

Далекий наблюдатель, как бы долго он ни наблюдал за стационарным потоком аккреции на застывшую звезду, считает, что ни одна из частиц, прошедших когда-то давно мимо него, не пересекла r_g . Следовательно, все они накапливаются в пространстве, прилегающем к r_g . В точном стационарном решении для потока газа общее число частиц, заключенных между двумя сферами, $r = R_1$ и $r = R_2$, расходится, когда нижний предел стремится к гравитационному радиусу $R_1 \rightarrow r_g$:

$$V = 4\pi \int r^2 \sqrt{g_{11}} dr, \quad N = \text{const} \int \sqrt{\frac{r}{r-r_g}} r^2 \frac{1}{\sqrt{1-r_g/r}} dr.$$

В знаменателе под интегралом стоит $r - r_g$, и интеграл расходится логарифмически. С точки зрения далекого наблюдателя, к стационарному потоку можно только асимптотически приближаться*). Емкость слоя, прилегающего к r_g , в стационарном решении бесконечна, и нужно бесконечное время, чтобы его заполнить.

Красное смещение излучения газа, находящегося вблизи r_g и движущегося по направлению к звезде, стремится к бесконечности.

При сферически-симметричной аккреции газа в гравитационном поле застывшей звезды далекий наблюдатель не обнаружит заметного выделения энергии. В случае застывшей звезды нет ударной волны, останавливающей падение, в отличие от нейтронной звезды!

Однако, как мы увидим ниже, результат существенно зависит от предположения о точной сферической симметрии и об отсутствии магнитных полей в натягиваемой плазме.

§ 7. Случай несимметричного течения газа

Начнем с рассмотрения невзаимодействующих частиц, обладающих на бесконечности направленной скоростью и движущихся в ньютоновском поле тяготения. Частицы попадают на поверхность радиуса R под разными углами, так что чем ближе момент

к максимальному $l_{\text{max}} = R \frac{v_p}{v_\infty}$ (см. § 2), тем больше угол между

траекторией и нормалью к поверхности (**). При этом для потока $\frac{dM}{dt}$ сохраняется, разумеется, прежнее выражение (12.2.1). Введение конечного сечения $\sigma \neq 0$ меняет ситуацию. Столкновения

*) Время, необходимое для приближения к стационарному потоку с заданной точностью в данной точке пространства, тем больше, чем ближе эта точка к r_g .

**) Любопытно, что тем не менее в поле $u = \frac{\text{const}}{r}$ число частиц, пересекающих единицу поверхности, одинаково по всей поверхности (при $v_\infty \ll v_p$).

частиц, движущихся по гиперболическим орбитам, приводят к потере тангенциальной скорости, высвечиванию лишней энергии и падению на звезду (рис. 60). Отношение энергии, выделяющейся при столкновениях, к энергии удара о звезду пропорционально σ и мало при малом σ . Однако в случае застывшей звезды удара о поверхность нет. Вся наблюдаемая энергия зависит от столкновения частиц между собой.

Итак, представим себе, что застывшая звезда погружена в газ, рассматриваемый как сплошная среда. Предположим, в отличие от предыдущего параграфа, что на бесконечности газ движется относительно звезды со скоростью u_0 . Рассмотрим предельный случай $u_0 \gg a_0$: при наличии упорядоченного движения (скорость u_0) учет собственного движения молекул газа уже несуществен. Пренебрегая скоростью звука по сравнению со скоростью u_0 , мы одновременно пренебрегаем и давлением. Но при отсутствии давления движение сплошной среды, по существу, не

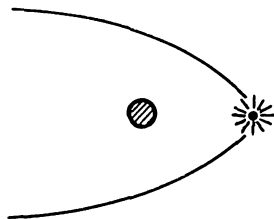


Рис. 60. Столкновение частиц с противоположными моментами в поле притягивающего центра.

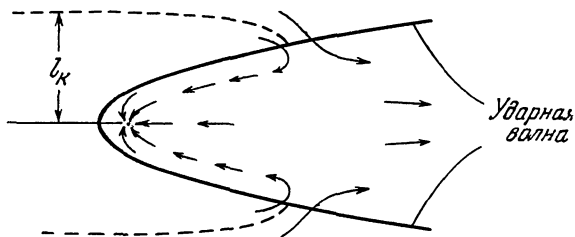


Рис. 61. Гидродинамическая картина аккреции. В ударной волне частицы теряют составляющую скорости, перпендикулярную к фронту. При прицельном расстоянии меньше l_k радиальная составляющая скорости меньше параболической и частица в конце концов падает к притягивающему центру.

