Возможная диссипация магнитного поля нейтронной звезды или процесс выравнивания магнитной оси и оси вращения могут быть учтены уравнением

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{\mu}{\tau}, \tag{18.X}$$

где τ — характерное время диссипации магнитного поля.

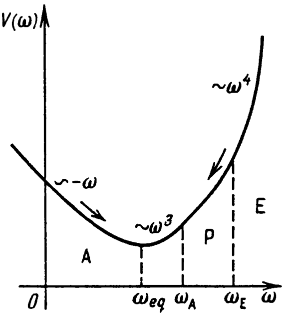

Рис. 101. Скалярный потенциал, описывающий эволюцию замагниченной нейтронной звезды в двойной системе

Решение уравнения эволюции (11.X) на стадии эжекции с учетом диссипации приведено в гл. VII. Общее решение уравнения эволюции с учетом возможной диссипации магнитного поля на стадии аккреции содержится в работе Липунова и Постнова (1987).

Статистическое описание ансамбля нейтронных звезд. Число открытых к настоящему времени аккрецирующих нейтронных звезд ~20, а эжектирующих — превышает три сотни. Для описания свойств множества этих объектов необходимо ввести функцию распределения и выписать уравнение эволюции функции распределения (Липунов, 1987а).

Рассмотрим ансамбль звезд, каждая из которых описывается некоторым набором параметров: $x_1, x_2, \ldots, x_i$. Пусть функция $\varphi(x_1, x_2, \ldots, x_i)$ описывает вероятность, с которой наугад выбранная звезда будет обладать параметрами в интервале $(x_1, x_1 + dx_1;\ x_2, x_2 + dx_2;\ \ldots;\ x_i + dx_i)$. Число нейтронных звезд dn, имеющих параметры в указанном интервале, есть

$$dn = \varphi(x_1, x_2, \ldots, x_i;\ t)\, dx_1 dx_2 \ldots dx_i dt. \tag{19.X}$$

Функция φ должна быть нормирована на полное число звезд N, которое в общем случае может быть функцией времени:

$$\int\limits_{x_1}\int\limits_{x_2}\ldots\int\limits_{x_i} \varphi(x_1, x_2, \ldots, x_i;\ t)\, dx_1 dx_2 \ldots dx_i = N(t). \tag{20.X}$$

В ходе эволюции меняются параметры каждой звезды, так что функция распределения подчиняется уравнению Лиувилля с ненулевой правой частью (см., например, Зельдович и Мышкис, 1973):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \varphi \dot{\boldsymbol{x}} = \psi(\boldsymbol{x}, t), \tag{21.X}$$

где $\boldsymbol{x}$ – вектор в i-мерном пространстве, а дивергенция берется по всем координатам $x_1, x_2, \ldots, x_i$; $\psi(x_1, x_2, \ldots, x_i;\ t)$ – функция, описывающая вероятность рождения нейтронной звезды с данными параметрами. Как мы видели в гл. III, замагниченная звезда характеризуется в основном тремя величинами: ω, μ и $\dot{M}_c$ или ω, μ и y. Поэтому наибольший интерес представляет случай $i = 3$: $x_1 = \omega$, $x_2 = \mu$, $x_3 = y$ (напомним, что y – гравимагнитный параметр):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \varphi \dot{\omega}}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi \dot{\mu}}{\partial \mu} + \frac{\partial \varphi \dot{y}}{\partial y} = \psi(\omega, \mu, y, t). \tag{22.X}$$

Уравнение (22.X) может быть сведено к однородному уравнению в частных производных и с коэффициентами, не зависящими от искомой функции φ, причем решение будет записываться в неявном виде:

$$\mathfrak{F}(\varphi, \omega, \mu, t) = 0. \tag{23.X}$$

Уравнение для F имеет вид

$$\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial t} + \dot{\omega}\left(\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \omega}\right) + \dot{\mu}\left(\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \mu}\right) + \left(\psi - \varphi \frac{\partial \dot{\omega}}{\partial \omega} - \varphi \frac{\partial \dot{\mu}}{\mu}\right) \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \varphi} = 0. \tag{24.X}$$

