

При $R > R_s$ структура аккреционного диска не отличается от докритического случая. На радиусе сферизации сила давления света становится сравнимой с вертикальной компонентой силы тяжести и диск утолщается, так что его толщина становится порядка радиуса. Часть вещества под действием лучевого давления начинает истекать (рис. 29). Шакура и Сюняев (1973) заметили, что если темп аккреции уменьшается по закону

$$\dot{M}(R) = \frac{R}{R_s} \dot{M}_{cr}, \quad (65.11)$$

то полная светимость аккреционного диска никогда сильно не превысит критического значения. Точнее, общая светимость превзойдет эддингтоновский предел лишь в $\sim \ln(R_s/R_d)$ раз.

Основная масса аккрецируемого вещества будет истекать в виде квазисферической оболочки со скоростью порядка параболической на радиусе сферизации. При $R_s \gg R_d$ оптическая толща истекающей оболочки много больше единицы. Таким образом, все жесткое излучение, возникающее у внутренней границы диска, перерабатывается в более мягкий диапазон.

Вдоль оси диска могут образоваться два потока вещества, оттекающего с субрелятивистской скоростью. Кстати, если наблюдатель специально "смотрит" вдоль оси диска, он может "увидеть" более жесткое излучение, идущее от центральных областей.

Радиус фотосферы в оптическом свете находится из условия $\tau_T \tau_{ff} \approx 1$, где τ_T и τ_{ff} — оптическая толща по томсоновскому и свободно-свободному поглощению соответственно. При темпе аккреции $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$ радиус фотосферы оказывается сравнимым с радиусом звезды-сверхгиганта ($\sim 10^{12}$ см). Таким образом, аккрецирующий диск в сверхкритическом режиме выглядит как звезда-сверхгигант с аномально мощным звездным ветром.

§ 9. Аккреция в двойных системах

Как впервые отметил Зельдович (1964), наиболее благоприятные условия для аккреции на релятивистскую звезду возникают в тех случаях, когда эта звезда образует пару с нормальной звездой. Это предположение прекрасно подтверждается наблюдениями: самые яркие галактические рентгеновские источники являются спутниками нормальных звезд в двойных системах.

В двойной системе вещество, аккрецируемое релятивистской звездой, поставляется соседней нормальной звездой. Поэтому режим аккреции существенно зависит от характера истечения соседней звезды.

Известно, что нормальные звезды могут терять вещество в основном двумя путями (речь, конечно, идет о медленной потере, а не о катаклизмических процессах типа взрыва сверхновых и т.д.): 1) в виде квазисферического звездного ветра (рис. 30, а); такие явления наблюдаются практически у всех звезд, начиная нашим Солнцем и кончая массивными сверхгигантами; 2) в виде струи газа при заполнении полости Роша нормальной звездой (рис. 30, б). По-видимому, существует еще один режим истечения, характерный для быстро вращающихся звезд (например, Ве-звезд), —

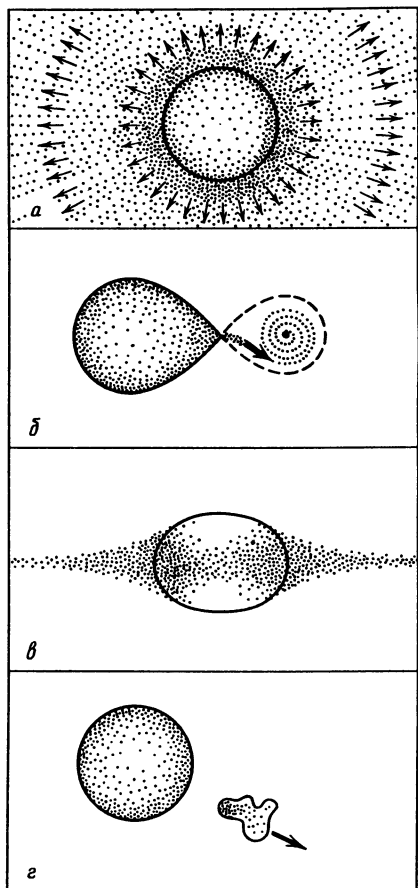


Рис. 30. Четыре режима потери вещества звездами

истечение в виде дискообразной оболочки (рис. 30,а). Детали такого режима исследованы плохо (и наблюдательно, и теоретически), так как Ве-звезды вообще представляют собой трудный объект как для спектральных, так и для фотометрических исследований. Возможно, существует также резко нестационарный режим, при котором вещество выбрасывается в виде отдельных ступков газа (рис. 30,б).

