

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

несжимаемой жидкости определяется следующим соотношением:

$$\frac{\omega_b^2}{\pi G \bar{\rho}} \approx 0,374. \quad (117.V)$$

Подставляя  $\bar{\rho} = M_x / \left( \frac{4}{3} \pi R_x^3 \right)$ , получим частоту бифуркации:

$$\nu_b = \frac{\omega_b}{2\pi} \approx 973 m_x^{1/2} R_6^{-3/2} \text{ Гц.} \quad (118.V)$$

Качественно ясно, как сжимаемость вещества звезды влияет на частоту бифуркации. Если сжимаемость мала, то звезда практически однородна

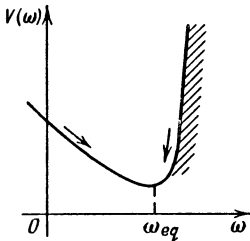


Рис. 81. Качественный вид скалярного потенциала для аккрецирующей нейтронной звезды без магнитного поля, но с учетом неустойчивости, приводящей к излучению гравитационных волн

и ей энергетически выгодно вытянуться в "огурец". Наоборот, если сжимаемость велика, то у звезды велика концентрация вещества и внешние слои не играют особой роли — бифуркация не наступает. Однако возникает неустойчивость Роша, что тоже ограничивает максимальную частоту вращения нейтронной звезды.

Расчеты, проведенные недавно для реалистичного уравнения состояния и с учетом эффектов вращения и ОТО, привели к неожиданным выводам (см. § 6 гл. I). Оказывается, вначале возбуждаются не квадрупольные возмущения, а возмущения более высокого порядка ("трифуркация"). Другой результат состоит в том, что частота, соответствующая неустойчивости Роша, близка к частоте "трифуркации".

Перейдем теперь ко второму вопросу — о том, как быстро можно ускорить нейтронную звезду до максимальной частоты, и не сколлапсирует ли она раньше в черную дыру? Далее мы изложим результаты расчетов Липунова и Постнова (1984).

При рассмотрении ускорения слабозамagnetизированных звезд нельзя пренебрегать изменением момента инерции нейтронной звезды. Запишем уравнение (66.V):

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M} k_{su} - \kappa_t \frac{\mu^2}{R_c^3}. \quad (119.V)$$

Наиболее интересен случай, когда магнитное поле настолько мало, что размер магнитосферы удовлетворяет неравенству

$$R_m < \max \{ R_x, R_{\min} \},$$

где  $R_{\min}$  — радиус последней устойчивой круговой орбиты.

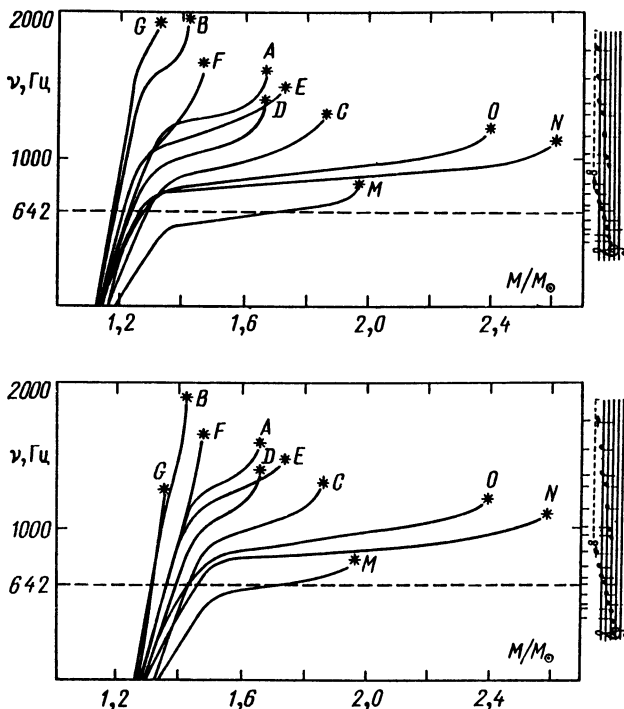


Рис. 82. Зависимость частоты вращения нейтронной звезды без магнитного поля при ускорении из аккреционного диска для различных уравнений состояния вещества (Липунов и Постнов, 1984). Представлены результаты расчетов для двух значений начальных масс нейтронных звезд

Расчеты проводились в следующих предположениях: а) структура нейтронной звезды берется для девяти модельных уравнений состояния без учета эффектов вращения; б) учитываются эффекты ОТО, в частности, вклад эффекта "увлечения системы отсчета".

На рис. 82 показан график ускорения вращения нейтронной звезды (имеющей вначале нулевую частоту). Обозначение моделей соответствует разным уравнениям состояния (см. работу Арнета и Бойерса, 1977). Расчеты показывают, что нейтронная звезда достигает критической частоты, накопив всего 10% массы. Столь быстрое ускорение можно понять с помощью простых оценок.

Рассмотрим уравнение ускорения без учета релятивистских эффектов:

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M} \sqrt{GMR_d}.$$

Очевидно, можно переписать:

$$\frac{dI\omega}{dM} = \sqrt{GMR_g}.$$

Положим  $R_d = 3R_g$  (радиус последней устойчивой орбиты):

$$\frac{dI\omega}{dM} = \sqrt{6} \frac{GM}{c}.$$

Интегрируя, получаем

$$I\omega = \frac{\sqrt{6} G (M^2 - M_0^2)}{2c} = \frac{\sqrt{6} G}{c} M \Delta M.$$

Подставляя  $\omega = \omega_{cr} = \sqrt{0,374\pi G\bar{\rho}}$ , найдем, что для ускорения до критической частоты звезде необходимо накопить массу:

$$\frac{\Delta M}{M_0} \approx \frac{cI\omega}{\sqrt{6} GM_0^2} \approx 0,3 I_{45} m^{-3/2} R_6^{-3/2}.$$

При  $m = 1,5$  и  $R = 1$  получаем  $\Delta M/M_0 \approx 0,15$ . Нейтронная звезда выходит на критическую частоту за время, на порядок меньшее времени удвоения ее массы:

$$t_{su} \approx 0,1 \frac{M}{\dot{M}} \approx 10^8 L_{37}^{-1} \text{ лет},$$

где  $L_{37} = L_x/10^{37}$  – рентгеновская светимость источника.

