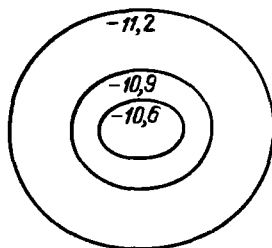


ваториального R_e радиуса, центральных значений температуры T_c и плотности ρ_c , светимости L , эффективной температуры на полюсе T_p и экваторе T_e от времени t . Приведены также значения экваториальной скорости вращения $v_{\text{экв}}$ и относительной толщины оболочки h/R_e . Оказывается, что вращающаяся звезда с той же энтропией имеет меньшую температуру, но большую светимость, чем невращающаяся. Для последней модели с $M = 0,5 M_{\odot}$ в табл. 28, имеющей максимальную сплюснутость $R_e/R_p = 1,6$ (рис. 42) увеличение светимости составляет $\sim 25\%$. Для этой модели эффективное ускорение на экваторе в ~ 24 раза меньше, чем на полюсе.

Рис. 42. Форма поверхности сжимающейся звезды с $1 M_{\odot}$ и $J_{50} = 14,2$ в разные моменты времени эволюции. Показаны значения параметра $\lg \rho_0$ (см. табл. 30)



Отклонение влево эволюционных треков (рис. 40, 41, см. также рис. 30, 38) связано с ростом лучистого ядра (см. § 28) и не описывается данным методом. В лучистом ядре необходимо учитывать неадиабатичность, нестационарную циркуляцию, перераспределение углового момента и использовать в полном виде уравнения эволюции § 24.

Время сжатия вращающейся звезды до состояния с данной энтропией несколько уменьшается за счет увеличения светимости моделей с тем же S . Однако центральные значения температуры и плотности вращающейся звезды меньше, чем у невращающейся при том же S , поэтому она приходит на главную последовательность с меньшими значениями энтропии и светимости, чем невращающаяся. Приближенные расчеты однородно вращающихся звезд на главной последовательности показывают, что с уменьшением массы различие в светимости растет [541, 354]. Для $M = 0,5 M_{\odot}$ светимость предельно быстро вращающейся звезды на главной последовательности получается в 1,6 раз меньше, чем у невращающейся, если экстраполировать результаты работы [541]. Кроме того, по пути на главную последовательность вращающаяся звезда излучает больше тепла, поэтому предельное вращение увеличивает время прихода на главную последовательность примерно в два раза.

§ 30. Модели истечения вещества из молодых звезд

Механизмы квазистационарного истечения вещества, наблюдаемого у различных звезд [449, 327], можно разделить на четыре типа:

- 1) истечение под действием светового давления при малой и большой оптической толщине истекающей области оболочки,
- 2) нетепловой нагрев и расширение короны,
- 3) вращательный механизм истечения,
- 4) истечение из оболочек звезд за счет энергии, выделяемой при комбинации атомов и молекул.

Роль вращательного механизма не вполне ясна, так как наблюдаемые скорости вращения меньше предельных. По-видимому, этот механизм наиболее важен на нестационарных стадиях (см. гл. 10). Первый из перечисленных механизмов связан с большой светимостью звезды и важен для очень ярких голубых звезд большой массы или гигантов и сверхгигантов на продвинутых стадиях эволюции (см. гл. 9). У звезд небольшой массы и светимости, к которым относятся и молодые сжимающиеся звезды, имеются конвективные оболочки, приводящие к нетепловому нагреву короны и ее истечению по типу солнечного ветра. На самых ранних стадиях образования звезд важным для потери массы могут оказаться эффекты рекомбинации, приводящие к малости адиабатического показателя $\gamma_1 < 4/3$ (см. (1.11)). Отметим, что механизм потери массы под действием светового давления очень важен при формировании звезд большой массы $M > 9 M_{\odot}$ и приводит к зависимости (26.19). Рассмотрим модели истекающих звезд, теряющих массу за счет второго и четвертого механизмов, рассмотренных выше.

а) **Истекающие биполитропные модели [43].** Рассмотрим звезду, уравнение состояния которой имеет вид

$$P = K_2 \rho^{1+1/n_2} \quad \text{при } \rho < \rho_a, \quad n_2 \geq 1; \quad (30.1)$$

$$P = K_1 \rho^{1+1/n_1} \quad \text{при } \rho > \rho_a, \quad (30.2)$$

причем

$$K_1 \rho_a^{1/n_1} = K_2 \rho_a^{1/n_2}.$$

Такое уравнение состояния отражает свойства газа с учетом рекомбинации. Удельная тепловая энергия такого газа есть

$$E = K_2 n_2 \rho^{1/n_2} \quad \text{при } \rho < \rho_a, \quad (30.3)$$

$$E = K_1 (n_2 - n_1) \rho_a^{1/n_1} + K_1 n_1 \rho^{1/n_1} \quad \text{при } \rho > \rho_a. \quad (30.4)$$

Рассмотрим звезду со средней плотностью $\bar{\rho}$, такой, что $\rho_a \ll \bar{\rho}$. Для чисто политропной звезды массы M и радиуса R с уравнением состояния (30.2) при всех плотностях полная энергия ϵ определяется выражением [145], см. § 34,

$$\epsilon = - \frac{3 - n_1}{5 - n_1} \frac{GM^2}{R}. \quad (30.5)$$

Здесь за нуль принята энергия вещества звезды при нулевой плотности без гравитационного взаимодействия. Если масса и толщина оболочки, где $\rho < \rho_a$, пренебрежимо малы, то полная энергия звезды с биполитропным уравнением состояния (30.1), (30.2) запишется в виде

$$\epsilon = (n_2 - n_1) K_1 \rho_a^{1/n_1} M - \frac{3 - n_1}{5 - n_1} \frac{GM^2}{R}. \quad (30.6)$$