С формальной точки зрения аккреция в двойной системе есть течение газа в поле тяжести двух тяготеющих масс (необязательно сосредоточенных). Точное решение такой задачи наталкивается на непреодолимые до сих пор технические трудности. Поэтому неизбежны упрощения. Например, вполне естественно предположить, что массы обеих звезд сосредоточены в точках. Это оправдано в силу высокой концентрации вещества к центрам звезд.

В случае круговых орбит в системе отсчета, жестко связанной с компонентом двойной системы, существует эффективный скалярный потенциал

В плоскости орбиты он записывается в виде

$$\Phi = -\frac{GM_0}{R_1} - \frac{GM_x}{R_2} + \frac{\Omega^2(x^2 + y^2)}{2}, \quad (66. II)$$

где $\Omega = 2\pi/T$ — угловая скорость вращения в двойной системе, которая связана с большой полуосью третьим законом Кеплера:

$$a = \left(\frac{G(M_x + M_0)}{\Omega^2} \right)^{1/3}. \quad (67. II)$$

При движении свободной частицы в поле с потенциалом Φ сохраняется полная энергия частицы:

$$\Phi + \frac{v^2}{2} = \text{const} = \epsilon_0. \quad (68. II)$$

Константа определяется полной энергией частицы в некоторый момент

времени. Точная траектория частицы аналитически не описывается, но, зная энергию частицы, всегда можно указать область ее возможного движения.

Представим себе, что частица с некоторой энергией E_0 "запущена" с одного из компонентов. Очевидно, что при удалении от тяготеющего центра скорость ее будет падать, и если энергия частицы E_0 мала, она где-то "повернет" обратно. В точке поворота $v = 0$. Область возможного движения частицы определяется неравенством $v^2/2 \geq 0$. Тогда из (68.И) получаем эквивалентное условие

$$\Phi \leq E_0.$$

Следовательно, поверхность равного потенциала $\Phi = E_0$ (поверхность

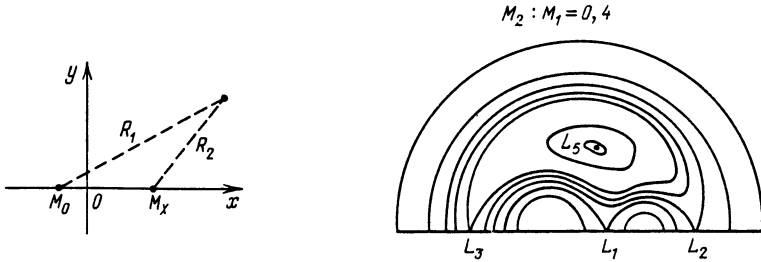


Рис. 31. Поверхности равного потенциала в двойной системе

Хилла) ограничивает область возможных траекторий движения частицы с энергией E_0 (рис. 31). При некоторой энергии $E_R = \Phi_R$ поверхности Хилла вокруг соседних звезд соприкасаются, образуя полость Роша. Точка соприкосновения (внутренняя точка Лагранжа) может быть определена из условия $d\Phi/dx = 0$ (равнодействующая всех сил равна нулю). Формы поверхностей Хилла не зависят от абсолютных значений масс компонентов, а зависят лишь от их отношения ($q = M_x/M_0$).

Рассмотрим кратко различные типы аккреции в двойных системах.

