

## § 8. Критические периоды. Диаграммы "p - y" и "p - L"

Классификация, проведенная выше, основывалась на соотношении между характерными радиусами – величинами, непосредственно не наблюдаемыми. Этот недостаток можно исправить, заметив, что характерные значения радиуса светового цилиндра  $R_l$ , радиуса Шварцмана  $R_{Sh}$ , радиуса коротации  $R_c$  являются функциями величины, измеряемой с большой точностью при наблюдениях: частоты вращения, или периода вращения  $p$ . Поэтому приведенную классификацию можно переформулировать в виде неравенств на период вращения замагниченной звезды.

Введем два критических периода –  $p_E$  и  $p_A$  – таких, что при выполнении следующих неравенств реализуется тот или иной тип нейтронной звезды. Именно:

$$\begin{aligned} p < p_E &\longrightarrow \text{E или SE;} \\ p_E \leq p \leq p_A &\longrightarrow \text{P или SP;} \\ p \geq p_A &\longrightarrow \text{A, SA, G или M.} \end{aligned} \quad (48.III)$$

Значения  $p_E$  и  $p_A$  в первом приближении можно определить с помощью неравенств табл. 5, используя полученные выше оценки характерных радиусов. Естественно, это будет лишь первым приближением, в котором не учитывается обратное влияние возникновения поверхности остановки на параметры электромагнитного поля нейтронной звезды и аккреционного потока.

Положим  $R_{Sh} = \max\{R_G, R_l\}$  при  $\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$  и  $R_{st} = R_l$  для  $\dot{M}_c > \dot{M}_{cr}$ . С помощью формул (27.III) и (24.III) получаем

$$p_E = \begin{cases} 2\pi \left( \frac{4\kappa_r}{v_\infty^5 c^4} \right)^{1/4} (\mu^2 / \dot{M}_c)^{1/4} & \text{при } \begin{cases} \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \\ R_G < R_l, \end{cases} \\ 2\pi \left[ \frac{8\kappa_r (GM_x)^2}{v_\infty^5 c^6} \right]^{1/6} (\mu^2 / \dot{M}_c)^{1/6} & \text{при } \begin{cases} \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \\ R_G \geq R_l, \end{cases} \\ 2\pi \left( \frac{\kappa_r \kappa}{4\pi^2 c^{11} GM_x} \right)^{1/9} \mu^{4/9} & \text{при } \dot{M}_c > \dot{M}_{cr}. \end{cases} \quad (49.III)$$

Полагая  $R_A = R_c$ , с использованием формул (27.III) и (23.III) находим, что

$$p_A = \begin{cases} 2\pi \left( \frac{2}{v_\infty^5} \right)^{1/4} \left( \frac{\mu^2}{\dot{M}_c} \right)^{1/4} & \text{при } \begin{cases} R_A > R_G, \\ \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \end{cases} \\ 2^{11/14} \pi (GM_x)^{-5/7} \left( \frac{\mu^2}{\dot{M}_c} \right)^{3/7} & \text{при } \begin{cases} R_A \leq R_G, \\ \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \end{cases} \\ 2\pi \left[ \frac{\kappa}{8\sqrt{2}\pi c (GM_x)^2} \right]^{1/3} \mu^{2/3} & \text{при } \dot{M}_c > \dot{M}_{cr}. \end{cases} \quad (50.III)$$

Полученные формулы показывают, что критические периоды  $p_E$  и  $p_A$  зависят в основном от двух параметров: темпа аккреции вещества, по-

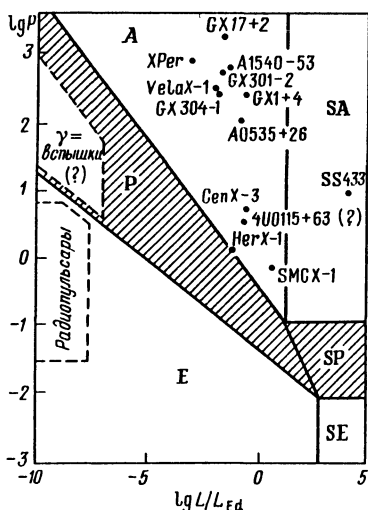
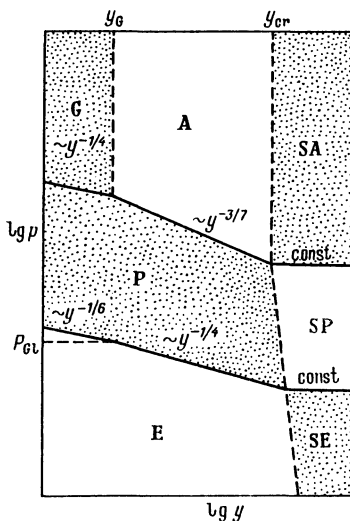


Рис. 43. Диаграмма "р - L" для нейтронных звезд. Граничные линии проведены для магнитного дипольного момента  $10^{30}$  Э · см<sup>3</sup>

Рис. 44. Диаграмма "р - у"



тенциально попадающего под радиус захвата,  $\dot{M}_c$ , и магнитного дипольного момента  $\mu$ .

