

При более высоких плотностях гравитационному сжатию может противостоять давление вырожденных нейтронов (нейтронная звезда). Как и для белого карлика, можно получить предельную массу для нейтронной звезды (иногда ее называют пределом Оппенгеймера–Волкова (*R. Oppenheimer, G. Volkoff*)), которые в 1939 году рассмотрели строение простейшей нейтронной звезды, состоящей только из вырожденных нейтронов). В отличие от предела Чандрасекара для белых карликов, который зависит только от химического состава вещества (этим определяется лептонное число  $Y_e$ ), предел Оппенгеймера–Волкова зависит от плохо известного уравнения состояния материи при ядерных плотностях  $\rho > 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Современные расчеты показывают, что для различных уравнений состояния этот предел находится в диапазоне  $\sim 1.5\text{--}3M_\odot$ , и его определение является одной из фундаментальных задач физики нейтронных звезд.

#### 6.4. Вырождение вещества в центре у звезд различных масс

Основная причина, приводящая к различию эволюции звезд разных масс после главной последовательности, состоит в неодинаковых физических условиях в ядре звезды. Эти различия, как мы сейчас увидим, связаны с главным макроскопическим параметром нормальной звезды — ее полной массой  $M$ .

Рассмотрим звезду сразу после окончания горения водорода в ядре, т. е. по прошествии времени  $t_n$  после попадания звезды на главную последовательность. В соответствии с теоремой вириала для ядра звезды, состоящей из идеального одноатомного газа,  $2E_{th} + U = 0$ , ее тепловая энергия  $E_{th} = 3/2\mathcal{R}M\bar{T} \sim -1/2U \sim GM^{5/3}\rho^{1/3}$  (здесь  $\mathcal{R}$  — универсальная газовая постоянная). Так как звезда продолжает излучать, а ядерное топливо израсходовано, ее полная энергия  $E_{tot} = \frac{1}{2}U \sim -GM^{5/3}\rho^{1/3}$  уменьшается (оставаясь отрицательной!) и при постоянной массе должна увеличиваться средняя плотность и температура<sup>3</sup>. Если бы газ все время оставался идеальным, температура и плотность в центре возрастали бы при сжатии до тех пор, пока не создадутся условия для загорания более тяжелых элементов в ядре звезды (см. выше).

<sup>3</sup>Рост температуры в центре при потерях энергии на излучение является следствием отрицательной теплоемкости звезды из невырожденного газа.

Однако в реальности, как было показано в основополагающих работах Чандрасекара, Фаулера и др., сценарий, описанный выше, реализуется только для достаточно массивных звезд с полной массой на главной последовательности не менее 8–10 солнечных. При увеличении температуры среднеквадратичный разброс импульсов тепловых электронов  $\Delta p_e \sim \sqrt{2m_e kT}$  растет, и, поскольку расстояние между соседними электронами  $\Delta q_e \sim (m_p/\rho)^{1/3}$ , объем фазового пространства, приходящийся на один электрон,  $(\Delta p_e \Delta q_e)^3 \sim [T^{1/2}/\rho^{1/3}]^3 \sim M^{1/2} R^{3/2}$  (здесь учтено, что  $\rho \sim M/R^3$  и выполняется вириальное соотношение  $T \sim M/R$ ). В числах имеем:

$$(\Delta p_e \Delta q_e)^3 \approx 180h^3 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{3/2}. \quad (6.4)$$

Отсюда видно, что при сжатии массы Солнца до размеров  $\sim 0.03R_\odot$   $\Delta p_e \Delta q_e$  оказывается порядка  $h$ , то есть существенным становится вырождение электронов, и газ перестает быть идеальным.

