

Формулы для тормозящего момента сил (21.VI), (24.VI) и (29.VI) мы приводим в другом виде, чем у Дэвиса и Прингла (1980). В самом общем случае существует универсальная форма записи замедляющего момента сил, типа  $\kappa_r \mu^2 / R_r^3$  (см. § 2 гл. X). Отметим также, что во все формулы для критических периодов входит гравимагнитный параметр  $y = \dot{M} / \mu^2$ .

До сих пор мы предполагали, следуя Дэвису и Принглу (1981), что радиус магнитосферы меньше радиуса гравитационного захвата:  $R_m < R_G$ . Однако в реальной ситуации может осуществляться и обратное неравенство.

**"Негравитирующий пропеллер"**. Пусть  $R_m > R_G$ . В этом случае сила тяжести не играет особой роли и в оболочке вокруг вращающейся нейтронной звезды давление постоянно. Следовательно, как и в предыдущем случае, радиус магнитосферы равен альвеновскому радиусу (27.VI). Сохраняется и структура атмосферы, и формулы для диссипации вращательной энергии (28.VI) и тормозящего момента сил (29.VI). Отличие, однако, заключается в том, что, затормозившись, такая нейтронная звезда переходит в режим георотатора (гл. III), а не в режим аккреции. Условие перехода  $R_m \leq R_c$  (см. уравнение (53.III):  $R_A > R_G$ ).

## § 2. Торможение в пограничном слое

В предыдущем параграфе нам удалось найти тормозящий момент сил, не рассматривая детальной картины взаимодействия плазмы и магнитного поля нейтронной звезды. Так, например, совершенно не важной оказалась структура пограничного слоя между оболочкой и магнитосферой. Это произошло потому, что было постулировано постоянство потока энергии, переносимого оболочкой (уравнение (7.VI)): энергия не должна излучаться "по пути" или отражаться (например, от ударной волны). Это приближение справедливо при достаточно низком темпе аккреции, когда потерями энергии на излучение можно пренебречь (как правило, имеется в виду свободно-свободное излучение). В противном случае необходимо рассматривать детальную структуру пограничного слоя, возникающего при проникновении плазмы в быстро вращающуюся магнитосферу нейтронной звезды.

Торможение звезды существенно зависит от того, насколько устойчива вращающаяся магнитосфера, насколько глубоко проникает вглубь магнитосферы плазма и как быстро она увлекается магнитным полем. В пределе идеально проводящей плазмы и абсолютно устойчивой магнитосферы тормозящий момент сил равен нулю. Казалось бы, несимметричная быстро вращающаяся магнитосфера сама по себе может разбрасывать вещество. Это возможно, но только при конечной магнитной вязкости. Иначе никаких сил не возникает (ср. с парадоксом Д<sup>3</sup> Аламбера в гидромеханике).

Первые попытки численно и качественно исследовать процессы проникновения плазмы в быстро вращающееся магнитное поле нейтронной звезды и рассчитать параметры пограничного слоя были предприняты Вангом и Робертсоном (1985). Их исследование идеологически состоит из двух частей. Сначала численно решалась нестационарная задача о проникновении плазмы и ее перемешивании с магнитным полем в приближении

цилиндрической симметрии. Затем решение идеализированной задачи применялось к реальной трехмерной ситуации.

Был получен тормозящий момент сил:

$$K_m^- \approx \frac{2\zeta}{\pi\beta} \dot{M} \omega R_m^2, \quad (32.VI)$$

где  $\zeta = 0,5$  и  $\beta \lesssim 1$ .

Характерное время торможения

$$t_{sd} \approx \frac{\pi}{5} \frac{\beta}{\zeta} \left( \frac{R_x}{R_m} \right)^2 \frac{M}{\dot{M}} \approx 3 \cdot 10^6 \frac{1}{\eta^{1/2}} \left( \frac{\beta}{\zeta} \right)^{3/4} \omega^{3/4} M_{15}^{3/4} m_x^{3/4} \mu_{30}^{1/2}.$$

Выражение (32.VI) можно переписать в следующем виде:

$$K_{sd} \approx \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\delta}{R_m} \right) \frac{\mu^2}{R_m^3} \approx \frac{\eta^2}{2\pi} \left( \frac{R_c}{R_m} \right)^3 \frac{\mu^2}{R_m^3}. \quad (33.VI)$$

Момент сил (32.VI) имеет такое же выражение, как если бы вращательная энергия уносилась потоком невзаимодействующих частиц (Шакура, 1975). Однако в случае сплошной среды трудно себе представить стационарный режим с оттоком вещества, первоначально сферически-симметрично падающего на нейтронную звезду. По нашему мнению, в случае преобладающей роли излучения в оболочке должен реализовываться сценарий, ведущий к образованию двухпотокового режима аккреции.

### § 3. Образование двухпотокового течения за счет эффекта "пропеллера"

Если вещество эффективно охлаждается за счет излучения, то оболочка, как мы видели в предыдущем параграфе, оказывается тонкой. В этом случае картина может развиваться по следующему сценарию (Липунов, 1980а, 1982 г.). Сферически-симметричный поток аккрецируемого вещества сталкивается с магнитосферой. Вещество, ускоряясь магнитным полем в переходном слое, отбирает вращательный момент и образует тонкую оболочку, постепенно оседающую в плоскость экватора вращения. Здесь формируется дисковый поток.

**Стационарные истекающие диски.** Описанная картина допускает стационарное решение. Все вещество, падающее сферически-симметрично на нейтронную звезду, оседает затем в диск, где оттекает за радиус захвата, унося вращательный момент нейтронной звезды. Радиус внутренней границы диска неизменен и равен радиусу, на котором удельный вращательный момент, приобретаемый веществом на магнитосфере,  $k_{sd}$ , равен кеплеровскому моменту  $\sqrt{GM_x R}$ , т.е.

$$R_d = \frac{k_{sd}^2}{GM_x}. \quad (34.VI)$$