С другой стороны, как и в предыдущем случае, ничто не мешает нормальной звезде испускать мощный звездный ветер, и следовательно, опять возникает картина двухпотоковой аккреции. Эта ситуация может реализоваться в двойных системах (с Ве-звездами).

В. Пусть нормальная звезда теряет вещество только в виде звездного ветра. Параметры ветра и двойной системы таковы, что аккреционный диск начинает образовываться глубоко под радиусом захвата, а затем расползается до радиуса захвата. Эта картина была рассмотрена Колыхаловым и Сюняевым (1979) (см. предыдущий параграф). Результатом ее также будет являться появление двух потоков.

Г. Рассмотрим чисто радиальную аккрецию на быстро вращающуюся замагниченную звезду. Как будет показано далее (см. гл. VI), при большой скорости вращения аккрецирующей звезды ее магнитное поле препятствует падению вещества на поверхность звезды. Вещество накапливается вокруг звезды, отнимая ее вращательный момент. Постепенно оболочка уплощается вдоль экватора вращения звезды, образуя аккреционный диск. Опять возникает двухпотоковая аккреция (хотя, скорее всего, нестационарная).

Как видим, двухпотоковая аккреция весьма распространена и заслуживает детального изучения. Взаимодействие двух потоков может привести к наблюдаемым эффектам. Во-первых, при столкновении потоков выделяется значительная энергия. Вещество сферического потока после столкновения нагревается до температуры, соответствующей свободному падению, которая намного превышает температуру аккреционного диска. Во-вторых, изменяется динамика диска. Уравнение передачи момента в диске в этом случае подобно рассмотренному в предыдущем параграфе.

§ 11. Аккреция магнитных полей

В § 2 этой главы мы уже отмечали, что хаотические магнитные поля в аккрецируемом веществе связывают движение частиц, обеспечивая газодинамический характер аккреции. Но возникает вопрос, не могут ли магнитные поля в процессе аккреции возрасти настолько, что они начнут существенно влиять на динамику падения вещества.

Ответ на этот вопрос, очевидно, зависит от "игры" двух конкурирующих механизмов: усиления магнитных полей, связанного с их "вмороженностью" в вещество, а с другой стороны, диссипации магнитного поля путем перезамыкания силовых линий – омические потери всегда малы.

Шварцман (1970б) сформулировал теорему о равнораспределении, в которой предположил, что если на каком-либо расстоянии от аккрецирующей звезды установилось примерное равенство магнитной и гравитационной энергии в падающем веществе, то оно и дальше будет сохраняться. Действительно, гравитационная энергия нарастает при приближении к звезде как $\epsilon_{gr} \sim R^{-5/2}$ (формула (16.II)). В то же время плотность магнитной энергии "вмороженных" полей растет быстрее: $\epsilon_m = B^2/8\pi \sim R^{-4}$, так что магнитная энергия довольно быстро "догоняет" гравитационную энергию. Однако неравенство $\epsilon_m \gg \epsilon_{gr}$ невозможно, поскольку энергия магнитного поля черпается из гравитационной энергии. Следовательно, процессы аннигиляции магнитных полей должны привести к равнораспределению:

$$\epsilon_{gr} \approx \epsilon_m. \tag{101.II}$$

При таком соотношении магнитное поле не меняет сильно режим аккреции, хотя существенно повышает ее эффективность в отношении энерговыделения.

В случае аккреции из межзвездной среды, как показал Шварцман (1970б), примерное равенство осуществляется уже на радиусе гравитационного захвата: плотность магнитной энергии в межзвездной среде порядка плотности тепловой энергии, а на радиусе захвата тепловая энергия порядка гравитационной.

Совершенно новая ситуация возникает в двойной системе. Да и в случае аккреции межзвездного газа выравнивание магнитной и гравитационной энергии может происходить либо "позже" (а точнее, "ближе"), либо вообще не произойдет. Это, конечно, уменьшает роль магнитных полей.

Рассмотрим снова аккрецию межзвездной среды, но теперь предположим, что квадрат скорости движения вещества этой среды гораздо больше квадрата скорости звука: $v_\infty^2 \gg a_\infty^2$. Тогда, очевидно, на радиусе захвата отношение магнитной энергии к гравитационной равно

$$\left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_{gr}}\right)_{R=R_G} \approx \left(\frac{a_\infty}{v_\infty}\right)^2 \ll 1. \tag{102.II}$$

Соответственно расстояние от аккрецирующей звезды, на котором устанавливается равнораспределение, оценивается как

$$R_{eq} \approx \left(\frac{a_\infty}{v_\infty}\right)^{4/3} R_G. \tag{103.II}$$

В реальных условиях $a_\infty/v_\infty \gtrsim 10^{-2}$ и, следовательно,

$$10^{-3} \lesssim R_{eq}/R_G \lesssim 1.$$

Как мы увидим дальше, для одиночных нейтронных звезд собственное магнитное поле начинает играть роль при $R \approx 10^9 \div 10^{10}$ см, что сравнимо с R_{eq}. Так что, по крайней мере для звезд со стандартными магнитными полями равнораспределение не успевает установиться. Роль аккрецируемых полей невелика.

В двойных системах существует дополнительный эффект своеобразной магнитной откачки. Рассмотрим случай аккреции из звездного ветра. Пусть на поверхности нормальной звезды выполняется определенное соотношение между магнитной и кинетической энергией (в поле тяжести нормальной звезды). Логично предположить, что на поверхности нормальной звезды тепловая энергия порядка магнитной. Тогда можно написать:

$$\left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_k}\right)_{r=R_0} \approx \frac{1}{10}\left(\frac{a_0}{v_\infty}\right)^2, \tag{104.II}$$

где v_∞ – скорость звездного ветра на бесконечности, a_0 – скорость звука на поверхности и в звездном ветре (звездный ветер горячих звезд в рамках принимаемой точности изотермичен). Множитель 1/10 появляется потому, что скорость звездного ветра на бесконечности примерно на полпорядка больше параболической. На расстоянии большой полуоси, очевидно,

$$\left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_k}\right)_{r=a} = \left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_k}\right)_{r=R_0} \cdot \left(\frac{R_0}{a}\right)^2. \tag{105.II}$$

Роль магнитного поля резко падает! Это следует из того, что плотность кинетической энергии при постоянной скорости звездного ветра падает как r^{-2}, а плотность магнитной энергии по-прежнему меняется как r^{-4}. На радиусе захвата $\epsilon_{gr} \approx \epsilon_k$ и, следовательно, на радиусе захвата ϵ_m/ϵ_{gr} оценивается по формуле (105.II). После захвата вещества соотношение ϵ_m/ϵ_{gr} опять начинает расти, так что на некотором расстоянии R от аккрецирующей звезды

$$\frac{\epsilon_m}{\epsilon_{gr}} \approx \frac{1}{10}\left(\frac{a_0}{v_\infty}\right)^2\left(\frac{R_0}{a}\right)^2\left(\frac{R}{R_G}\right)^{-3/2}. \tag{106.II}$$

И расстояние, на котором устанавливается равнораспределение, равно

$$R_{eq} \approx 10^{-2/3}\left(\frac{a_0}{v_\infty}\right)^{4/3}\left(\frac{R_0}{a}\right)^{4/3} R_G. \tag{107.II}$$

Как видим, из-за дополнительной "откачки" магнитной энергии в звездном ветре роль магнитных полей в аккрецируемом веществе становится пренебрежимо малой.

Случай перетекания через внутреннюю точку Лагранжа учитывается формулой (106.II) при $R_G \approx a$.