Истечение через внутреннюю точку Лагранжа. В определенный момент эволюции нормальная звезда заполняет свою полость Роша и начинает интенсивно истекать на соседний компонент через внутреннюю точку Лагранжа (см. Юнгельсон и Масевич, 1982). В точке Лагранжа частица без затрат энергии может перейти из одной полости Роша в другую (конечно, в действительности перетечение происходит через окрестность точки Лагранжа). Мы не будем детально рассматривать газодинамику струй, отсылая читателя к монографиям В.Г. Горбачко (1974, 1977). Задача оказывается сложной в первую очередь потому, что характерный радиус аккреции (радиус захвата R_G) порядка большой полуоси: $R_G \approx a$. Но одно обстоятельство существенно упрощает ситуацию. Вещество, истекающее с нормальной звезды, имеет гигантский вращательный момент, вызванный орбитальным движением:

$$k_{orb} \approx \Omega a^2; \tag{69.И}$$

k_{orb} — удельный вращательный момент 1 г вещества. Это позволяет угадать стационарное решение, не рассматривая гораздо более трудную нестационарную задачу.

Из-за сохранения углового момента по мере приближения к аккрецирующей звезде центробежное ускорение будет возрастать по закону $v^2/R \sim R^{-3}$, т.е. быстрее, чем ускорение силы тяжести. На определенном расстоянии вещество выходит на некоторую орбиту. Следующие порции истекающего вещества имеют в среднем те же начальные условия и, следовательно, выходят на ту же самую орбиту. Образуется кольцо газа растущей плотности. Из-за взаимных столкновений отдельных частиц или турбулентных ячеек происходит перераспределение вращательного момента. Кольцо расплывается в диск, в котором вещество вращается дифференциально. Постепенно, за характерное время, определяемое вязкостью, движение выходит на стационарный режим дисковой аккреции. Если на внутренней границе диска вязкие напряжения исчезают, то реализуется следующий глобальный перенос: вещество перетекает снаружи внутрь, а вращательный момент — изнутри диска наружу.

Таким образом, мы приходим к следующей стационарной картине (рис. 30, б). Вещество срывается с соседней звезды в виде струи газа толщиной $\sim 0,1 R_0$ (R_0 — радиус нормальной звезды). Темп перетекания определяется эволюционным состоянием нормальной звезды и отношением масс компонентов. При $q = M_x/M_0 \ll 1$ истечение звезды, сошедшей с главной последовательности, происходит в тепловой шкале времени (см. Юнгельсон и Масевич, 1982), $t_{\text{КН}}$:

$$t_{\text{КН}} = \frac{GM_0^2}{R_0 L_0}. \quad (70. \text{II})$$

Поток массы при этом оценивается как

$$\dot{M} \approx \frac{M_0}{t_{\text{КН}}}. \quad (71. \text{II})$$

Столь бурное перетекание объясняется тем, что при переносе вещества с большей звезды на меньшую компоненты сближаются и соответственно уменьшается полость Роша, что способствует переносу массы. В маломасштабных двойных системах сближение компонентов может происходить вследствие излучения ими гравитационных волн (Пачинский, 1967) или магнитного ветра.

Струя газа сталкивается с внешней границей аккреционного диска, которая определяется из условия уноса из диска всего поступающего изнутри момента вращения. Размер внешней границы диска R_{out} сравним с размером полости Роша аккрецирующей звезды (Пачинский, 1977). Вся или значительная часть вещества, переносимого струей, попадает в диск, где вещество по сильно закрученной спирали движется к компактной звезде. Следовательно, в режиме перетекания через внутреннюю точку Лагранжа темп аккреции захватываемого вещества есть

$$\dot{M}_c \approx \dot{M}_0. \quad (72. \text{II})$$

Оценим характерное время t_r , за которое вещество проходит диск. Очевидно,

$$t_r \approx \frac{R_{\text{out}}}{v_r} \approx \frac{a}{v_r} \approx \frac{a}{\alpha v_\phi (H/R)^2} \approx \frac{T}{2\pi\alpha} \left(\frac{R}{H}\right)^2. \quad (73. \text{II})$$

Здесь мы использовали приближенную связь между v_r и v_φ в стандартной модели дисковой аккреции (см. формулу (51.И)). Поскольку диск тонкий, $H \ll R$ и $\alpha < 1$, то мы должны принять, что в рамках α -модели время радиального движения вещества в аккреционном диске много больше периода орбитального вращения:

$$\frac{t_r}{T} \gg 1. \quad (74.И)$$

Важным следствием этого факта является эффект запаздывания, который часто упускают из виду. Если на нормальном компоненте произошли какие-либо изменения, то аккрецирующая звезда "узнаёт" об этом через время, заметно превышающее период обращения двойной системы!

