

## ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

## § 1. Эволюция звезды вплоть до потери устойчивости или стадии белого карлика

Теперь можно приступить к анализу эволюции звезды. Мы сосредоточим наше внимание на конечных стадиях эволюции и не будем здесь подробно останавливаться на всех этапах эволюции, отсылая читателя к монографиям, указанным во введении к данному разделу. Напомним общую ситуацию и сделаем несколько замечаний, необходимых для дальнейшего изложения.

Согласно современным представлениям звезды образуются из первоначально разреженной среды путем гравитационной конденсации диффузной материи, состоящей главным образом из водорода. Звезда эволюционирует (сжимается) по мере высвечивания энергии. Можно сказать, что в фазе сжатия звезда светит за счет гравитационной энергии. На этот источник энергии звезд указывал еще Кельвин. Температуры еще низки, и выделение ядерной энергии пренебрежимо мало. Звезда находится в гидростатическом равновесии (см. § 1 гл. 10) без внутренних источников энергии. Продолжительность этой фазы относительно невелика и составляет

$$\tau \approx 5 \cdot 10^7 \left( \frac{M_{\odot}}{M} \right)^2 \text{ лет.}$$

При изучении звездной энергии и сжатия звезды, в соответствии с отрицательной теплоемкостью, увеличивается температура, которая, наконец, повышается в недрах звезды настолько, что начинают идти ядерные реакции превращения водорода в гелий. Звезда при этом находится на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела (температура—светимость). Амбарцумян (1960) с сотрудниками рассматривают другой эволюционный путь звезды до начала ядерных реакций (до прихода на главную последовательность), а именно, возникновение протозвезд не из диффузного вещества, а из сверхплотных тел, природа которых пока не известна. Это не меняет дальнейшего эволюционного пути

звезды, который определяется массой, энтропией и начальным (на главной последовательности) химическим составом, а также моментом вращения и магнитным полем звезды. С началом ядерных реакций звезда находится в состоянии гидродинамического и теплового равновесия. Это самый длительный период активной жизни звезды. Его продолжительность определяется запасами водорода в центральной части (только там температура достаточно высока для ядерных реакций) и скоростью переработки водорода в гелий. Очевидно, что этот период  $\tau$  пропорционален  $M/L$ , где  $L$  — светимость звезды. Расчеты показывают, что масса ядра, где выгорает водород, порядка  $0,1 M$ , откуда следует

$$\tau \approx 10^{10} \frac{L_{\odot}}{L} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ лет.} \quad (11.1.1)$$

Неоднородность химического состава по окончании выгорания водорода в центре ведет к перестройке структуры звезды; ее внешняя оболочка распухает, а ядро сжимается.

В достаточно массивных звездах ( $M \gtrsim M_{\odot}$ ) температура в ядре поднимается настолько, что начинают идти реакции тройного столкновения  $\alpha$ -частиц с образованием  $C^{12}$ :



Детальный расчет дальнейшей эволюции крайне труден. С одной стороны, внутреннее строение звезды становится очень сложным: появляются источники энергии в сферических слоях, окружающих ядро, сложная структура зон лучистого и конвективного переноса энергии; с другой стороны, и это особенно важно, становится возможным проявление различного рода неустойчивостей. Об этих неустойчивостях и об их значении подробно говорится в § 3 этой главы.

Возможно, звезда на этом этапе эффективно теряет свою массу как медленным стационарным истечением с поверхности (см. об этом § 8 гл. 10 и § 4 гл. 14), так и путем взрывов (см. § 4 этой главы). Взрыв может привести к разрушению всей звезды. Сейчас мы не будем рассматривать эти процессы и вернемся к ним позже.

Предположим, что после всех изменений на последних стадиях звезда имеет массу  $M$ . Как уже отмечалось, истощение запасов ядерного горючего, если таковое еще имеется, и излучение энергии приводят, в соответствии с отрицательной теплоемкостью, к сжатию звезды и увеличению ее температуры.

