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

Был получен тормозящий момент сил:

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

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

Характерное время торможения

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

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

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

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.

$$R_d = \frac{k_{sd}^2}{GM_x} . \tag{34.VI}$$

Интегрируя уравнение изменения вращательного момента, получим

$$\dot{M}_c \omega_k R^2 + 2\pi W_{r\varphi} R^2 = C; \tag{35.VI}$$

ω_k – кеплеровская частота вращения вещества. Граничное условие задаем на внешней границе диска, полагая, что излишек вращательного момента уносится внешними силами (звездным ветром или приливными силами):

$$W_{r\varphi}(R_{\mathrm{out}}) = 0. \tag{36.VI}$$

Стационарный режим истекающего каплеровского диска описывается формулой

$$W_{r\varphi} = -\frac{\dot{M}_c \omega_k}{2\pi}\left[\left(\frac{R_{\mathrm{out}}}{R}\right)^{1/2} - 1\right]. \tag{37.VI}$$

Скорость выделения энергии в аккреционном диске равна

$$L = 2\pi W_{r\varphi}(R_d)\omega_k(R_d)R_d^2. \tag{38.VI}$$

Для вязких напряжений, определяемых формулой (37.VI), поток энергии, поступающий в диск, равен

$$L = \dot{M}_c \frac{GM_x}{R_d}\left[\left(\frac{R_{\mathrm{out}}}{R_d}\right)^{1/2} - 1\right] \approx \dot{M}_c \frac{GM}{R_d}\left(\frac{R_{\mathrm{out}}}{R_d}\right)^{1/2}. \tag{39.VI}$$

Поток тепловой энергии, излучаемый единицей поверхности диска:

$$Q_- = \frac{1}{2} W_{r\varphi} R \frac{\partial\omega}{\partial R} = \frac{3}{8}\frac{\dot{M}_c}{\pi}\omega_k^2\left[\left(\frac{R_{\mathrm{out}}}{R}\right)^{1/2} - 1\right]. \tag{40.VI}$$

Рассчитаем спектр такого диска, полагая, что его поверхность излучает как черное тело. В случае стандартной дисковой аккреции было $Q \sim R^{-3}$ и $F_\nu \sim \nu^{1/3}$ для $h\nu < kT(R_d)$. В рассматриваемом случае $Q \sim R^{-5/2}$ и для спектрального потока получаем

$$F_\nu = \frac{4\pi^2 h\nu^3}{c^2}\int_0^\infty \frac{R\,dR}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{41.VI}$$

при $h\nu < kT(R_d)$. Так как $Q \sim aT^4$, то $T \sim R^{-5/8}$:

$$F_\nu \sim \nu^{-1/5} \tag{42.VI}$$

при $h\nu < kT(R_d)$. Спектр растет в низкочастотную область. Это естественно, так как при законе падения $Q \sim R^{-5/2}$ главный вклад в излучение дают внешние, более холодные части аккреционного диска.

Воспользовавшись уравнением стандартной модели дисковой аккреции (табл. 3), легко рассчитать физические характеристики оттекающего потока. Радиус внешней границы, по-видимому, не сильно превышает радиус гравитационного захвата: $R_{\text{out}} \approx R_G$.

Нестационарное решение. Если приток вращательного момента на внутреннюю границу диска не слишком велик, внутренняя граница дискового потока начнет "ползти" к нейтронной звезде. Постепенно диск расплывается, так что его внутренняя граница, наконец, достигает радиуса коротации, после чего начинается аккреция на поверхность нейтронной звезды. Аккреция продолжается в течение времени, равного приблизительно времени радиального движения в диске, после чего опять возникает первоначальная ситуация. Этот сценарий, очевидно, приводит к появлению вспышечного рентгеновского источника (или точнее, транзиентного источника). Рассмотренный процесс может быть описан нестационарными уравнениями двухпотоковой аккреции (91.II) и (92.II).

Структура дискового потока меняется медленно и в области $R < R_1$ (R_1 – по-прежнему радиус, на котором "внедряется" вещество в диск) описывается так называемой моделью "мертвого" диска, или "диска-накопителя", рассмотренной ниже.

§ 4. "Мертвые" диски и "диски-накопители"

Пусть реализуется режим дисковой аккреции. Что будет происходить с диском, если радиус его внутренней границы больше радиуса коротации?

Эту ситуацию впервые рассмотрели Сюняев и Шакура (1977). Они показали, что в режиме "пропеллера" возникает "мертвый" диск, или "диск-накопитель". Скорость аккреции в таком диске ничтожно мала. По диску от внутренней границы наружу перетекает момент вращения, отбираемый от нейтронной звезды. Отвод момента сопровождается выделением энергии в диске. Однако мощность излучения такого диска намного меньше энерговыделения аккрецирующей нейтронной звезды (в R_d/R_x раз).

Структура "мертвого" диска рассчитывается следующим образом. В уравнении для сохранения потока вращательного момента (см. с. 198) полагается $\dot{M}_c = 0$. Тогда имеем

$$W_{r\varphi}(R) = W_{r\varphi}(R_d)\left(\frac{R_d}{R}\right)^2 . \tag{43.VI}$$

Поток энергии с единицы поверхности диска:

$$Q_- = Q_-(R_d)\left(\frac{R_d}{R}\right)^{7/2} . \tag{44.VI}$$

Если бы такой диск излучал по закону черного тела, то его спектр описывался бы степенным законом:

$$F_\nu \sim \nu^{5/7} \quad \text{при } h\nu < kT(R_d). \tag{45.VI}$$

Расчет структуры "мертвого" диска в стандартной модели дисковой аккреции (α-модели) при преобладающей роли свободно-свободного