Из (30.6) следует, что при достаточно большом n_2 полная энергия становится положительной и энергетически выгодным будет разлет звезды на бесконечность. Если $n_1 < 3$, то и при положительной полной энергии основная масса находится в устойчивом равновесии (см. гл. 12), но в об-

ласти $\rho < \rho_a$ возможно истечение вещества. При достаточно малом отношении $\rho_a/\bar{\rho}$ темп потери массы \dot{M} столь мал, что основная масса звезды находится в статическом равновесии, а истечение происходит в квазистационарном режиме с распределением скорости

$$u = -\frac{\dot{M}}{4\pi\rho r^2}. \quad (30.7)$$

В стационарно и радиально истекающей звездной оболочке при $\rho < \rho_a$ имеет место интеграл Бернулли [136]

$$H = \frac{u^2}{2} + E + \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} = \frac{u^2}{2} + (n_2 + 1)K_2\rho^{1/n_2} - \frac{GM}{r}. \quad (30.8)$$

Для удовлетворения условия $\rho \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$ решение (30.7), (30.8) должно пройти через критическую звуковую точку, где выполняются соотношения

$$u_{cr}^2 = u_{s, cr}^2 = \frac{n_2 + 1}{n_2} K_2 \rho_{cr}^{1/n_2}, \quad (30.9)$$

$$u_{cr}^2 = \frac{GM}{2r_{cr}}.$$

Здесь скорость звука $u_s = (\partial P/\partial \rho)^{1/2}$. Для построения модели статической звезды с истекающей оболочкой нужношить решение для ядра с решением (30.7); (30.8) для оболочки так, чтобы в месте сшивки были непрерывными плотность ρ и давление P , и скорость u была бы очень малой.

В статическом ядре уравнение равновесия (22.1) при баротропном уравнении состояния $P(\rho)$ имеет интеграл, который следует из интеграла Бернулли (30.8) при $u \rightarrow 0$. Значение интеграла H берется на границе статического ядра $r = R$, где приближенно полагается $\rho = \rho_a, u \ll u_s$ и

$$H = (n_2 + 1)K_2 \rho_a^{1/n_2} - \frac{GM}{R}. \quad (30.10)$$

Используя (30.9) в (30.8), выразим значение H через радиус критической точки r_{cr} :

$$H = \frac{2n_2 - 3}{4} \frac{GM}{r_{cr}}. \quad (30.11)$$

Из сравнения (30.10) и (30.11) находится радиус $r_k(M, R)$, зная который можно с помощью (30.9) и (30.7) найти поток массы

$$\begin{aligned} \dot{M} &= -4\pi\rho_{cr}r_{cr}^2 u_{cr} = -4\pi r_{cr}^{1,5-n_2} \left[\frac{n_2}{2(1+n_2)} \right]^{n_2} \frac{(GM)^{n_2+0,5}}{\sqrt{2}K_2^{n_2}} \approx \\ &\approx -\frac{4\pi}{e} r_{cr}^{1,5-n_2} \left(\frac{GM}{2K_2} \right)^{n_2+0,5} \sqrt{K_2}, \quad n_2 \gg 1, \end{aligned} \quad (30.12)$$

$$r_{cr} = \frac{2n_2 - 3}{4} GM \left[(n_2 + 1)K_2 \rho_a^{1/n_2} - \frac{GM}{R} \right]^{-1}. \quad (30.13)$$

Из теории политропных звезд имеем [218], см. § 34,

$$R = \left[\frac{(n_1 + 1)K_1}{4\pi G} \right]^{\frac{n_1}{3-n_1}} \left(\frac{M}{4\pi M_{n_1}} \right)^{\frac{1-n_1}{3-n_1}} \xi_{n_1}, \quad (30.14)$$

где ξ_n, M_n — безразмерные величины, зависящие только от n . С учетом (30.13), (30.14) функция $\dot{M}(M, R)$ примет вид

$$\dot{M} = -\pi \left(\frac{e}{K_2 \rho_a^{1/n_2}} \right)^{3/2} (GM)^2 \rho_a \left\{ 1 - \frac{G(4\pi M_{n_1})^{3-n_1}}{n_2 K_1 \rho_a^{1/n_1} \xi_{n_1}} \right\} \times \\ \times \left[\frac{4\pi G}{(n_1 + 1)K_1} \right]^{\frac{n_1}{3-n_1}} M^{\frac{2}{3-n_1}} \quad (30.15)$$

Для истечения из оболочки звезды необходимо выполнение условия $H \geq 0$, которое при $n_2 \gg 1$ и при учете (30.14) в (30.6) эквивалентно условию $\partial\epsilon/\partial M \geq 0$. При $H = 0$ энергия ϵ положительна и $\partial\epsilon/\partial M = 0$:

$$\epsilon = \epsilon_0 = \frac{2GM^2}{(5-n_1)R} \quad \text{при } H = 0; M = M_2. \quad (30.16)$$