отличается от движения отдельных частиц: уравнения гидродинамики представляют собой просто иную запись уравнений механики частицы. В стационарной задаче линии тока представляют собой просто траектории частиц. Хойл и Литлтон (1939), Бонди и Хойл (1944), Бонди (1952), Сальпетер (1964) дают следующую общую картину движения (рис. 61): газ течет слева направо, в поле тяготения линии тока искривляются, а скорость увеличивается по закону сохранения энергии.

В хвосте потока расположена вытянутая поверхность ударной волны. Ударная волна заменяет столкновения пар частиц,

описанные выше. Пересекая фронт ударной волны, газ теряет компоненту скорости, перпендикулярную к фронту. Компонента скорости, параллельная фронту, т. е. направленная по радиусу, остается без изменения.

Пользуясь законами Кеплера, можно найти критическую траекторию (пунктир) и критический прицельный параметр l_k . При $l > l_k$ скорость после сжатия ударной волной остается больше параболической, и вещество вытекает на бесконечность; при $l < l_k$ вещество после сжатия падает на звезду. Оказывается, что l_k и, соответственно, скорость аккреции зависит от скорости газа u_0 примерно так же, как в сферической задаче зависели от скорости звука a_0 (см. выше). Согласно расчетам упомянутых выше авторов, в случае $u_0 \gtrsim a_0$ выражение для потока массы на звезду имеет вид

$$\frac{dM}{dt} = \varepsilon \frac{M^2 n}{u_0^3 \cdot 10^{11}}, \quad (12.7.1)$$

где u_0 — скорость в км/сек, M — масса в единицах M_\odot , n — плотность межзвездного газа (см^{-3}), t — в годах, ε — безразмерная функция показателя адиабаты γ и отношения (u/a) ; если γ не слишком близко к $5/3$, то ε порядка единицы. Из уравнений (12.7.1) и (12.4.7) ясно, что интенсивность аккреции в симметричном и несимметричном случае можно описывать (с точностью до коэффициента порядка единицы) одной и той же формулой, если под скоростью понимать $\sqrt{u_0^2 + a_0^2}$ [Бонди (1952)].

Ударная волна возникает даже в том случае, когда длина свободного пробега электронов и ионов больше характерных размеров задачи. Как мы видели в конце § 4, коллективное взаимодействие заряженных частиц (с магнитным полем или электростатическое) приводит к тому, что плазма ведет себя как сплошная среда.

Так называемые «бесстолкновительные» ударные волны хорошо изучены в области столкновения солнечного ветра с магнитосферой Земли.

Дальнейшее движение вещества, подвергнувшегося сжатию ударной волной и падающего на звезду, мало изучено. В идеальном осесимметричном движении, по-видимому, этот газ обтекает звезду со всех сторон и вблизи звезды его движение становится радиальным и сверхзвуковым, качественно похожим на движение при сферической аккреции (Шварцман, 1970f). Детальное исследование картины движения и устойчивости весьма желательно!

Существует, однако, случай, когда учет несимметрии кардинально меняет всю картину. Речь идет об аккреции в двойных системах. Важность ее рассмотрения очевидна: при этом можно обеспечить огромную плотность газа «на бесконечности». Действительно, переменные типа β Лиры теряют до $10^{-5} M_\odot/\text{год}$; около

половины этой массы может, при благоприятных условиях, упасть на вторую компоненту. Аккреция газа в тесных двойных как вероятный источник излучения рентгеновских звезд была отмечена впервые в работе Хайякавы и Мацуоки (1964). В работах Новикова и Зельдовича (1966) отмечалось, что рентгеновское излучение может происходить из двойных звезд, в которых одна из компонент нейтронная или застывшая звезда. Шкловский (1967) считает, что непосредственно из наблюдательных данных, относящихся к рентгеновской звезде Sco XR — 1, следует вывод о том, что источником рентгеновского излучения является нейтронная звезда, входящая в тесную пару.

Более подробно обсуждаемая возможность рассмотрена Прендергастом и Бербиджем (1968) *). Специфика заключается в том, что газовые потоки образуют вокруг плотной компоненты диск с примерно кеплеровским распределением скоростей. Чтобы упасть на звезду, частицы должны потерять практически весь свой момент. Механизм потери момента связан с вязкостью. Вязкость стремится сделать угловую скорость вращения диска постоянной, при этом его внутренние области будут замедляться, а внешние — ускоряться. Часть газа покинет двойную систему, остальная осядет на плотную компоненту.