Аккреция из звездного ветра. Захват вещества релятивистской звездой из звездного ветра впервые был рассмотрен независимо в работах Шакуры и Сюняева (1973), Тутукова и Юнгельсона (1973), Дэвидсона и Острайкера (1973).

Многочисленные наблюдения показывают, что практически все звезды теряют вещество в виде квазисферического звездного ветра (см. Михалас, 1982), хотя и по разным причинам. Для холодных маломассивных звезд типа нашего Солнца наличие звездного ветра, по-видимому, связано с диссипацией энергии конвективного движения в поверхностных слоях. В случае горячих ОВ-звезд причина истечения кроется в их светимости и механизм ускорения в большей степени радиативен (селективное поглощение в линиях). Для оценки темпа и скорости истечения можно использовать различные полуэмпирические зависимости. Так, например, темп истечения горячих звезд неплохо аппроксимируется соотношением

$$\dot{M}_0 = \alpha_1 \frac{L_0}{v_\infty c}, \quad (75.И)$$

где α_1 — безразмерная константа (~ 1 ; иногда принимается $\alpha_1 \approx 0,8-0,4$ (см. Барлоу и Кухи, 1977)), v_∞ — скорость звездного ветра на бесконечности (обычно полагают $v_\infty = 3v_p$, v_p — параболическая скорость на поверхности истекающей звезды).

Большое значение для физики аккреции имеет режим ускорения звездного ветра. Обычно полагают

$$v_w(r) = v_\infty \left[1 - \left(\frac{R_0}{r} \right)^{\alpha_2} \right]^{\alpha_3}; \quad (76.И)$$

R_0 — радиус истекающей звезды. Многочисленные попытки определить константы α_2 и α_3 из наблюдений приводят к разногласным результатам. В качестве первого приближения можно воспользоваться значениями $\alpha_2 = 1$, $\alpha_3 = 1/2$:

$$v_w(r) = v_\infty \sqrt{1 - R_0/r}. \quad (77.И)$$

Структура этой формулы совершенно ясна с физической точки зрения. Сила давления излучения $\sim 1/r^2$, т.е. меняется так же, как и сила гравитации. Следовательно, уравнение движения частицы, на которую действуют

только эти две силы (причем радиативная сила больше), имеет вид

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{\text{const}}{R^2}.$$

Интегрируя, получаем

$$\frac{v^2}{2} + \frac{\text{const}}{R} = \text{const}.$$

Полагая $v(R \rightarrow \infty) = v_\infty$ и $v(R = R_0) = 0$, получаем (77.II). Приведенные рассуждения показывают, насколько грубым приближением является закон (77.II) — он не учитывает ни газодинамики истечения, ни того факта, что в истекающем ветре постоянно изменяются условия возбуждения и ионизации атомов, так что сила давления не может меняться как $1/r^2$. Однако эти рассуждения описывают качественную сторону явления.

Для массивных ОВ-звезд темп истечения достигает $\dot{M}_0 \approx 10^{-6} - 10^{-5} M_\odot/\text{год}$, а скорость $v_\infty \approx 1000 - 3000$ км/с. В то же время температура звездного ветра $T \approx 10^4$ К, так что скорость звука $a_s \approx 10^5$ км/с. Следовательно, в таких двойных системах реализуется режим аккреции на быстро движущийся гравитирующий центр (§ 3).

