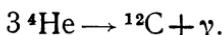


Из приведенных формул видно, что величина  $\varepsilon$  для углеродного цикла растет с температурой быстрее, чем для протон-протонного цикла. При температурах около 15—20 млн. кельвинов обе формулы для  $\varepsilon$  дают приблизительно одинаковые результаты. При меньших температурах основную роль в выработке энергии играет протон-протонный цикл, при больших — углеродный цикл.

Кроме рассмотренных выше ядерных реакций, при которых водород превращается в гелий, внутри звезд могут идти и другие реакции. При температурах порядка  $10^8$  кельвинов наибольшее значение имеет реакция, преобразующая гелий в углерод (так называемый «тройной альфа-процесс»):



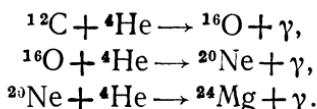
Выделяющаяся при этой реакции энергия определяется формулой

$$\varepsilon = 10^{-8} \rho^2 Y^3 \left( \frac{T}{10^8} \right)^{30}, \quad (36.46)$$

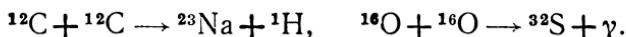
где  $Y$  — весовая доля гелия.

Приведенные формулы для величины  $\varepsilon$  имеют большое значение для астрофизики, так как ядерные реакции являются главным источником энергии звезд.

Необходимо также отметить, что в ходе ядерных реакций одни атомные ядра превращаются в другие ядра, т. е. происходит синтез химических элементов (нуклеосинтез). С примерами таких процессов мы уже встречались выше: водород превращается в гелий, а гелий — в углерод. При температурах порядка  $10^8$  градусов в звездах происходит также синтез и более сложных атомов при реакциях:



При более высоких температурах идут также реакции между ядрами тяжелых элементов, например,



В ядерной физике определены эффективные поперечные сечения для многих реакций, идущих в звездах. Процессами нуклеосинтеза объясняется химический состав не только звезд, но и межзвездной среды (так как большое количество вещества выбрасывается из звезд в межзвездное пространство).

## § 37. Строение и эволюция звезд

**1. Основные уравнения.** В § 35 были написаны основные уравнения теории внутреннего строения звезд — уравнения (35.5) и (35.46). Первое из них выражает условие механического рав-

весия звезды, второе — условие энергетического равновесия. Далее было выяснено, как зависят входящие в эти уравнения параметры от физических условий внутри звезды. Это дает возможность получить решения указанных уравнений без каких-либо дополнительных предположений, характерных для первого этапа построения теории.

Основные уравнения теории внутреннего строения звезд можно записать в виде следующей системы уравнений:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2}\rho, \quad (37.1)$$

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (37.2)$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4ac} \frac{\kappa \rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2}, \quad (37.3)$$

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon \rho. \quad (37.4)$$

Очевидно, что подстановка (37.2) в (37.1) дает уравнение (35.5), а подстановка (37.4) в (37.3) — уравнение (35.46).

Ходящее в уравнение (37.1) давление  $P$  является суммой газового и светового давлений. Посредством уравнения состояния газа и закона Стефана — Больцмана давление  $P$  выражается через температуру  $T$ , плотность  $\rho$  и средний молекулярный вес  $\mu$ . В свою очередь величина  $\mu$  определяется заданием химического состава. Формулой (36.10) она выражается через весовую долю водорода  $X$  и весовую долю гелия  $Y$ .

Средний коэффициент поглощения  $\kappa$  и количество вырабатываемой энергии  $\epsilon$  также выражаются через  $\rho$ ,  $T$ ,  $X$  и  $Y$ . Соответствующие формулы были даны в предыдущем параграфе.

Таким образом, приведенная выше система четырех уравнений (37.1) — (37.4) служит для определения четырех неизвестных функций:  $M_r$ ,  $L_r$ ,  $\rho$  и  $T$ . Входящие в эту систему величины  $X$  и  $Y$  считаются заданными.

К указанной системе уравнений следует еще добавить граничные условия. В центре звезды мы, очевидно, имеем

$$M_r = 0, \quad L_r = 0 \quad \text{при} \quad r = 0, \quad (37.5)$$

а на границе звезды

$$\rho = 0, \quad T = 0 \quad \text{при} \quad r = R. \quad (37.6)$$

Необходимо, однако, иметь в виду, что некоторые формулы, справедливые для внутренних слоев звезды (в частности, выражения для  $\kappa$  и  $\mu$ ), неприменимы к поверхностным слоям. Объясняется это тем, что при выводе этих формул делалось предположение о сильной ионизации газа, в то время как в поверхностных слоях степень ионизации мала. Поэтому применение приведенных выше уравнений вместе с граничными условиями (37.6) ко всей звезде

может приводить к ненадежным результатам. Более правильный путь решения задачи состоит в определении структуры поверхностных слоев на основании теории фотосфер и в решении приведенных уравнений при «граничных условиях», вытекающих из данных о строении фотосферы.

Система уравнений (37.1) — (37.4) при указанных граничных условиях и при заданных значениях  $X$  и  $Y$  полностью определяет структуру звезды. В результате решения этой системы находятся и значения величин  $M_r$  и  $L_r$  при  $r=R$ , т. е. масса звезды  $M$  и светимость  $L$ . На самом деле для каждой звезды значения  $M$  и  $L$  являются заданными. Поэтому задача об определении структуры звезды состоит не только в решении приведенной системы, но и в подборе подходящих значений  $X$  и  $Y$ .

Однако внутри звезды могут существовать большие различия в химическом составе, а значит, и в величинах  $X$  и  $Y$ . Вследствие этого задача о нахождении структуры звезды не является определенной. Причиной различий в химическом составе на разных глубинах в звезде является изменение скорости ядерных реакций при переходе от одного места звезды к другому: эта скорость тем больше, чем больше  $\rho$  и  $T$ . Поэтому внутри звезд могут существовать области, в которых водород полностью или частично «выгорел». Все это принимается во внимание при построении теоретических моделей звезд. Следовательно, теория внутреннего строения звезд неотделима от проблемы эволюции звезд.

**2. Методы расчета звездных моделей.** Выше мы видели, что решение проблемы внутреннего строения звезд сводится к интегрированию системы дифференциальных уравнений (37.1) — (37.4) при граничных условиях (37.5) и (37.6). Это интегрирование выполняется численно с помощью электронных вычислительных машин. В результате получаются теоретические модели звезд. Сейчас мы кратко опишем некоторые методы, применяемые при расчетах звездных моделей.

