§ 6. Дисковая аккреция

В предыдущих параграфах мы рассмотрели случай, когда захваченное гравитационным полем звезды вещество не обладает общим вращательным моментом. Но в природе так никогда не бывает. Межзвездная среда турбулизована (Каплан и Пикельнер, 1979). В двойных системах вещество, поставляемое на одну из звезд соседним компонентом, обладает вращательным моментом, вызванным орбитальным движением (Горбацкий, 1965). Галактическое вещество обладает вращательным моментом за счет дифференциального вращения Галактики (Шварцман, 1971б) и т.д. Оценки показывают, что во многих случаях вращательный момент настолько

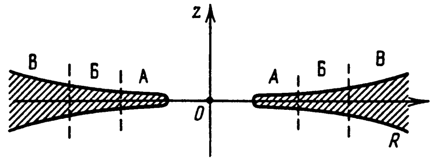

Рис. 27. Дисковая аккреция. А, Б, В – три зоны диска с различной ролью давления излучения и различными механизмами непрозрачности

велик, что наряду с силой гравитации необходимо учитывать центробежные силы.

Предельным следствием такой ситуации является образование аккреционного диска. Первые исследования газодинамики аккреционных дисков были предприняты Вейцзекером (1948) в связи с образованием галактик, затем Горбацкий (1965) (см. Горбацкий, 1974) исследовал перенос вещества в тесных двойных системах. Прендергаст (1960) рассматривал движение газовых потоков в двойных системах в приближении невзаимодействующих частиц.

Существенный прогресс в понимании процесса дисковой аккреции на релятивистские звезды был достигнут благодаря работам Линден-Белла (1969), Шакуры (1972), Прингла и Риса (1972), Шакуры и Сюняева (1973). Принципиальной сложностью построения теории дисковой аккреции является наше незнание характера турбулентности в дисках и, как следствие, незнание коэффициента динамической вязкости.

Дело сдвинулось с "мертвой точки" благодаря работе Шакуры (1972), который свел все наше незнание турбулентности к одному безразмерному параметру α. В законченном виде α-модель (или стандартная модель) стационарной дисковой аккреции построена Шакурой и Сюняевым (1973). Дальше мы будем следовать этой полезной работе.

Мы не будем давать формального вывода уравнений дисковой аккреции из уравнений Навье–Стокса, а сразу выпишем упрощенные уравнения, исходя из физических соображений. Подчеркнем, что теория стационарной дисковой аккреции отлична от рассмотренных выше случаев идеологически. Если раньше темп аккреции $\dot{M}$ определялся в результате решения задачи, то теперь он является внешним (задаваемым заранее) параметром.

Предположим, что аккреционный диск тонкий, т.е. его характерный масштаб по z-координате $H \ll R$ (рис. 27). Будем считать, что по z-координате вещество диска находится в гидростатическом равновесии – градиент давления уравновешивается вертикальной компонентой силы тяжести центральной звезды (самогравитацией диска пренебрегаем):

$$\frac{1}{\rho}\ \frac{dP}{dz} = -\ \frac{GM}{R^3}\ z.$$

Отметим одно очевидное, но важное для понимания сути дела обстоятельство. Со стороны звезды на каждую частицу диска действует радиальная сила, и если пренебречь столкновениями, то любая частица будет двигаться по окружности, наклоненной к плоскости симметрии диска. В газовом диске частицы вне плоскости симметрии движутся по окружности, но не по кеплеровской орбите (центр не совпадает со звездой). Ясно, что именно столкновения с соседними частицами обеспечивают движение в плоскости, компланарной плоскости симметрии диска.

Мы не будем интересоваться деталями вертикальной структуры диска. Поэтому перепишем уравнение гидростатического равновесия, полагая $\Delta P = \rho a^2$ (a – скорость звука), а $\Delta z = H$ (полутолщина диска). Тогда

$$a = \omega_K H, \tag{41.II}$$

где $\omega_K = \sqrt{GM/R^3}$ – кеплеровская угловая скорость.

Будем считать, что круговое движение в диске происходит по кеплеровским орбитам. Это утверждение должно быть справедливо с точностью до $(H/R)^2$:

$$v_\varphi = \sqrt{\frac{GM}{R}} = \omega_K R. \tag{42.II}$$

Из уравнений (41.II) и (42.II) автоматически следует важное соотношение:

$$\frac{a}{v_\varphi} \approx \frac{H}{R}. \tag{43.II}$$

Следовательно, в тонких дисках тепловая энергия газа много меньше гравитационной (вся энергия "сидит" в кинетической энергии вращения). Это, кстати, оправдывает наше предположение о том, что в равновесие по φ-координате не входит градиент давления (сила гравитации уравновешивается центробежной силой).

