

## СВЕРХКРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ

У каждой массивной тесной двойной системы рано или поздно наступает стадия бурного обмена массой, когда темп перетекания достигает гигантских значений:  $\sim 10^{-4} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ . Если бы все это вещество попадало на поверхность нейтронной звезды, то ее светимость была бы  $\sim 10^{40} - 10^{42}$  эрг/с, что намного превышает эддингтоновский предел (формула (27. II)). Отсюда неизбежно следует, что в жизни нейтронной звезды в тесной двойной системе есть моменты, когда мы просто обязаны учитывать давление излучения, возникающее в результате аккреции. В гл. III мы условились называть режим взаимодействия нейтронной звезды с окружающим веществом сверхкритическим, если энерговыделение на радиусе остановки превосходит эддингтоновский предел светимости:

$$\dot{M}_c \frac{GM_X}{R_{st}} \geq L_{Ed} = \frac{4\pi GM_X c}{\kappa} . \quad (1.VIII)$$

Сверхкритический режим возможен не только в массивных двойных системах. Как показывает анализ процессов обмена массой, даже в маломассивных двойных системах ( $M \lesssim (8 - 10) M_{\odot}$ ) возможно возникновение сверхкритического режима (см. гл. X).

В сверхкритическом режиме возможны три состояния нейтронной звезды: SE — суперэжектор, SP — "суперпропеллер" и SA — супераккретор. Сейчас нет сомнений в том, что в Галактике должны существовать нейтронные звезды по крайней мере одного из трех типов. Однако до сих пор нет ни одного надежно установленного наблюдаемого кандидата в такие объекты. Это связано, во-первых, с тем, что в сверхкритическом режиме нейтронная звезда должна быть окружена оптически плотной оболочкой. Самые интересные специфические явления оказываются закрытыми для удаленного наблюдателя, что значительно затрудняет идентификацию объекта. Во-вторых, бурный обмен массой протекает крайне быстро (по галактическим масштабам), поэтому число сверхкритических нейтронных звезд невелико.

Интерес к сверхкритической аккреции резко возрос после открытия источника SS 433. И все же число исследований по этой теме сравнительно невелико (их можно пересчитать по пальцам). Сложность возникающих здесь задач не позволяет надеяться на быстрое и окончательное решение всей проблемы. Однако это вовсе не означает, что сейчас мы не можем выявить главные, характерные особенности сверхкритических режимов и попытаться поискать их у некоторых из наблюдаемых объектов.

Ниже мы везде будем полагать, что вдали от радиуса остановки режим аккреции близок к дисковому. Это связано с тем, что большие потоки массы на нейтронную звезду возникают в тот момент, когда нормальная звезда заполняет свою полость Роша и вещество перетекает через внутреннюю точку Лагранжа. Вращательный момент в веществе, захваченном нейтронной звездой в этой ситуации, всегда достаточен для образования аккреционного диска.

Краткий обзор результатов по сверхкритическим режимам опирается в основном на следующие работы: Шакура и Сюняев (1973), Зельдович и др. (1972), Баско и Сюняев (1976), Липунов (1982б), Липунов и Шакура (1982).

## § 1. Супераккректор

**Картина аккреции.** Будем полагать, что реализуется дисковый режим аккреции, причем темп аккреции захваченного звездой вещества выше критического (28. III) :

$$\dot{M}_c \geq \dot{M}_{cr} \approx 5 \cdot 10^{-7} \mu_{30}^{4/9} m_x^{-1/9} M_\odot/\text{год}. \quad (2.VIII)$$

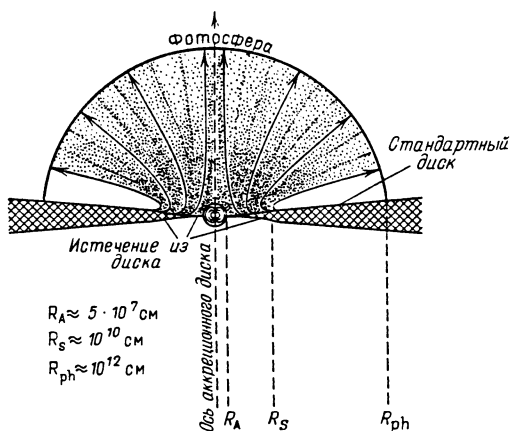
В этом случае радиус сферизации  $R_s$ , на котором светимость диска впервые сравнивается с эддингтоновским пределом, больше радиуса остановки (рис. 95). В режиме сверхкритической аккреции, предложенном Шакурой и Сюняевым (1973), при  $R \leq R_s$  начинается истечение вещества из диска, так что темп аккреции вещества становится зависимым от радиуса:

$$\dot{M}(R) = \dot{M}_{cr} \frac{R}{R_s}. \quad (3.VIII)$$

Как было показано в гл. III, альвеновский радиус определяется выражением

$$R_A = \left( \frac{\mu^4 GM_x}{8L_{\text{Эд}}^2} \right)^{1/9} \approx 4,6 \cdot 10^7 \mu_{30}^{4/9} m_x^{-1/9} \text{ см}. \quad (4.VIII)$$