Как показывают расчеты для моделей с мягким уравнением состояния, звезда рано коллапсирует. Но для более реалистических уравнений состояния, с пределом Оппенгеймера–Волкова  $M_{OV} \approx (1,5-2,5) M_\odot$ , раньше достигается критическая частота. Поэтому барстеры или другие рентгеновские источники с полями  $\mu < \mu_{min}$  должны иметь близкие периоды вращения. Каждой частоте можно сопоставить ноты музыкального ряда. Выражаясь этим "высоким" языком, можно сказать, что критическим для выбора уравнения состояния было бы обнаружение пульсаров III октавы.

Возникает еще один важный вопрос: не может ли быстрое вращение помешать коллапсу нейтронной звезды в черную дыру? Как известно, момент вращения черной дыры характеризуется так называемым параметром Керра:

$$a = \frac{J}{(GM^2/c)}.$$

Параметр  $a \leq 1$ . Для всех уравнений состояния  $a \leq 0,64$ . Возможные ошибки, связанные с упрощающими предположениями, не могут изменить это значение более чем на 10%. Это подтверждается новыми расчетами (Фридман и др., 1985).

Таким образом, по достижении предела Оппенгеймера–Волкова твердо вращающаяся нейтронная звезда неизбежно коллапсирует в черную дыру.

Остановимся в заключение этого параграфа на вопросе о взаимной ориентации оси вращения, оси диполя и оси диска. Прежде всего, ясно, что в процессе длительной эволюции оси вращения нейтронной звезды и двойной системы (а следовательно, и диска) выравниваются. Ведь приток

вращательного момента приходит в направлении вращения двойной системы, а потеря — в направлении вращения звезды. Аккрецирующая звезда "забывает" начальное направление вращения. Имеются аргументы в пользу того, что выравниваются и магнитная ось с осью вращения. Как мы видели (см. с. 136), внутренние области диска при очень медленном начальном вращении могут выравниваться вдоль магнитного экватора — в результате натекания вращательного момента звезда будет раскручиваться вокруг магнитной оси. Понятно, что когда магнитная ось и ось вращения совпадают, не будет эффекта рентгеновского пульсара.

Изменение направления магнитной оси, оси вращения под действием магнитных сил рассматривалась в следующих работах: Ванг и Робник, 1982; Голдрайх, 1970; Лэмб и др., 1975. Результаты их, правда, противоречивы. Здесь необходимы дополнительные исследования.

#### § 14. Маломассивные рентгеновские источники. "Шумовики"

Много общего с рентгеновскими барстерами у источников галактического балджа, которые, однако, не проявляют вспышечной активности. В первую очередь это относится к таким источникам, как Sco X-1, Cyg X-2 и др. Как и барстеры, эти источники обладают относительно мягким спектром. Как и у барстеров, у этих источников есть яркие оптические двойники и нет строго периодических пульсаций рентгеновского излучения. Так же обстоит дело и с рентгеновскими затмениями. Вообще двойственность этих источников устанавливается с огромным трудом. Достаточно сказать, что двойственность самого яркого рентгеновского источника, Sco X-1, была установлена лишь через 10 лет после его открытия. Как и ожидалось, Sco X-1 оказался тесной двойной системой, с периодом 0,818<sup>d</sup>.

Интересное явление наблюдается у Sco X-1 в радиодиапазоне. На радиочастотах Sco X-1 больше похож на квазар, чем на обычную двойную систему. Кроме того, что он сам является радиоисточником, возле него симметрично на расстояниях  $\sim 1'$  наблюдаются два "радиоуха" (Хелминг, 1972, 1975). Поток боковых компонентов равен 20 мЯн, имеет степенной спектр  $I_\nu \sim \nu^{-\alpha}$  ( $\alpha \approx 1$ ). Это уникальное явление известно уже более 15 лет, тем не менее, никакого удовлетворительного объяснения ему не дано. Недавно с помощью радиотелескопа VLA была произведена попытка измерить собственное движение боковых компонентов (Фомалонт и др., 1983). Оказалось, что их скорость меньше  $\sim 20d$  км/с, где  $d$  (кпк) — расстояние до Sco X-1. Вообще, это явление не особенно афишируется теоретиками (достаточно сравнить с "бумом" вокруг SS 433), тем не менее, в нем проявляется связь с активными ядрами галактик не менее сильно.

Недавно открыто новое явление, которое, по-видимому, характерно для балджевых источников. Ван дер Клуисс и др. (1985) обнаружили квазипериодические осцилляции рентгеновского потока у источника GX 5-1 (4U1758-25), принадлежащего к классу маломассивных рентгеновских систем. Поиск переменности был начат из-за уверенности в том, что слабо-замагниченные звезды должны быстро вращаться. Следует отметить, что попытки поиска периодичности до сих пор были неудачными (Льюин и др., 1979; Садах и др., 1982; Лехи и др., 1983; Лангмейер и др., 1984).