Звезда будет перемещаться по равновесным состояниям (минимумам энергетических кривых) на диаграмме  $M - \rho$  (рис. 52) слева направо по горизонтальной линии ( $M = \text{const}$ ). Рассмотрим сначала эволюцию звезд с  $M < 1,2 M_{\odot}$  ( $M_1$  на рис. 52). Сжатие

будет продолжаться до тех пор, пока в основной массе газа не наступит вырождение электронов. После этого сжатие резко замедлится, так как давление слабо зависит от температуры, и за всю последующую эволюцию давление  $P$  уменьшится примерно в два раза, а звезда достигнет точки  $D_1$ .

До начала вырождения газа электронов при сжатии звезды ее температура увеличивается; теплоемкость звезды при этом отрицательна. После наступления вырождения электронов при продолжающемся, хотя и замедленном, сжатии звезда, излучая, остывает; ее температура, пройдя через максимум, падает. Теплоемкость звезды теперь уже положительна. Последовательность равновесных состояний звезды с  $M = 1,19 M_{\odot}$  на диаграмме  $\rho_c \rightarrow T_c$  при подходе к точке  $D_1$  дана на рис. 48 (кривая  $I$ ).

В соответствии с положительной теплоемкостью звезды в этой стадии, с увеличением  $\rho_c$  в ходе остывания и сжатия ее температура  $T_c$  уменьшается. Максимум температуры по порядку величины соответствует энергии вырождения электронов в конечном состоянии  $D_1$ . Для звезд с  $M \approx M_{\odot}$  максимум  $T_c$  составляет  $\approx 10^9$ °К. В дальнейшем при остывании всякие термоядерные реакции с эффективным выделением энергии прекращаются, вырождение электронов становится все более сильным. Эта последняя стадия жизни звезд носит название *стадии белых карликов*. Белые карлики медленно остывают, излучая главным образом за счет тепловой энергии атомных ядер, находящихся еще в невырожденном состоянии. Время, требуемое для охлаждения белого карлика, зависит от конечной температуры и химического состава; для  $T \sim 5 \cdot 10^8$ °К и  $A = 20$  оно составляет около  $10^9$  лет [см., например, Шварцшильд (1958); Шапман (1958); Местель (1965)]. Несколько авторов [Салпетер (1961); Местель и Рудерман, (1967); Ван Хорн (1968); Острикер и Аксель (1969); Гринстейн (1969)] рассмотрели возможность кристаллизации вещества в белых карликах при достаточно низких температурах. При температурах  $T \ll T_D \approx 4 \cdot 10^6$  ( $\rho/10^6$ )<sup>1/2</sup>°К происходит дебаевское вырождение кристаллической решетки (Местель и Рудерман (1967)), теплоемкость резко уменьшается, и имеет место более быстрое охлаждение, чем это следует по классическим

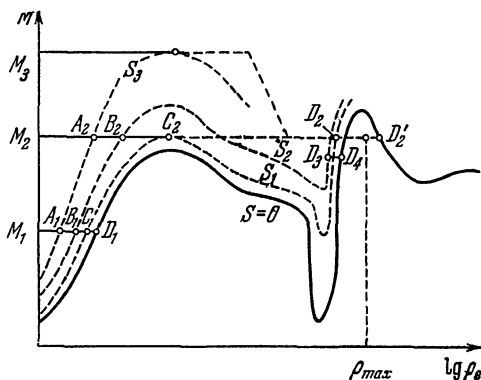


Рис. 52. Схема эволюции звезд  $M_1$  и  $M_2$  с массой меньше, чем предел «ОВ». Пунктиры — изэнтропы