Вблизи  $R \approx R_A$  давление магнитного поля становится сравнимым с динамическим давлением плазмы и диск разрушается. Если звезда вращается настолько медленно, что радиус коротации больше альвеновского радиуса, то все вещество, достигшее магнитосферы, будет "сваливаться" на полюсы нейтронной звезды. Такой режим мы условились называть режимом супераккректора SA. Условие  $R_c \geq R_A$  запишем в



Фотосфера  
Стандартный диск  
Истечение из диска  
Ось аккреционного диска  
 $R_A$   $R_s$   $R_{ph}$

Рис. 95. Качественная картина течения вещества вокруг супераккректора

виде неравенства для периода вращения нейтронной звезды:

$$p \geq p_A \approx 0,17 \mu_{30}^{2/3} m_x^{-2/3} \text{ с.} \quad (5.VIII)$$

Если бы падение вещества с магнитосферы на поверхность было стационарным, то светимость нейтронной звезды существенно превосходила бы эддингтоновский предел (Липунов, 19826) :

$$L_{NS} = \frac{R_A}{R_x} L_{Ed} \approx 46 L_{Ed} \mu_{30}^{4/9} m_x^{-1/9} R_6^{-1}. \quad (6.VIII)$$

Как отметили Зельдович и др. (1972), Руффини и Вилсон (1973), Баско и Сюняев (1976), в этом случае большая часть энергии будет уноситься нейтрино (см. дальше).

Как будет выглядеть такой объект для внешнего наблюдателя? Оценим оптическую толщину истекающего от диска вещества по томсоновскому рассеянию. Скорость отекания будет порядка параболической на радиусе сферизации:

$$v_{sh} \approx \sqrt{2GM_x/R_s} \approx 10^8 \dot{M}_4^{-1/2} m_x^{1/2} \text{ см/с.} \quad (7.VIII)$$

Интегрируя по потоку, находим радиус фотосферы:

$$R_{ph} = \frac{\dot{M} \sigma_T}{4\pi v_w m_p} \approx 2 \cdot 10^{12} \dot{M}_4^{3/2} m_x^{-1/2} \text{ см,} \quad (8.VIII)$$

и температуру:

$$T_{ph} \approx 1,5 \cdot 10^4 \left( \frac{L}{L_{Ed}} \right)^{1/4} \dot{M}_4^{-3/4} m_x^{1/4} \text{ К.} \quad (9.VIII)$$

Очевидно, для удаленного наблюдателя сверхкритический аккреционный диск будет выглядеть как звезда-сверхгигант с интенсивной потерей массы. Все жесткое излучение будет поглощаться оптически толстой истекающей оболочкой.

Вспомним теперь о том, что на поверхность нейтронной звезды будет выпадать существенно сверхкритический поток вещества. Вполне естественно в этом случае ожидать, что режим может стать резко нестационарным. Характерное время переменности при этом будет равно (Липунов, 19826) :

$$t_{ff} \approx \frac{R_A^{3/2}}{\sqrt{2GM_x}} \approx 6 \cdot 10^{-2} R_8^{3/2} m_x^{-1} \text{ с.} \quad (10.VIII)$$

Характерная частота:

$$\nu_{ff} \approx 30 \mu_{30}^{-2/3} m_x^{-1/3} \text{ Гц.} \quad (11.VIII)$$

В таком режиме часть вещества выбрасывается из полярной колонки со скоростью порядка параболической скорости на поверхности нейтронной звезды:

$$v_j \approx 1,2 \cdot 10^{10} m_x^{1/2} R_6^{-1/2} \text{ см/с.}$$

Угол коллимации джетов порядка угла раскрытия полярной колонки

(формула (45.V)):

$$\epsilon_f \approx 16,0^\circ \mu_{30}^{-2/9} m_x^{1/18} R_6^{1/2}. \quad (12.VIII)$$

Напомним, что  $R_6$  — по-прежнему радиус нейтронной звезды, выраженный в  $10^6$  см. Конечно, наиболее благоприятным условием обнаружения таких джетов было бы совпадение магнитной оси и оси вращения нейтронной звезды.

**Нейтринный пульсар.** Итак, супераккректор — мощный источник нейтрино. Замечательно, что нейтринное излучение может быть промодулировано периодом вращения нейтронной звезды.

Напомним, что эффективное рождение нейтрино наступает при температурах  $5 \cdot 10^9$  К (см. § 2 гл. V). Чтобы удерживать такую горячую плазму, необходима достаточно высокая напряженность магнитного поля вблизи полюсов нейтронной звезды,  $\geq 10^{13}$  Э. Основным процессом здесь будет аннигиляция электрон-позитронных пар:  $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$ .

Анизотропия нейтринного излучения возникает по двум причинам. Во-первых, из-за поглощения нейтрино телом самой нейтронной звезды, во-вторых, вследствие несимметричного распределения импульсов нейтрино, рождающихся в сильном магнитном поле.