Радиальное движение в диске обусловлено трением соседних слоев и обменом вращательного момента между ними. Перенос вращательного момента в диске по R-координате связан с моментом вязких сил:

$$\dot M\ \frac{d\omega_K R^2}{dR} = 2\pi\ \frac{d}{dR}\ W_{r\varphi} R^2; \tag{44.II}$$

$W_{r\varphi}$ – компонента вязких напряжений в диске:

$$W_{r\varphi} = -2\eta HR\ \frac{\partial \omega_K}{\partial R}, \tag{45.II}$$

где η – усредненный по z-координате коэффициент динамической вязкости. Вязкие напряжения пропорциональны градиенту угловой скорости и при твердотельном вращении исчезают.

В случае изотропной турбуленции коэффициент вязкости равен (Ландау и Лифшиц, 1953)

$$\eta = \frac{1}{3} \rho v_t l_t,$$

где v_t и l_t – характерные скорость и масштаб турбулентных пульсаций. Величины v_t и l_t в аккреционном диске заранее не известны. Избежать этой неопределенности можно, предположив, что (Шакура, 1972)

$$v_t l_t = \alpha a_s H, \tag{46.II}$$

где α – безразмерный параметр, называемый параметром турбулентности. Очевидно, при изотропной турбулентности $l_t \lessdot H$. Кроме того, сверхзвуковая турбулентность быстро затухает, так что $v_t \leqslant a_s$. Исходя из этого, полагают, что $\alpha \lessdot 1$.

Уравнение изменения вращательного момента (44.II) легко интегрируется:

$$W_{r\varphi} = -\frac{\dot{M}}{2\pi} \omega_K \left[1 - \left(\frac{R_d}{R} \right)^{1/2} \right] + W_{r\varphi}(in), \tag{47.II}$$

где R_d – радиус внутренней границы диска, $W_{r\varphi}(in)$ – компонента тензора вязких напряжений на внутреннем краю диска $(R = R_d)$.

При рассмотрении аккреции на невращающуюся черную дыру полагают, что внутренняя граница соответствует последней устойчивой орбите $R_d = 3 R_g$ (Каплан, 1949). Дальнейшее радиальное движение вещества к черной дыре происходит за счет эффектов ОТО, так что $W_{r\varphi}(in) = 0$.

Радиус внутренней границы диска для дисковой аккреции на нейтронную звезду, R_d, может обусловливаться: а) столкновениями с твердой поверхностью звезды; б) действием магнитных сил; в) взаимодействием вещества с эжектируемым релятивистским ветром. Совершенно различными могут быть условия, налагающиеся на тензор вязких напряжений $W_{r\varphi}$ (см. главы V, VI).

Итак, мы рассмотрели три уравнения, которые являются следствием уравнения движения (уравнения Стокса).

Уравнение неразрывности, очевидно, запишется в виде

$$\dot{M} = 2\pi\rho(2H)Rv_r, \tag{48.II}$$

где v_r – радиальная скорость движения вещества в диске. Введем поверхностную плотность

$$\Sigma = 2H\rho.$$

Тогда уравнение (48.II) примет вид

$$\dot{M} = 2\pi \Sigma R v_r. \tag{49.II}$$

Положим, что на внутренней границе $W_{r\varphi}(in) = 0$. Тогда из (47.II) вдали от внутренней границы диска имеем

$$W_{r\varphi} \approx -\frac{\dot{M}}{2\pi} \omega_K ,$$

а по определению $W_{r\varphi}$ (уравнение (45.II)) получаем

$$W_{r\varphi} \approx 3\eta H\omega_K = \alpha PH. \tag{50.II}$$

Из (48.II) и (50.II) находим, что

$$\frac{v_r}{v_\varphi} \approx \alpha\left(\frac{H}{R}\right)^2. \tag{51.II}$$

Таким образом, радиальное движение, как и ожидалось, оказалось эффектом второго порядка малости по (H/R).

Перенос механической энергии в диске (вращательный момент переносится по диску) приводит к выделению тепла

$$Q^+ = -\frac{1}{2}W_{r\varphi}R\frac{d\omega}{dR} = \frac{3}{4}\omega W_{r\varphi}; \tag{52.II}$$

Q^+ – это количество энергии, поступающей на единицу площади диска в единицу времени на каждую из двух сторон. Эта энергия уносится в основном излучением (см. Любарский, 1984). Поток энергии в диффузном приближении (Зельдович и Райзер, 1966), очевидно, равен

$$Q^- = \frac{c}{3\kappa\rho}\frac{d\epsilon_r}{dz} \approx \frac{2\epsilon_r c}{3\kappa\Sigma}. \tag{53.II}$$

В стационарном случае $Q^- = Q^+$. Окончательная система уравнений дисковой аккреции приведена в табл. 3.