Для простоты мы опустили возможную зависимость от y. В ряде интересных случаев уравнение эволюции может быть записано в виде

$$\dot{\omega} = F(\omega, \mu_0, t), \tag{25.X}$$

где μ_0 – начальный магнитный момент нейтронной звезды. Решение этого уравнения:

$$\omega = F_1(\omega_0, t_0, \omega, \mu_0, t). \tag{26.X}$$

Общее решение уравнения (22.X) есть (см., например, Зельдович и Мышкис, 1973)

$$\varphi(\omega, t) = \int_{\mu_1}^{\mu_2} d\mu_0 \int_0^t dt_0 \int_0^\infty \psi(\omega_0, \mu_0, t_0)\, \delta(\omega - F_1(\omega_0, t_0, \omega, \mu_0, t))\, d\omega_0. \tag{27.X}$$

Некоторые частные случаи решения (27.X) приведены в гл. VII и работе Липунова (1987а).

В заключение этого пункта выпишем уравнение для функции φ в одномерном случае, когда меняется только один параметр – частота ω:

$$\frac{d\varphi}{dt} + \varphi \frac{\partial^2 V}{\partial \omega^2} = \psi; \tag{28.X}$$

V – по-прежнему скалярный потенциал.

Проведенное выше аналитическое рассмотрение полезно для изучения нейтронных звезд, находящихся на тех стадиях, когда их эволюция определяется внутренними параметрами, например на стадиях эжекции и суперэжекции. В действительности нейтронная звезда проходит целый набор состояний, в которых внешние условия существенны и к тому же могут меняться со временем. В этом случае трудно искать аналитическое решение уравнения типа (27.X), а легче его решать численно. Необходимость численных расчетов особенно ясна в случае анализа эволюции нейтронных звезд в двойных системах, где внешние условия, определяемые нормальной звездой, меняются сложным образом. Методика и результаты численных расчетов методом Монте-Карло будут описаны ниже.

§ 3. Треки нейтронных звезд

Итак, задача об эволюции нейтронных звезд должна решаться с учетом эволюции нормальной звезды. Качественно этот вопрос рассматривался в работах Бисноватого-Когана и Комберга (1976), Ван ден Хевела (1977), Липунова (1982а). Начнем с качественного анализа, следуя последней работе.

Для качественного и количественного анализа характера эволюции нейтронной звезды наиболее удобной оказывается диаграмма "$p - L$" (см. гл. III). Напомним, что L — это лишь потенциальная светимость нейтронной звезды. Она совпадает с реальной светимостью лишь на стадии аккреции. Рассмотрим три характерных трека нейтронных звезд, полагая, что все они обладают одинаковыми магнитными полями.

Наиболее просто на этой диаграмме выглядят одиночные нейтронные звезды. Здесь в качестве первого приближения можно пренебречь изменениями параметров внешней среды. Будем считать, что звезды рождаются с очень малыми периодами. Тогда трек одиночной звезды — это вертикальная прямая (рис. 102,*а*). Нейтронная звезда последовательно проходит стадию эжекции, стадию "пропеллера" и далее выходит либо на стадию аккреции, либо на стадию георотатора:

$$\mathrm{E} \rightarrow \mathrm{P} \begin{matrix} \nearrow \mathrm{A} \\ \searrow \mathrm{G} \end{matrix} . \qquad (29.X)$$

На стадию георотатора выходят быстро движущиеся звезды (см. формy-

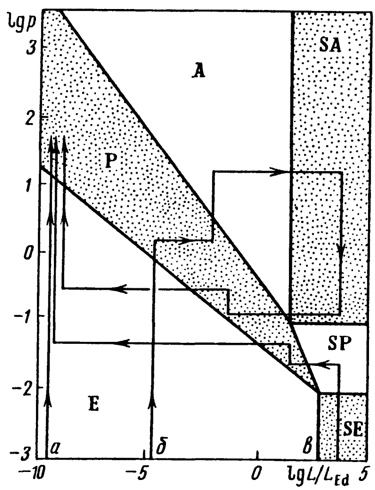

Рис. 102. Треки нейтронных звезд на диаграмме "$p - L$" (качественная картина): *а* — трек одиночной нейтронной звезды, *б* — трек нейтронной звезды в двойной системе, *в* — трек нейтронной звезды в двойной системе, образовавшейся в момент заполнения полости Роша ее соседкой