Интегрирование указанных уравнений можно начать от центра звезды. Так как при  $r=0$  известны значения только двух искомых функций ( $M_r=0$  и  $L_r=0$ ), то в этой точке мы должны задать также значения давления и температуры. При малых  $r$  решение рассматриваемых уравнений можно получить в виде ряда. Ограничивааясь членами порядка  $r^3$ , имеем

$$M_r = \frac{4}{3} \pi \rho_c r^3, \quad (37.7)$$

$$L_r = \frac{4}{3} \pi \rho_c \varepsilon_c r^3, \quad (37.8)$$

$$P = P_c - \frac{2}{3} \pi G \rho_c^2 r^2, \quad (37.9)$$

$$T = T_c - \frac{\chi_c \varepsilon_c \rho_c^2}{8 \alpha c T_c^3} r^2, \quad (37.10)$$

где индексом  $c$  отмечены величины в центре звезды. Для перехода от малых  $r$  к большим следует применить численное интегрирование уравнений. Оно заканчивается тогда, когда плотность и температура достигают своих значений на поверхности звезды ( $\rho=0$  и  $T=0$ ). При этом получаются определенные значения для массы звезды  $M$ , ее светимости  $L$  и радиуса  $R$ . Однако такая модель может сильно отличаться от реальных звезд, т. е. не удовлетворять соотношениям «масса — светимость» и «спектр — светимость». Чтобы устранить расхождение, надо пытаться подобрать более подходящие значения  $P_c$  и  $T_c$ . Если и это не приведет к цели, то должен быть изменен принятый химический состав.

Интегрирование системы уравнений (37.1) — (37.4) можно начать также от поверхности звезды. Для внешних слоев звезды, как и для ее центральной области, может быть получено решение в аналитической форме. Оно основывается на том, что во внешних слоях отсутствуют источники энергии и в них содержится лишь очень небольшая доля массы звезды. Поэтому можно считать, что в этих слоях  $M_r=M$  и  $L_r=L$ . Следовательно, нам надо определить только изменение с  $r$  температуры и давления.

Разделив (37.1) на (37.3) и пользуясь постоянством массы и светимости, находим

$$\frac{dP}{dT} = \frac{16\pi G ac M}{3\kappa L} T^3. \quad (37.11)$$

Входящий сюда коэффициент поглощения  $\kappa$  на основании (36.37) и (36.38) может быть представлен в виде

$$\kappa = \kappa_0 \frac{\rho}{T^{1/2}}, \quad (37.12)$$

где  $\kappa_0=\text{const}$ . Подставляя (37.12) в (37.11), применяя уравнение состояния (36.4) и производя интегрирование, получаем

$$P^2 = \frac{64\pi G Mac R^*}{51\kappa_0 \mu L} T^{11/2}. \quad (37.13)$$

Формула (37.13) связывает давление с температурой. Чтобы получить зависимость температуры от глубины, надо в уравнение (37.3) подставить выражения (37.12), (37.13) и (36.4). Делая это и интегрируя, находим

$$T = \frac{4GM\mu}{17R^*} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right). \quad (37.14)$$

При переходе от внешних слоев звезды к внутренним путем численного интегрирования уравнений (37.1) — (37.4) определяется структура звезды и, в частности, находятся значения плотности и температуры в ее центре (т. е. величины  $\rho_c$  и  $T_c$ ). Однако при таком интегрировании на некоторой глубине мы можем встретиться с условиями, которые потребуют изменения исходных

уравнений. Примером может служить быстрое увеличение плотности, приводящее к вырождению газа. В этом случае уравнение (36.4) надо заменить уравнениями состояния вырожденного газа, приведенными в предыдущем параграфе. В качестве другого примера укажем наступление конвекции, вызванное быстрым нарастанием температуры. Вследствие этого вместо радиативного переноса энергии следует рассматривать перенос энергии конвекцией. Отметим еще, что на некоторой глубине может оказаться исчерпанной вся заданная масса звезды. В таком случае необходимо изменить принятый химический состав. Изменения в химическом составе надо сделать и тогда, когда при достижении центра звезды мы еще не исчерпали всю массу или светимость.

Для звезд сложной структуры интегрирование рассматриваемых уравнений от поверхности оказывается более удобным, чем от центра. Однако на практике при расчете одной и той же модели интегрирование обычно ведут и от поверхности, и от центра, а затем на определенной глубине оба решения «сшиваются» (т. е. добиваются непрерывности на этой глубине всех искомых функций).

Для решения уравнений (37.1) — (37.4), кроме описанного «метода сшивания», был также предложен «разностный метод», нашедший довольно широкое применение. В этом методе весь промежуток интегрирования делят на большое число мелких интервалов и искомыми величинами считаются значения неизвестных функций в точках деления. Входящие же в исходные уравнения дифференциалы заменяются соответствующими разностями. В результате задача сводится к решению системы алгебраических уравнений высокого порядка. Для удобства вычислений в качестве независимой переменной вместо  $r$  используют массу, заключенную в сфере радиуса  $r$ , а также делают другие преобразования переменных. Применение разностного метода требует мощных электронных вычислительных машин.

Построение модели данной звезды связано с неопределенностью, вызванной некоторым произволом в выборе химического состава. Поэтому при вычислении моделей принимается во внимание вероятный эволюционный путь звезды. При этом обычно считается, что в начальном состоянии звезда имеет однородный химический состав с большим содержанием водорода, а затем количество водорода уменьшается при ядерных реакциях. В общем виде уменьшение величины  $X$  с течением времени можно записать так:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = f(\rho, T, X). \quad (37.15)$$

С уменьшением величины  $X$  меняются и величины  $\mu$ ,  $\kappa$ ,  $e$ . Это приводит к изменению структуры звезд. После вычисления модели начального состояния звезды с принятым значением  $X$  (для момента времени  $t=0$ ) может быть вычислена модель звезды для

момента времени  $t_1$ , со значениями  $X$ , полученными для каждого места звезды по формуле (37.15). Аналогично может быть рассчитана и модель звезды для следующего момента времени  $t_2$ , и т. д. Так определяется эволюционная последовательность звездных моделей.

При указанных расчетах масса звезды считается постоянной, а светимость и радиус вычисляются. Так как рассчитано уже очень большое число звездных моделей, то для новой модели нет необходимости выполнять всю работу с самого начала. Можно взять в качестве первого приближения уже рассчитанную модель звезды с близкими параметрами и вести вычисления методом итераций. Такой способ особенно удобен при определении эволюционного пути звезды. В этом случае при расчете модели звезды для данного момента времени можно использовать модель, найденную для предыдущего момента. Большинство звездных моделей рассчитано именно таким способом.

