

воспринимается нами); в этом случае в формулу надо подставлять  $v = c$ .

Излучение пульсара не только предотвращает падение окружающего вещества, но и производит эффективное выметание окружающей плазмы.

Вопрос о возможности смены эжекции аккрецией на пульсары в ходе их старения рассмотрен Шварцманом; см. в главе о пульсарах.

Подчеркнем, что если аккреция установилась, то появление в ударной волне на поверхности звезды быстрых частиц с мощностью  $Q_c$  не прекратит аккрецию. Действительно, теперь необходимо сравнивать давления встречных потоков не на радиусе  $r_c$ , а у поверхности звезды ( $r_0$ ); соответствующая критическая величина эжекции больше (12. 8. 3) в  $(r_c/r_0)^{1/2} \sim 10^3$  раз.}

Необходимо, наконец, предостеречь от неограниченного пользования подкупающе простой и изящной формулой для эддингтоновского предела  $L_c$ .

При неполной ионизации вещества сила, действующая на вещество со стороны излучения, возрастает за счет фотоэффекта и поглощения в линиях. С другой стороны, в поле низкочастотного излучения с высокой яркостной температурой, сила, действующая на полностью ионизованную плазму, возрастает по сравнению с расчетом по томсоновскому сечению (Левич, 1971).

## § 9. Аккреция как эволюционный фактор

Уже давно отмечалось, что аккреция на звезды, которые находятся вблизи границы устойчивого равновесия, способна переводить их в следующий эволюционный класс: белые карлики — в нейтронные звезды, нейтронные звезды — в застывшие.

У одиночных объектов с  $M \sim M_\odot$  увеличение массы  $dM/dt \sim \sim 10^{-14} - 10^{-16} M_\odot/\text{год}$ , и эффект несуществен. В двойных системах поток может быть весьма велик. Отметим, что для обеспечения светимости  $L \sim 10^{37}$  эрг/сек (по-видимому, типичная светимость рентгеновских источников) на нейтронную звезду должно падать  $\sim 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ , а на белый карлик  $\sim 10^{-6} M_\odot/\text{год}$ . Соответствующие времена жизни  $\sim 10^9$  лет и  $\sim 10^6$  лет. Не исключено, однако, что вспышки ядерной реакции в водородной подушке и сброс газа удлиняют указанный срок [Камерон, Мок (1967); Саслау (1968); Редкобородый (1971)]. Это предположение, кстати, естественно объясняет тот факт, что большинство (или даже все) новые звезды входят в состав тесных пар.

Масса застывшей звезды, в принципе, ничем не ограничена. Решение уравнения (12.4.7) дает для роста  $M$  выражение:  $M(t) = M_0/(1 - AM_0 t)$  ( $A = \text{const}$ ), которое расходится при

некотором  $t$ . За время  $10^{10}$  лет режим «катастрофической» аккреции успевае наступить, если начальная масса

$$M_0 > M_1 \sim 10^8 M_\odot \left( \frac{v}{20 \text{ км/сек}} \right)^3 \left( \frac{0,1 \text{ см}^{-3}}{n_\infty} \right) \quad (12.9.1)$$

(Сальпетер, 1964). В действительности, конечно, никакой катастрофы произойти не может: начиная с некоторого момента уравнение (12.4.7) перестает быть применимым. Сальпетер предположил, что по достижении очень больших масс интенсивность аккреции будет ограничена возросшей светимостью звезды и впредь станет увеличиваться «всего лишь» пропорционально  $\exp(t/t_0)$ , где  $t_0 = 10^8$  лет; см. выше § 7 (напомним, что эддингтоновский предел  $L_{\max} = 10^{38} M/M_\odot \text{ эрг/сек}$ ;  $L \sim dM/dt$ ). На самом деле, однако, уже для

$$M = M_2 \approx 10^8 M_\odot \left( \frac{v}{20 \text{ км/сек}} \right)^3 \left( \frac{0,1 \text{ см}^3}{n} \right) \quad (12.9.2)$$

время падения газа на объект  $t_g \approx r_c/v$  сравнивается со временем удвоения массы  $t_2 \approx 10^{10} (M_1/M)$  лет, и приближение стационарной аккреции (12.4.7) неприменимо. Физический смысл критерия (12.9.2) прост: время

$$t_g(M = M_2) \approx 2GM_2 v^{-3} \approx 10^{-8} (n/0,1 \text{ см}^{-3})^{-1} \text{ лет}$$

равно по порядку величины времени собственного сжатия газа плотности  $n$  в точку  $t' = \frac{1}{\sqrt{6\pi G\rho}}$ . Рассмотрение аккреции на тела с  $M > M_2$  без учета факторов, стабилизирующих газ (вращение, магнитные поля), бессмысленно. С другой стороны, любопытно, что в сферически-симметричном приближении сколлапсировавшие тела с  $M > M_1$  «неустойчивы»: их масса быстро растет до  $M \sim M_2$ , когда режим принимает новый характер, а светимость оказывается так велика, что объекты нельзя не заметить.

Итак, согласно уравнению (12.9.2), застывшие звезды с обычными массами  $M < 100 M_\odot$  всегда далеки от возможности катастрофической аккреции.

## § 10. Об электрическом заряде звезд

Движение заряженных частиц (ядер, ионов, электронов) в окрестности звезды приводит к изменению заряда звезды. Возникающее при этом электрическое поле в свою очередь влияет на движение заряженных частиц и, как правило, заряд звезды соответствует условию стационарности.

Грандиозные эффекты возникают при вращении компактных звезд с магнитным полем, т. е. в случае пульсаров; на огромные поля и разности потенциалов указывают Голдрейх и Юлиан (1969).