§ 4. Сверхзвуковая аккреция

Итак, характерным для взаимодействия холодного релятивистского объекта с окружающим газом является режим сверхзвуковой аккреции.

Пользуясь уравнениями (12.3.3), (12.3.5), (12.3.6), легко показать, что плотность газа остается примерно постоянной вплоть до критического *) радиуса r_c, где гравитационный потенциал становится порядка a_∞^2:

$$r_c = \delta(\gamma)\frac{GM}{a_\infty^2}; \tag{12.4.1}$$

$$\delta(\gamma) = \frac{1}{2}\left(\frac{2}{5-3\gamma}\right)^{\frac{5-3\gamma}{3(\gamma-1)}}, \quad \delta\left(\frac{5}{3}\right) = \frac{1}{2}, \quad \delta\left(\frac{4}{3}\right) \approx 1. \tag{12.4.2}$$

Напомним, что такая же ситуация имела место и в случае невзаимодействующих частиц; см. (12.2.5). Однако при $r < r_c$ плотность меняется теперь по другому закону: $\rho \sim r^{-3/2}$. Это вытекает из уравнения непрерывности $\rho u r^2 = \mathrm{const}$ и зависимости для скорости $u \sim r^{-1/2}$. Скорость при $r < r_c$ практически параболическая, ибо внизу, на $r = r_s$, расположена поверхность «проваливания»: выключается давление.

Радиус r_s перехода через скорость звука равен

$$r_s = \frac{5-3\gamma}{4}\frac{GM}{a_\infty^2}, \tag{12.4.3}$$

причем в этой точке

$$u_s = a_s = a_\infty\sqrt{\frac{2}{5-3\gamma}}. \tag{12.4.4}$$

Шварцманом (1970а) было показано, что выделение энергии при аккреции газа на достаточно плотную звезду (нейтронную звезду, белый карлик) должно приводить к ионизации вокруг нее области с размерами порядка $0{,}01 \div 1$ *пс*. В качестве «значений на бесконечности» в (12.4.2) надо брать, разумеется, значения вблизи радиуса r_c. Учитывая сказанное выше, полагаем $T_\infty = 20\,000 \div 100\,000$ °K и находим **)

$$r_c \simeq 10^{14} \div 10^{13}\ \text{см}, \quad r_s \simeq 10^{13} \div 10^{12}\ \text{см}; \tag{12.4.5}$$

здесь принято $M = M_\odot$, $\gamma = 1{,}5$.

---

*) При $\gamma < 5/3$ радиус r_c и радиус r_s, где $u(r) = a(r)$, отличаются только численным множителем порядка единицы. Усложнение изложения происходит потому, что интересен также случай $\gamma = 5/3$, для которого r_c конечно, тогда как $r_s = 0$.

**) В некоторых работах иногда полагали $T_\infty = 100$ °K, однако на самом деле роль ионизации всегда значительна.

Напомним, что одним из необходимых условий аккреции является условие $r_s \gg R$. Согласно (12.4.3) для этого в случае белого карлика должно быть $5/3 - \gamma \gg 10^{-5}$, а в случае нейтронной звезды $5/3 - \gamma \gg 10^{-8}$; разумеется, подобные неравенства всегда выполняются.

Пользуясь (12.4.3), (12.4.4), легко найти поток вещества на звезду:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= 4\pi r_s^2 u_s \rho_s = \alpha(\gamma)\, r_g^2 c \rho_c^{*} \left(\frac{m_p c^2}{kT_c}\right)^{3/2}, \\ \alpha &= \frac{\pi}{4\gamma^{3/2}} \left(\frac{2}{5-3\gamma}\right)^{\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)}}. \end{aligned}\right\} \qquad (12.4.6)$$