**3. Модели звезд.** Описанные выше методы расчета звездных моделей были применены к звездам разных типов. Мы сейчас сообщим некоторые из полученных результатов, заимствованные преимущественно из книги М. Шварцшильда [4].

В звездах верхней части главной последовательности основную роль в выработке энергии играет углеродный цикл. В центральных частях таких звезд перенос энергии осуществляется конвекцией, а в наружных — лучеиспусканием. В конвективном ядре звезды заключены все источники энергии и значительная доля массы.

Таблица 57

## Характеристики звезд верхней части главной последовательности

$\frac{M}{M_\odot}$	$\lg \frac{L}{L_\odot}$	$\lg \frac{R}{R_\odot}$	$\lg T_e$	Спектр	$T_c$	$\rho_c$
10	3,477	0,559	4,350	B1	$2,76 \cdot 10^7$	7,80
5	2,463	0,376	4,188	B5	$2,36 \cdot 10^7$	19,5
2,5	1,327	0,202	3,991	A2	$1,98 \cdot 10^7$	48,3

В таблице 57 даны результаты расчета моделей звезд спектральных классов В и А. При вычислениях считалось, что химический состав не меняется с глубиной. Было также принято одинаковое содержание водорода и гелия для всех звезд ( $X=0,90$ ,  $Y=0,09$ ). Расчеты производились для звезд с массами, равными 10, 5 и 2,5 массам Солнца. В результате для каждой звезды были определены светимость  $L$ , радиус  $R$  и эффективная температура  $T_e$ , а также плотность  $\rho_c$  и температура  $T_c$  в центре.

Для сравнения теории с наблюдениями результаты расчетов были нанесены на диаграммы масса — светимость и спектр — све-

тимость. Оказалось, что точки, соответствующие рассчитанным моделям звезд, очень близко ложатся от средних кривых, построенных на основе наблюдательных данных. Это можно рассматривать как подтверждение правильности теории.

Из звезд нижней части главной последовательности больше всего исследовалось Солнце. Для Солнца были рассчитаны модели как с однородным, так и с неоднородным химическим составом. Результаты расчета одной из моделей приведены в табл. 58, которая содержит значения основных физических величин в зависимости от расстояния  $r$  от центра Солнца.

Таблица 58

## Модель Солнца в современном состоянии

$\frac{r}{R}$	$\frac{M_r}{M}$	$\frac{L_r}{L}$	$X$	$\lg P$	$\lg T$	$\lg \rho$
0	0	0	0,494	17,351	7,165	+2,128
0,1	0,073	0,396	0,611	17,135	7,102	+1,932
0,2	0,337	0,909	0,723	16,667	6,971	+1,561
0,3	0,626	0,994	0,744	16,072	6,823	+1,109
0,4	0,818	1,000	0,744	15,432	6,676	+0,616
0,5	0,919	1,000	0,744	14,788	6,535	+0,113
0,6	0,967	1,000	0,744	14,144	6,397	-0,393
0,7	0,988	1,000	0,744	13,489	6,256	-0,907
0,8	0,996	1,000	0,744	12,792	6,103	-1,451
0,9	0,999	1,000	0,744	11,898	5,782	-2,204
1,0	1,000	1,000	0,744	—	—	—

Из таблицы видно, что с приближением к центру Солнца величина  $X$  убывает. Это объясняется выгоранием водорода в центральных частях звезды в ходе эволюции.

Приведенные данные для Солнца характеризуют его современное состояние. Для Солнца было определено изменение светимости и радиуса не только в прошлом, но и в будущем. Разумеется, к этим результатам нельзя относиться с полным доверием, но некоторый интерес они представляют.

Хорошей проверкой правильности вычисленной модели Солнца может служить измерение идущего от Солнца потока нейтрино. Эти частицы образуются при ядерных реакциях, происходящих в центральной области Солнца, и вследствие своей огромной проникающей способности беспрепятственно проходят через внешние слои. Следовательно, по наблюдаемому потоку нейтрино можно непосредственно судить о мощности ядерных реакций и температуре в центре Солнца. Так как нейтрино без поглощения проходят и через всю толщу Земли, то обнаружить их чрезвычайно трудно. Все же в 1967 г. под руководством Дэвиса была построена мощная установка, позволяющая улавливать нейтрино по производимым

ими реакциями. В течение нескольких лет установка не давала определенного результата, однако в конце концов солнечные нейтрино удалось все-таки зарегистрировать, причем оказалось, что их наблюдаемый поток всего примерно в 3 раза меньше теоретического.

Основная трудность эксперимента Дэвиса состояла в том, что его установка улавливала лишь те нейтрино, энергия которых больше 0,82МэВ. Поэтому в ходе эксперимента регистрировались не все солнечные нейтрино, а только часть из них, возникающая в боковой ветви водородного цикла, содержащей реакцию с участием бора. Оценки же показывают, что «борных» нейтрино в десятки тысяч раз меньше полного потока солнечных нейтрино. Однако реакция с участием бора очень сильно зависит от температуры, вследствие чего наблюденная температура оказалась всего на 10—15% меньше теоретической. Пока не выяснено, в чем причина этого расхождения — в недостатках теории или эксперимента.

В звездах нижней части главной последовательности основной источник энергии — протон-протонный цикл. В этих звездах конвективного ядра нет, но имеется внешняя конвективная зона, толщина которой сильно зависит от массы звезды. Приведем в качестве примера вычисленные характеристики звезды Кастор С спектрального класса М0. При одном химическом составе ( $X=0,70$ ,  $Y=0,27$ ) для температуры и плотности в центре были получены значения  $T_c=8,9 \cdot 10^6$  К,  $\rho_c=76$  г/см<sup>3</sup>, а при другом ( $X=0,90$ ,  $Y=0,09$ ) — значения  $T_c=7,8 \cdot 10^6$  К,  $\rho_c=81$  г/см<sup>3</sup>. Мы видим, что физические условия внутри таких звезд слабо зависят от принятого химического состава.