Когда скорость истечения много больше орбитальной скорости, $v_w \gg v_{orb}$, радиус гравитационного захвата R_G в массивных двойных системах гораздо меньше большой полуоси:

$$R_G \approx 10^{10} m v_8^{-2} \text{ см}, \quad (78.II)$$

где $v_8 = v_w/10^8$ см/с. Это позволяет просто найти темп аккреции захватываемого компактной звездой вещества. Из уравнений неразрывности следует, что

$$\begin{aligned} \dot{M}_0 &= 4\pi a^2 \rho v_w, \\ \dot{M}_c &= \pi R_G^2 \rho v_w, \end{aligned} \quad (79.II)$$

где ρ и v_w — плотность и скорость звездного ветра на расстоянии, равном расстоянию между звездами. Из (79.II) находим:

$$\dot{M}_c = \frac{1}{4} \left(\frac{R_G}{a} \right)^2 \dot{M}_0. \quad (80.II)$$

В тесных двойных системах (рис. 32) (с периодами 1–10 суток) $a_s \approx 10^{12}$ см, следовательно, компактная звезда перехватывает $\sim 1/10000$ часть звездного ветра, т.е. $\dot{M}_c \approx 10^{-10} M_\odot/\text{год}$ (при $\dot{M}_0 \approx 10^{-6} M_\odot/\text{год}$) и при аккреции на нейтронную звезду будет выделяться $\sim 10^{37}$ эрг/с

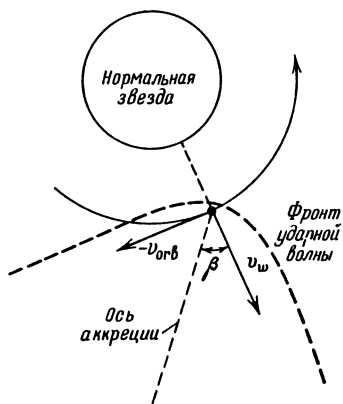


Рис. 32. Аккреция из звездного ветра

(стандартная светимость рентгеновских пульсаров, см. табл. 8). Когда скорость звездного ветра и орбитальная скорость сравнимы, следует применять обобщенную формулу Бонди—Хойла—Литлттона (39.И). Ось аккреции при этом отклонена от радиального направления (рис. 32) на угол β :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{v_{\text{orb}}}{v_w(a)}. \quad (81.И)$$

Используя формулу (39.И), имеем

$$\dot{M}_c = \xi_1 \frac{(2GM_x)^2}{4\pi a^2 v_w^4 (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)^{3/2}} \dot{M}_0. \quad (82.И)$$

С помощью третьего закона Кеплера (67.И) выразим коэффициент перехвата ($=\dot{M}_c/\dot{M}_0$) через наблюдаемые величины:

$$\frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_0} = \frac{\xi_1 \operatorname{tg}^4 \beta}{\pi(1 + \operatorname{tg}^2 \beta)^{3/2}} q^2 (1 + q)^2. \quad (83.И)$$

При $v_{\text{orb}} \ll v_w$ и $q \ll 1$ получаем асимптотику $\dot{M}_c/\dot{M}_0 \approx \beta^4 q^2$.

Полезно сравнить светимость аккрецирующей релятивистской звезды $L_x = \eta \dot{M} c^2$ со светимостью оптической звезды L_0 . Для этого воспользуемся полуэмпирическим соотношением (75.И)

$$\frac{L_x}{L_0} \approx \frac{\xi_1}{\pi} \eta \alpha_1 \left(\frac{c}{v_\infty} \right) \beta^4 q^2 \quad \text{при } \beta \ll 1, q \ll 1. \quad (84.И)$$

Наблюдения (Брадт и др., 1979) дают для массивных рентгеновских систем $L_x/L_0 \approx 10^{-1} - 10^{-3}$, что отлично согласуется с полученной оценкой.

Подчеркнем сильную зависимость темпа аккреции от скорости звездного ветра на расстоянии большой полуоси двойной системы: $\dot{M}_c \sim v_w^{-4}$. Соотношение (84.И) можно использовать для оценки скорости звездного ветра на расстоянии большой полуоси от истекающей звезды. Ясно, сколь необходимо при этом знание истинного закона изменения скорости звездного ветра (типа (76.И)). Для сильно разделенных систем $v_w \rightarrow v_\infty$ и $v_{\text{orb}} \sim a^{-1/2}$ отсюда $\beta \sim a^{-1/2}$ и, следовательно, $L_x/L_0 \sim a^{-2}$.