Остается понять, что произойдет «быстрее» — вырождение вещества при сжатии или начало термоядерного горения очередного химического элемента в ядре звезды. Именно эти физические факторы и определяют дальнейшую эволюцию. Легко качественно показать, что именно полная масса звезды  $M$  является решающей. Для этого рассмотрим более реалистичный переходной случай, когда давление определяется не только тепловыми движениями идеального газа, но и в существенной степени вырожденным электронным газом. В таком газе полное давление описывается двумя слагаемыми:

$$P \approx \rho \mathcal{R}T + K_\gamma \rho^\gamma \quad (6.5)$$

(показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$  для нерелятивистского и  $4/3$  для релятивистского вырожденного электронного газа соответственно). Условия гидростатического равновесия сферически-симметричной звезды требуют выполнения соотношения

$$P_c/\rho_c \sim GM/R \sim GM^{2/3}\rho_c^{1/3} \quad (6.6)$$

(как и выше, опущены структурные числовые множители). Из этих соотношений находим поведение центральной температуры с ростом плотности:

$$\mathcal{R}T_c = GM^{2/3}\rho_c^{1/3} - K_\gamma \rho_c^{\gamma-1}. \quad (6.7)$$

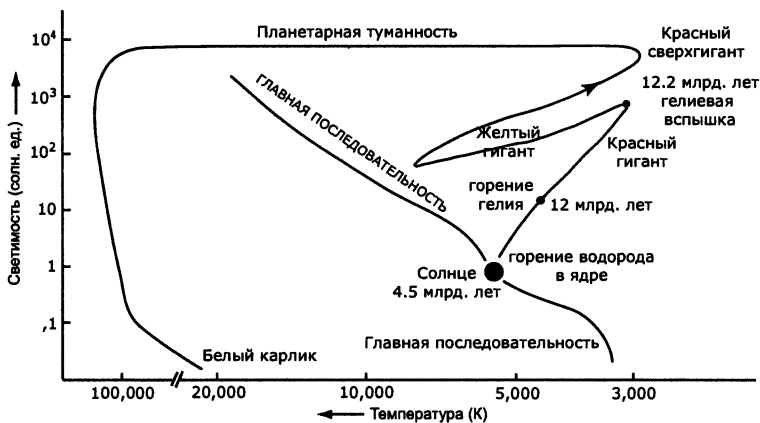


Рис. 6.1. Схема эволюции Солнца на диаграмме Герцшпрунга–Рессела.

Видно, что в зависимости от массы, центральная температура ведет себя по-разному. Если вырождение не существенно (при больших массах), вторым слагаемым в (6.7) можно пренебречь, и  $T_c \sim \rho_c^{1/3}$ , т. е. температура повышается с ростом плотности и возможно термоядерное горение любого горючего. При малых массах звезд решающим фактором становится давление вырожденных электронов. Из формулы (6.7) видно, что температура формально падает до нуля при плотности

$$\rho_{cr} \approx \left( \frac{GM^{2/3}}{K_\gamma} \right)^{1/(\gamma-4/3)} \quad (6.8)$$

В этом случае в ходе сжатия ядра звезды в нем сначала достигается некоторая максимальная температура, а при дальнейшем повышении плотности происходит охлаждение, и гидростатическое равновесие в дальнейшем поддерживается за счет давления вырожденных электронов. Расчет показывает, что при массе звезды, превышающей  $0.08M_\odot$ , максимальные значения температуры и плотности выше, чем требуется для горения водорода, поэтому в природе не бывает массивных белых карликов с преимущественно водородным составом.

Возможность вырождения электронного газа в ядре звезды на главной последовательности или сразу после завершения горения водорода зависит от критической массы, определяемой условием  $T_c = 0$  при  $\gamma = 4/3$ . Очевидно, эта критическая масса есть предельная масса Чандрасекара для полностью вырожденного релятивистского газа (6.3).