Скажем еще несколько слов о строении красных гигантов. Согласно расчетам, такие звезды устроены весьма сложно. Внутри звезды находится очень небольшое изотермическое ядро, в котором водород полностью выгорел. Это ядро окружено тонким слоем, вырабатывающим энергию при термоядерных реакциях. Далее расположена зона, находящаяся в лучистом равновесии, а за ней очень протяженная конвективная зона. Радиус ядра составляет примерно 0,001 радиуса звезды, а плотность в нем порядка 10<sup>6</sup> г/см<sup>3</sup>. Следовательно, ядро похоже на белый карлик. Температура ядра порядка 40 миллионов кельвинов, а конвективной зоны — лишь сотни тысяч кельвинов, причем это падение температуры совершается на небольшой части радиуса. Расчет моделей красных гигантов довольно труден (в основном из-за переходной области между ядром и конвективной зоной), вследствие чего наши сведения о строении этих звезд не очень надежны.

**4. Уравнения развития звезды.** Изложенный выше метод расчета звездных моделей основан на предположении, что в каждый данный момент звезда является стационарной. Иными словами, развитие звезды мыслится как прохождение через последовательность

равновесных состояний. Однако такой метод надо считать только приближенным. На самом деле вместо уравнений равновесия звезды для каждого момента времени следует рассматривать уравнения развития звезды, описывающие ее изменение с течением времени. В уравнениях развития звезды все искомые величины зависят от расстояния  $r$  от центра звезды и от времени  $t$ , а сами эти уравнения являются уравнениями в частных производных.

Подсчеты показывают, что механическое равновесие звезды устанавливается гораздо быстрее энергетического равновесия. Поэтому уравнения (37.1) и (37.2), выражающие условия механического равновесия, можно оставить без изменений (заменив в них, однако, обыкновенные производные на частные). Для получения же уравнений, заменяющих уравнение энергетического равновесия, вместо величины  $\varepsilon$  в уравнении (37.4) надо писать сумму

$$\varepsilon - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{R_*}{\mu} T \right) - P \frac{\partial V}{\partial t},$$

где  $V$  — удельный объем. Второй член этой суммы представляет собой уменьшение энергии, выделяемой единицей массы, за счет нагревания, а третий — увеличение за счет сжатия. Так как  $V = 1/\rho$ , то последний член суммы можно также записать в виде  $\frac{P}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}$ .

Поэтому вместо уравнения (37.4) имеем

$$\frac{1}{4\pi r^2 \rho} \frac{\partial L_r}{\partial r} = \varepsilon - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{R_*}{\mu} T \right) + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (37.16)$$

Таким образом, в качестве уравнений развития звезды мы получаем уравнения (37.1) — (37.3) (в которых  $d/dr$  заменено на  $\partial/\partial r$ ), а также уравнение (37.16).

Возникает вопрос о том, в каких случаях уравнения развития звезды можно заменить уравнениями равновесия и в каких случаях этого делать нельзя. Очевидно, что для решения поставленного вопроса существенное значение имеет определение среднего времени, в течение которого вырабатываемая внутри звезды энергия выходит наружу. Если это время мало по сравнению с временем, в течение которого заметно меняется мощность источников энергии, то указанная замена возможна, в противоположном случае — нет.

Для определения среднего времени выхода энергии из звезды мы должны разделить количество энергии, находящейся внутри звезды, на количество энергии, выходящей из звезды за единицу времени, т. е. на светимость звезды. На основании теоремы о виртуальном ареале энергия, находящаяся внутри звезды (тепловая и лучистая), по порядку величины равна абсолютному значению гравитационной энергии. При грубых оценках мы можем считать звезду политропным шаром и для ее гравитационной энергии использовать формулу (35.36). В таком случае определение среднего времени

выхода энергии из звезды приводит к следующим результатам:

$$\begin{aligned} \text{для Солнца } & \bar{t} = 2 \cdot 10^7 \text{ лет,} \\ \text{» звезды B0 } & \bar{t} = 10^5 \text{ » ,} \\ \text{» } & \text{» A0 } \bar{t} = 10^6 \text{ » ,} \\ \text{» } & \text{» K0 } \bar{t} = 5 \cdot 10^7 \text{ » ,} \\ \text{» } & \text{» M0 } \bar{t} = 2 \cdot 10^8 \text{ » .} \end{aligned}$$

Подобное исследование процесса диффузии излучения внутри звезды дает также возможность определить среднее время выхода энергии, вырабатываемой в любом месте звезды, т. е. величину  $\bar{t}(r)$ . В частности, среднее время выхода энергии, вырабатываемой в центре Солнца, оказывается равным  $\bar{t}(0) = 6 \cdot 10^7$  лет.

Мы видим, что для выхода энергии из звезды наружу требуется огромные промежутки времени. Но и существенные изменения мощности источников энергии внутри звезды происходят также очень медленно. Поэтому представление о развитии звезды как о прохождении ее через последовательность равновесных состояний в какой-то мере оправдано. Однако если внутри звезды происходит быстрая смена одних источников энергии другими, то необходимо пользоваться уравнениями развития звезды. Это следует делать и при изучении ранних этапов эволюции звезд. В последнем случае надо также отказаться от принятого выше условия механического равновесия.

**5. Строение белых карликов.** Как известно, белые карлики расположены в нижнем левом углу диаграммы спектр — светимость, т. е. они обладают очень низкими светимостями и высокими поверхностными температурами. Отсюда сразу следует, что радиусы белых карликов очень малы (порядка сотой радиуса Солнца). Некоторые белые карлики входят в двойные системы, что дает принципиальную возможность определения их масс. Для трех белых карликов массы были определены и оказались близкими к массе Солнца. На основании этих данных можно заключить, что белые карлики обладают огромными плотностями: их средние плотности порядка  $10^6 \text{ г/см}^3$ , а средние концентрации порядка  $10^{30} \text{ см}^{-3}$ .

Столь большие плотности белых карликов наводят на мысль о возможности вырождения в них газа. Применим к белым карликам неравенство (36.19), являющееся условием того, что газ вырожден. Для электронов (при  $n_e \approx 10^{30}$  и  $T \approx 10^7$ ) левая часть этого неравенства порядка  $10^{-3}$ , а для протонов — порядка  $10^2$  (для других атомных ядер еще больше). Следовательно, электронный газ внутри белых карликов вырожден, а газ из ядер не вырожден.

Газовое давление внутри звезды складывается из давления свободных электронов и давления атомных ядер, т. е.

$$P_G = P_e + P_a. \quad (37.17)$$

Но давление вырожденного электронного газа значительно пре- восходит давление невырожденного газа из ядер, т. е.  $P_e > P_a$  (так как в первом случае частицы из-за вырождения занимают в среднем более высокие энергетические уровни, чем во втором).

Легко также показать, что в условиях белых карликов газовое давление гораздо больше давления излучения. Поэтому полное давление  $P$  внутри белых карликов можно принять равным давлению вырожденного электронного газа.