При фиксированных $n_1 < 3$ и $n_2 \gg 1$ в зависимости от массы звезды M можно выделить три типа биполитропных моделей:

$$1) M > M_1, \quad \epsilon < 0, \quad \partial\epsilon/\partial M < 0, \quad H < 0 - \quad (30.17)$$

устойчивые статические модели с отрицательной полной энергией;

$$2) M_2 < M < M_1, \quad 0 < \epsilon < \epsilon_0, \quad \frac{\partial\epsilon}{\partial M} < 0, \quad H < 0 - \quad (30.18)$$

статические модели с положительной полной энергией (разлет вещества на бесконечность здесь энергетически выгоден, но модели устойчивы относительно малых возмущений (в целом метастабильны), а разлет на бесконечность отделен потенциальным барьером);

$$3) M < M_2, \quad 0 < \epsilon < \epsilon_0, \quad \partial\epsilon/\partial M > 0, \quad H > 0 - \quad (30.19)$$

квазистационарно истекающие модели (статические модели в строгом смысле здесь отсутствуют, но ввиду малости \dot{M} при малых ρ_a основная масса находится почти в статическом равновесии).

Значение M_1 находится из условия $\epsilon = 0$ в (30.6), а M_2 из условия $H = 0$ в (30.10) с учетом (30.14). Необходимым для применимости приближенного подсчета \dot{M} в (30.15) является условие того, что критический радиус r_k лежит вне звезды:

$$r_{cr}/R > 1. \quad (30.20)$$

Из (30.13), (30.14) следует, что (30.20) выполняется при

$$y = \left(\frac{M}{M_2} \right)^\kappa = \frac{GM/R}{(n_2 + 1)K_2 \rho_a^{1/n_2}} > \frac{2}{n_2 + 0,5}, \quad \kappa = \frac{2}{3 - n_1}. \quad (30.21)$$

Используя y из (30.21), (30.10) можно записать (30.15) в виде

$$\dot{M} = -aM^2(1-y)^{n_2-1,5} = -aM_2^2 y^{2/\kappa} (1-y)^{n_2-1,5}, \quad (30.22)$$

$$a = \pi \left(\frac{e}{K_2 \rho_a^{1/n_2}} \right)^{3/2} G^2 \rho_a, \quad aM_2^2 = \pi e^{3/2} n_2^{3/2} \rho_a R_2^2 \sqrt{\frac{GM_2}{R_2}}.$$

Очевидно, что \dot{M} в (30.22) проходит через максимум, лежащий при

$$y = \frac{2/\kappa}{n_2 - 1,5 + 2/\kappa} \left(\frac{dy}{dM} = \kappa \frac{y}{M} \right). \quad (30.23)$$

При $\kappa > 1$ ($n_1 > 1$) условие (30.21) нарушится прежде, чем \dot{M} достигнет максимума. На границе условия применимости (30.21) средняя плотность звезды порядка ρ_a и она оказывается глобально неустойчивой ввиду близости к единице показателя адиабаты γ_1 из (30.1), (1.11), и разлетается в динамической шкале времени. Начинается такой разлет несколько раньше, чем достигается условие (30.21). Для истекающей звезды у самой границы $\delta e/\delta M = 0$, $y = 1$ и величина \dot{M} будет малой, но растущей по мере истечения и уменьшения M . Когда масса звезды уменьшится в $(n_2/2)^{1/\kappa}$ раз истечение превратится в разлет всей звезды. Отметим, что в процессе потери массы скорость истечения и разлета всегда остается порядка скорости звука u_s из (30.9), соответствующей плотности ρ_a , за исключением звезд с массами $M \approx M_2$, для которых скорость истечения мала из-за большого критического радиуса в (30.13).

Время диссипации звезды с массой $M < M_2$ составляет по (30.22)

$$\tau \approx \frac{M}{\dot{M}} \approx \tau_{h2} \frac{\bar{\rho}}{\rho_a} \left(\frac{4}{3e^{3/2} n_2^{3/2} y^{1/\kappa} (1-y)^{n_2-1,5}} \right) =$$

$$= \tau_h \frac{\bar{\rho}}{\rho_a} \left(\frac{4}{3e^{3/2} n_2^{3/2} y^{3/2} (1-y)^{n_2-1,5}} \right), \quad (30.24)$$

где $\tau_{h2} = R_2/\sqrt{GM_2/R_2}$ — время гидродинамического разлета ядра, $\bar{\rho} = 3M/4\pi R^3$ — средняя плотность ядра массы M_2 и радиуса R_2 , τ_h и $\bar{\rho}$ — те же для $M < M_2$. Безразмерная величина во вторых скобках (30.24)

достигает минимума при $y = \frac{3}{2n_2}$, который равен $\frac{8}{9} \sqrt{\frac{2}{3}} \approx 0,73$ для $n_2 \gg 1$. Таким образом, время диссипации биполитропной звезды с $n_2 \gg 1$ и $\rho_a \ll \bar{\rho}$ всегда много больше гидродинамического времени ядра и используемое приближение является корректным.

б) **Истекающие модели изэнтропических водородных звезд** [48]. Уравнение состояния $P(\rho)$ при постоянной энтропии в области ионизации и диссоциации имеет $\gamma_1 < 4/3$ и даже, при учете излучения, $\gamma_1 < 1$. Это приводит к возможности существования стационарно истекающих устойчивых конфигураций, аналогичных рассмотренным выше биполитропным моделям из (30.19). Постоянство энтропии характеризует полностью конвективные сжимающиеся звезды на стадии Хаяши (§ 28).