Рассмотрим поглощение в нейтронной звезде. Для холодной нейтронной звезды поглощение нейтрино будет в основном определяться тремя процессами (см. Шапиро и Тьюколски, 1985): рассеянием на свободных нуклонах, поглощением нуклонами и отчасти рассеянием на электронах. Характерная энергия нейтрино при температурах  $\sim 5 \cdot 10^9$  К (см. § 2 гл. V) порядка  $\epsilon_\nu \approx 1$  МэВ. Для нейтрино с такой энергией сечение поглощения, например, порядка фундаментального сечения, определяемого константой слабого взаимодействия  $\sigma_0$ :

$$\sigma_0 = \frac{4}{\pi} \left( \frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-4} \left( \frac{G_F}{m_e c^2} \right)^2 \approx 1,76 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2.$$

Оптическая толща нейтронной звезды при этом оказывается больше единицы:

$$\tau_\nu \approx \frac{\sigma_0 \rho R_x}{m_p} \approx 10 \rho_{15} R_6,$$

где  $\rho_{15} = \rho/10^{15}$  г/см<sup>3</sup> — средняя плотность нейтронной звезды. Вращаясь, нейтронная звезда будет периодически перекрывать для наблюдателя полюсы, где происходит рождение нейтрино.

Другим процессом, приводящим к формированию диаграммы направленности нейтринного излучения, является анизотропия рождения нейтрино в сильном магнитном поле (см., например, Тернов и др., 1982). Совместное действие этих двух механизмов и вращения нейтронной звезды приводит к феномену нейтринного пульсара.

Нейтринная светимость пульсара порядка

$$L_\nu \approx 6 \cdot 10^{39} \mu_{30}^{4/9} m_x^{8/9} R_6^{-1} \text{ эрг/с.}$$

Соответствующий поток энергии и числа частиц на Земле:

$$F_\nu \approx 5 \cdot 10^{-5} \mu_{30}^{4/9} m_x^{8/9} R_6^{-1} d_1^{-2} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)},$$

$$N_\nu \approx 30 \mu_{30}^{4/9} m_x^{8/9} R_6^{-1} d_1^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1},$$

где  $d_1$  — расстояние до источника в кпк. Для сравнения укажем, что поток солнечных нейтрино с этой энергией порядка  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . И все же такие объекты являются наиболее мощными постоянными источниками нейтрино в Галактике. Период нейтринного пульсара оценивается выражением  $p \approx p_A$ .

Конечно, пока мы далеки от обнаружения феномена нейтринного пульсара. Но давайте помечтаем. Явление нейтринного пульсара представляет уникальную возможность зондировать внутренность нейтронных звезд. Нейтринное излучение будет играть роль своеобразного рентгеновского аппарата. Можно сказать нейтронной звезде: "Пожалуйста на рентген..."

**Ускорение и замедление.** Изменение вращательного момента нейтронной звезды в режиме сверхкритической дисковой аккреции описывается уравнением

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M}_{cr} \sqrt{GMR_A} - \kappa_t \frac{\mu^2}{R_c^3}.$$

Нейтронная звезда стремится к равновесному периоду, который оказывается порядка критического периода  $p_A$ :

$$p_{eq} \approx \frac{1}{\kappa_t^{1/2}} p_A \approx 0,17 \mu_{30}^{2/3} m_x^{-2/3} \kappa_t^{-1/2} \text{ с.}$$

Если начальный период нейтронной звезды  $p \gg p_{eq}$ , то время релаксации в равновесие примерно равно  $t_{rel} \approx 300 I_{45} m_x^{1/3} \mu_{30}^{-4/3}$  лет. Это время гораздо меньше времени жизни двойной системы на стадии бурного обмена массой ( $\sim 10^4 - 10^5$  лет) и, следовательно, нейтронная звезда всегда успеет прийти в равновесие.

Масса супераккретора быстро растет и это делает вполне вероятным коллапс нейтронной звезды в черную дыру. Характерное время удвоения массы равно

$$t_M = \frac{M}{\dot{M}_{cr}} \approx 2 \cdot 10^6 m_x^{10/9} R_6 \mu_{30}^{-4/9} \text{ лет.}$$

Как видим, коллапс тем вероятнее, чем выше магнитный дипольный момент звезды (Липунов, 1982б). При  $\mu_{30} \approx 1 - 10$  и времени сверхкритической аккреции  $\sim 10^4 - 10^5$  лет масса нейтронной звезды успевает увеличиться на 1–10%. Если начальные массы нейтронных звезд распределены равномерно в интервале  $M_{Ch} < M_x < M_{OV}$ , то примерно 1–10% нейтронных звезд будут превращаться в черные дыры на стадии сверхкритической аккреции.

## § 2. Суперэжекторы и "суперпропеллеры"

В принципе, к моменту заполнения полости Роша нормальной звездой нейтронная звезда может подойти, сохранив свое изначально быстрое вращение. В результате она может оказаться либо на эжектирующей стадии, когда радиус остановки  $R_{st}$  больше радиуса светового цилиндра (суперэжектор), либо на стадии "пропеллера", когда радиус остановки уже меньше радиуса светового цилиндра, но больше радиуса коротации  $R_c$  ("супер-