Значения ρ, T и γ следует брать вблизи критического радиуса r_c. Отметим, что величина dM/dt сравнительно слабо зависит от γ: $\alpha(\gamma \to 1) \approx 1{,}5$; $\alpha(\gamma \to {}^5/_3) \approx 0{,}3$; $\alpha(4/3) \approx 1{,}4$. Особенность при $\gamma = 1$ вообще не физическая, неравенство $5/3 - \gamma > 0$ всегда выполняется. Структура выражения потока (12.4.6) резко отличается от случая независимых частиц, рассмотренного в § 2: теперь в формулу не входит радиус звезды. Это вполне естественно, так как из-за наличия сверхзвуковой скорости условия при $r < r_s$ (все происходящее внутри r_s) не может гидродинамически повлиять на область $r > r_s$ и, в частности, на величину потока A. Фактически даже раньше, при $r < r_c$ скорость потока мало отличается от параболической.

Для сравнения мощностей аккреции в обоих случаях перепишем (12.4.6) в виде

$$\frac{d(M/M_\odot)}{d(t/10^{10}\,\text{лет})} \simeq 10^{-4} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \frac{\rho_\infty}{10^{-24}\,г/см^3} \left(\frac{a_\infty}{10\,км/сек}\right)^{-3}. \qquad (12.4.7)$$

Поток газа на релятивистский объект больше потока независимых частиц (см. (12.2.3)) в отношении $(c/v_\infty)^2 \sim 10^9$! Физическая причина этой разницы ясна: газ отличается от независимых частиц тем, что в нем происходят частые столкновения атомов между собой; столкновения ограничивают возрастание тангенциальных скоростей атомов, зато увеличивается радиальная компонента, направленная к звезде.

Разница в девять порядков — достаточно веская причина для того, чтобы последующие несколько страниц посвятить исследованию справедливости газодинамического приближения. Этот вопрос был рассмотрен Шварцманом (1970f).

Как известно [см., например, Пикельнер (1961)], длина свободного пробега в плазме относительно кулоновских столкновений равна

$$l = \frac{(kT)^2}{ne^4 L_{\text{кул}}} \simeq 10^{12} \left(\frac{T}{10000^\circ}\right)^2 \left(\frac{n}{см^{-3}}\right)^{-1} см. \qquad (12.4.8)$$

Здесь e — заряд электрона, $L_{\text{кул}}$ — кулоновский логарифм. Из формулы видно, что при $r > r_c$ отношение пробега частицы к характерному размеру области рассмотрения всегда меньше или порядка единицы; следовательно, вплоть до критического радиуса газодинамика заведомо применима.

При $r < r_c$, как легко показать, $l/r \sim r^{-3(\gamma - 7/6)}$. Величина γ однозначно связана с изменением температуры в ходе свободного падения. Чтобы найти его, перепишем второй закон термодинамики $dE = -PdV + dQ$ в виде

$$\frac{3}{2} R^* \frac{dT}{dt} = R^* \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - 5 \cdot 10^{20} \varkappa T^{1/2} \rho + \frac{dQ'}{dt}. \qquad (12.4.9а)$$

Здесь $R^* = 8{,}3 \cdot 10^7$ *эрг/моль·град* — газовая постоянная; второй член справа описывает потери энергии 1 *г* плазмы на излучение ($\varkappa = 1$ соответствует тормозному излучению полностью ионизованной плазмы), третий член — изменение энергии, обусловленное другими неадиабатическими процессами. Учитывая, что $\rho \sim r^{-3/2}$, имеем

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{T}{r} + [2 \cdot 10^{-4} M v_{c\,(6)}^{-3/2}\, n_c] \frac{\sqrt{T}}{r} \varkappa + \frac{dQ'/dt}{v \frac{3}{2} R^*}; \qquad (12.4.9б)$$

