

где

$$x_A = (\omega_A - \omega_{eq})/\omega_{eq}, \quad \omega_A = 2\pi/p_A.$$

Таким образом, наблюдаемое превосходство ускоряющихся в среднем рентгеновских пульсаров есть следствие а) близости критических частот ω_A и ω_{eq} ; б) асимметрии скалярного потенциала $V(\omega)$.

Значение γ можно оценить для каждого рентгеновского пульсара по наблюдаемым флуктуациям периода (на это обратил наше внимание М.Е. Прохоров). При $x \rightarrow 0$ приближенно получается, что

$$\gamma \approx \frac{1}{3x^2}.$$

Вообще, введение скалярного потенциала $V(\omega)$ позволяет взглянуть на аккрецирующие нейтронные звезды с позиций синергетики (Липунов, 1987а).

Быстрая флуктуация периодов и внутренняя структура нейтронных звезд. До сих пор, рассматривая изменение вращательного момента нейтронной звезды, мы полагали, что она вращается как твердое тело. Это было справедливо, пока нас интересовали процессы, протекающие за время, существенно превышающее характерное время взаимодействия коры и сверхтекучей сердцевины нейтронной звезды (τ_c).

Бейм и др. (1969) предложили простую двухкомпонентную модель, в которой момент инерции сверхтекучей компоненты — I_s , и момент инерции коры — I_c :

$$\begin{aligned} I_c \dot{\omega}_c &= K(t) - I_c(\omega_c - \omega_s)/\tau_c, \\ I_s \dot{\omega}_s &= I_c(\omega_c - \omega_s)/\tau_c. \end{aligned} \quad (90.V)$$

Как показали Лэмб и др. (1978а, б), при отсутствии внутренних источников вращательного момента (они могли бы возникнуть при разрушении сверхтекучих вихрей) важную информацию о структуре нейтронной звезды содержит спектр мощности вариаций частоты вращения пульсара. Если внешние возмущения происходят очень быстро (по сравнению с τ_c), то нейтронная звезда реагирует на них как твердое тело с моментом инерции I_c . Наоборот, когда возмущения очень медленные, нейтронная звезда реагирует на них как твердое тело с моментом инерции $I_s + I_c = I$. Спектральный анализ флуктуаций скорости вращения рентгеновских пульсаров открывает возможность зондировать недра нейтронных звезд (см. Лэмб, 1979).

§ 8. Переменность рентгеновских источников. Транзиенты

Временное поведение рентгеновских источников столь разнообразно, насколько это вообще возможно. Флуктуации блеска (периодические, квазипериодические и случайные) происходят за самое разное время — от миллисекунд до десятков лет. Весь этот интервал более или менее равномерно заполнен. И неудивительно — слишком много причин для этого. Уравнения магнитной гидродинамики в гравитационном поле необычайно богаты различными нестационарными решениями. К этому добавляется

еще естественная нестационарность граничных условий, которые задаются для нормальной звезды, поставляющей плазму аккреционной машине.

В табл. 9 мы попытались собрать все известные механизмы, приводящие к переменности рентгеновского потока, с краткой характеристикой этой переменности. Механизмы можно разделить на внешние и внутренние. Разделение это довольно условно, поскольку часто "внешние" и "внутренние" работают вместе. Внешними мы называем флуктуации, обусловленные вариациями вне радиуса гравитационного захвата $R > R_G$. Почти все рентгеновские источники находятся попеременно в так называемых "высоких" и "низких" состояниях. Источники, у которых "высокие" состояния намного короче, чем "низкие", принято называть транзистными. К сожалению, это не слишком удачный критерий для выделения однородного класса объектов. Совершенно очевидно, что в ящик с названием "транзисты" сейчас "свалены" источники, переменность которых имеет различную природу.

Имеется ряд источников, для которых причина высоких и низких состояний ясна. Например, самый быстрый рентгеновский пульсар А0538—66 включается через промежутки времени, кратные 16,6 дня. Здесь нет сомнения, что мы имеем дело с двойной системой, где нейтронная звезда движется по сильно эксцентричной орбите.

Но с чем связаны очень резкие (в 100 раз) возрастания потока — непонятно. Одни авторы предполагают, что резкие включения связаны с тем, что в момент пролета периастра нормальная звезда заполняет свою полость Роша (вернее, ее аналог) и "выплескивает" вещество (см. Браун и Бойль, 1984). В максимуме светимость пульсара достигает $L_x \approx \approx 8 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Однако возможна и другая модель, в которой работает триггерный механизм включения, связанный с переходом из пропеллера в аккрецирующее состояние (Липунов и Шакура, 1976). При этом вовсе не обязательно, чтобы резко возрастала потеря массы нормальной звездой. Она вообще может быть постоянна (Мараски и др., 1983; Гнусарева и Липунов, 1985). Мараски и др. (1983) предположили, что в данной двойной системе пульсар переходит из состояния аккреции А в состояние эжекции Е и обратно.

Как было показано Гнусаревой и Липуновым (1985), существование таких нейтронных звезд со смешанными состояниями есть необходимый результат эволюции нейтронной звезды в двойной системе с достаточно большим эксцентриситетом, причем в этом смешанном состоянии изменение периода \dot{P} пульсара за период двойной системы равно нулю. При хаотических или периодических изменениях темпа аккреции нейтронная звезда совершает горизонтальные колебания на диаграмме " $\dot{P} - L$ " (рис. 43).