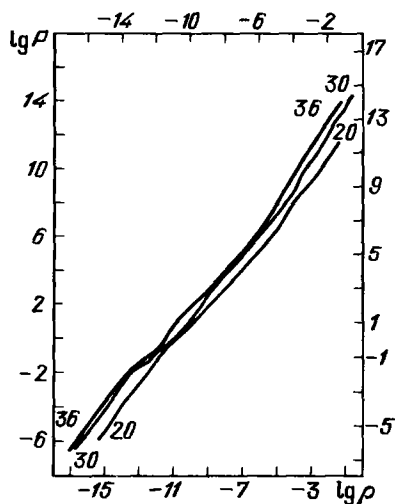


Рис. 43. Зависимость $P(\rho)$ вдоль изэнтроп $S = 20, 30, 36$

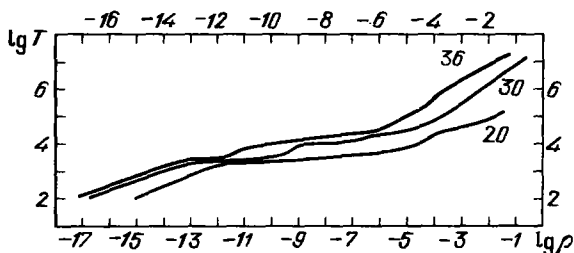


Рис. 44. Зависимость $T(\rho)$ вдоль изэнтроп $S = 20, 30, 36$

Термодинамические функции водорода вдоль изэнтроп приведены на рис. 43–46 по расчетам [48]. Значения энтропии принимались равными $S = 20, 24, 30, 36$ в единицах

$$\mathfrak{R} = k/m_p = 8,317 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}. \quad (30.25)$$

Рассматривался газ в термодинамическом равновесии с излучением (см. § 1) с учетом ионизованного, атомарного и молекулярного водорода в основном состоянии, а также вращательные и колебательные возбуждения основного термина молекулы. Учитывалась поправка на ангармоничность и взаимодействие вращательных степеней свободы с колебательными по методике, изложенной в [145, 91]. Содержание орто и параводорода*) предполагалось равновесным. Результаты [48] по расчету уравнения состояния находятся в хорошем численном согласии с результатами работ [621, 622, 617].

При учете равновесного излучения показатель $\gamma_1 < 1$ в области диссоциации (рис. 46). Для идеального газа без излучения всегда имеет место $\gamma_1 > 1$, так как вдоль изэнтроп температура растет с ростом плотности.

*) В ортоводороде спины ядра и электрона параллельны, в параводороде – антипараллельны. Энергетическое состояние у ортоводорода чуть выше, чем у параводорода, переходы между ними приводят к излучению линии 21 см в радиодиапазоне.

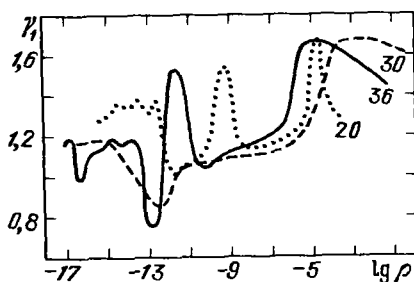
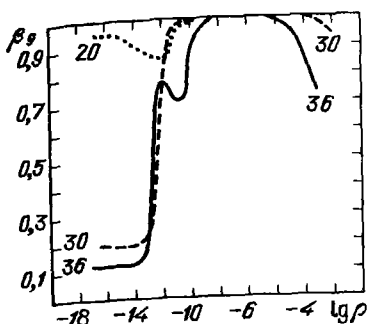


Рис. 45. Зависимость $\beta_g(\rho)$ вдоль изэнтроп $S = 20, 30, 36$

Рис. 46. Зависимость $\gamma_1(\rho)$ вдоль изэнтроп $S = 20, 30, 36$

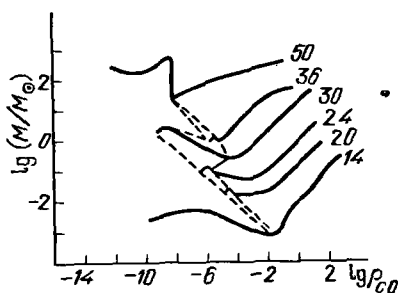
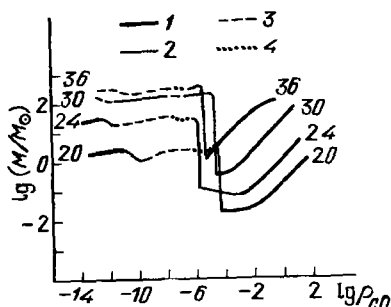


Рис. 47. Зависимость $M(\rho_{c0})$ для статических моделей при $S = 20, 24, 30, 36$. 1 – устойчивые ветви, 2 – участки с одной неустойчивой модой, 3 – с двумя, 4 – с тремя неустойчивыми модами

Рис. 48. Зависимость $M(\rho_{c0})$ для истекающих моделей. Штрихами обведена область стационарного истечения, энтропии $S = 14, 50$ взяты из рис. 1 работы [617]

