

Т а б л и ц а 7

Рентгеновские пульсары

Пульсар	Период пульсаций, с	Орбитальный период, сутки	Нормальный компонент	Характерное время ускорения, годы	Светимость, 10^{37} эрг/с
A 0538-66	0,069	16,66	Be	?	80
SMC X-1	0,71	3,892	B0 I	1400	60
Her X-1	1,24	1,7	HZ Her	$3 \cdot 10^5$	1
H 0850 - 42	1,8				
4U 0115 + 63	3,61	24,31	B	30 000	3
V 0332 + 53	4,375	34	Be	200	
Cen X-3	4,84	2,087	O6 II-III	3400	5
1E 2259 + 59	6,98	0,03			1
4U 1627 - 67	7,68	0,0289	KZ TrA	5000	
2S 1553 - 54	9,26	30,7(?)			
LMC X-4	13,5	1,408		$> 10^3$	35
2S 1417 - 62	17,6	> 15			< 4
OA0 1653 - 40	38,2			200	$> 0,04$
4U 1700 - 37	67,4				
A 0535 + 26	104	111 (?)	O9,7 He	1000	2
GX 1 + 4	122	15	M6 IIIe	47	4
4U 1230 - 61	191				
GX 304 - 1	272	135(?)	B0-B5		0,2
Vela X-1	283	8,965	O-B	3000	0,15
4U 1145 - 61	292	187(?)		> 1000	0,03
1E 1145,1 - 61	297	> 12	HEN 715	> 300	0,3
A 1118 - 61	405		Мирида		0,5
4U 1907 + 09	437	8,4	O-B		
4U 1538 - 52	529	3,73	B0 I	> 500	0,4
GX 301 - 2	696	41,4	A 977	> 100	1
X Per	835	580(?)	O9e	1400	0,001

рами 10 - 20 кэВ), о форме импульсов (рис. 67). Большинство рентгеновских пульсаров отождествлены с массивными OB-звездами (Брадт и др., 1979). Однако есть примеры пульсаров в маломассивных тесных двойных системах с красными карликами (4U 1626-67 - см. Джосс и др., 1978; Миддледитч и др., 1981) и с красным гигантом типа M6 (GX1+4 - см. Гласс и Фист, 1973; Дэвидсон и др., 1976). Рассмотрим кратко основные наблюдательные данные.

§ 5. Энергетика пульсаров и перетекание вещества в двойных системах

Светимости рентгеновских пульсаров лежат в диапазоне от $\sim 10^{33}$ эрг/с (пульсар X Per) до $\sim 10^{39}$ эрг/с (характерные представители SMC X-1, A 0538 - 66 и др.). Для обеспечения такой светимости необходима аккреция вещества на поверхность нейтронной звезды с темпом $10^{13}-10^{19}$ г/с, что соответствует $10^{-7}-10^{-13} M_{\odot}$ /год. Такие потоки массы могут обеспечиваться тремя разными путями (см. § 8 гл. II) в зависимости от типа нор-

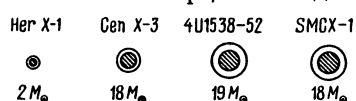
мальной звезды. Если нормальный компонент — сверхгигант, не заполняющий свою полость Роша, интенсивно истекающий в виде сферического звездного ветра, то захват вещества описывается формулой Бонди — Хойла — Литлтона (§ 3 гл. II). Рентгеновская светимость пульсара при этом определяется выражением (см. формулу (82. II)):

$$L_x \approx 10^{36} \frac{\xi_1 m_x^3 \dot{M}_{-6}}{(m_0 + m_x)^{2/3} T_{10}^{4/3} v_8^4 R_6 (1 + \text{tg}^2 \beta)} \text{ эрг/с.} \quad (75.V)$$

Здесь ξ_1 — безразмерный фактор порядка 1, m_x и m_0 — массы нейтронной звезды и оптического компонента в единицах массы Солнца, $\text{tg} \beta \equiv v_{\text{orb}}/v_w$ — отношение орбитальной скорости к скорости звездного ветра в том месте, где находится аккрецирующая звезда.

Формула (75.V) свидетельствует о том, что для возникновения яркого ($\sim 10^{38} - 10^{39}$ эрг/с) источника необходимы довольно специфические (хотя и не очень жесткие) условия. Видно, что при $\dot{M}_{-6} \approx 1$ можно "играть" только на скорости звездного ветра: нужно, чтобы $v_w \approx 200 - 300$ км/с. Эта оценка намного меньше наблюдаемых скоростей в звездном ветре голубых сверхгигантов на бесконечности: $v_\infty \approx 1000 - 3000$ км/с. Следовательно, нейтронная звезда должна быть как можно ближе к сверхгиганту, где скорость звездного ветра поменьше. В общем, эти соображения подтверждаются наблюдениями. В системах типа Cen X-3, SMC X-1 и др. нейтронная звезда настолько близка к сверхгиганту, что последний практически заполняет свою полость Роша (см. схему двойных систем на рис. 68).