прекращаются, вырождение электронов становится все более сильным. Эта последняя стадия жизни звезд носит название *стадии белых карликов*. Белые карлики медленно остывают, излучая главным образом за счет тепловой энергии атомных ядер, находящихся еще в невырожденном состоянии. Время, требуемое для охлаждения белого карлика, зависит от конечной температуры и химического состава; для  $T \sim 5 \cdot 10^8$ °К и  $A = 20$  оно составляет около  $10^9$  лет [см., например, Шварцшильд (1958); Шапман (1958); Местель (1965)]. Несколько авторов [Салпетер (1961); Местель и Рудерман, (1967); Ван Хорн (1968); Острикер и Аксель (1969); Гринстейн (1969)] рассмотрели возможность кристаллизации вещества в белых карликах при достаточно низких температурах. При температурах  $T \ll T_D \approx 4 \cdot 10^6$  ( $\rho/10^6$ )<sup>1/2</sup>°К происходит дебаевское вырождение кристаллической решетки (Местель и Рудерман (1967)), теплоемкость резко уменьшается, и имеет место более быстрое охлаждение, чем это следует по классическим

формулам. Однако Бисноватый-Коган и Сеидов (1969b) указали, что для белых карликов с массой вблизи критической в области  $\Delta M/M \sim 2 \cdot 10^{-4}$  существенную роль играет постепенное выделение тепла посредством неравновесной  $\beta$ -реакции в центре. В результате уменьшение теплоемкости, вызванное дебаевской вырожденностью, становится несущественным, в этой узкой области время охлаждения велико.

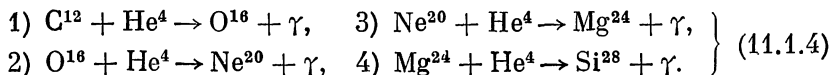
Недавно Гринстейн (1969) указал, что существенную роль в охлаждении белых карликов играет конвекция в их поверхностных слоях. Время охлаждения очень чувствительно к этой конвекции.

Как мы видим, в течение всей эволюции звезда на диаграмме  $M, \rho$  медленно перемещается слева направо, стремясь к кривой, соответствующей  $T = 0$  ( $S = 0$ ).

Окончательный химический состав белых карликов зависит от тех ядерных реакций, которые протекали на стадии их сжатия и разогрева, а возможность протекания тех или иных реакций, в свою очередь, зависит от температуры. Во всех звездах с  $M \geq 0,3 M_{\odot}$  в процессе эволюции заведомо достигались температуры гораздо выше  $T = 10^7$  °К, при которой уже начинается реакция превращения Н в  $\text{He}^4$ . Рассчитаем максимальную температуру, которая достигается в звезде массы  $M$ . Мы уже говорили, что эта температура по порядку величины равна температуре вырождения газа электронов в конечном состоянии звезды ( $T_{\max} \approx T$  вырождения) и пропорциональна  $\rho^{2/3}$ . Используя уравнения состояния и усредненное уравнение равновесия звезды, легко получить, что  $T_{\max} \propto (\mu^2 M)^{1/4}$ . Численные расчеты Эпика (1957) дают для  $T_{\max}$  в центре звезды

$$\lg T_c = 8,9 + \frac{8}{3} \lg \mu + \frac{4}{3} \lg \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (11.1.3)$$

По оценке Эпика, температура, близкая к максимальной, сохраняется в течение  $\sim 10^{14}$  сек. Отсюда можно оценить, как ядерные реакции гелия с  $\text{C}^{12}$  и другими элементами изменят химический состав звезды. Если  $T > 3 \cdot 10^8$  °К, то процесс тройного столкновения  $\alpha$ -частиц (11.1.2) приводит к образованию  $\text{C}^{12}$ . Одновременно с этой реакцией идут следующие:



По расчетам Эпика, белые карлики с  $M > 0,5 M_{\odot}$  должны состоять главным образом из  $\text{Mg}^{24}$ ; более тяжелые ядра не образуются благодаря тому, что исчерпывается весь гелий. В звездах с массой около  $(0,4 \div 0,45) M_{\odot}$  в центральных частях значительная доля гелия еще испытывает подобное превращение, но при  $M < 0,4 M_{\odot}$

белый карлик в основном должен состоять из гелия \*). Новые расчеты см. Такарада, Сато, Хаяши (1966).