Статические модели водородных звезд при $S = \text{const}$ и их устойчивость изучались в работе [617] на основе численного решения уравнений равновесия (22.1)–(22.2). Эти расчеты повторены в [48], откуда взят рис. 47, задающий зависимость массы от центральной плотности $M(\rho_{c0})$. Помимо областей устойчивости и неустойчивости, полученных в [617], в [48] было найдено число неустойчивых мод, используя условие пересечения экстремалей [105], см. также гл. 12. Характерной особенностью зависимости $M(\rho_{c0})$ является наличие крутого спада (скачка), появляющегося при $S > 14$ в области, где значительная часть звезды находится в состоянии частичной ионизации. На спаде в [48, 617] не было построено ни одной статической модели. После спада число неустойчивых мод либо уменьшается на единицу, и модель становится устойчивой (для $S = 20, 30, 36$ на рис. 47), либо не изменяется и неустойчивость сохраняется (для $S = 24$).

В [48] наряду со статическими моделями, слева от скачка были построены стационарно истекающие модели типа (30.19), причем кривая $M(\rho_{c0})$ для истекающих моделей непрерывно сшивается со статической кривой $M(\rho_{c0})$ в нижней точке скачка (рис. 48). Метод построения исте-

кающих моделей был тем же, что и при построении аналогичных биполитропных моделей и требует положительного интеграла Бернулли H из (30.8) при отсчете энергии от состояния молекулярного водорода. При известном H , записывая (30.8) в критической точке (30.9), где

$$u_{\text{cr}}^2 = (\partial P / \partial \rho)_S = \gamma_{\text{cr}} \frac{P_{\text{cr}}}{\rho_{\text{cr}}} = \frac{GM}{2r_{\text{cr}}}, \quad (30.26)$$

численно находятся параметры критической точки и скорость потери массы \dot{M} из (30.7).

Для нахождения интеграла H в [48] использовалась следующая процедура. При данной энтропии рассчитывалась структура статических ядер интегрированием уравнений равновесия (22.1), (22.2) от центра при заданной центральной плотности ρ_{c0} . На каждом шаге вычислялась величина H из (30.8). Для возможности построения модели со статическим ядром и стационарно истекающей оболочкой типа (30.19) должны выполняться следующие требования.

1. Необходимо существование протяженного по радиусу слоя с $H \approx \text{const} > 0$ и массой малой, по сравнению с массой статического ядра. Это требование вытекает из условия того, что в истекающей модели имеется промежуточная область с $u \ll u_s$, где с достаточной точностью справедливы уравнения гидростатики. Структура истекающей звезды не должна зависеть от места сшивки двух решений. Постоянство H и малость массы этого слоя обеспечат однозначность построения истекающей модели при данных S и ρ_{c0} .

2. Критический радиус r_{cr} из (30.26) должен быть больше радиуса сшивки r_b (см. (30.20)).

3. Масса m_l слоя $r_b < r < r_{\text{cr}}$ много меньше массы ядра M . Это позволяет использовать интеграл Бернулли (30.8) без самогравитации. Это же условие определяет квазистационарность истечения с временем диссипации звезды $\tau \gg \tau_h$ (см. (30.24)).

4. Скорость в месте сшивки должна быть мала, $u_b^2/H \ll 1$, что аналогично условию 1.

5. Наряду с условием 3 для пренебрежения самогравитацией вещества в потоке необходимо выполнение неравенства

$$\Delta H = G \int_{r_b}^{r_{\text{cr}}} \frac{dm}{r} \ll H. \quad (30.27)$$

Представленные на рис. 48 истекающие модели удовлетворяют всем сформулированным выше требованиям. Зависимость $H(r)$ для статических моделей с различными центральными плотностями ρ_{c0} при $S = 30$, приведенная на рис. 49, иллюстрирует появление истекающей модели. Плато на кривой $H(r)$ имеется для моделей с

$$\rho_{c, \text{min}} = 8,0 \cdot 10^{-10} < \rho_{c0} < 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} = \rho_{c, \text{max}}, \quad (30.28)$$

причем значение $\rho_{c0} = \rho_{c, \text{max}}$ соответствует скачку на кривой статических решений $M(\rho_{c0})$. Справа от скачка истекающих моделей нет, а слева от него истекающее решение существует наряду с неустойчивым статическим с гораздо большей массой.

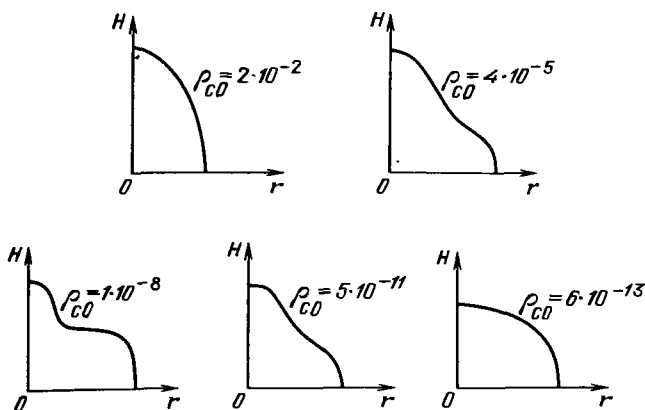


Рис. 49. Последовательное изменение вида зависимости $H = E + \frac{P}{\rho} - G \frac{m}{r}$ от текущего радиуса статической модели вдоль изэнтропы $S = 30$ при разных ρ_{c0} (качественная картина). Изображены только те участки $H(r)$, на которых $H > 0$