Каким будет режим аккреции вблизи компактной звезды? Ответ на этот вопрос в значительной мере зависит от значения среднего вращательного момента вещества, попавшего под радиус захвата. Грубая оценка среднего вращательного момента (на 1 г вещества) может быть получена следующим образом (Дэвидсон и Острайкер, 1973; Илларионов и Сюняев, 1975).

В системе отсчета, связанной с компактной звездой, удельный вращательный момент частицы, захваченной на расстоянии R , равен

$$k = [R \times v] = [R \times [n_\Omega \Omega \times R + v_w]],$$

где n_Ω — единичный вектор угловой скорости двойной системы. Средний момент, соответственно, равен

$$k = \left| \frac{\int k dm}{\int dm} \right|.$$

Аппроксимируя фронт ударной волны конусом с высотой порядка радиуса захвата, можно получить (Илларионов и Сюняев, 1975)

$$k \approx \frac{1}{4} \Omega R_G^2.$$

Далее мы будем использовать следующую запись для удельного вращательного момента:

$$k = \eta_k \Omega R_G^2. \quad (85.II)$$

Величина k считается положительной, если направление вращательного момента совпадает с орбитальным моментом двойной системы, и отрицательной в противном случае. Ванг (1981) показал, что в общем случае η_k может сильно отличаться от 1 и даже менять знак вследствие неоднородностей в звездном ветре. Дэвис и Прингл (1980) попытались найти газодинамическое решение задачи. Они показали, что $\eta_k \ll 1$. Следует, однако, подчеркнуть, что вопрос в действительности может быть гораздо сложнее. При значительном вращательном моменте движение вещества отличается от аксиально-симметричного — ось аккреции перестает быть прямой линией. Возникает принципиально новый режим аккреции, который необходимо еще исследовать. Для иллюстрации возникающих здесь эффектов рассмотрим два предельных положения конуса ударной волны. Если $\beta = 0$, то характер вращательного момента в веществе будет определяться градиентом плотности в звездном ветре. Действительно, вещество, захваченное с лобовой стороны, плотнее, чем вещество, захваченное с "хвоста". В результате захваченный момент будет порядка

$$k \approx \Omega R_G^2.$$

С другой стороны, когда $\beta \rightarrow \pi/2$,

$$k \rightarrow 0.$$

Условие образования аккреционного диска вокруг компактной звезды, очевидно, можно записать в виде (Илларионов и Сюняев, 1975)

$$\eta_k \Omega R_G^2 \geq \sqrt{GM_x R_{\min}}, \quad (86.II)$$

где R_{\min} — минимальное расстояние, до которого возможно свободное кеплеровское движение. В случае невращающейся черной дыры $R_{\min} = 3R_g$, для нейтронной звезды с магнитным полем $R_{\min} = R_{st}$ (R_{st} — радиус остановки).

Из (86.II) можно получить условие образования диска как неравенство на скорость звездного ветра:

$$v_w(a) \leq v_{cr} \approx 320(4\eta)^{1/4} m^{3/8} T_{10}^{-1/4} R_8^{-1/8} (1 + \text{tg}^2 \beta)^{1/2} \text{ км/с}, \quad (87.II)$$

где $T_{10} = T/10$ сут., $R_8 = R_{st}/10^8$ см. Если скорость звездного ветра меньше критического значения, реализуется режим квазисферической аккреции, в противном случае возникает аккреционный диск.

Полный вращательный момент, захваченный аккрецирующей звездой, равен

$$K = \dot{M}_c \sim R_G^4 \sim v_w^{-8}. \quad (88.II)$$

Изменение вращательного момента должно приводить к сильной флуктуации ускорения аккрецирующей звезды (Липунов и Шакура, 1976). Кстати, по этой же причине может меняться даже режим аккреции — от дискового до квазисферического.

Влияние рентгеновского излучения на аккрецию из звездного ветра рассматривалось Сюняевым (1978). Расчеты обтекания звездным ветром аккрецирующей звезды с учетом излучения проводились Краснобаевым и Сюняевым (1983). Образование аккреционного диска из звездного ветра было рассмотрено Колыхаловым и Сюняевым (1979).

