газового давлений на внутреннем крае

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_d^2}{8\pi}\left(\frac{R_d}{2H}\right) = P = \rho v_s^2 = \rho_{ff} v_{ff}^2 \left(\frac{R}{H}\right),$$

где ρ_{ff} и v_{ff} – плотность и скорость в случае сферически-симметричной аккреции. Здесь учтен эффект усиления напряженности магнитного поля на внутреннем крае диска (см. § 6 гл. IV). Радиус диска оказывается порядка альвеновского радиуса (см. формулу (23.III)):

$$R_d \approx R_A,$$

т.е. таким же, как и при сферической аккреции. Казалось бы, собрав вещество в тонком слое, диск может "продавить" магнитное поле глубже. Но нет, поле усилилось, и ровно настолько, что радиус остановки не изменился.

Качественная картина образования и эволюции газового диска в двойной системе такова. Пусть перетекание идет через внутреннюю точку Лагранжа. Струя газа закручивается вокруг нейтронной звезды в кольцо. За счет турбулентной вязкости кольцо расплывается в диск за характерное время

$$t_r \approx \frac{R_{out}^2}{\nu_t} \approx \frac{R_{out}^2}{\alpha v_s H}.$$

Здесь ν_t – кинематическая турбулентная вязкость. Газ достигает радиуса R_d, где давление вещества сравнивается с давлением магнитного поля. Если $R_d > R_c$, то центробежный барьер препятствует аккреции и по диску лишь отводится вращательный момент компактной звезды.

Далее существуют две возможности.

1. Если вещество, поступающее на внешнюю границу, все же оттекает полностью из двойной системы, получая дополнительный вращательный момент, то задача стационарна, постоянна масса диска, меняется лишь угловая скорость вращения нейтронной звезды.

2. Если на внешней границе за счет действия приливных сил происходит эффективная перекачка момента вращения из диска в орбитальный момент (Пачинский, 1976; Папалойзу и Прингл, 1977), то масса диска медленно растет. Внутренние части очень быстро подстраиваются под эти изменения, так что в каждый момент времени структура диска описывается формулой (48.VI). Когда радиус диска сравнивается с радиусом коротации, начинается аккреция и за время порядка t_r включается мощный источник рентгеновского излучения.

Таким образом, "диски-накопители" могут быть причиной образования транзиентных источников.

§ 5. Нестационарная дисковая аккреция – модель транзиентных рентгеновских источников

Сценарий течения вещества, описанный в предыдущих параграфах, указывает на необходимость рассмотрения нестационарных уравнений дисковой аккреции. Теория нестационарной дисковой аккреции рассматривалась в работах Линден-Белла и Прингла (1974), Лайтмана (1974), Баса и Прингла (1981), Филипова (1984), Шакуры (1986).

Легко видеть, что система уравнений переноса вращательного момента и неразрывности

$$\frac{\partial \Sigma R^2 \omega_k}{\partial t} + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R\,\Sigma v_r \omega_k R^2) = \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R^2 W_{r\varphi}),$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}(R\,\Sigma v_r) = 0,$$

с учетом вязких напряжений

$$W_{r\varphi} = -\nu_t \Sigma R \frac{\partial \omega}{\partial R}$$

сводится к нестационарному уравнению диффузионного типа для поверхностной плотности:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left[R^{1/2}\frac{\partial}{\partial R}(\nu_t \Sigma R^{1/2})\right]. \qquad (49.\mathrm{VI})$$

Однако удобнее перейти к новым переменным F и k (Филипов, 1984):

$$l = 2\pi W_{r\varphi} R^2, \qquad (50.\mathrm{VI})$$
$$k = \sqrt{GMR};$$

F – сила трения, приложенная к единице длины кольца диска на радиусе R, k – удельный кеплеровский момент. Тогда вместо (49.VI) можно написать

$$\frac{\partial F}{\partial k} = \Pi \frac{F^m}{h^n}\frac{\partial^2 F}{\partial h^2}, \qquad (51.\mathrm{VI})$$

где П – параметр, зависящий от масштаба и характера вязкости, а также от характера поглощения; m и n – некоторые дроби, зависящие от конкретной модели. Такая модель с $m = 0$ была рассмотрена Линден-Беллом и Принглом (1974).

Для стандартной α-модели Шакуры и Сюняева m и n равны: $m = 3/10$, $n = 8/10$, когда преобладающую роль в поглощении играют свободно-свободные переходы; $m = 4/10$, $n = 12/10$, когда преобладает роль томсоновского рассеяния.

Автомодельное решение, описывающее нестационарную аккрецию из "мертвого" диска после того, как радиус внутренней границы становится мечьше радиуса коротации, имеет вид (Филипов, 1984):

$$\dot{M}(t) \sim t^{-\frac{1}{n+2}}. \qquad (52.\mathrm{VI})$$

Аккреция начинается резко, а потом затухает по закону (52.VI). В диске с преобладающей ролью свободно-свободных переходов в поглощении темп аккреции, а следовательно, и светимость будут спадать по степенному закону $L_x \sim t^{-5/14}$. Наблюдения действительно показывают, что рентгеновский поток после максимума спадает по степенному закону.

Рассмотренная здесь модель может работать в катаклизмических переменн ых, где аккрецирующей компактной звездой является белый карлик (Смак, 1974; Бас, 1973; Прингл и Савонье, 1979).