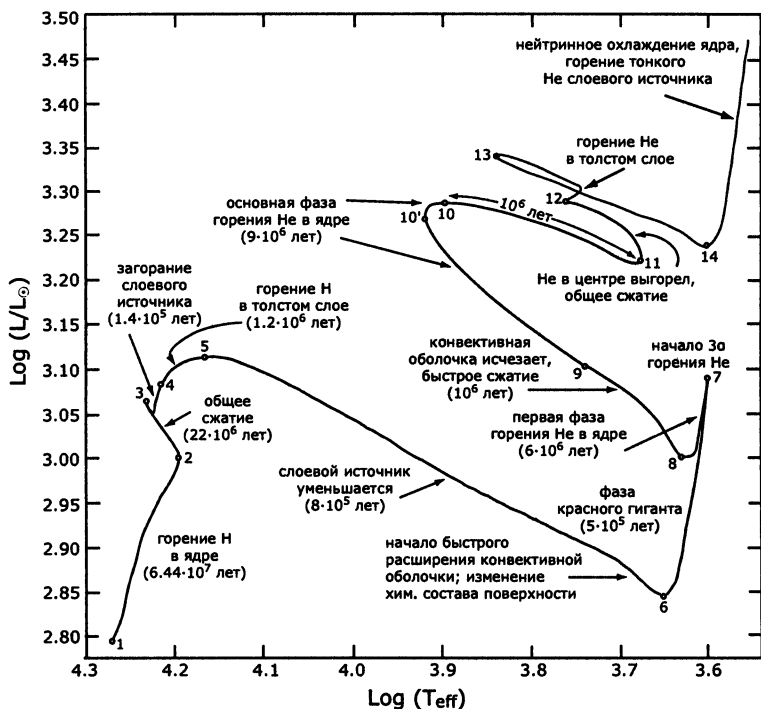


Рис. 6.2. Эволюция звезды с массой  $5M_{\odot}$  (по расчетам I. Iben).

Таким образом, если полная масса звезды не превосходит предела Чандрасекара  $M \leq 1.2-1.3M_{\odot}$ , ядерное горение не доходит до завершения (элементы группы железа), поскольку требуемые для этого температуры не достигаются из-за вырождения электронов. Конечным продуктом эволюции таких звезд должны быть белые карлики, состоящие из смеси несгоревших элементов C и O.

В заключение сделаем одно замечание физического характера относительно протекания ядерных реакций в условиях вырождения электронов. Как обсуждалось в главе 5, реакции в ядре звезды главной последовательности протекают медленно из-за отрицательной теплоемкости, которая является следствием теоремы вириала. Если газ электронов вырожден, то давление определяется главным образом плотностью вещества, а не температурой, и в звездах малой массы именно давление вырожденного электронного газа вносит основной вклад в компенсацию гравитационного сжатия. При этом прак-

тически вся тепловая энергия сосредоточена в движении ионов (теплоемкость вырожденного электронного газа значительно меньше).

Когда температура при сжатии достигнет значений, пригодных для протекания ядерных реакций (например,  $3\alpha$ -процесс горения гелия с образованием углерода), начнет выделяться тепловая энергия. Эта энергия в первую очередь пойдет на разогрев ионов и из-за высокой степенной зависимости скорости ядерных реакций от температуры приведет к еще большему энерговыделению. В невырожденных условиях тепловое давление немедленно бы привело к увеличению радиуса звезды и к уменьшению центральной температуры (отрицательная теплоемкость!). Но в вырожденном ядре этого не происходит. Условие отрицательной теплоемкости звезды перестает выполняться. Поэтому реакции в вырожденном веществе ядра звезды начинают приобретать взрывной характер до тех пор, пока тепловое движение ионов не «раскачает» электроны посредством кулоновских взаимодействий до снятия вырождения и восстановления отрицательной теплоемкости. При эволюции звезд малой массы загорание гелия в вырожденном ядре должно происходить в виде резкой кратковременной вспышки (т. н. гелиевая вспышка), после которой вырождение электронов в веществе снимается и горение приобретает спокойный характер. После гелиевой вспышки звезды малых масс оказываются на горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга–Рессела. Из-за медленного «просачивания» фотонов наружу гелиевая вспышка, однако, не проявляет себя как резкая оптическая вспышка.

## 6.5. Роль потери массы в эволюции звезды

Если бы масса звезды оставалась постоянной, масса Чандрасекара  $\sim 1.3M_{\odot}$  определяла бы границу эволюции маломассивных звезд, дающих в конечном счете белые карлики, и звезд, вырождение в которых не наступает и ядерное горение происходит до конца, то есть до образования элементов железного пика. Однако второй по значимости фактор эволюции нормальных звезд — потеря массы звезды. Есть несколько причин, приводящих к уменьшению массы. Если звезда одиночная, то происходит истечение вещества из оболочки, называемое звездным ветром, которое связано с испарением звездной атмосферы и (особенно в случае массивных звезд ранних спектральных классов) передачей импульса веществу давлением излу-