Проследим теперь последние этапы эволюции звезды с массой  $M \gtrsim 1, 2M_{\odot}$ . В ходе падения энтропии такая звезда также медленно продвигается слева направо по квазиравновесным состояниям от  $A_2$  к  $C_2$  вдоль линии  $M_2 = \text{const}$  или  $M_3 = \text{const}$  на рис. 52. В § 10 отмечалось, что при  $M > 1,2 M_{\odot}$  потеря устойчивости звезды наступает правее максимума кривых  $M(\rho_c)|_{T=\text{const}}$  (см. рис. 49). Значит, в ходе эволюции на последних стадиях достигается минимум температуры, после чего звезда вновь имеет отрицательную теплоемкость, и температура при сжатии перед потерей устойчивости вновь увеличивается. Последовательность равновесных состояний такой звезды дана на диаграмме  $\rho_c - T_c$  на рис. 48 (кривые 3, 4). После достижения критической точки  $C_2$  (см. рис. 52) наступает потеря устойчивости и происходит катастрофическое сжатие со скоростью порядка скорости свободного падения  $\frac{dR}{dT} \sim \sqrt{\frac{GM}{R^2} (R_c - R)}$ .

В самом деле, пусть звезда находится в точке «срыва» в максимуме изэнтропы на диаграмме  $M - \rho_c$  (рис. 53). Возмущения, сдвигающие звезду вправо или влево (точки  $A$  и  $B$  на рис. 53), выводят ее из равновесия. В обоих случаях равновесные конфигурации, соответствующие возмущенной плотности, лежат ниже и имеют меньшую массу (точки  $A'$  и  $B'$ ). Это значит, что сила тяготения в  $A$  и  $B$  превышает силу давления и заставляет звезду сжиматься, увеличивать плотность. Но если из состояния  $A$  сжатие

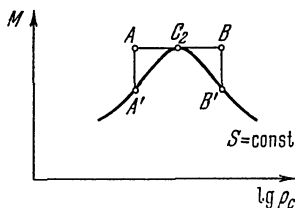


Рис. 53. Звезда в точке «срыва»  $C_2$ . Отклонение от равновесия влево (точка  $A$ ) вызывает появление силы, возвращающей звезду в  $C_2$ . Отклонение вправо ( $B$ ) вызывает «срыв» — гидродинамическое сжатие звезды.

\*) Время эволюции звезд с  $M$  заметно меньше  $M_{\odot}$  больше возраста Метагалактики. Чем меньше  $M$ , тем меньше максимальная возможная температура. Поэтому в звездах с достаточно малой  $M$  температура в будущем (когда их эволюция зайдет достаточно далеко) может обеспечить протекание ядерных реакций, останавливающихся уже на  $\text{He}^3$ . Кажется бы, эти звезды в конце эволюции (при  $s = 0$ ) должны состоять из  $\text{He}^3$ . Но, как отмечено в § 4 гл. 10, энергия электронов, необходимая для нейтронизации  $\text{He}^3$ , очень мала и составляет всего 18 кэв. Поэтому в ходе эволюции звезды  $\text{He}^3$  будет превращаться в тритий  $T$ , а последний уже путем обычной термической реакции превратится в  $\text{He}^4$ . Таким образом, эти звезды в конце эволюции будут состоять из  $\text{He}^4$ . Но при массе  $M < 0,1 M_{\odot}$  и при начальном химическом составе  $H$  и  $He$  вырождение электронов наступит раньше, чем температура в ходе медленного сжатия поднимется достаточно высоко для протекания каких бы то ни было ядерных реакций. Такие звезды светят за счет гравитационной энергии и в конце эволюции будут иметь тот же химический состав, что и в начале эволюции, т. е. в основном  $H$ . Только пикно-ядерные реакции могут изменить этот состав (см. § 5 гл. 6).

