

ной среде ($n_i/n_H \approx 10^{-7}$) из-за ионизации космическими лучами и гамма-квантами от распада радиоактивных ядер. При этом время диффузии магнитного поля в ядрах молекулярных облаков составляет несколько миллионов лет, что по порядку величины сравнимо с временем свободного падения. Если облако поддерживается в гидростатическом равновесии (например, при турбулентном движении газа или вращении), то уменьшение магнитного потока в облаке из-за дрейфа ионов может стать весьма заметным. На микроскопическом уровне уменьшение потока магнитного поля связано с эффективным усилением диссипации поля из-за столкновений ионов с нейтральными атомами, которые уменьшают проводимость космической плазмы.

5.3. Стадии формирования звезды

Качественно проследим, как происходит сжатие молекулярного облака, размер которого удовлетворяет критерию неустойчивости Джинса.

Рассмотрим сферическое облако идеального газа с массой M . Тепловая энергия облака $Q \approx (M/\mu)\mathcal{R}T$, гравитационная энергия $U \approx -GM^2/R$. Сжатие начнется, если полная энергия облака станет отрицательной, $E = Q + U < 0$, т. е. если радиус облака удовлетворяет неравенству

$$R < \frac{\mu GM}{\mathcal{R}T} \simeq \frac{0.1(\text{пк})}{T} \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (5.1)$$

Этот радиус примерно равен джинсовской длине волны для плотности $\rho \sim M/R^3$ (см. раздел 5.2.1). Отсюда следует, что при температуре межзвездной среды меньше 100 К размер облака составляет сотни астрономических единиц.

Контракционная фаза. Облако начинает сжиматься в шкале времени свободного падения $1/\sqrt{G\rho}$. Поскольку хорошая прозрачность нейтрального вещества для фотонов позволяет сжатию происходить практически в изотермическом режиме ($\gamma = 1$), тепловое давление не препятствует сжатию. В процессе сжатия облако фрагментирует. Подставляя радиус из (5.1), находим время свободного сжатия как функцию температуры:

$$t_f \simeq \left(\frac{\mu}{\mathcal{R}T} \right)^{3/2} GM \sim 6 \cdot 10^7 (\text{лет}) \left(\frac{\mu}{T} \right)^{3/2} \frac{M}{M_\odot}. \quad (5.2)$$

Пока газ имеет низкую плотность и электронейтрален (т. е. не является плазмой), он прозрачен для излучения, и рождающиеся фотоны низких энергий (ИК излучение) свободно выходят из облака, унося часть выделяемой энергии. По мере роста плотности время свободного падения уменьшается, но рост плотности ведет к росту непрозрачности (в основном из-за поглощения ИК-фотонов пылью и молекулами), поэтому изотермическое сжатие постепенно сменяется на адиабатическое ($\gamma \rightarrow 5/3$), и облако приходит в равновесное состояние, устойчивое к фрагментации. Температура протозвезды растет, и ее вещество становится ионизованным.

Несложно оценить радиус, до которого может сжаться облако с данной массой, прежде чем оно станет ионизованным, из условия затраты выделяемой гравитационной энергии на диссоциацию молекул и ионизацию вещества. Пусть вещество изначально состоит из молекулярного водорода. На диссоциацию одной молекулы H_2 затрачивается $7 \cdot 10^{-12}$ эрг (~ 4 эВ), на ионизацию каждого атома водорода требуется еще $22 \cdot 10^{-12}$ эрг (13.6 эВ). Отсюда следует, что для превращения 1 г вещества в плазму нужно затратить энергию $q \approx 1.5 \cdot 10^{13}$ эрг. Присутствие гелия повышает эту оценку почти в 2 раза из-за затрат на ионизацию атомов гелия. Можно считать, что сжатие начинается из состояния с нулевой потенциальной энергией. Тогда энергия, выделившаяся при сжатии однородного шара массы M до радиуса R , составит $\Delta E_g \simeq (3/5)GM^2/R \sim qM$, откуда находим радиус «непрозрачной» протозвезды

$$R \sim \frac{GM}{q} \simeq 80R_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right).$$

Заметим, что в процессах диссоциации и ионизации энергия затрачивается на разрыв молекулярных связей или отрыв электронов от атомов (фазовый переход I рода). Следовательно, при адиабатическом сжатии рост температуры при прочих равных условиях будет меньше. Это означает, что показатель адиабаты газа γ будет меньше $5/3$ (может быть даже порядка 1, то есть возможен режим, близкий к изотермическому), хотя газ остается идеальным. Расчеты показывают, что температура плазмы при этом не превышает 10^4 К.

