

сферическую симметрию: 1) несимметричное выпадение вещества; 2) быстрое вращение нейтронной звезды; 3) магнитное поле нейтронной звезды. Поэтому приведенные расчеты нужно считать в высшей степени модельными.

§ 12. Аккреция на рентгеновские барстеры

Отсутствие ярких оптических двойников у рентгеновских барстеров и источников балджа свидетельствует о том, что нормальные звезды в этих двойных системах — это звезды особенно малой светимости, а следовательно, и массы. Популярной является модель системы с рентгеновским барстером, где нормальный компонент — маломассивный красный карлик $M_0 \approx 0,1 - 0,3 M_\odot$, заполняющий полость Роша. В отличие от массивных двойных систем, для которых отношение масс компонентов $q = M_x/M_0 \ll 1$, в системах с рентгеновскими барстерами обратная ситуация: $q \gg 1$ (см. Джосс и Рапппорт, 1979). Кстати, большое отношение масс согласуется с отсутствием затмений у большинства барстеров — оптическая звезда из-за малых размеров перекрывает малую часть небосвода нейтронной звезды, и вероятность затмения мала (Мильграм, 1978). Существует, по-видимому, дополнительный эффект, объясняющий отсутствие затмений, связанный с тем, что основная часть излучения аккреционного диска "идет" вдоль его оси из-за комптоновского рассеяния. Поэтому мы видим системы только с полюса. Точнее, мы не видим систем с экватора.

Не исключена возможность, что в некоторых случаях реализуется аккреция звездного ветра красного гиганта. Скорость звездного ветра красных гигантов невелика, и в этом случае следует также ожидать образования аккреционного диска.

Излучение рентгеновских барстеров и многих других источников балджа не испытывает строго периодических пульсаций. Сравнивая барстеры и рентгеновские пульсары, мы замечаем, что их светимости существенно не отличаются (конечно, нужно сравнивать светимость пульсара с фоновой светимостью барстера). Отсутствие пульсаций можно объяснить только малостью магнитных полей рентгеновских барстеров. Как мы видели выше, модели, созданные последователями ядерного горения, не учитывали поле вообще.

Однако важно "не перегнуть". Казалось бы, отсутствие пульсаций означает, что магнитосферы нет вообще, т.е. $R_A < R_x$ и магнитные поля барстеров должны удовлетворять условиям (см. (31. III))

$$\mu < \mu_{\min} \approx 10^{26} L_{37}^{1/2} \text{ Э} \cdot \text{см}^3,$$

$$B < B_{\min} \approx 10^7 L_{37}^{1/2} \text{ Э}.$$

Но это не так. Приведенные оценки являются экстремальными. Уже при поле $B \approx 10^{10}$ Э обнаружить пульсации по имеющимся данным практически невозможно. Барстеры являются членами тесных двойных систем, где нормальная звезда заполняет полость Роша, так что аккреция идет в дисковом режиме. Но в дисковом режиме равновесный период нейтронной

звезды (см. формулу (80.V)) равен

$$p_{eq} \approx 10^{-3} \mu_{26}^{6/7} L_3^{-3/7} \text{ с.}$$

При $\mu_{26} \approx 1 - 10$ период вращения нейтронной звезды оказывается 1 – 10 мс. Время ускорения нейтронной звезды до такого периода:

$$t_{su} \approx \frac{I \omega_{eq}}{\dot{M} \sqrt{GM_x R_A}} \approx \frac{M_x}{\dot{M}} \alpha_m^{-3}, \quad (107.V)$$

где $\alpha_m \equiv R_A/R_x$ – отношение альвеновского радиуса к радиусу нейтронной звезды. При $\alpha \approx 10$ время ускорения оказывается $\lesssim 10^7$ лет, т.е. гораздо меньше, чем время жизни маломассивных двойных систем ($\sim 10^9 - 10^{10}$ лет). Рентгеновские барстеры должны быть быстро вращающимися нейтронными звездами (Камензинд, 1982). Обнаружить столь быстрые пульсации у рентгеновского источника крайне сложно. Например, пульсации сверхбыстрого рентгеновского пульсара A 0538 – 66 ($p \approx 68$ мс) были обнаружены лишь через ~ 10 лет после его открытия и наблюдались только один раз (Скиннер, 1982).

Таким образом, наблюдения накладывают только одно ограничение:

$$B \ll 10^{12} \text{ Э;}$$

$$\mu \ll 10^{30} \text{ Э} \cdot \text{см}^3;$$

при этом может быть $B \gg B_{\min}$ и $\mu \gg \mu_{\min}$. В соответствии с этим необходимо рассмотреть два случая: а) $\mu \lesssim \mu_{\min}$ и б) $\mu > \mu_{\min}$. В первом случае магнитное поле действительно не оказывает никакого влияния на картину аккреции.