возвращает звезду к равновесию  $C_2$ , то из  $B$  оно уводит звезду все дальше от равновесия, начинается коллапс. Скорость, с которой начинается коллапс в самой точке срыва, определяется скоростью медленной эволюции звезды, т. е. скоростью, с которой она подходит к критической точке  $C_2$ , и продолжая свое движение, выходит из этой точки вправо \*). Однако после сколько-нибудь заметного отхода от состояния равновесия силы тяготения уже на конечную величину превышают силы давления, и ускорение сжатия составляет конечную долю ускорения свободного падения. Таким образом, очень быстро после «срыва» звезда сжимается практически с ускорением свободного падения. Это, конечно, является первым, самым грубым приближением.

Необходимо особо подчеркнуть, что после достижения точки  $C_2$  скорость дальнейшего сжатия никак не зависит от скорости тех процессов, которые в ходе медленной эволюции подвели звезду к критическому состоянию.

Здесь надо отметить следующее существенное обстоятельство. Рассматривая возникновение неустойчивости звезды и ее гидродинамическое сжатие, мы предполагаем, что процессы, вызывающие неустойчивость, т. е. приводящие к  $\gamma < 4/3$ , идут за время, много меньшее гидродинамического  $t_H$  (времени свободного падения, см. § 1). По отношению к таким процессам вещество должно находиться в состоянии равновесия. Эти процессы протекают почти адиабатически, а следовательно, с постоянной энтропией. Примером подобного процесса является рождение пар при высокой температуре. Недавно Имшенник и Чететкин (1970) детально исследовали равновесие и устойчивость горячего вещества.

Если быть точным, то истинное термодинамическое равновесие в звезде невозможно, так как нейтрино и антинейтрино постоянно уходят. Имшенник и Чететкин нашли стационарное состояние, в котором рождение частиц и ядер каждого вида точно балансируется соответствующими процессами аннигиляции и распада. Обратные реакции, индуцированные  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , не учитывались, так как  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  свободно покидают систему. Например,  $p + e^- \rightarrow n + \nu$  компенсируется  $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}$ , а также сложным циклом, включающим  $n$ -захват,  $\beta$ -распад и ядерный фотоэффект, но не обратной реакцией  $\nu + n \rightarrow p + e^-$ . Для последовательности стационарных состояний с одинаковой энтропией соотношение  $P(\rho)$  определяет показатель адиабаты  $\gamma$ . Результат не намного отличается от предшествующих равновесных расчетов.

Авторы вычислили также показатель  $\gamma_r$  ( $r$  — «rapid») для столь быстрых изменений плотности, что не успевают пройти

\*) Как отмечалось в § 2 гл. 10, уже при подходе к  $C_2$  вблизи этого состояния, строго говоря, надо рассматривать динамику процесса, так как скорость потери энергии не мала по сравнению с гидродинамической скоростью.

слабые процессы; в этих изменениях отношение  $p/\rho$  (включая  $p$  и  $\rho$ , связанные в ядра) остается постоянным.

Величина  $\gamma_r > \gamma$ . Критическое значение  $\gamma = 4/3$  достигается, когда  $\gamma_r > 4/3$ . В этой ситуации эволюция идет со скоростью, определяемой скоростью слабых взаимодействий. Поэтому наступает важная промежуточная фаза эволюции. В более ранней, спокойной фазе скорость эволюции определяется энергетическими потерями. На раннем этапе спокойная эволюция сопровождается экзотермическими ядерными реакциями, которые компенсируют тепловые потери, так что эволюция не может перейти к новой стадии до тех пор, пока не выгорело ядерное горючее. (Эта ранняя часть охватывает «главную последовательность» на диаграмме светимость — поверхностная температура). В течение следующей части фазы спокойной эволюции энергетические потери ведут к сжатию звезды и увеличению гравитационной энергии. Однако вещество находится еще в равновесном или стационарном состоянии.