Выше мы видели, что в уравнение состояния сильно вырожденного электронного газа входят только давление и плотность, но не входит температура. Это значит, что распределение давления и плотности внутри белого карлика может быть найдено лишь на основании уравнения состояния и уравнения механического равновесия. Рассматривать для этого уравнение энергетического равновесия не нужно. Следовательно, структура белого карлика определяется гораздо проще и надежнее, чем структура других звезд.

Возьмем сначала для  $P$  выражение (36.23), т. е. будем считать, что вырожденный электронный газ является нерелятивистским. Уравнение состояния (36.23), полагая  $n_e = \rho / \mu_e m_H$ , можно переписать в виде

$$P = C \rho^{5/3}, \quad (37.18)$$

где

$$C = \frac{1}{20} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m (\mu_e m_H)^{1/3}}, \quad (37.19)$$

а величина  $\mu_e$ , на основании (36.34), равна

$$\mu_e = \frac{2}{1+X}. \quad (37.20)$$

Уравнение (37.18) представляет собой политропную зависимость между  $P$  и  $\rho$ . Поэтому рассматриваемые белые карлики являются политропными шарами, для которых  $k = 5/3$ , а значит,  $n = 3/2$ . Распределение  $P$  и  $\rho$  внутри звезды находится в этом случае на основе изложенной выше теории Эмдена.

Следует, однако, отметить существенную особенность белых карликов. В теории Эмдена постоянная  $C$  заранее считается неизвестной и лишь потом выражается через  $M$ ,  $R$  и  $n$  формулой (35.24). В случае же белых карликов величина  $C$  дается формулой (37.19). Так как указанные выражения для  $C$  должны быть равны друг другу, то мы приходим к выводу, что масса и радиус белого кар-

лика связаны между собой. Именно, из (35.24) (при  $n=3/2$ ) и (37.19) находим

$$R = \frac{2,8 \cdot 10^9}{\mu_e^{5/3}} \left( \frac{M_\odot}{M} \right)^{1/3}. \quad (37.21)$$

Из соотношения (37.21) видно, что чем больше масса белого карлика, тем больше его средняя плотность.

Как уже сказано, уравнение состояния (37.18) справедливо лишь для электронов, скорости которых малы по сравнению со скоростью света. Это значит, что приведенные результаты относятся только к белым карликам со сравнительно небольшими плотностями (т. е. со сравнительно малыми массами). Более общая теория белых карликов была дана Чандraseкаром (см. [3]), использовавшим в качестве уравнения состояния вырожденного электронного газа соотношения (36.26) и (36.27).

Указанные соотношения мы можем записать в виде

$$P = Af(x), \quad \rho = Bx^3, \quad (37.22)$$

где

$$A = \frac{\pi m^4 c^5}{3h^3}, \quad B = \frac{8\pi \mu_e m_H m^3 c^3}{3h^3} \quad (37.23)$$

и

$$f(x) = x(2x^3 - 3)\sqrt{1+x^2} + 3 \operatorname{arcsinh} x. \quad (37.24)$$

Подставляя выражения (37.22) в уравнение механического равновесия (35.5), находим следующее уравнение для определения параметра  $x$ :

$$\frac{A}{B} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{x^3} \frac{df(x)}{dr} \right) = -4\pi GBx^3. \quad (37.25)$$

Легко получить, что

$$\frac{1}{x^3} \frac{d^2 f(x)}{dr^2} = 8 \frac{d \sqrt{x^2 + 1}}{dr}. \quad (37.26)$$

Поэтому, обозначая  $\sqrt{x^2 + 1} = y$ , вместо уравнения (37.25) имеем

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dy}{dr} \right) = -\frac{\pi G B^2}{2A} (y^2 - 1)^{1/2}. \quad (37.27)$$

Очевидно, что к уравнению (37.27) необходимо добавить следующие граничные условия:

$$\frac{dy}{dr} = 0 \quad \text{при} \quad r = 0, \quad (37.28)$$

$$y = 1, \quad \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{R^2} \quad \text{при} \quad r = R. \quad (37.29)$$

Таким образом, решение рассматриваемого дифференциального уравнения второго порядка должно удовлетворять трем гранич-

ным условиям. Поэтому должна существовать некоторая зависимость между параметрами, входящими в уравнение и граничные условия. Это приводит к зависимости между массой и радиусом белого карлика.

Чандрасекар получил указанную зависимость в виде табл. 59, содержащей значения массы, радиуса и средней плотности звезды. Таблица составлена для  $\mu_e = 1$ . Если величина  $\mu_e$  отлична от единицы, то значения  $M$  надо умножить на  $\mu_e^{-2}$ , значения  $R$  на  $\mu_e^{-1}$  и значения  $\rho$  на  $\mu_e$ .

Путем решения уравнения (37.27) была также получена величина  $y$ , а значит, и величины  $\rho$  и  $P$  в виде функций от  $r$  при различных значениях  $M$ . Таким образом, для каждой массы существует свой радиус и своя структура звезды.

При малых массах зависимость между  $M$  и  $R$ , даваемая табл. 59, переходит в соотношение (37.21). С увеличением  $M$  эта зависимость отклоняется от соотношения (37.21). Однако масса звезды, состоящей из вырожденного газа, не может быть сколь угодно большой. Это важное утверждение легко доказать. Когда средняя плотность звезды возрастает, то уравнение состояния газа переходит в уравнение (36.28), которое можно записать в виде

$$P = C \rho^{4/3}, \quad (37.30)$$

где

$$C = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{ch}{(\mu_e m_H)^{4/3}}. \quad (37.31)$$

Следовательно, белый карлик по своей структуре приближается к политропному шару, для которого  $n=3$ . Определение величины  $C$  при  $n=3$  по формуле (35.24) дает, что эта величина зависит только от  $M$ , но не зависит от  $R$ . Приравняв друг другу выражения для  $C$ , даваемые формулами (35.24) и (37.31), получаем для массы значение, равное

$$M = 5,75 \mu_e^{-2} M_\odot. \quad (37.32)$$

Это значение массы, называемое пределом Чандрасекара, соответствует случаю, когда  $\rho \rightarrow \infty$  и  $R \rightarrow 0$ .