Аккреция при $\mu < \mu_{\min}$. Будем рассматривать дисковую аккрецию. Казалось бы, в отсутствие магнитного поля картина аккреции крайне проста: аккреционный диск подходит к поверхности звезды. Здесь возникает пограничный слой, в котором вещество тормозится от кеплеровской скорости до скорости вращения звезды.

Но картина может быть сложнее и интереснее (Липунов и Постнов, 1984). Прежде всего, если нейтронная звезда вращается медленно, то радиус последней устойчивой орбиты в диске находится, как и в случае шварцшильдовской черной дыры, на расстоянии $3R_g$. При $M_x = (1,5 - 2) M_\odot$ получаем $R_g = 13,5 - 18$ км, что существенно превосходит радиус самой нейтронной звезды практически для любого известного нам уравнения состояния (см. гл. I). Возникает следующий режим (рис. 80). До расстояний, соответствующих последней устойчивой орбите, реализуется стандартная дисковая аккреция. Затем вязкость исчезает, а вещество устремляется к поверхности по спирали из-за эффектов общей теории относительности. Толщина этой зоны не более 3 – 8 км. В ней вещество практически не излучает. Пройдя зону свободного падения, плазма под небольшим, но конечным углом врезается в поверхность нейтронной звезды, высвечивая свою кинетическую энергию и отдавая вращательный момент нейтронной звезде.

Вторая ситуация – когда диск доходит до поверхности нейтронной звезды, где вещество тормозится в пограничном слое. Подчеркнем, что

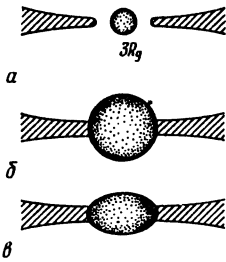
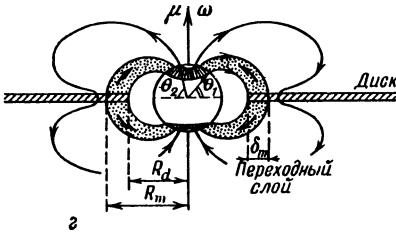


Рис. 80. Три возможных режима аккреции на нейтронную звезду без магнитного поля: а – радиус нейтронной звезды меньше $3R_g$; б – радиус нейтронной звезды больше $3R_g$, при этом существует пограничный слой; в – из-за быстрого вращения нейтронная звезда сплюснута, а диск подходит к самой поверхности (Липунов и Постнов, 1984); г – дисковая аккреция на звезду со слабым магнитным полем



такая ситуация, по-видимому, либо вообще не реализуется, либо реализуется только для особенно легких нейтронных звезд: $M_x < 1 M_\odot$.

Наконец, третий режим возникает, если нейтронная звезда вращается достаточно быстро. Из-за эффектов "увлечения системы отсчета" внутренняя граница диска приближается к нейтронной звезде (считается, что диск и звезда вращаются в одну и ту же сторону). И здесь возможны две ситуации, выбор между которыми, пока неизвестны точные уравнения, сделать нельзя. Если при ускорении нейтронной звезды раньше наступит неустойчивость типа Роша, сопровождающаяся истечением с экватора, то возникает симбиоз диска и звезды – диск плавно, без пограничного слоя переходит в нейтронную звезду. Если раньше возникает бифуркация (или неустойчивость более высокого порядка), то период вращения "замораживается" из-за мощного гравитационного излучения (см. § 13 этой главы). Здесь может быть небольшой переходный слой между диском и поверхностью нейтронной звезды.

Аккреция в случае слабого магнитного поля ($\mu \geq \mu_{\min}$). При $\mu \geq \mu_{\min}$ альвеновская поверхность может лежать между поверхностью звезды и последней устойчивой орбитой в диске. В этом случае проникновение вещества будет облегчено за счет Рэлей – Тейлоровской неустойчивости. Однако в любом случае картина будет выглядеть следующим образом.