При достижении предела  $\gamma = 4/3$  (но со стороны  $\gamma_r > 4/3$ ) начинается упомянутая выше промежуточная стадия. При входе в эту фазу звезда все больше и больше начинает отклоняться от стационарного состояния \*). С увеличением отклонения  $\Delta$  от стационарного состояния скорость слабых процессов быстро возрастает (как  $\Delta^4$  или  $\Delta^5$ ). Конец промежуточной стадии наступает тогда, когда слабые взаимодействия оказываются неспособными затормозить гидродинамическое сжатие (коллапс), т. е. когда  $\gamma_r = 4/3$ .

Нейтронизация и испускание  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  во время коллапса рассматриваются в § 8 гл. 11. На промежуточном периоде нет нужды в точных расчетах с одновременным учетом ядерных взаимодействий, слабых взаимодействий и гидродинамических процессов.

В предшествующем обсуждении устойчивость и эволюция анализировались в терминах звездной (средней) плотности, (среднего) давления и (среднего) химического состава. Не рассматривались эффекты изменения величин с радиусом, звездное вращение и магнитные поля. Естественно, в этом приближении невозможно учесть появление в ходе быстрого сжатия ударных волн, вызывающих увеличение энтропии с «гидродинамической» скоростью, т. е. за время порядка  $t_H$ . Невозможно также учесть ядерную детонацию\*\*), поглощение нейтрино в оболочке и сброс части массы. Возможно разрушение всей звезды ядерным взрывом. Учет этих явлений требует конкретного расчета нестационарных процессов в звезде. Более подробно мы остановимся на этом в § 3 и 4. Здесь же предположим, что в ходе гидродинамического сжатия ядерный взрыв если и происходит, то разрушает не всю

\*) Вначале влияние слабых взаимодействий можно учесть, вводя эффективную «вторую» вязкость вещества.

\*\*) Хотя в центре звезды ядерное горючее сгорело, оно могло сохраниться в оболочке.

звезду; а только выбрасывает часть оболочки. Если после сброса оболочки  $M < 1,6 M_{\odot}$ ; то эволюция схематически изображена пунктирной линией с изломом за горизонталью  $M_3$  на рис. 52. Случай  $M > 1,6 M_{\odot}$  рассмотрен в §§ 6,7. Вернемся к точке  $C_2$ .

После «срыва» звезды в точке  $C_2$  плотность растет (горизонтальный пунктир на рис. 52) с гидродинамической скоростью (т. е. с характерным временем  $t_H$ ) и звезда достигает нового устойчивого состояния в точке  $D_2$ , если ее масса в этот момент меньше «ОВ» предела  $\approx 1,6 M_{\odot}$ . Так как «срыв» произошел при конечных значениях энтропии и, кроме того, энтропия росла в ходе сжатия, то точка  $D_2$  лежит не на предельной линии  $S = 0$ , а левее ее. По инерции сжатие будет продолжаться дальше. Если кинетическая энергия сжатия достаточно велика, то звезда может «пробить» энергетический барьер, выйти к точке  $D'_2$ , после которой будет продолжаться неограниченное сжатие. Если же энергия сжатия недостаточна для прохождения через барьер, то после достижения некоторой максимальной плотности  $\rho_{\max}$  ( $\rho_2 < \rho_{\max} < \rho_3$ ) звезда в первом приближении будет совершать затухающие колебания вокруг  $D_2$ .

Затухание вызывается описанными выше процессами роста энтропии и излучением энергии (в виде света с поверхности и нейтрино изнутри); кроме того, звезда сбрасывает часть массы. В результате с изэнтропы, отвечающей моменту срыва, звезда переходит на более высокую изэнтропу (с  $S_1$  на  $S_2$ ). Если потери массы заметны, то, кроме того, понижается положение звезды на диаграмме  $M - \rho_c$  и звезда приходит в точке  $D_3$  в состояние равновесия. Далее, с потерей энергии на излучение (см. § 2) звезда медленно приходит к  $S = 0$  ( $D_4$ ) по серии равновесных состояний.