Пусть удельный вращательный момент в захваченном веществе равен $\eta_k \Omega R_G^2$. Найдем расстояние, на котором вращательный момент захваченного вещества сравнивается с кеплеровским моментом:

$$\eta \Omega R_G^2 = \sqrt{GM_x R}.$$

Отсюда получим:

$$R_1 = \eta^2 \frac{\Omega^2}{GM_x} R_G^4. \quad (89.II)$$

Воспользовавшись третьим законом Кеплера, найдем, что

$$R_1 = \eta^2 \left(\frac{1+q}{q} \right) \left(\frac{R_G}{a} \right)^3 R_G. \quad (90.II)$$

В массивных двойных системах $q \approx 0,1$ и $R_G \ll a/10$. Поэтому $R_1 \ll R_G$.

Можно предположить следующий сценарий образования аккреционного диска. В области $R_1 \leq R \leq R_G$ движение захваченного вещества практически радиально. Но на расстоянии $R \approx R_1$ (предполагается, что $R_1 \geq R_{st}$) центробежные силы становятся сравнимы с гравитационными. Образуется затравочное кольцо, которое за счет вязких сил начнет расплываться по радиусу. Так мы приходим к двухпотоковой картине аккреции (см. § 9 и рис. 21,з).

Уравнения нестационарной дисковой аккреции с учетом аккреции вещества из сферического потока имеют вид

$$\frac{\partial(2\pi \Sigma \omega R^3)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial R} (2\pi \Sigma v_r \omega R^3 + 2\pi W_{r\varphi} R^2) + \frac{\partial(\dot{M}k)}{\partial r}, \quad (91.II)$$

$$\frac{\partial(2\pi \Sigma R)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial R} (2\pi \Sigma v_r R) + \frac{\partial \dot{M}(R)}{\partial R}. \quad (92.II)$$

Уравнения (91.II) и (92.II) являются соответственно уравнением переноса вращательного момента (уравнением движения) и уравнением неразрывности. Добавочные члены в обоих уравнениях описывают приток вращательного момента и массы в диск сверху и снизу.

Рассмотрим два случая. Пусть вещество внедряется в узком кольце радиуса $R = R_1$:

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial R} = \dot{M}_c \delta(R - R_1) \quad \text{и} \quad \frac{\partial(\dot{M}k)}{\partial R} = \dot{M}_c \sqrt{GMR_1} \delta(R - R_1). \quad (93.II)$$

Полагая, что вязкие силы исчезают на внутренней и внешней границе диска ($W_{r\varphi}(R_d) = W_{r\varphi}(R_{out}) = 0$), а также что вязкие напряжения $W_{r\varphi}$ непрерывны, при $R = R_1$ получим следующее стационарное решение:

$$\dot{M} = 2\pi \Sigma v_r R = -\dot{M}_1 < 0; \quad W_{r\varphi} = \frac{\dot{M}_1 \omega}{2\pi} f_0(R) \quad \text{при } R < R_1, \quad (94.II)$$

$$\dot{M} = \dot{M}_2 = \dot{M}_c - \dot{M}_1 > 0; \quad W_{r\varphi} = \frac{\dot{M}_1 \omega}{2\pi} f_1(R) \quad \text{при } R > R_1,$$

где

$$\dot{M}_1 = \dot{M}_c \frac{1 - (R_1/R_{out})^{1/2}}{1 - (R_d/R_{out})^{1/2}} \approx \dot{M}_c \left[1 - \left(\frac{R_d}{R_{out}} \right)^{1/2} \right], \quad (95.II)$$

$$\dot{M}_2 = \dot{M}_c \frac{\left(\frac{R_1}{R_{out}} \right)^{1/2} - \left(\frac{R_d}{R_{out}} \right)^{1/2}}{1 - \left(\frac{R_d}{R_{out}} \right)^{1/2}} \approx \dot{M}_c \left(\frac{R_d}{R_{out}} \right)^{1/2}. \quad (96.II)$$

Когда плазма быстро остывает при $R \approx R_G$, образуется конусообразная ударная волна и следует ожидать, что вещество будет оседать в диске в узком секторе. Тогда