Наиболее важный результат теории белых карликов состоит в полученной для них зависимости между массами и радиусами. Представляет большой интерес сравнение теории с наблюдениями, однако, к сожалению, наблюдательные данные очень немногочисленны. К настоящему времени известны массы только трех белых карликов:  $0,98 M_\odot$  у Сириуса В,  $0,65 M_\odot$  у Проциона В и  $0,45 M_\odot$  у 40 Эридана В. Все эти звезды входят в двойные системы, и их массы определены на основании законов Кеплера. Радиус звезды находится, как известно, по ее абсолютной величине и поверхности температуре, определенной по виду спектра. К сожалению, радиус спутника Сириуса найти трудно вследствие

Таблица 59

Соотношение между массой и радиусом для белых карликов

$\frac{M}{M_{\odot}}$	$R$ в см	$\bar{\rho}$ в г/см <sup>3</sup>	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$R$ в см	$\bar{\rho}$ в г/см <sup>3</sup>
5,75	0	$\infty$	2,95	$1,51 \cdot 10^9$	$4,04 \cdot 10^5$
5,51	$4,13 \cdot 10^8$	$3,70 \cdot 10^7$	2,45	$1,72 \cdot 10^9$	$2,29 \cdot 10^5$
5,32	$5,44 \cdot 10^8$	$1,57 \cdot 10^7$	2,02	$1,93 \cdot 10^9$	$1,34 \cdot 10^5$
4,87	$7,69 \cdot 10^8$	$5,08 \cdot 10^6$	1,62	$2,15 \cdot 10^9$	$7,70 \cdot 10^4$
4,33	$9,92 \cdot 10^8$	$2,10 \cdot 10^6$	0,88	$2,79 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^4$
3,54	$1,29 \cdot 10^9$	$7,90 \cdot 10^5$	0	$\infty$	0

сильного влияния на его спектр излучения самого Сириуса. Радиусы спутника Проциона и 40 Эridана В оказались равными  $0,010 R_{\odot}$  и  $0,016 R_{\odot}$  соответственно. Сопоставление наблюдательных данных с результатами расчетов, приведенными в табл. 59, показывает, что они согласуются друг с другом. При этом для величины  $\mu_e$ , входящей в теоретическую зависимость между  $M$  и  $R$ , получаются значения, близкие к 2. Так как величина  $\mu_e$  связана с весовой долей водорода  $X$  формулой (37.20), то это означает, что водорода в белых карликах очень мало. Ниже мы увидим, что к такому же заключению приводит рассмотрение светимостей белых карликов.

Следует еще сказать, что при наблюдениях белых карликов может быть непосредственно определена величина  $M/R$ . Это определение основывается на измерении смещения спектральных линий в красную сторону, происходящего при выходе излучения из гравитационного поля звезды. Как известно, величина «красного смещения» дается формулой

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{GM}{c^2R} \quad (37.33)$$

и, выраженная в скоростях, может достичь для белых карликов порядка 100 км/с. Разумеется, для одиночных звезд нельзя отдельить «красное смещение» от доплеровского смещения, вызванного движением звезды, но для двойных звезд это сделать можно. Приведенные для многих белых карликов определения величины  $M/R$  дают дополнительный материал для проверки теории.

В изложенной теории белых карликов предполагалось, что электронный газ вырожден во всей звезде. На самом деле в поверхностных слоях звезды электронный газ, конечно, не вырожден. Однако оболочка из невырожденного газа обладает очень небольшой массой и ею можно пренебречь в теории механического равновесия звезды. Объясняется это тем, что ускорение силы тяжести в поверхностных слоях белого карлика очень велико, вследствие чего температура и плотность быстро возрастают с глубиной [на

основании формул (4.48) и (4.49) гл. I градиент температуры пропорционален  $g$ , а  $\rho \sim T^3$ . Поэтому уже на сравнительно небольших расстояниях от поверхности звезды электронный газ становится вырожденным. Подсчеты показывают, что вырождение наступает в слоях с температурой порядка нескольких миллионов кельвинов. Дальнейшего роста температуры практически уже не происходит вследствие огромной теплопроводности вырожденного электронного газа. Таким образом, белый карлик можно считать состоящим из изотермического вырожденного ядра, окруженного тонкой оболочкой из невырожденного газа.

Зная распределение плотности и температуры внутри белого карлика, мы можем вычислить и его светимость. Для этого надо воспользоваться формулой (36.42), определяющей количество энергии, выделяющейся при протон-протонной реакции (как мы знаем, именно эта реакция играет основную роль в выработке энергии при не очень высоких температурах). Для вычислений по указанной формуле следует еще задать весовую долю водорода  $X$ . Мы поступим иначе: по наблюдаемой светимости звезды попытаемся оценить величину  $X$ . Так как величина  $\bar{e} = L/M$  для белых карликов мала (порядка  $10^{-2}$ ), а средняя плотность  $\rho$  очень велика (порядка  $10^6$ ), то при температуре порядка  $5 \cdot 10^6$  кельвинов для величины  $X$  формула (36.42) дает очень малое значение:  $X \approx 10^{-3}$ . Следовательно, внутри белых карликов относительное содержание водорода гораздо меньше, чем в других звездах. Если бы мы взяли для  $X$  значение порядка единицы, то вычисленная светимость белого карлика оказалась бы примерно в миллион раз больше наблюдаемой светимости.

Вывод об очень небольшом содержании водорода в белых карликах, разумеется, не относится к их поверхностным слоям, в которых температура низка и ядерные реакции практически не происходят. Однако с углублением в звезду мощность ядерных реакций возрастает и относительное содержание водорода уменьшается. Возможно, что в недрах белого карлика водорода ничтожно мало, а ядерные реакции, обеспечивающие светимость звезды, идут в глубоких слоях оболочки.

Кроме свечения за счет ядерных реакций, белые карлики могут светиться и за счет энергии, выделяющейся при гравитационном сжатии (как было выяснено в § 35). Однако сжатие возможно лишь в случае неполного вырождения газа, так как при полном вырождении каждой массе звезды соответствует свой радиус. Вследствие очень низких светимостей белых карликов они также могут долго светиться (оставаясь белыми карликами) и просто за счет находящейся в них тепловой энергии, т. е. медленно остывая (см. [7] и [8]).

**6. Нейтронные звезды.** Выше мы видели, что звезда с массой, превосходящей чандraseкар овский предел, определяемый формулой

(37.32), не может находиться в состоянии белого карлика. Так как для белых карликов  $\mu_e \approx 2$ , то этот предел равен  $1,4 M_\odot$ . На самом деле предел массы белого карлика должен быть несколько ниже этого значения. Объясняется это тем, что с увеличением массы белого карлика растет его плотность, а при очень больших плотностях происходит так называемая нейтронизация вещества. С учетом этого обстоятельства для рассматриваемого предела получается значение  $1,2 M_\odot$ .

