

Изменение содержания гелия в звездном веществе отличается от (7,4,9) только знаком.

Формулы (7,3,1) и (7,3,2), определяющие зависимость ε_{pp} и ε_{cc} от физических условий, показывают, что скорость изменения химического состава зависит от расстояния до центра звезды. В центре она значительна, с удалением от него довольно быстро убывает. В случае конвективного равновесия возникающие неоднородности сглаживаются вследствие перемешивания звездного вещества. Например, если ядро звезды конвективное, то в различных частях его химический состав практически одинаков, хотя может сильно отличаться от состава окружающей оболочки, находящейся в лучистом равновесии. Если же равновесие ядра лучистое, то с удалением от центра содержание водорода в звездном веществе возрастает, а гелия — убывает.

5. Строение звезд главной последовательности. По современным представлениям, термоядерные реакции приобретают существенное значение и начинают играть роль основного источника энергии с момента выхода звезды на главную последовательность, когда завершается сравнительно короткая и самая ранняя стадия звездной эволюции — гравитационное сжатие. На этой стадии звезда представляет собой относительно холодный газовый шар, постепенно уплотняющийся под влиянием сил тяготения. Скорость уплотнения зависит от излучения звезды, поскольку, по теореме вириала, около половины освобождающейся гравитационной энергии должно отдаваться в окружающее пространство. Вторая половина, превращаясь в тепло, вызывает нагревание звездного вещества.

Процесс гравитационного сжатия может несколько задержаться термоядерными реакциями, протекающими при относительно низких температурах,— реакциями с участием дейтерия, лития, бериллия и бора. Однако оценки, выполненные с учетом известного космического обилия этих элементов, показывают, что роль таких реакций невелика, и потому при изучении гравитационного сжатия ими можно пренебречь.

Расчет показывает, что продолжительность стадии гравитационного сжатия, завершающейся выходом звезды на главную последовательность и началом термоядерной генерации энергии, довольно сильно зависит от массы звезды. Длительность этой стадии можно рассчитать по формуле

$$\tau \simeq \frac{3}{2} \frac{\gamma M^2}{r_1 L}, \quad (7,5,1)$$

где r_1 и L — радиус и светимость звезды в конце рассматриваемой стадии.

Внося в (7,5,1) значения массы, радиуса и светимости Солнца, получим $\tau = 5 \cdot 10^7$ лет.

Для общей ориентировки можно воспользоваться известными из наблюдений зависимостями между массами, радиусами и светимостями звезд главной последовательности. В первом приближении эти зависимости имеют вид $r_1 \sim M$ и $L \sim M^3$, следовательно, $\tau \sim M^{-2}$. Время жизни звезды в стадии сжатия убывает с возрастанием ее массы. Так, для звезд типа ВО оно составляет около 10^6 лет, а для нормальных карликов типа МО достигает $4 \cdot 10^8$ лет.

Массой определяется также спектральный класс, которым завершается стадия гравитационного сжатия: чем больше масса звезды, тем более ранним является ее спектральный класс в момент выхода на главную последовательность. Звезды с пятикратной солнечной массой завершают гравитационное сжатие в классе B5, а звезды с десятикратной массой Солнца — в спектральном классе B1.

Естественно предположить, что во время гравитационного сжатия вещество звезды остается химически однородным. Поэтому при изучении начального состояния звезд в стадии главной последовательности величины x_i являются постоянными параметрами для данной звезды в целом, что значительно упрощает задачу.

При расчете внутреннего строения звезд нельзя принять единую модель, общую для всех спектральных классов. Даже с помощью оценочной формулы (7,1,9) нетрудно убедиться в том, что с переходом от поздних спектральных классов к ранним температура в центральных частях звезд довольно быстро возрастает. Если для Солнца при $\mu = 1$ получается около $12 \cdot 10^6$ град, то для звезд более ранних классов температура оказывается выше, а в случае поздних классов — ниже. Поэтому в звездах верхней части главной последовательности источником энергии служит углеродный цикл, тогда как для звезд нижней части последовательности роль основного источника энергии играют протон-протонные реакции. Различие же в способах генерации энергии определяет и различие моделей строения звезд.

Формула (7,3,2) показывает, что выход энергии при углеродистом цикле очень остро зависит от температуры. Например, при температурах 15—25 млн. град эту формулу можно аппроксимировать зависимостью $e_{cc} \sim T^{18}$. Поэтому генерация энергии сосредоточена в относительно небольшом центральном объеме, вследствие чего условие стационарности звезды удовлетворяется только при очень большом градиенте температуры. Устойчивость лучистого равновесия при этом нарушается, и приходится принять, что центральная часть звезды находится в конвективном равновесии. В то же время во внешних частях звезды лучистый градиент температуры по абсолютной величине оказывается меньше адабатического, и в этих частях сохраняется лучистое равновесие. Таким образом, к звездам верхней части главной последовательности применима модель, со-

стоящая из центрального конвективного ядра и окружающей его лучистой оболочки.