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial R} = \frac{\dot{M}_c}{R_{out} - R_1}; \quad (97.II)$$

$$\frac{\partial M k}{\partial R} = \frac{\dot{M}_c k_1}{R_{out} - R_1}.$$

Решение системы уравнений (91.II) и (92.II) в зоне $R > R_1$ принимает вид

$$\dot{M}(R) = -\dot{M}_1 + \dot{M}_c \frac{R - R_1}{R_{out} - R_1}, \quad (98.II)$$

$$W_{r\varphi} = \frac{\dot{M}_1 \omega}{2\pi} f_2(R).$$

При $R < R_1$ решение совпадает с предыдущим случаем.

В диске существует зона, где радиальная скорость меняет знак. При $R > R_{cr}$ вещество течет от аккрецирующей звезды, а при $R < R_{cr}$ — наоборот, к звезде. Полагая $\dot{M}(R_{cr}) = 0$, находим

$$\frac{R_{cr}}{R_{out}} \approx 1 - \left(\frac{R_d}{R_{out}} \right)^{1/2}.$$

Вид функции $f_0(R)$ тот же, что и в стандартной модели:

$$f_0(R) = 1 - \left(\frac{R_d}{R} \right)^{1/2}. \quad (99.II)$$

А при $R > R_1$ имеем другую ситуацию:

$$f_1(R) = \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_1} \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} - \frac{\dot{M}_2}{\dot{M}_1} - \left(\frac{R_d}{R} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_{out}} \right)^{1/2} \right],$$

$$f_2(R) = \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_1} \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} \frac{R - R_1}{R_{out} - R_1} - \frac{\dot{M}_c (R_{out} - R)}{\dot{M}_1 (R_{out} - R_1)} - \frac{\dot{M}_2}{\dot{M}_1} - \left(\frac{R_d}{R_1} \right)^{1/2} \approx 1 - \frac{R}{R_{out}}. \quad (100.II)$$

Подчеркнем, что на аккрецирующую звезду попадает поток массы $\dot{M}_1 \leq \dot{M}_c$. Из (95.II) видно, что \dot{M}_1 практически совпадает с \dot{M}_c .

В работе Колыхалова и Сюняева (1979) рассчитана также радиальная структура диска аналогично тому, как это сделано в стандартной модели дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973). Внешний радиус диска, по-видимому, не сильно превышает радиус гравитационного захвата R_G . Здесь оттекающее по диску вещество "сдувается" звездным ветром. В случае безызлучательной ударной волны при $R \approx R_G$ вопрос о внешней границе диска сложнее. Возможно, радиус внешней границы диска достигает размеров полости Роша компактной звезды: $R_{out} \approx a$. В этом случае вращательный момент может передаваться приливными силами орбитальному движению двойной системы (Голдрайх и Пил, 1968).

§ 10. Двухпотоковая аккреция

В ряде астрофизических ситуаций движение вещества вблизи компактной звезды можно представить в виде двух потоков — дискового и сферически-симметричного (Липунов, 1980). Перечислим лишь некоторые случаи.

А. Пусть нормальная звезда заполняет свою полость Роша и истекает через внутреннюю точку Лагранжа. Другими словами, реализуется наиболее благоприятный для образования аккреционного диска режим аккреции. Вещество, текущее в струе газа, обладает значительным угловым моментом и образует дисковый поток вокруг компактной звезды. В то же время совершенно очевидно, что из нормальной звезды при этом может истекать и звездный ветер. Если скорость звездного ветра значительно превышает орбитальную скорость, то вращательный момент захваченного вещества будет мал и вблизи компактной звезды оно будет двигаться практически радиально. В результате вблизи нейтронной звезды при $R \ll R_G$ (R_G — радиус гравитационного захвата для звездного ветра) будут присутствовать два независимых (в первом приближении) потока вещества.

Б. Аналогичная ситуация возникает в тех случаях, когда нормальная звезда быстро вращается и сбрасывает вещество за счет центробежных и приливных сил вдоль экватора вращения. Это вещество, обладая малой радиальной скоростью, имеет большой вращательный момент относительно компактной звезды и также может образовать аккреционный диск.