Плоскость аккреционного диска совпадает с экватором вращения и, по-видимому, с магнитным экватором (см. § 13) нейтронной звезды. Вещество будет выпадать на поверхность нейтронной звезды вдоль двух шаровых поясов: $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$. Границы поясов определим в предположении, что вещество стекает по дипольным силовым линиям (рис. 80г):

$$\begin{aligned} \cos \theta_1 &= \left(\frac{R_x}{R_d} \right)^{1/2}, \\ \cos \theta_2 &= \left(\frac{R_x}{R_m} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (108.V)$$

Используем также условие сохранения магнитного потока:

$$\int_{\text{по звезде}} (\mathbf{nB}) dS = \int_{R_d}^{R_m = R_d + \delta_m} B \cdot 2\pi R dR. \quad (109.V)$$

Если переходный слой тонкий, $\delta_m \ll R_m$, то вещество выпадает вдоль узкого кольца на магнитной широте

$$\theta_a = \arccos\left(\frac{R_x}{R_d}\right)^{1/2}.$$

Толщина или ширина аккреционного кольца определяется из (109.V) при подстановке туда формулы (5.III) и формулы (7.III):

$$|\mathbf{B}_d| \cdot S_a \cos \chi = \frac{\mu}{R_d^3} \cdot 2\pi R_d \delta_m, \quad (110.V)$$

$$S_a = 2\pi R_x^2 \frac{R_x \delta_m}{R_d^2} \left(\frac{1 + 4 \operatorname{ctg}^2 \theta_a}{1 + 3 \cos^2 \theta_a} \right)^{1/2}. \quad (111.V)$$

Доля поверхности, на которую выпадает вещество, по сравнению со всей поверхностью звезды равна

$$\frac{S_a}{4\pi R_x^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{R_x \delta_m}{R_d^2} \right) \left(\frac{1 + 4 \operatorname{ctg}^2 \theta_a}{1 + 3 \cos^2 \theta_a} \right)^{1/2}. \quad (112.V)$$

Оценим оптическую толщину аккреционного потока, текущего в альвеновской зоне. При слабом магнитном поле альвеновская поверхность находится близко к звезде, следовательно, велика плотность вещества и можно сказать, что у слабозамагниченных нейтронных звезд альвеновская поверхность непрозрачна для рентгеновского излучения, идущего с полярных колец. Действительно, пусть v — скорость аккреционного потока (она направлена вдоль магнитного поля), $\delta(R)$ — толщина потока, $\delta(R_d) = \delta_m$. Поскольку $\delta_m \ll R_d$, можно записать следующие уравнения:

$$\text{уравнение неразрывности} \quad 2\pi R \rho v \delta(R) \cos \theta = \dot{M},$$

$$\text{уравнение силовой линии} \quad R = R_d \cos^2 \theta,$$

$$\text{закон сохранения энергии} \quad \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{R} = - \frac{GM}{R_d}.$$

Тогда получим

$$\begin{aligned} \tau &\approx \frac{\kappa L}{2\pi GM_x v \cos^2 \theta} \left(\frac{R_x}{R_d} \right) \approx \\ &\approx 4 \frac{L}{L_{\text{Ed}}} \left(\frac{\kappa}{\kappa_T} \right) \left(\frac{R_x}{R_d} \right) \left(\frac{c}{v_{\text{ff}}(R_d)} \right) \cdot \frac{1}{\sin 2\theta \cos \theta}. \end{aligned} \quad (113.V)$$

Положив $M_x = 1 M_\odot$, $\kappa = \kappa_T$, $R_x = 10$ км и обозначив $R_{10} = R_d/10$ км, получим

$$\tau \approx 8 R_{10}^{-1/2} L_{38} / (\sin 2\theta \cos \theta). \quad (114.V)$$

Минимальная оптическая толщина достигается при $\theta = \pi/6 = 30^\circ$. Диаграмма направленности ($I \sim e^{-\tau}$), сформированная только за счет поглощающих свойств магнитосферы (излучение самой звезды считается изотропным), представляет собой четырехлистник.

Приведенные здесь приближенные расчеты наглядно демонстрируют, что при $L \geq 10^{37}$ эрг/с, $R_d \leq 100$ км и $\theta \leq 10-20^\circ$ излучение нейтронной звезды испускается альвеновской поверхностью. Поскольку в случае слабозамагниченных нейтронных звезд речь идет о мягком рентгеновском излучении, то необходимо учитывать истинное поглощение. Минимальная толщина при $\theta = 30^\circ$ равна

$$\tau \approx 10R_{10}^{-1/2} L_{38}. \quad (115.V)$$

Таким образом, рентгеновское излучение барстера выходит в направлении полярной оси, которая, по-видимому, совпадает с осью вращения двойной системы.

Нестационарная сферически-симметричная аккреция. Для объяснения всплесков II типа была выдвинута модель нестационарной сферически-симметричной аккреции (братья Лэмб, 1977).