При протон-протонных реакциях генерация энергии зависит от температуры менее остро. В области температур 8—12 млн. град формула (7,3,1) дает $\epsilon_{pp} \sim T^{4,5}$. Поэтому стационарность соблюдается при значительно меньшем абсолютном градиенте температуры, который не нарушает устойчивости лучистого равновесия. В наружных же частях звезды устойчивым оказывается конвективное равновесие. В отличие от предыдущего случая модель состоит из ядра, находящегося в лучистом равновесии, и окружающей его конвективной оболочки.

Таблица 3

Масса	$10 M_\odot$	$5 M_\odot$	$2,5 M_\odot$	M_\odot (Солнце)	$0,6 M_\odot$ (Кастор С)
Спектр x_H	B1 0,90	B5 0,90	A2 0,90	G2 0,70	MO 0,8
x_{He}	0,09	0,09	0,09	0,276	0,184
ρ_c	7,8	19,5	48,3	88	79
T_c	$28 \cdot 10^6$	$24 \cdot 10^6$	$20 \cdot 10^6$	$14 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$
Источник энергии	cc	cc	cc	pp	pp

В табл. 3 приводятся примерные данные, характеризующие начальные состояния звезд с различными массами на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рассела, заимствованные из известной монографии М. Шварцшильда [5].

С приходом на главную последовательность звезда вступает в новую стадию эволюции, продолжительность которой во много раз превосходит время гравитационного сжатия. Для Солнца продолжительность стадии главной последовательности составляет около 10^{10} лет, что в тысячи раз больше периода гравитационного сжатия. И здесь прослеживается обратная зависимость от массы: звезды с малыми массами остаются на главной последовательности дольше, чем звезды с большими массами. Можно поэтому предположить, что многие звезды, массы которых отвечают ранним спектральным классам, давно завершили стадию главной последовательности, тогда как звезды поздних спектральных классов с относительно малыми массами прошли лишь небольшую часть этой стадии.

Во время пребывания на стадии главной последовательности звезды изменяются сравнительно незначительно и притом очень

медленно, поскольку их светимости долгое время почти точно компенсируются выделением энергии при термоядерных реакциях. Для иллюстрации мы приведем изменение светимости, радиуса и эффективной температуры Солнца согласно расчетам М. Шварцшильда, выполненным в предположении, что со времени вступления Солнца на главную последовательность прошло $5 \cdot 10^9$ лет.

$$\frac{L_{\text{совр}}}{L_{\text{нач}}} = 1,6; \quad \frac{r_{\text{1 совр}}}{r_{\text{1 нач}}} = 1,04; \quad \frac{T_{\text{э совр}}}{T_{\text{э нач}}} = 1,1.$$

6. Белые карлики. Белые карлики составляют особый класс небесных тел, которые по своим свойствам сильно отличаются от звезд главной последовательности. При массах, близких к солнечной, эти звезды имеют радиусы, измеряемые сотыми долями радиуса Солнца, вследствие чего средние плотности их вещества достигают $10^5 - 10^6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Светимости белых карликов обыкновенно составляют $10^{-2}, 10^{-4}$ светимости Солнца, а эффективные температуры обычно соответствуют спектральному классу A. На диаграмме Герцшпрунга — Рассела звезды этого класса расположены приблизительно параллельно главной последовательности, но на 8—9 звездных величин ниже последней. Первый из белых карликов — спутник Сириуса — был открыт Альваном Кларком в 1862 г. Это звезда с массой $0,98 M_\odot$ и светимостью около $0,002 L_\odot$, принадлежащая спектральному классу A5. Радиус Сириуса В составляет 15—20 тыс. км.

Особенности внутреннего строения белых карликов обусловлены тем, что в присущих этим звездам условиях плотности и температуры вещество не следует обычным законам идеальных газов. Как известно, система частиц, находящаяся в термодинамическом равновесии, удовлетворяет классической статистике Больцмана в том случае, если параметр

$$\lambda = \frac{2(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n} \quad (7,6,1)$$

значительно превосходит единицу. Если же при данных температуре T и концентрации частиц n этот параметр меньше единицы, в системе проявляются квантово-механические эффекты — наступает, как принято говорить, вырождение газа, свойства которого описываются квантовой статистикой.

Будем для простоты считать, что звездное вещество состоит из полностью ионизированных атомов химического элемента с атомным весом A и зарядом ядра Z . При заданной плотности ρ в этом случае электронная концентрация $n_e = \frac{\rho Z}{m_p A}$, что при $\rho \simeq 10^6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ дает $n_e \simeq 10^{30} Z A^{-1}$. Для концентрации ядер находим $n_a \simeq 10^{30} A^{-1}$.