Следовательно, режим взаимодействия нейтронной звезды с окружающей средой определяется в основном тремя параметрами, два из которых,  $p$  и  $\mu$ , характеризуют электродинамическое взаимодействие, а  $\dot{M}_c$  — гравитационное взаимодействие. Введем вместо  $\dot{M}_c$  энергетическую величину потенциальной светимости:

$$L \equiv \dot{M}_c \frac{GM_x}{R_x}. \quad (51.III)$$

Физический смысл потенциальной светимости  $L$  прост: такая светимость была бы у аккрецирующей звезды, если бы все вещество, формально попадающее в сечение гравитационного захвата, падало бы на поверхность звезды.

Если рассматривать магнитный дипольный момент как параметр, то подавляющее большинство состояний нейтронных звезд может быть показано на "р-L"-диаграмме (Липунов, 1982а). Удобство величины  $L$  состоит еще в том, что на стадии аккреции она является наблюдаемой.

Для проверки правильности наших представлений построим "р-L"-диаграмму для нейтронных звезд, имеющих стандартные параметры:  $\mu_{30} = m = v_7 = 1$ , где  $v_7 = v_\infty / 10^7$  см/с. Нанесем на эту диаграмму два типа наблюдаемых проявлений нейтронных звезд — рентгеновские пульсары и радиопульсары (рис. 43).

Перепишем формулы (49.III) и (50.III) в виде, удобном для оценок:

$$p_E \approx \begin{cases} 0,42 \cdot v_7^{-1/4} \mu_{30}^{1/2} L_{38}^{-1/4} \text{ с, } \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr} \text{ и } p > p_{GI}, \\ 1,8 \cdot v_7^{-5/6} m^{1/3} \mu_{30}^{1/3} L_{38}^{-1/6} \text{ с, } \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr} \text{ и } p \leq p_{GI}, \\ 1,4 \cdot 10^{-2} \cdot m^{-1/9} \mu_{30}^{4/9} \text{ с, } \dot{M}_c > \dot{M}_{cr}; \end{cases} \quad (52.III)$$

$$p_A \approx \begin{cases} 4 \cdot 10^2 \cdot v_7^{-5/4} \mu_{30}^{1/2} L_{38}^{-1/4} \text{ с при } R_A > R_G \text{ и } \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \\ 1,2 \cdot m^{-5/7} \mu_{30}^{6/7} L_{38}^{-3/7} \text{ с при } R_A \leq R_G \text{ и } \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \\ 0,17 \cdot m^{-2/3} \mu_{30}^{2/3} \text{ с при } \dot{M}_c > \dot{M}_{cr}. \end{cases} \quad (53.III)$$

Здесь мы ввели новый критический период (что делать?! )  $p_{GI}$  из условия  $R_G = R_I$ :

$$p_{GI} = \frac{4\pi GM_x}{v_\infty^2 c} \approx 500 m_x v_7^{-2} \text{ с.} \quad (54.III)$$

Положения рентгеновских пульсаров на диаграмме "p - L" даны в соответствии с данными табл. 8. Для радиопулсаров величины L прямо не наблюдаются, но их можно оценить. Радиопулсары - это одиночные нейтронные звезды. Потенциальный темп аккреции на одиночную нейтронную звезду не может сильно превосходить значения, оцененного по формуле Бонди-Хойла-Литлттона (39.II) для параметров  $\xi_1 = 1$ ,  $\rho_\infty = 10^{-24} \text{ г/см}^3$  и  $v_\infty^2 + a_\infty^2 = 10^6 \text{ см/с}$ ,  $\dot{M}_c \leq 7 \cdot 10^{10} \text{ г/с}$  и  $L \leq 7 \cdot 10^{30} \text{ эрг/с}$ .

Как и следовало ожидать, радиопулсары попали в область эжекторов (E), а рентгеновские пульсары - в область аккреторов (A). Отметим, что на рис. 43 не приведено положение сверхбыстрого рентгеновского пульсара A 0538 - 66, имеющего период  $p \approx 0,067 \text{ с}$ . Дело в том, что сверхбыстрый пульсар имеет магнитное поле гораздо меньше  $10^{12} \text{ Э}$  (см. гл. V). Этот пример показывает, что хорошо бы избавиться от лишнего параметра -  $\mu$ . Это возможно, но только в докритическом режиме.

Воспользуемся гравимагнитным параметром, введенным Дэвисом и Принглом (1981):  $y = \dot{M}_c / \mu^2$  (см. § 5). На рис. 44 показана диаграмма "p - y" для нейтронных звезд независимо от их магнитного поля (см. уравнения (49.III) и (50.III)).

Глядя на диаграммы "p - L" и "p - y", замечаем, что при увеличении светимости или гравимагнитного параметра критические линии сходятся друг с другом и при некотором достаточно большом значении p область пропеллеров исчезает. Критическое значение находится из условия равенства  $p_E = p_A$ .