

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

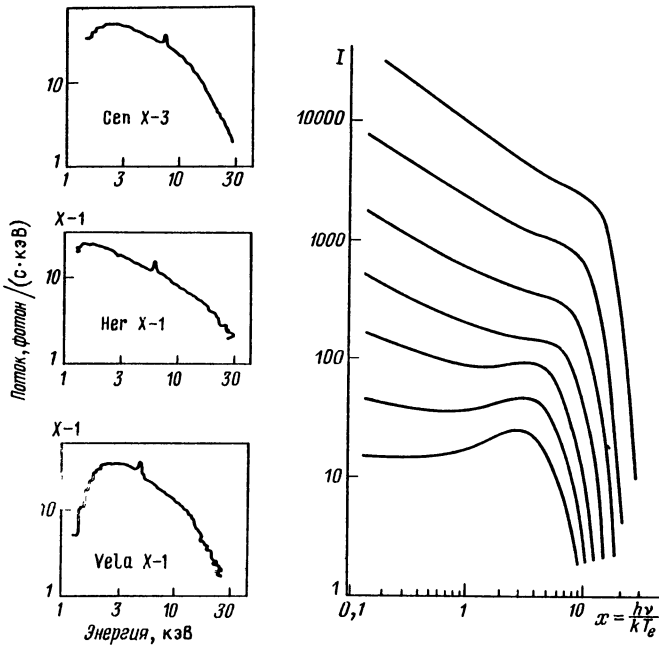


Рис. 69. Спектры трех рентгеновских пульсаров, полученные с борта специализированного рентгеновского спутника "Тенма" (Япония) (Нагазе, 1985). Эмиссионная деталь — линия железа

Рис. 70. Характерные спектры, формирующиеся в радиационно-доминированных ударных волнах (Любарский и Сюняев, 1982)

играть геометрические факторы (при вращении нейтронной звезды мы под разными углами видим полярную колонку), либо своеобразное экранирование полюсов веществом, текущим по магнитосфере.

Замечательным было предсказание (Гнедин и Сюняев, 1973) и открытие (Трюмпер и др., 1977) гиролиний в спектрах рентгеновских пульсаров (рис. 9) на энергиях, соответствующих циклотронной частоте:

$$E = \hbar\omega_c \approx 12 B_{12} \text{ кэВ.}$$

Спектральная деталь, обнаруженная в излучении Her X-1, находится в диапазоне 30–50 кэВ, что соответствует напряженности магнитного поля $B \approx (3-5) \cdot 10^{12}$ Э (гравитационное красное смещение не может сильно изменить эту оценку). Такого же типа детали (хотя и менее отчетливо выраженные) были найдены еще у двух пульсаров: 4U 0115+63 (Уитон и др., 1978) и 4U 1626–67 (Правдо и др., 1977). Соответствующие положения линий напряженности магнитных полей равны $\sim 2 \cdot 10^{12}$ Э.

Анализу излучения в столь сильных полях посвящено большое количество работ и обзоров. Мы не будем детально останавливаться на этих вопросах, отсылая читателя к обзору Павлова и Гнедина (1983) и монографии Долгинова и др. (1979). Важнейшими здесь оказываются эффекты

изменения сечения рассеяния в магнитном поле, поляризации вакуума и образования giroлиний в спектре излучения.

Вид спектра большинства рентгеновских пульсаров указывает на то, что важную роль в его формировании играет комптонизация в радиационно-доминированной ударной волне. Напомним, что важность комптонизации при формировании спектра аккрецирующих нейтронных звезд отмечалась Зельдовичем и Шакурой (1969) (гл. II). Комптонизация излучения подробно исследовалась Сюняевым и Титарчуком (см. обзор Позднякова и др., 1982). Образование спектров излучения в радиационно-доминированной ударной волне, прозрачной по истинному поглощению, исследовалось Любарским и Сюняевым (1982). Там детально рассмотрена судьба энергии в сценарии течения, предложенном Баско и Сюняевым (1976). Торможение плазмы происходит в результате рассеяния фотонов на движущихся вместе с плазмой электронах. Фотоны набирают энергию за счет эффекта Доплера. А затем, когда их энергия станет достаточно большой, существенная часть ее будет отдаваться электронам (комpton-эффект). Практически вся кинетическая энергия падающей плазмы заключена в протонах. За счет кулоновских сил они "тащат" электроны сквозь фотонный газ, нагревая его и электроны, но сами "греются" только в последнюю очередь, за счет столкновений с электронами (Любарский и Сюняев, 1982).

На рис. 70 приведены характерные спектры, формирующиеся в радиационно-доминированных ударных волнах. Спектры характеризуются малыми спектральными индексами в законе $I \sim \nu^{-\alpha}$ ($0 < \alpha < 1$) и экспоненциальным завалом при $h\nu \gtrsim 100$ кэВ. Решение, полученное Любарским и Сюняевым (1982), применимо либо в случае слабых полей ($\sim 10^{11}$ Э), либо в сильных полях, для которых giroчастоты выше, чем частоты излучения (это соответствует полям $\gtrsim 10^{13}$ Э).

У ряда рентгеновских источников наблюдаются эмиссионные линии FeXXIV. Образование таких линий на альвеновской поверхности рассмотрено Баско (1978).

§ 7. Периоды и изменение периодов рентгеновских пульсаров

Из характеристик рентгеновских пульсаров наиболее точно измеряются периоды и скорости изменения периодов. Периоды рентгеновских пульсаров лежат в широком интервале от десятков миллисекунд до тысяч секунд. Распределение по периодам (при всей его неполноте) позволяет сделать вывод, что большинство пульсаров имеют долгие (более ~ 100 секунд) периоды (см. табл. 7). Такие периоды характерны скорее для белых карликов, чем для нейтронных звезд. Поэтому возникает вопрос, а действительно ли эти рентгеновские пульсары являются нейтронными звездами? Ответить на этот вопрос помогают следующие свойства рентгеновских пульсаров.

Периоды пульсаров (после вычитания орбитального движения) остаются непостоянными (рис. 71) и изменяются с характерными временами от нескольких десятков лет (у долгопериодических пульсаров) до нескольких сотен тысяч лет. В § 4 была сделана оценка максимального ускорения аккрецирующей нейтронной звезды. Анализируя структуру формулы предельного ускорения (63.V), замечаем, что для нейтронных звезд ускоре-