Идея состоит в следующем. При сферически-симметричной аккреции вокруг замагниченной нейтронной звезды образуется магнитосфера, структура которой была рассмотрена в § 5 гл. IV. Как было показано в § 1 этой главы, граница магнитосферы стабильна относительно РТ-неустойчивости, если температура порядка или больше некоторого критического значения (6.V):

$$T_{out} > T_{cr} \approx (0,1 \div 0,3) T_{ff}(R_m). \quad (116.V)$$

Если температура плазмы, разогретой в ударной волне, выше критической, то граница закрыта и аккреции на поверхность нейтронной звезды нет. Однако если плазма за счет некоторых процессов (см. дальше) охладится ниже критической температуры, сработает РТ-неустойчивость и начнется аккреция. Время нарастания рентгеновской светимости должно быть порядка времени свободного падения в магнитосфере:

$$\delta t_b \approx t_r \approx \left(\frac{R_m^3}{2GM_x} \right)^{1/2} \approx 0,06 R_8^{3/2} m_x^{-1/2} \text{ с.}$$

Светимость нарастает до некоторого максимального значения (которое ниже эддингтоновского предела). Когда температура рентгеновского излучения превысит температуру плазмы на альвеновской поверхности, излучение будет прогреть аккреционный поток так, что восстановится опять неравенство (116.V) и граница закроется. Даже если температура плазмы непосредственно в альвеновской зоне выше спектральной температуры излучения, все равно вдали (на расстояниях $R \gg R_m$) всегда есть такая зона, где излучение прогревает плазму, "запирая" тем самым аккрецию. Пока трудно говорить, насколько все это применимо к всплескам II типа быстрого барстера. С одной стороны, кажется, крайне мала вероятность сферически-симметричного режима аккреции в случае маломассивной двойной системы. С другой стороны, всплески II типа почти наверняка являются следствием нестационарной аккреции. И причиной этой неста-

ционарности вполне может быть магнитное поле нейтронной звезды. Наблюдения показывают, что у быстрого барстера вспышки II типа эквивалентны стандартному фоновому излучению других барстеров.

Что же касается модели сферически-симметричной аккреции, то здесь весьма перспективным может оказаться учет эффектов ОТО. Действительно, для слабозамагниченной нейтронной звезды $R_m \approx R_x \approx (3-5)R_g$ и эффекты ОТО могут достигать $\sim 10\%$. Качественно они сводятся к следующему. В постньютоновском приближении релятивистская поправка приводит к тому, что эффективная сила гравитации растет быстрее, чем $1/R^2$, и отличие от ньютоновского случая тем больше, чем ближе граница магнитосферы подходит к поверхности нейтронной звезды. Эффективное ускорение силы тяжести (Ландау и Лифшиц, 1973):

$$g = \frac{GM_x}{R^2 \sqrt{1 - R_g/R}}.$$

Кроме того, в поле тяжести магнитное поле тоже "весит". Это приводит к эффективному уменьшению магнитного дипольного момента. Нам кажется, что следствием обоих указанных эффектов будет бо́льшая, чем в ньютоновском случае, кривизна границы. И, как ни парадоксально, эффекты ОТО будут препятствовать аккреции, так как магнитосфера будет еще более стабильна относительно РТ-неустойчивости.

§ 13. Ускорение слабозамагниченных нейтронных звезд

После открытия миллисекундных радиопульсаров (Бэкер и др., 1982) популярной стала идея об аккреционном ускорении нейтронных звезд в двойных системах (Альпар и др., 1982; Джосс и Раппапорт, 1983). В этой связи возникло несколько важных вопросов: во-первых, до какой максимальной частоты можно ускорить нейтронную звезду? Во-вторых, как быстро это можно сделать?

Ответ на первый вопрос самым существенным образом зависит от структуры нейтронной звезды, а следовательно, от уравнения состояния вещества при ядерных плотностях. Хорошо известно, что твердотельно вращающееся несжимаемое жидкое тело при некоторой частоте (частота бифуркации) превращается из эллипсоида Маклорена в эллипсоид Якоби (Чандрасекар, 1973). Чандрасекар (1970) отметил, что поскольку эллипсоид Якоби имеет квадрупольный момент, то быстро вращающаяся нейтронная звезда начнет испускать гравитационные волны до тех пор, пока вновь не превратится в эллипсоид Маклорена. В случае аккреционного ускорения, очевидно, должно восстановиться равновесие между притоком вращательного момента с аккрецируемого вещества и оттоком его посредством излучения гравитационных волн.

На рис. 81 показан качественный вид скалярного потенциала, описывающего вращательную эволюцию нейтронной звезды. На частоте, равной частоте бифуркации, потенциал резко поднимается вверх. Фактически излучение гравитационных волн столь резко растет с частотой, что угловая скорость нейтронной звезды не может существенно (например, на 1%) подняться выше этой критической частоты. Частота бифуркации для