Процесс нейтронизации заключается в поглощении электрона протоном или другим ядром с образованием нейтрона. При этом испускается одно нейтрино, уносящее с собой часть энергии электрона. В обычных условиях нейтрон быстро распадается на протон и электрон, однако в случае вырожденного электронного газа этот распад не осуществляется, так как электрон с меньшей энергией, чем поглощенный, уже не находит себе места в вырожденном газе (вследствие заполненности всех относительно низких энергетических уровней). Нейтронизация начинается при плотностях порядка  $10^9$ — $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, а при ядерных плотностях (порядка  $10^{14}$ — $10^{15}$  г/см<sup>3</sup>) является почти полной.

Звезды, состоящие из нейтронного газа (их называют «нейтронными звездами»), имеют устойчивые конфигурации, подобные рассмотренным выше конфигурациям белых карликов. Однако плотности этих звезд гораздо больше плотностей белых карликов, а значит, их радиусы соответственно меньше.

Чтобы построить модель нейтронной звезды, надо задать уравнение состояния нейтронного газа. Так как этот газ является вырожденным, то в качестве первого приближения мы можем взять уравнение состояния вырожденного электронного газа, заменив в нем массу электрона на массу нейтрона и считая  $\mu_e = 1$ . Если звезда состоит из нерелятивистского газа, то по аналогии с формулой (37.21) получаем следующую зависимость между радиусом и массой звезды:

$$R = 1,5 \cdot 10^6 \left( \frac{M_\odot}{M} \right)^{1/3}. \quad (37.34)$$

Рассматривая нейтронную звезду, состоящую из релятивистского газа, мы можем определить предельную массу звезды. Полагая в формуле (37.32)  $\mu_e = 1$ , для предельной массы находим значение  $5,75 M_\odot$ .

В действительности уравнение состояния нейтронного газа может значительно отличаться от принятой нами политропной зависимости. Чтобы написать это уравнение более точно, необходимо принять во внимание взаимодействие между нейтронами (закон которого пока не вполне известен). Кроме того, следует учитывать наличие в нейтронном газе некоторого количества протонов и электронов, доля которых растет с приближением к поверхности звезды. В центральных же частях особенно плотных звезд

могут присутствовать и гипероны (т. е. элементарные нестационарные частицы с массой, превосходящей массу нейтрона). Вследствие этого соотношение (37.34) между массой и радиусом нейтронной звезды, а также приведенное выше значение ее предельной массы должны несколько измениться.

Следует еще иметь в виду, что при расчете моделей очень плотных звезд должна применяться теория тяготения не Ньютона, а Эйнштейна (см. [9]). Это надо делать тогда, когда радиус звезды сравним с ее гравитационным радиусом, равным

$$R_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (37.35)$$

Радиусы обычных звезд гораздо больше их гравитационных радиусов (например, для Солнца  $R_g = 2,95$  км, в то время как  $R = 7 \cdot 10^5$  км). Однако для нейтронных звезд, как видно из сравнения между собой формул (37.34) и (37.35), радиус  $R$  лишь в несколько раз превосходит радиус  $R_g$ . Если использовать реальное уравнение состояния нейтронного газа и релятивистскую теорию тяготения, то для предельной массы нейтронной звезды получается значение, близкое к  $2,4 M_\odot$ .

Когда масса звезды превосходит указанное предельное значение, то она не может существовать в виде нейтронной звезды, так как сила давления нейтронного газа не уравновешивает силу притяжения. Такая звезда сжимается, и ее радиус становится меньше гравитационного радиуса. Иными словами, звезда оказывается внутри сферы радиуса  $R_g$ , которая носит название сферы Шварцшильда. Основное свойство этой сферы состоит в том, что никакое излучение не выходит из нее наружу. По этой причине подобная звезда называется «черной дырой».

Как известно, белые карлики были сначала обнаружены, а потом объяснены теоретически. Совсем иначе складывалась история изучения нейтронных звезд и черных дыр: сперва возможность существования таких объектов была показана теоретиками, а потом начались их поиски на небе. Можно считать, что в отношении нейтронных звезд эти поиски увенчались успехом: они отождествляются с пульсарами (см. § 31). Что же касается черных дыр, то их обнаружение связано с большими трудностями, так как сами они не светятся. Поэтому для обнаружения черных дыр использовались два следующих метода: 1) поиски темных массивных звезд в двойных системах по движению видимого спутника, 2) изучение тесных звездных пар, в которых вещество перетекает от одной компоненты к другой. Если звездой, захватывающей вещество, является нейтронная звезда или черная дыра, то оно должно светиться в рентгеновской области спектра (за счет гравитационной энергии). Выбор между двумя этими типами объектов может быть сделан на основании полученных сведений о массе звезды. В результате описанных поисков был намечен ряд кандидатов в черные

дыры, в частности, рентгеновский источник Лебедь X-1, однако предполагаемая их природа ни в одном случае пока достоверно не установлена.

**7. Проблема эволюции звезд.** С теорией внутреннего строения звезд тесно связана одна из важнейших проблем астрономии — проблема эволюции звезд. В настоящее время решение этой проблемы основывается на представлении о том, что определяющую роль в развитии звезды играют ядерные реакции. Поэтому успехи ядерной физики имели существенное значение для выработки современных взглядов на эволюцию звезд. Упомянутые взгляды изложены во многих книгах (см., например, [10]). Здесь мы рассмотрим их весьма кратко.

Большинство исследователей считает, что звезды возникают из диффузного вещества. Первоначально происходит сжатие облака диффузной материи до размеров звезды под действием собственного тяготения. Возникающая при этом звезда нагревается вследствие перехода гравитационной энергии в тепло. Затем, по мере увеличения температуры, в звезде начинаются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий. В это время звезда имеет однородный химический состав и состоит преимущественно из водорода. На диаграмме спектр — светимость она оказывается на главной последовательности.

Дальнейшая судьба звезды существенно зависит от ее массы. Чем больше масса, тем быстрее протекают внутри звезды ядерные реакции. По мере выгорания водорода увеличивается средний молекулярный вес, вследствие чего возрастает температура. Это приводит к увеличению светимости звезды, и на диаграмме спектр — светимость она уходит с главной последовательности вправо вверх. Именно такой, согласно расчетам, должна быть эволюция звезды большой массы. Солнце может оставаться на главной последовательности около 10 миллиардов лет. Звезды поздних спектральных классов, т. е. малых масс, за время жизни Галактики не могли покинуть главную последовательность.

