

лерод, кислород, а в наиболее массивных звездах — и в более тяжелые элементы, вплоть до элементов группы железа. Термоядерные реакции горения каждого следующего элемента происходят во все возрастающем темпе. Для звезд с начальной массой $M < 8 - 10M_{\odot}$ эволюция заканчивается значительной потерей массы и образованием белого карлика после медленного истечения оболочки в окружающую среду. Сброшенная оболочка красного гиганта часто наблюдается в виде *планетарной туманности* вокруг горячего вырожденного ядра, впоследствии остывающего и образующего белый карлик. Более массивные звезды взрываются как сверхновые, обычно находясь на стадии красного сверхгиганта. В зависимости от химического состава вспышка сверхновой может произойти и на стадии голубого сверхгиганта, как в случае со сверхновой 1987а в Большом Магеллановом Облаке. В результате вспышек сверхновых образуются сверхплотные нейтронные звезды или черные дыры. Масса нейтронной звезды не превышает $3M_{\odot}$.

Более подробно эволюция звезд разных масс рассматривается в главе 6.

5.2. Образование звезд

5.2.1. Гравитационная неустойчивость

Звезды образуются в результате гравитационной (джинсовской) неустойчивости в холодных плотных молекулярных облаках. Рассмотрим эту неустойчивость подробнее. Поскольку и силы гравитации, и силы упругости газового давления растут с увеличением плотности вещества, но по разным законам, в случае облаков достаточно большой массы и низкой температуры может проявиться гравитационная неустойчивость, приводящая к сжатию облака. Проанализировав линеаризованную систему уравнений газодинамики для идеального газа, описывающую рост малых возмущений вида $\rho(t) = A \exp\{i(\omega t + \kappa r)\}$ в газовой среде с учетом сил гравитации, Джинс (1902) впервые показал, что изначально однородная среда с плотностью ρ_0 неустойчива по отношению к малым линейным возмущениям плотности с характерным масштабом, превышающим $\lambda_J \approx c_s / \sqrt{\pi / G \rho_0}$. Здесь $c_s = \sqrt{dP/d\rho} = \sqrt{\gamma RT / \mu G \rho_0}$ — скорость звука в среде с молекулярным весом μ , температурой T и показателем адиабаты γ . В масштабах меньших джинсовской длины волны λ_J возмущения представляют собой обычные акустические коле-

бания. Скорость роста возмущений плотности при неустойчивости определяется только начальной плотностью среды и не зависит от масштаба возмущения: $\delta\rho/\rho_0 \sim e^{\omega t}$, $\omega \simeq \sqrt{G\rho_0}$. Величина ω^{-1} определяет шкалу времени для свободного сжатия (см. Приложение).

По мере сжатия плотность обособившейся области возрастает, джинсовская длина волны уменьшается и появляется возможность фрагментации среды на мелкомасштабные образования. Поэтому звезды всегда рождаются группами (в кратных системах, скоплениях, ассоциациях).

Рассмотрим **условие фрагментации** сжимающегося облака. Пусть идеальный газ сжимается адиабатически. Отношение теплоемкостей $\gamma = C_p/C_v$. Уравнение состояния при адиабатическом сжатии: $P = K\rho^\gamma$. Джинсовская масса $M_J \sim \rho\lambda_J^3 \sim T^{3/2}\rho^{-1/2}$. Из уравнения состояния следует $T \sim \rho^{\gamma-1}$, откуда $M_J \sim \rho^{(3/2)\gamma-2}$. Условие устойчивости относительно фрагментации при росте плотности $dM_J/d\rho > 0$, т. е. $\gamma > 4/3$. Так, идеальный одноатомный газ с $\gamma = 5/3$ устойчив относительно джинсовской фрагментации при адиабатическом сжатии, а при изотермическом сжатии ($\gamma = 1$) может происходить фрагментация.

В действительности можно ожидать, что при сжатии газа $\gamma \approx 1$, поскольку на начальных стадиях сжатия время ухода энергии из облака меньше характерного времени сжатия $\sim 1/\sqrt{G\rho}$, поэтому фрагментация должна иметь место при формировании звезд. Но эта идеализированная картина усложняется тем, что в ней не учтена первоначальная неоднородность среды, ее вращение и замагниченность (см. ниже). Поскольку силы гравитационного притяжения быстрее растут в областях повышенной плотности, в газовом облаке, которое эволюционирует в одиночную звезду, формируется более плотное и быстро сжимающееся ядро, окруженное протяженной более разреженной (но также неоднородной и сжимающейся) оболочкой.

До тех пор, пока центральная температура и плотность недостаточны для начала термоядерных реакций синтеза, при сжатии происходит выделение гравитационной энергии, около половины которой, в соответствии с теоремой вириала (см. Приложение А.3), идет на увеличение тепловой энергии, а остальная часть уходит в виде излучения. Эта фаза эволюции называется стадией протозвезды или молодой звезды. Сжатие молодой звезды останавливается с началом термоядерных реакций превращения водорода в гелий, когда звезда оказывается на главной последовательности диаграммы ГР.