Таблица 3

Система уравнений стандартной дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1976)

Номер	Смысл	Уравнение
I	Закон Кеплера	$\omega = \omega_K = (GM/R^3)^{1/2}$
II	Уравнение неразрывности	$\dot{M} = -2\pi\Sigma v_r R$
III	Закон изменения вращательного момента	$W_{r\varphi} = \frac{\dot{M}}{2\pi}\omega\left[1 - \left(\frac{R_d}{R}\right)^{1/2}\right] + W_{r\varphi}(in)$
IV	Уравнение гидростатического равновесия	$P = \frac{\Sigma\omega^2 H}{6}$
V	Тензор вязкости	$W_{r\varphi} = \alpha PH$
VI	Выделение механической энергии	$Q^+ = -\frac{1}{2}W_{r\varphi}R\frac{d\omega}{dR}$
VII	Потери энергии на излучение	$Q^- = \frac{2}{3}\frac{\epsilon_r}{\kappa\Sigma}c$
VIII	Уравнение состояния	$P = \frac{3}{2}\rho \mathrm{R}_u(T_e + T_i) + \epsilon_r/3$
IX	Сечение поглощения	$\sigma\,[\text{см}^2] = \sigma_T + \sigma_{ff} \approx 6{,}65\cdot 10^{-25} + \frac{1{,}8\cdot 10^{-25}n}{T^{7/2}}$

Система уравнений, приведенная в табл. 3, решается алгебраически, если в уравнениях VIII и IX одним из членов можно пренебречь. Поэтому аккреционный диск разбивают на три зоны, внутри каждой из которых доминирует тот или иной член. В самой внутренней зоне (зона А) (см. рис. 27) давление излучения P_r намного превышает газовое давление P_g, и можно пренебречь свободно-свободным поглощением. В средней зоне (зона Б) давление излучения уже мало, $P_r \ll P_g$, но томсоновское рассеяние по-прежнему доминирует над свободно-свободным поглощением, $\sigma_T \gg \sigma_H$. И наконец, во внешней зоне (зоне В) $P_r \ll P_g$ и $\sigma_{ff} \gg \sigma_T$.

Размеры переходных слоев между зонами оцениваются следующим образом:

$$r_{АБ} \approx 50(\alpha m)^{2/21}\, \dot{m}^{16/21},$$
$$r_{БВ} \approx 2{,}7 \cdot 10^3 \dot{m}^{2/3}. \tag{54.II}$$

Здесь $r \equiv R/3R_g$, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{cr}$, $m = M/M_\odot$. Для нейтронных звезд $R_g \approx 5$ км. Тогда $R_{АБ} \approx 750$ км для критического темпа аккреции. Как мы убедимся дальше, во многих случаях аккреционный диск раньше разрушается магнитным полем. Так что в аккреционных дисках вокруг сильно замагниченных нейтронных звезд зона А отсутствует.

В заключение этого параграфа кратко остановимся на важном отличии гидростатики аккреционных дисков от гидростатики звезд и звездных атмосфер.

Из уравнения гидростатического равновесия IV для случая изотермической атмосферы следует, что

$$P = P_0 e^{-(z/H)^2},$$
$$\rho = \rho_0 e^{-(z/H)^2}, \tag{55.II}$$
$$H = \left(\frac{kTR^3}{Mm_p\sigma}\right)^{1/2}.$$

Плотность и давление в атмосфере диска падает быстрее, чем в атмосферах звезд ($\sim e^{-z/H}$). Это связано с тем, что, когда мы "поднимаемся" над плоскостью диска, растет вертикальная компонента силы тяжести со стороны центральной звезды.

Вопрос о возникновении тепловой неустойчивости дисковой аккреции (Лайтман, 1974; Лайтман и Эрдли, 1974) был подробно проанализирован Сюняевым и Шакурой (1975), Шакурой и Сюняевым (1976). Было показано, что во внутренней зоне, где главную роль играет излучение (зона А), процесс аккреции неустойчив. Излучение диска оказывается сильно переменным (см. также Сюняев, 1972).

§ 7. Светимость и спектр аккреционных дисков

Энергия, выделяемая с единицы поверхности диска в обе стороны, определяется путем интегрирования выражения (52.II). Найдем количество энергии, выделяющейся в элементарном кольце диска толщиной dR:

$$dL(R) = 2Q^+ \cdot 2\pi R dR = \frac{3}{2}\dot{M}\,\frac{GM}{R^2}\left(1 - \sqrt{\frac{R_d}{R}}\right)dR. \tag{56.II}$$