В табл. 32 приведены параметры некоторых истекающих моделей, для которых видно выполнение требований 1)–5). Конкретное место сшивки для моделей из табл. 32 и рис. 48 выбиралось из условия минимума величины

$$\eta = \frac{m_1}{M} + \frac{\Delta H}{H_0} + \frac{u_b^2}{H_b}, \quad (30.29)$$

хотя сдвиг места сшивки вдоль плато $H(r)$ практически не менял результатов. Энергия диссоциации водорода на один грамм равна $2,15 \cdot 10^{12}$ эрг \cdot г $^{-1}$, а ионизация — $13 \cdot 10^{12}$ эрг \cdot г $^{-1}$, все модели, кроме первой в табл. 32 имеют отрицательную энергию относительно атомарного водорода. Сравнение показывает, что область истечения по оси ρ_{c0} на рис. 48 пропорциональна величине скачка на кривой $M(\rho_{c0})$ по оси M (рис. 47). Скачок максимален для $S = 30$, для которого максимальной оказалась область истекающих моделей. Исчезновение скачка на кривых $M(\rho_{c0})$ из [617] определяет верхнюю и нижнюю границу истекающих моделей на рис. 48.

Ядра стационарно истекающих звезд динамически, по-видимому, устойчивы, хотя строгие методы исследования устойчивости здесь не разработаны. Истекающая звезда может превратиться у статическую меньшей массы и большей плотности, в отличие от биполитропных моделей, где в стационарно истекающей звезде ρ всегда уменьшается со временем ($\bar{\rho} \sim M/R^3 \sim M^{2n_1/(3-n_1)}$, $n_1 < 3$, см. (30.14), а звезда в итоге диссипирует.

Для возможности реализации подобных истекающих моделей в природе необходим дополнительный нагрев вещества протозвезды на достаточно ранних стадиях ее формирования космическими лучами, или излучением горячих звезд, образующихся по соседству.

| $\frac{S}{R}$ | $\rho_{c0},$ $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ | $\frac{M}{M_{\odot}}$ | $\frac{r_b}{r_{\odot}}$ | H_b/R | $\rho_b,$ $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ | T_b, K | μ_b |
|---------------|---|-----------------------|-------------------------|---------|--|-----------------|---------|
| 30 | 8,7(-6) | 0,358 | 629 | 1,2(4) | 7,8(-12) | 2100 | 1,13 |
| 30 | 2,7(-9) | 1,594 | 3178 | 9300 | 7,2(-13) | 1820 | 1,27 |
| 30 | 8,05(-10) | 1,460 | 4227 | 1,3(4) | 1,0(-12) | 1840 | 1,74 |
| 24 | 1,8(-6) | 0,103 | 218 | 2503 | 9,5(-12) | 1897 | 1,47 |
| 24 | 1,0(-6) | 0,107 | 274 | 4000 | 6,6(-12) | 1860 | 1,49 |
| 24 | 5,1(-7) | 0,094 | 365 | 8800 | 2,6(-11) | 1990 | 1,42 |

Индекс "b" использован для величины в точке сшивки, μ — молекулярный вес из (1.7), $\beta_g = P_g/P$ (см. (1.19)), E/M — полная удельная энергия относительно молекулярного водорода.

в) Модели истекающих корон молодых звезд. Наблюдаемые профили эмиссионных линий ионизованного кальция H и K и бальмеровских линий водорода у звезд типа T Тельца соответствуют скоростям истечения, превышающим $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Это значительно больше, чем значения тепловых скоростей при температурах возможного образования этих линий [448]. Для объяснения этого факта, а также других наблюдательных особенностей молодых звезд в [50] была рассмотрена модель истекающей короны, в которой формируются плотные и холодные сгустки в результате развития тепловой неустойчивости. После своего образования сгустки движутся с замедлением в гравитационном поле звезды и обеспечивают наблюдаемую эмиссию в линиях.

Предполагается, что корона образуется за счет трансформации в тепло потока механической энергии, идущей из конвективной оболочки. Важную роль в такой трансформации играет магнитное поле. Аналогично наиболее простым моделям солнечной короны [174] предположим корону молодой звезды изотермической внутри и адиабатической снаружи. Величина $\int \frac{dP}{\rho}$, входящая в интеграл Бернулли (30.8), имеет вид [145, 50]

$$\int \frac{dP}{\rho} = \begin{cases} E + P/\rho - TS & \text{при } T = T_0 = \text{const} \\ E + P/\rho & \text{при } S = S_1 = \text{const} \end{cases} \quad (30.30)$$

Соответственно,

$$H = \begin{cases} H_i = \frac{u^2}{2} + E + \frac{P}{\rho} - T_0 S - \frac{GM}{r} & \text{при } T = T_0, \\ H_a = \frac{u^2}{2} + E + \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} & \text{при } S = S_1. \end{cases} \quad (30.31)$$