Если бы гигантские молекулярные облака в Галактике (их несколько тысяч) свободно сжимались из-за гравитационной неустойчивости, то за время $\sim 10^6$ лет большая часть молекулярного газа превратилась бы в звезды. Так как полная масса молекулярного водорода в Галактике $M_{H_2} \sim 10^9 M_\odot$, то темп звездообразования составил бы $10^9/10^6 = 10^3 M_\odot$ в год. Однако наблюдаемое значение — несколько M_\odot в год. Это замедление звездообразования обусловлено факторами, препятствующими сжатию протозвездных облаков, прежде всего, вращением облаков газа и магнитным полем (из-за вмороженности поля в космическую плазму). С другой стороны, сжатие газа способствуют ударные волны при расширении остатков вспышек сверхновых, спиральные волны плотности и звездный ветер от горячих ОВ-звезд; при этих процессах возрастает локальная плотность газа, что способствует его более быстрому остыванию.

5.2.2. Влияние вращения на сжатие

В простейшем случае, однородное вращающееся облако может сжиматься по всем направлениям только до определенного радиуса, зависящего от момента импульса. Обозначим α_{rot} отношение энергии вращения $E_r = I\Omega^2/2$ (I — момент инерции) к модулю гравитационной энергии, равной по порядку величины GM^2/R (см. Приложение),

$$\alpha_{rot} \sim \frac{MV^2}{GM^2/R} \sim \frac{J^2}{GM^3R},$$

где V — скорость вращения на экваторе, $J = I\Omega \sim MRV$ — момент импульса. Условием сжатия можно считать $\alpha_{rot} < 1$.

При сохранении J с уменьшением R растет α_{rot} , пока на экваторе не будет достигнуто центробежное равновесие $V^2/R = GM/R^2$. После этого экваториальное сжатие останавливается, и облако может продолжить сжатие только вдоль малой оси. При этом плотность облака возрастает в процессе сплющивания — до его фрагментации на отдельные части, обращающиеся вокруг центра масс. Поскольку большая часть момента импульса при этом перейдет к орбитальному движению, возникшие фрагменты окажутся далекими от центробежного равновесия, и сами начнут испытывать трехмерное сжатие, пока рост α_{rot} вновь не остановит сжатие (если к этому времени не произойдет уменьшение момента импульса, например, из-за передачи его окружающей среде посредством вмороженного магнитного поля).

Учет неоднородности облака, растущей в процессе сжатия, усложняет картину. Как показали модельные расчеты, сжатие облака как целого возможно лишь при медленном вращении. При приближении α_{rot} к единице облако перестает вращаться с постоянной угловой скоростью, и максимум плотности внутри облака оказывается на определенном расстоянии от оси вращения. Возникает широкое кольцо, которое дробится на сжимающиеся фрагменты.

5.2.3. Влияние магнитного поля на сжатие

При условии вмороженности в плазму магнитное поле может препятствовать сжатию. Пусть α_B — отношение энергии поля к гравитационной энергии облака:

$$\alpha_B \approx \frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \cdot \left(\frac{GM^2}{R} \right)^{-1} \sim \left(\frac{\Phi}{M} \right)^2,$$

где $\Phi \sim BR^2$ — магнитный поток.

Условием сжатия является $\alpha_B < 1$. При $\alpha_B = 1$ имеем: $\Phi \sim M$. Если Φ сохраняется, то и критическое значение массы будет сохраняться. Это означает, что поле либо позволяет неограниченное сжатие, либо не позволяет никакого. Для типичных значений магнитной индукции в межзвездных облаках критическое значение массы составляет тысячи и десятки тысяч масс Солнца. Таким образом, поле препятствует рождению одиночных звезд, но не препятствует сжатию массы порядка массы звездного скопления. Поле будет препятствовать и фрагментации — пока не уменьшится магнитный поток. Поток Φ может уменьшиться за счет конечной проводимости среды из-за процесса, получившего название амбиполярной диффузии. Поле «цепляется» только за заряженные частицы облака (редкие ионы и свободные электроны), и в процессе сжатия облака они будут «просачиваться» сквозь нейтральную среду, составляющую основную массу облака. Связь магнитного поля с нейтральными атомами осуществляется через столкновения атомов с ионами.

Как показали расчеты, характерное время диффузии неоднородного магнитного поля из межзвездного облака вследствие этого процесса оказывается порядка

$$t_d \approx 5 \cdot 10^{13} (\text{лет}) \cdot (n_i/n_H),$$

где n_i и n_H концентрации ионов и атомов водорода. Оказывается, что свободные электроны и ионы присутствуют даже в очень холод-

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:

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