Как видим, возможны три ситуации в зависимости от амплитуды колебаний темпа аккреции. При очень малой амплитуде (или вдали от катастрофического равновесия) колебания не сопровождаются переходом в другой режим. В этом случае изменение рентгеновской светимости в точности повторяет (хотя и с запаздыванием) изменение темпа аккреции. Вблизи катастрофического равновесия или при больших колебаниях \dot{M}_c (на несколько порядков) возможен переход в промежуточное состояние, а при еще больших — в состояние эжектора Е. Существует еще одна

Т а б л и ц а 9

Механизмы переменности рентгеновских источников

Механизм	Характер переменности	Характерное время	Изменение рентгеновского потока, зв. велич.	Кто предложил
Падение капель вещества на поверхность	хаотический	$\frac{R_x}{v_{ff}} \approx 10^{-5}$ с	≤ 1	Шварцман (1971в)
Вращение нейтронной звезды	периодический	$p \approx (10^{-3} - 10^3)$ с		Амнуэль и Гусейнов (1968)
Неустойчивость в альвеновской зоне	хаотический	$\frac{R_A}{v_{ff}} \approx (10^{-1} \div \div 10^{-2})$ с	до (1-5)	Лэмб и Лэмб (1977)
Термоядерные вспышки	квазипериодич.	часы - дни	~ 5	Розенблот и др. (1973)
Неустойчивость в полярной колонке	квазипериодич.	секунды	$\sim 10^{-3}$	Ливио (1984)
Центробежный барьер (переход А ↔ Р)	зависит от характера внешней переменности		~ 5	Липунов и Шакура (1976)
Прогрев вещества звездного ветра на $R \approx R_G$	квазипериодич.	$\frac{R_G}{v_{ff}} \approx \approx 10^4 \left(v_w / 300 \frac{\text{км}}{\text{с}} \right)^{-3}$ с	~ 5	Сюняев (1978)
Нестационарная дисковая аккреция	квазипериодич.	$\frac{1}{2\pi\alpha} \left(\frac{R}{H} \right)^2 T$	~ 5	Шакура и Сюняев (1977)
Эксцентричность орбиты двойной системы	периодический	T		Гусейнов (1971)
Прецессия оптической звезды	периодический	$(10 - 20) T$	~ 5	Шакура (1972)
Нестационарный сброс вещества норм. звездой	хаотический, квазипериодич.	сутки - годы	$0 - \infty$	Фабиан и др. (1975)
Наклон плоскости орбиты аккрецирующей звезды к экв. вращения нормального компонента	периодический	$T/2$	$0 - 5$	

качественно отличная ситуация в случае, если достаточно велик темп аккреции или слабо магнитное поле нейтронной звезды. Как отмечалось в § 8 гл. III, стадия пропеллера может вообще отсутствовать.

Итак, возможны следующие переходы в среднем равновесном состоянии при изменении темпа аккреции:

$$A \leftrightarrow P, A \rightleftharpoons P \rightleftharpoons E, A \leftrightarrow E.$$

При переходе в состояние эжекции и обратно возникает своеобразный гистерезис. Напомним, что давление аккрецируемой плазмы внутри радиуса захвата растет как $\sim R^{-5/2}$, т.е. быстрее, чем давление релятивистского ветра ($\sim R^{-2}$). Как указал Шварцман (1970в), если переход осуществляется из состояния эжекции, то он наступает тогда, когда давление плазмы сравнивается с давлением ветра на радиусе захвата. Если же переход происходит, наоборот, в E-состояние (из P или A), то смена режимов наступает после того, как указанные давления сравниваются глубоко внутри — на расстояниях порядка радиуса светового цилиндра.

Еще один механизм переменности вспышечного типа — это взрывное горение аккрецируемого вещества, богатого водородом и гелием, на поверхности нейтронной звезды (Розенблют и др., 1973). Эти процессы сейчас детально исследуются в связи с теорией рентгеновских барстеров (см. § 11). Ван Хорн и Хансен (1974) предложили этот же механизм для объяснения рентгеновских транзиентов.

§ 9. Генерация релятивистских частиц

В последние годы появились сообщения об обнаружении излучения ультравысоких энергий $\sim (10^{11} \div 10^{17})$ эВ от рентгеновских двойных систем Vela X-1 (Протерой и др., 1984), Cyg X-3 (Заморски и Стамм, 1983; Ллойд-Эванс и др., 1983) и Her X-1 (Даусвэйт и др., 1984). Как показали Эйшлер и Вестранд (1984), γ -излучение высоких энергий рождается в окрестности двойных систем при столкновениях релятивистских частиц с потоком вещества или с соседней звездой. Этими частицами должны быть протоны или ядра с энергиями $\gtrsim 10^{16}$ эВ. Если так, то рентгеновские системы такого типа могут давать заметный вклад в общий поток галактических космических лучей (Вдовжик и Волфендейл, 1983). Если принять опубликованные значения потоков, то светимости оказываются $\sim 10^{37}$ эрг/с.

Особенно удивительным является сообщение об обнаружении пульсаций в ультравысоком диапазоне энергий у рентгеновского пульсара Геркулес X-1.

Его возможность ускорения релятивистских частиц аккрецирующими нейтронными звездами указывалось ранее (Липунов, 1980а, б). Основанием для такой гипотезы послужило то, что магнитосфера нейтронной звезды в режиме чистой дисковой аккреции открыта (Липунов, 1978а, б), подобно тому, как это имеет место у одиночных нейтронных звезд. Некоторые силовые линии магнитного поля свободно доходят до светового цилиндра. Вдоль них могут свободно двигаться и уходить на "бесконечность" релятивистские частицы (рис. 53). Неизбежным следствием такой картины должно быть появление космических лучей и синхротронного излучения.