Значительная часть рентгеновских пульсаров входит в состав двойных систем с Ве-звездами (A 0535 + 26, A 0538 - 66 и т.д.). Для всех этих пульсаров характерны очень резкие перепады в светимости (носящие транзитный характер) и довольно высокая светимость в активном состоянии: $\sim 10^{37} - 10^{38}$ эрг/с. Последние значения представляются весьма странными,



поскольку темп истечения Ве-звезд довольно низок: $\dot{M} \approx 10^{-8} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$. Чтобы обеспечить светимость $10^{37} - 10^{38}$ эрг/с, нужно предположить, что нейтронная звезда в активном состоянии перехватывает значительную часть теряемого нормальной звездой вещества. А для этого скорость звездного ветра должна быть очень мала. В системах со сверхгигантами это условие достигается благодаря близости компонентов. Но системы с Ве-звездами сильно разделены — их периоды обычно составляют десятки и сотни дней! По-видимому, все это дело в совершенно необычном режиме истечения Ве-звезд. Эти звезды быстро

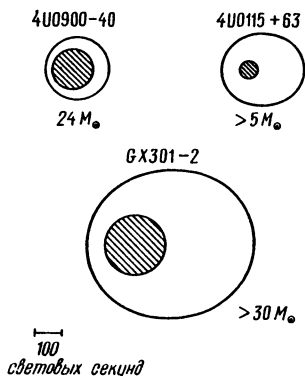


Рис. 68. Орбиты рентгеновских пульсаров и размеры оптических компонентов (показаны в одном масштабе) (Раппапорт и Джосс, 1983)

вращаются и теряют вещество резко анизотропно — в плоскости экватора вращения. Скорость расширения оболочки, скорее всего, невелика (она не может сильно превышать кеплеровскую скорость, иначе нет причины для образования дисковой оболочки) и равна $\sim 100\text{--}300$ км/с. Кроме того, истечение происходит крайне нестационарно — с характерным временем от нескольких месяцев до нескольких лет.

Наконец, третий режим реализуется в маломассивных двойных системах (Her X-1, G X1+5 и др.), где масса оптического компонента не превышает нескольких солнечных масс. Такие звезды имеют крайне слабый звездный ветер ($\sim 10^{-12}\text{--}10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$) и могут быть поставщиками вещества для яркого пульсара только в том случае, если заполняют свою полость Роша. Темп истечения при этом может определяться одним из трех характерных времен (Юнгельсон и Масевич, 1982): ядерным временем t_{nucl} , тепловым временем t_{KH} и временем, связанным с диссипацией вращательного момента двойной системы за счет излучения гравитационных волн или магнитного звездного ветра.

Приведем здесь оценки теплового и ядерного времени, следуя работе Юнгельсон и Масевич, 1982:

$$t_{\text{nucl}} \approx 10^{10} m_0^{-2} \text{ лет},$$

$$t_{KH} \approx 3 \cdot 10^7 m_0^{-2} \text{ лет}.$$

Из этих оценок следует, что при $m_0 \approx 1$ темп истечения может достигать $10^{-10}\text{--}10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, что соответствует рентгеновской светимости $10^{36}\text{--}10^{38}$ эрг/с.

§ 6. Спектр и магнитные поля

Спектры рентгеновских пульсаров (рис. 69) имеют тепловую природу с характерным экспоненциальным завалом на больших энергиях (в некоторых случаях, однако, наблюдается "жесткий хвост"). Характерные энергии фотонов вблизи максимума спектра ~ 10 кэВ. Это вполне естественно согласуется с наблюдаемой светимостью пульсаров и описанной выше картиной аккреции, в которой вещество выпадает на небольшой околополярный участок поверхности нейтронной звезды.

Предположим, что излучение горячих пятен на полюсах термализовано. Оценим характерную энергию фотонов, исходя из формулы Стефана — Больцмана:

$$\epsilon_{\gamma} \approx 3 k_B T_{bb} \approx 3 k_B \left(\frac{L_x}{\sigma_{SB} S} \right)^{1/4} \approx 30 L_8^{1/4} S_{10}^{-1/4} \text{ кэВ},$$

где $S_{10} = S/10^{10} \text{ см}^2$ — площадь, с которой излучается энергия. Сильное магнитное поле приводит к анизотропии излучения (Бисноватый-Коган, 1973; Лэмб и др., 1973; Гнедин и Сюняев, 1973; Баско и Сюняев, 1975; Цурута, 1975; Ванг, 1975). Вопрос о диаграмме направленности до сих пор остается на стадии исследования (см., например, Яхил, 1980). Более того, известно, что при большой светимости ($10^{38}\text{--}10^{39}$ эрг/с) механизмы формирования диаграммы магнитным полем перестают работать (Баско и Сюняев, 1976) — излучение сильно термализуется. Важную роль здесь могут