Из условия непрерывности u , ρ и T в точке $r = r_1$, где происходит переход от изотермического течения к адиабатическому, имеет место связь

$$H_a = H_i + T_0 S_1. \quad (30.32)$$

| β_{gb} | $\frac{r_{cr}}{R_{\odot}}$ | $\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{год}}$ | $\frac{10^3 m_1}{M}$ | $\frac{10^3 \Delta H}{H}$ | $\frac{10^3 u_b^2}{H}$ | $\frac{E/M}{10^{12} \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1}}$ |
|--------------|----------------------------|--|----------------------|---------------------------|------------------------|---|
| 0,963 | 1400 | 4,5(-5) | 3 | 0,8 | 0,3 | 4,16 |
| 0,759 | 4720 | 3,8(-4) | 6 | 1 | 5 | 1,50 |
| 0,770 | 6700 | 1,1(-3) | 30 | 4 | 7 | 1,61 |
| 0,969 | 420 | 7,5(-6) | 0,4 | 0,2 | 0,8 | 1,50 |
| 0,958 | 571 | 9,3(-6) | 0,8 | 0,4 | 1 | 1,18 |
| 0,987 | 882 | 2,5(-4) | 20 | 4 | 8 | 1,39 |

Критическая точка предполагается лежащей в изотермической области, где вместо (30.26) справедливы соотношения

$$u_{cr}^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T = \frac{GM}{2r_{cr}}. \quad (30.33)$$

Если известны температура изотермической короны T_0 и интеграл H_i из (30.31), то, используя соотношения (30.33), можно найти параметры критической точки u_{cr} , ρ_{cr} , r_{cr} и поток массы \dot{M} из (30.7). Для определения скорости вещества на бесконечности требуется задание энтропии S_1 в точке сшивки $r = r_1$

$$u_{\infty}^2 = 2(H_i + T_0 S_1). \quad (30.34)$$

Интеграл H_i выбирается из условия заданной светимости короны. Для вычисления светимости при известном H_i требуется конкретизировать механизм ускорения короны и найти распределение в ней температуры, плотности и скорости.

Предполагается, что на радиусе r_b , примерно совпадающем с радиусом звездной фотосферы r_f , происходит быстрое превращение потока механической энергии Q (эрг \cdot с $^{-1}$) в тепло. При этом параметры плазмы меняются почти скачкообразно и предполагается, что температура от фотосферной T_f вырастает до корональной T_0 . На тепловом скачке справедливы законы сохранения [27]

$$\rho_{b-} u_{b-} = \rho_{b+} u_{b+}, \quad (30.35)$$

$$P_{b-} + \rho_{b-} u_{b-}^2 = P_{b+} + \rho_{b+} u_{b+}^2, \quad (30.36)$$

$$\frac{u_{b-}^2}{2} + E_{b-} + \frac{P_{b-}}{\rho_{b-}} + \frac{Q}{4\pi r_b^2 \rho_{b-} u_{b-}} = \frac{u_{b+}^2}{2} + E_{b+} + \frac{P_{b+}}{\rho_{b+}}. \quad (30.37)$$

Здесь величины слева от скачка (ближе к звезде) имеют индекс (b-),

Модельные параметры истекающих звезд типа Т Тельца

| $\frac{r_b}{R_\odot}$ | $T_f, 10^3 \text{ К}$ | $T_0, 10^6 \text{ К}$ | $\rho_{b+}, 10^{-13} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ | $u_{b+}, \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ | $\frac{r_{c1}}{R_\odot}$ | $u_{c1}, \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ | $\rho_{c1}, 10^{-14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ | $\dot{M}, 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ |
|-----------------------|-----------------------|-----------------------|--|--|--------------------------|--|--|---------------------------------------|
| 3,5 | 4,9 | 1,0 | 7 | 67 | 5,7 | 129 | 10 | 6 |
| 2,0 | 4,9 | 1,6 | 6 | 72 | 3,6 | 163 | 8 | 2 |
| 2,4 | 4,43 | 2 | 1 | | | | | 0,9 |
| 2,4 | 4,43 | 2,4 | 1,2 | | | | | 2 |
| 2,4 | 4,43 | 2,4 | 1,7 | | | | | 3 |

L_f – светимость фотосферы, $M_{\text{кор}}$ – масса короны при $r_b < r < r_c$.

а справа – (b_+) . Из (30.31) и (30.7) следуют еще два уравнения:

$$\rho_{b+} u_{b+} = \frac{\dot{M}(H_i, T_0)}{4\pi r_b^2}, \quad (30.38)$$

$$\frac{u_{b+}^2}{2} + E_{b+} + \frac{P_{b+}}{\rho_{b+}} = H_i + T_0 S_{b+} + \frac{GM}{r_b}. \quad (30.39)$$

При учете термодинамических функций $P(\rho, T)$, $E(\rho, T)$, $S(\rho, T)$ (см. § 1) и задании величин

$$T_{b-} = T_f, \quad T_{b+} = T_0, \quad r_b = r_f, \quad H_i \quad (30.40)$$

соотношения (30.35) – (30.39) представляют собой пять уравнений относительно пяти неизвестных

$$\rho_{b-}, \quad \rho_{b+}, \quad u_{b+}, \quad u_{b-}, \quad Q. \quad (30.41)$$

Решения этой системы для водородной плазмы, прозрачной для излучения, с рассмотренными выше термодинамическими функциями (см. [48]) получены в [50, 51] для некоторых наборов параметров (30.40) и приведены в табл. 33.