здесь v_c и n_c — скорость молекул и их число в 1 $см^3$ на критическом радиусе r_c; $v_{c(6)} \equiv v_c/10^6$ *см/сек*; масса звезды выражена в единицах массы Солнца. В ходе падения на массивный объект газ будет эффективно охлаждаться за счет собственного излучения ($T = [A \ln(r/r_c) + T_c^{1/2}]^2$), по достижении $T \sim 5000^\circ$ начнутся рекомбинации и установится $T \approx \text{const}$. При падении на объект малой массы роль излучения газа невелика; в пренебрежении последним членом изменение температуры стремится к $T \sim r^{-1}$, а показатель адиабаты газа $\gamma \to 5/3$. Физическая причина этой разницы ясна: чем меньше объект, тем меньше характерный масштаб и время падения, и процессы излучения оказываются медленными по сравнению со сжатием. Полагая $dQ'/dt = 0$ (см. ниже), найдем из (12.4.9) для критической массы

$$M_{\text{кр}} \sim 10^4 M_\odot [T'_{(4)}]^{1/2} v_{c\,(6)}^3\, n_c^{-1} \varkappa_{(2)}^{-1}. \qquad (12.4.10)$$

Здесь $T'_{(4)}$ — температура на интересующем нас расстоянии в единицах 10^4 °K, $\varkappa_{(2)} \equiv \varkappa/100$.

Любопытно рассмотреть идеализированный случай полного отсутствия потерь и термодинамического равновесия между протонами и электронами.

При $T < m_e c^2$, $\gamma = {}^5/_3$ тепловая энергия и гравитационная энергия одного порядка. Отсюда получим

$$kT \sim m_e c^2 \text{ при } \frac{r}{r_g} \sim \frac{m_p}{2m_e} \sim 10^3.$$

Ближе к звезде электроны становятся релятивистскими, среднее значение $\gamma = {}^{13}/_9$ и отсюда следует, что

$$kT \sim r^{-2/3},\ k\dot{T} \sim m_p^{2/3} m_e^{1/3} c^2 \text{ при } r \sim r_g. \qquad (12.4.11)$$

В указанных выше крайних предположениях следует, что пробег электронов относительно кулоновских столкновений растет пропорционально $r^{-1/2}$ и быстро превосходит характерные размеры области r. Отметим, что для масс $M \sim M_\odot$ пробег $l \sim r$ уже на критическом радиусе. Значит ли это, что поток массы на звезду описывается приближением независимых частиц (12.2.3), т. е. в 10^9 раз меньше газодинамического потока (12.4.7)? — Нет. Натягиваемое вещество содержит магнитные поля. Ларморовский радиус протонов, движущихся с тепловыми скоростями, меньше размеров области движения уже при напряженностях $H > 1{,}3\, T^{1/2} r^{-1}$ *гс*. В ходе реальной аккреции $H \geqslant H_c\, (r_c/r)^{5/4}$ (см. § 3 гл. 14), поэтому даже начальное поле $\sim 10^{-6}$ *гс* обеспечивает выполнение условия $l_{\text{ларм}} \ll r$.

§ 5. Выделение энергии при симметричной аккреции на нейтронные звезды и белые карлики

Пусть φ — гравитационный потенциал у поверхности звезды. Используя (12.4.6), имеем для светимости

$$L = \varphi \frac{dM}{dt} \approx 2 \cdot 10^{31} \left(\frac{\varphi}{0{,}1 c^2}\right) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{10000^\circ}{T_c}\right)^{3/2} n_c\ \textit{эрг/сек}. \qquad (12.5.1)$$

Здесь n_c — число атомов межзвездного газа в $см^{-3}$; T_c — температура газа (оба значения берутся вблизи $r = r_c$); γ принято равным ${}^4/_3$.

Согласно (12.5.1) интенсивность аккреции резко зависит от температуры межзвездной плазмы вблизи радиуса r_c, с которого начинается падение вещества. Температура плазмы, однако, в свою очередь зависит от светимости звезды, т. е. от мощности аккреции. Возникает своеобразная «отрицательная обратная связь», которая смягчает зависимость от граничных условий (Шварцман 1970а). Для ее выяснения введем параметр $\alpha \equiv T_c/T_b$ (T_b — болометрическая температура звезды, $T_b = [L/\sigma\ 4\pi R^2]^{1/4}$) и