Состояние звезды на интервале  $D_3 - D_4$  является *нейтронным* или *барионным* состоянием. Здесь невольно возникает следующий вопрос. Эволюция звезды начинается с водорода, с протонов; в результате термоядерных реакций протоны объединялись в сложные ядра, при этом излучалась огромная энергия порядка  $0,01 Mc^2$ . В конце эволюции в стадии барионной звезды мы снова приходим к веществу, состоящему из отдельных барионов (причем масса покоя нейтрона даже больше массы  $H$ ). Откуда же взялась энергия, потерянная на излучение в процессе эволюции? Ответ очевиден: тяготение создало большую плотность; это привело к нейтронизации вещества и заставило сложные ядра рассыпаться на отдельные барионы; следовательно, именно энергия тяготения в конечном состоянии компенсирует ту энергию, которая частично излучилась в пространство, частично увеличила ядерную энергию.

Идеи Кельвина и Гельмгольца о том, что звезды светят за счет энергии тяготения, оказались неприменимы для продолжительной стадии ядерных реакций в звезде. За счет этих реакций светит звезда. Однако в заключительной фазе эволюции звезды энергия



тяготения ломает ядерные связи, и в конце концов тяготение оказывается ответственным за всю излученную энергию. В этом смысле идеи великих физиков прошлого оказываются правильными.

Вероятно, коллапс приводит к ядерному взрыву (см. § 4). Если взрывом разрушается не вся звезда, и масса остатка меньше  $M_{\text{max}}^{\text{OB}}$ , то возникает [пульсар (см. гл. 13). Случай  $M_{\text{остатка}} > M_{\text{max}}^{\text{OB}}$  см. §§ 6,7 гл. 11 и гл. 14.

## § 2. Нестабильность массивных звезд с ядерными источниками энергии

В этом параграфе мы рассмотрим специфический вид неустойчивости звезды, приводящий, по-видимому, к существованию верхнего предела массы обычных звезд.

Еще в 1941 г. Леду показал, что достаточно массивные звезды с ядерными источниками энергии будут неустойчивы относительно раскачки колебаний. В работе Шварцшильда и Харма (1959) вычисления проделаны на основе новых моделей внутреннего строения массивных звезд, полученных численным расчетом. Более поздние расчеты можно найти у Стозерса и Симона (1968). Механизм пульсационной неустойчивости заключается в следующем. Звезда, находясь в устойчивом равновесии, обладает собственной частотой колебаний  $\omega^2 \approx GM/R^3$ . Допустим, что такие колебания возбуждены. Наряду с раскачкой колебаний имеются механизмы их затухания. Раскачивающим механизмом является изменение выделения ядерной энергии в центре звезды. Вследствие сильной зависимости выделения энергии от температуры основное выделение энергии происходит при максимальном сжатии. Звезда получает как бы импульс, который увеличивает амплитуду колебаний.

Затухание колебаний происходит вследствие нарушения стационарности теплового потока в звезде. Как можно показать, это нарушение вызывает появление силы, тормозящей колебания\*).

Скорость изменения энергии колебаний  $L_1$  можно записать в виде

$$L_1 = L_2 - L_3,$$

где  $L_2$  — скорость увеличения энергии колебаний за счет ядерных реакций,  $L_3$  — скорость потери энергии колебаний. Если  $L_1 > 0$ , то колебания возрастают, и звезда неустойчива. Если  $L_1 < 0$ , то звезда устойчива относительно пульсаций.

Шварцшильд и Харм провели расчеты для звезд в интервале масс от  $M = 218 M_{\odot}$  до  $M = 28 M_{\odot}$ , состоящих из 75% H и 22% He. Результаты их расчетов для звезд главной последовательности приведены в табл. XII.

\*) О другом механизме пульсации, вызывающем переменность цефеид, см. конец параграфа.