Можно оценить и среднюю светимость молодой звезды на стадии сжатия в шкале времени свободного падения. Поскольку источ-

ником энергии служит гравитационная энергия сжимающегося облака, то

$$L = \frac{\Delta E}{t_f} = -\frac{1}{2} \frac{U_g}{t_f} \approx \frac{GM^2}{Rt_f}$$

(коэффициент $1/2$ является следствием теоремы вириала для идеального одноатомного газа, см. следующий раздел, — только половина освобождающейся гравитационной энергии высвечивается, а половина идет на нагрев газа). Используя (5.1) и (5.2), получаем

$$L \approx \frac{q}{G} \left(\frac{RT}{\mu} \right)^{3/2} \approx 2 \cdot 10^{-3} L_{\odot} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2},$$

здесь L_{\odot} — болометрическая светимость Солнца. Так как по мере сжатия температура возрастает, для числовых оценок подставляем в эту формулу температуру ионизации водородно-гелиевой плазмы 10^4 К. При этом оценка по приведенной выше формуле дает $L \approx 10^3 L_{\odot}$, то есть перед тем, как стать непрозрачной в оптическом диапазоне, рождающаяся звезда ярко «загорается» на некоторое время. Затем она опять «гаснет» из-за резкого увеличения непрозрачности при лавинообразной ионизации.

Адиабатическая фаза. До того, как возрастающий градиент теплового давления в недрах сжимающейся протозвезды уравнивает действие силы гравитации, сжатие собственно непрозрачной (т. е. имеющей фотосферу, как и Солнце) молодой звезды происходит также в динамической шкале времени. Её светимость на непрозрачной стадии определяется балансом выделяемой гравитационной энергии и способностью высвечивания энергии с поверхности, которая, как известно, максимальна для абсолютно черного тела $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где T_{eff} — эффективная температура.

Температура фотосферы звезды определяется условием просачивания квантов из толщи звезды наружу, т. е. прозрачностью звездных недр. Расчеты показывают, что у молодых звезд энергия переносится конвективными движениями в оболочке. Возникновение конвекции связано с увеличением коэффициента непрозрачности с ростом плотности в условиях ионизации водорода и гелия, из-за которой возникает высокий радиальный градиент температуры. При этом в фотосфере устанавливается универсальная температура порядка 3000–4000 К. Звезда медленно сжимается, сохраняя эффективную температуру и уменьшая болометрическую светимость (стадия Хаяши).

Светимость звезды на конвективной стадии Хаяши определяется очевидным соотношением

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{T_{eff}}{T_{\odot}} \right)^4 \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \simeq 400 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2.$$

Такие объекты наблюдаются как мощные ИК источники в областях звездообразования. Время сжатия зависит от способности излучать выделяемую гравитационную энергию,

$$t \sim \frac{GM^2}{RL} \simeq \frac{GM^2}{4\pi R^3 \sigma_B T_{eff}^4} \sim 8 \cdot 10^7 \bar{\rho} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ лет.}$$

Как только температура и плотность в центре звезды возрастут до значений, при которых начнутся ядерные реакции, молодая звезда превратится в обычную звезду на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга–Рессела. Как правило, молодая звезда окружена непрозрачной оболочкой — остатком газопылевого облака, продолжающим падать на нее. И лишь со временем окружающая среда «просветляется».

Разумеется, реальная картина сжатия молодых звезд существенно сложнее. В частности, мы пренебрегали эффектами магнитного поля и вращения. Как и на более ранних стадиях, оба эффекта препятствуют сжатию протозвезд. Также важно, что массивная молодая звезда оказывается окруженной непрозрачной газопылевой средой, и требуется время, чтобы эта оболочка частично упала на звезду, а частично — была рассеяна лучевым давлением.

5.4. Стационарные звезды

Физическое состояние стационарных звезд определяется условиями гидростатического равновесия, когда макроскопические параметры (масса, радиус и т. д.) медленно изменяются на временах много больших динамического времени $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\bar{\rho}}$ и времени установления теплового равновесия. Несмотря на происходящее в центре энерговыделение, звезды не взрываются, их светимость меняется плавно.

5.4.1. Гидростатическое равновесие

Рассмотрим объем вещества dV с давлением P . Сила, стремящаяся расширить объем, $\mathbf{F} = -\int P d\mathbf{S}$, где $d\mathbf{S}$ — элемент замкнутой поверхности. Очевидно, если $P = const$, то $\mathbf{F} = 0$. Сила, действующая