Таким образом, совокупность звезд одного и того же возраста должна занимать на диаграмме спектр — светимость вполне определенное положение: звезды поздних классов должны располагаться на главной последовательности, а звезды ранних классов должны быть сдвинуты вправо вверх. При этом излом главной последовательности должен перемещаться в сторону более поздних классов с увеличением возраста совокупности звезд. Указанный теоретический вывод может быть проверен на наблюдательном материале. Для этого следует рассмотреть звездные скопления, так как каждое из них, по-видимому, состоит из звезд примерно одинакового возраста. Оказалось, что диаграммы спектр — светимость, построенные для скоплений по данным наблюдений, вполне подобны теоретическим диаграммам. Это дает возможность различать молодые и старые скопления и вообще говорить о воз-

расте отдельных скоплений. Хорошее согласие между теоретическими и наблюденными диаграммами спектр — светимость для звездных скоплений считается одним из самых веских доводов в пользу современной теории эволюции звезд.

Эволюционные пути звезд после выгорания в них значительной массы водорода оказываются весьма сложными. Когда в центральной области звезды водород почти полностью выгорает, эта область, лишенная источников энергии, начинает быстро сжиматься. Вследствие этого происходит повышение температуры и начинается выгорание водорода в слое, прилегающем к образовавшемуся плотному изотермическому ядру. Этот процесс приводит к расширению звезды и появлению у нее протяженной конвективной оболочки. По-видимому, звезда в таком состоянии может терять большие количества вещества. Такие звезды наблюдаются, вероятно, в виде красных гигантов. Как показывают наблюдения, из красных гигантов действительно происходит истечение вещества. Постепенное рассеяние оболочки приводит к образованию горячей звезды в виде белого карлика. Израсходовав остатки ядерной энергии, белый карлик светится уже за счет охлаждения. Таким образом, белые карлики являются последней стадией звездной эволюции.

Однако далеко не все звезды кончают свою эволюцию именно таким путем. Как уже говорилось, в белый карлик может превратиться лишь та звезда, масса которой после сбрасывания ее вещества не превосходит  $1,2 M_{\odot}$ . Если же конечная масса звезды больше этого значения, то, согласно теории, она превращается либо в нейтронную звезду, либо в черную дыру. Очень вероятно, что нейтронные звезды образуются при вспышках сверхновых звезд. Как возникают черные дыры, мы пока не знаем.

При разработке теории эволюции звезд встречаются многие трудные вопросы. Один из них заключается в необходимости выяснить, происходит ли перемешивание вещества внутри звезды (помимо конвективных зон, где оно, разумеется, происходит). Описанный выше начальный эволюционный путь звезды основан на допущении об отсутствии перемешивания. В противном случае, т. е. при непрерывном поступлении водорода из периферических слоев в центральные области, эволюция идет быстрее и путь звезды на диаграмме спектр — светимость выглядит иначе. Однако согласие между теоретическими и наблюденными диаграммами спектр — светимость для скоплений можно расценить как подтверждение допущения об эволюции звезды без перемешивания вещества.

Другой важный вопрос касается роли выбрасывания вещества из звезды в ходе звездной эволюции. Выше уже говорилось (в гл. VI), что сильное истечение вещества происходит из горячих звезд типов WR, Р Лебедя и Be. Наблюдения свидетельствуют также об истечении вещества из красных гигантов, приводящем,

по-видимому, в конце концов к образованию белых карликов. Громадные количества вещества выбрасываются при вспышках сверхновых звезд. Все эти (и подобные им) нестационарные процессы должны подробно изучаться в теории развития звезд.

Большое значение для теории имеет также вопрос об эволюции звезд, входящих в тесные двойные системы. В таких системах может происходить перетекание вещества от одной компоненты к другой. С примерами этого процесса мы уже встречались ранее (новые звезды, рентгеновские источники). Расчеты показывают, что перетекание начинается на той стадии развития звезды, когда в ней образуется плотное ядро и она увеличивается в размерах. Очевидно, что перетекание может существенно влиять на эволюцию обеих компонент тесной пары.

Следует еще отметить существование того направления в космогонии, которое стремится получить сведения о происхождении и эволюции звезд путем анализа наблюдательных данных. Наиболее выдающимся достижением этого направления является открытие и изучение В. А. Амбарцумяном и его сотрудниками звездных ассоциаций.

Как известно, звездная ассоциация представляет собой группу звезд, которую по ряду признаков можно считать возникшей сравнительно недавно (порядка миллиона лет назад). Из самого факта существования ассоциаций следуют два важных вывода: 1) звезды рождаются группами и 2) процесс образования звезд продолжается и до настоящего времени. В. А. Амбарцумян предсказал расширение ассоциаций со скоростями порядка 5 км/с, которое впоследствии наблюдалось. Он также высказал гипотезу о возникновении звезд в виде ассоциаций из более плотных дозвездных тел. Ассоциации являются очень неустойчивыми образованиями (их энергия положительна). Они быстро распадаются, и звезды, их составляющие, перемещиваются с другими звездами, образовавшимися ранее. Дальнейшую эволюцию звезды можно пытаться установить путем изучения пространственных и кинематических характеристик звезд, а также их других наблюдаемых особенностей (см. [11] и [12]).

Заканчивая эту главу, мы можем сказать, что в последние тридцать — сорок лет теория строения и эволюции звезд достигла весьма крупных успехов.

## ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VIII

1. Emden R., Gaskugeln, 1907.
2. Eddington A. Internal constitution of the stars, 1926.
3. Chandrasekhar S. An introduction to the study of stellar structure, 1939 (русский перевод: Чандraseкар С. Введение в учение о строении звезд.—М.: Изд-во иностр. лит., 1950).
4. Schwarzschild M. Structure and evolution of the stars, 1958 (русский перевод: Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.—М.: Изд-во иностр. лит., 1961).

5. Франк - Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд.— Физматгиз, М.: 1959.
6. Lang K. R. Astrophysical Formulae, 1974 (русский перевод: Ленг К. Астрофизические формулы.— М.: Мир, 1978).
7. Белые карлики, пер. с английского.— М.: Мир, 1975.
8. Дибай Э. А., Каплан С. А. Размерности и подобие астрофизических величин.— М.: Наука, 1976.
9. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд.— М.: Наука, 1971.
10. Происхождение и эволюция галактик и звезд/Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Наука, 1976.
11. Амбарцумян В. А. Проблемы эволюции Вселенной.— Ереван: Изд-во АН Арм. 1968.
12. Проблемы современной космогонии.— М.: Наука, 1969.