В процессе медленного оседания частицы должны высветить энергию, равную половине своей потенциальной энергии. Поэтому в принципе возможно отличить аккрецию в тесной паре на застывшую звезду от аккреции на «обычные» звезды (нейтронные, белые карлики). В первом случае все излучение будет исходить из тонкого горячего диска, во втором — половина излучения будет обусловлена диском, а половина — эмиссией с поверхности звезды. Свечение диска может быть весьма важно как способ обнаружения застывшей звезды в паре (Шварцман, 1970f; Шакура, 1972).

Конкретные численные значения величин сильно зависят от принятого механизма вязкости, внешних и внутренних граничных условий и др. Пока расчеты были проведены [Прендергаст, Бербидж (1968)] лишь для аккреции на белый карлик с фиксированными параметрами: $M = 10^{33}$ г, $R = 1,5 \cdot 10^{10}$ см, $dM/dt = 2 \cdot 10^{19}$ г/сек, $\rho_{\infty} = 10^{-14}$ г/см³, $T_{\infty} = 30000$ °К. Предполагалось, что вязкость обусловлена турбулентностью с длиной перемешивания, равной 1/2 толщины диска. Приведем их результаты ($\kappa \equiv \nu/r$):

$$\left. \begin{aligned} T &= 1,4 \cdot 10^6 \kappa^{-1,05}, \quad \sigma_* = 10^3 \kappa^{-0,9}, \quad \text{г/см}^2, \\ L(\kappa_1, \kappa_2) &= 3,5 \cdot 10^{36} (\kappa_1^{-1,45} - \kappa_2^{-1,45}) \text{ эрг/сек.} \end{aligned} \right\} (12.7.2)$$

Таким образом, в ходе оседания достигаются весьма высокие тем-

*) Линден-Белл (1969) рассматривает аналогичную ситуацию применительно к квазарам и ядрам галактик.

пературы, внутренняя часть диска излучает рентген, внешняя — оптику. В последнее время детальные расчеты аккреции газа в двойной системе и структуры диска были проведены Н. И. Шакурой (1972).

В случае одиночной нейтронной или коллапсировавшей звезды также можно представить себе газовый диск, окружающий звезду, остающийся при сжатии вращающейся звезды. До сих пор нет детальных расчетов такого процесса.

Наконец, кроме общей направленной скорости или вращения, на аккрецию должны влиять хаотические магнитные поля в падающем газе (см. § 3 гл. 14).

§ 8. Силы, препятствующие аккреции

В сферически-симметричном случае аккрецию лимитирует давление излучения, которое возникает при падении вещества.

В простейшем идеализированном случае горячей, полностью ионизованной, но нерелятивистской плазмы и соответствующего излучения $I < \hbar\nu < m_e c^2$, где I — потенциал ионизации, получаются особенно простые закономерности.

Взаимодействие излучения с плазмой описывается томсоновским рассеянием с сечением $\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2$, $r_0 = \frac{m_e c^2}{e^2}$, $\sigma = 0,657 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, не зависящим от частоты.

В этом приближении сила, действующая на единицу массы, равна удельному сечению $\sigma N = \frac{\sigma}{m_p} = 6 \cdot 10^{23} \frac{\sigma}{\mu_e} = \frac{0,4}{\mu_e} \text{ см}^2/\text{г}$, умноженному на поток импульса излучения, т. е. на q/c , где q — поток энергии, $\text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2$.

Замечательно, что при данном q на силу не влияют ни спектральный состав, ни угловое распределение излучения. Выражение силы справедливо как в случае малой оптической толщи газа, когда излучение почти не рассеивается и $\varepsilon = \frac{|q|}{c}$, так и в случае большой оптической толщи, когда излучение почти изотропно и $\varepsilon \gg \frac{|q|}{c}$ (ε — плотность энергии излучения). В стационарном симметричном случае, очевидно, $4\pi r^2 |q| = L$, где L — полная светимость. С другой стороны, гравитационная сила, действующая на единицу массы вещества, равна $\frac{GM}{r^2}$. Условие равновесия силы тяготения и светового давления приводит к определенному (не зависящему от r !) соотношению между L и M (для водорода):

$$L_c = \frac{4\pi GM m_p c}{\sigma} = 6 \cdot 10^4 M = 3 \cdot 10^4 \frac{L_{\odot} M}{M_{\odot}}. \quad (12.8.1)$$