Часть (половина или меньше) коронального рентгеновского излучения $L_{\text{кор}}$ падает на поверхность звезды и нагревает ее, образуя горячий хромосферный слой с $T_x = (5 \div 10) \cdot 10^4 \text{ К}$ в дополнение к "холодному" хромосферному слою с $T_{x0} = 10^4 \text{ К}$, который образуется за счет действия теплопроводности. Параметры горячей хромосферы: температура T_x , плотность ρ_x , светимость L_x и толщина h_x рассчитаны из баланса энергии однородного по плотности хромосферного слоя в предположении минимума допустимой плотности хромосферы, обеспечивающей заданную скорость охлаждения ([50], первые две строки табл. 33), либо из условия равенства давлений хромосферы и короны ([51], три последние строки в табл. 33).

Рассмотренная в [50] горячая хромосфера у звезд типа Т Тельца была открыта наблюдениями в ультрафиолетовой области на спутнике IUE и светимость ее составила $\sim 0,3 L_\odot$ в области 1150–3100 Å [372] для звезды RU Lupi. В [51] рассчитаны параметры хромосферы и короны, а также ожидаемое рентгеновское излучение от этой звезды (три последние

| $\frac{L_f}{L_\odot}$ | $\frac{L_{cor}}{L_\odot}$ | $\frac{M_{cor}}{M_\odot}$ | $T_x, 10^4 \text{ К}$ | $\rho_x, 10^{-11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ | $\frac{L_x}{L_\odot}$ | $h_x, \text{ км}$ | $t_1, \text{ с}$ | $t_2, \text{ с}$ |
|-----------------------|---------------------------|---------------------------|-----------------------|---|-----------------------|-------------------|------------------|------------------|
| 6,36 | 108 | 3(-11) | 8,9 | 2 | 54 | 1,6 | 41 | 9(4) |
| 2,06 | 14,6 | 5(-12) | 4,6 | 2 | 7,3 | 1,85 | 108 | 4(4) |
| 2 | 0,6 | | 6,0 | 0,33 | 0,3 | 10 | | |
| 2 | 2 | | 5,8 | 0,5 | 0,7 | 10 | | |
| 2 | 4 | | 6,0 | 0,67 | 1,0 | 6 | | |

строки табл. 32). Наблюдения в мягкой рентгеновской области на спутнике Эйнштейн [371, 355] обнаружили небольшую светимость звезд типа Т Тельца $L_x \leq 10^{31} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, что существенно меньше значений L_{cor} , приведенных в табл. 33. Из наблюдений на спутнике Астрон получены указания на сильную переменность звезды RU Lupi в рентгеновской области 2–7 кэВ [375]. Не исключено, что слабая наблюдаемая светимость молодых звезд в рентгене связана с сильным его поглощением в оболочке вокруг этих звезд, а их истинная рентгеновская светимость L_{cor} значительно больше и, возможно, $L_{cor} \geq L_x$ в соответствии с [51].

Тепловой скачок (30.35)–(30.37) для моделей из табл. 33 проходит при плотности много меньшей фотосферной $\rho_{b-} \ll \rho_f$ и оптической толще $\tau = 10^{-2} - 10^{-3}$ [50]. В области температур $T = (1 \div 3) \cdot 10^6 \text{ К}$ функция охлаждения прозрачной плазмы с нормальным составом $\Lambda(T) \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ убывает с температурой [335], что приводит к неустойчивости относительно образования сгустков с меньшей температурой и большей плотностью*). Время конденсации сгустка

$$t_1 \approx \frac{E}{n^2 \Lambda(T)}. \quad (30.42)$$

Минимальный размер сгустка определяется теплопроводностью и составляет

$$l_{min} \approx \frac{1}{n} \sqrt{1,8 \cdot 10^{-6} T^{7/2} / \Lambda(T)} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ см} \quad (30.43)$$

для $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^6 \text{ К}$.

На Солнце тепловая неустойчивость в короне не развивается из-за малой плотности и большого значения l_{min} . Время развития тепловой неустойчивости t_1 приведено в табл. 33 наряду с временем пролета t_2 истекающим газом характерного размера короны [50]. Условие $t_2 \gg t_1$ означает, что тепловая неустойчивость успевает развиться и происходит образование холодных плотных сгустков.

* Величина $\Lambda(T) n_e (n_e + n_H) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ дает количество энергии, излучаемое 1 см^3 плазмы за 1 с , $\Lambda(T)$ рассчитана в [335].

Существование плотных хромосфер и корон у звезд типа Т Тельца ставит вопрос о теоретическом объяснении формирования большого потока механической энергии, сравнимого с фотосферным, в звездах с мощными конвективными оболочками. С термодинамической точки зрения этот факт может быть объяснен при большой температуре T_m в месте формирования механического потока энергии. Эффективность преобразования потока тепла в поток механической энергии в звезде, рассматриваемой как тепловая машина, не превышает

$$\eta < \frac{T_m - T_f}{T_m} \quad (30.44)$$

и при $T_m \gg T_f$ может приближаться к единице.

г) О явлении фуора. В настоящее время известно несколько звезд, быстро увеличивающих свою светимость в ~ 100 раз и сохранивших этот высокий уровень на долгие годы. Первой из таких звезд была FU Ori, по имени которой это явление получило название фуоров [8]. Это явление можно связать с рождением молодой звезды достаточно большой массы $M > 3 M_\odot$, которая заканчивает стадию аккреции, испаряет свою пылевую оболочку после загорания водорода и сразу появляется вблизи главной последовательности ([463, 644], см. § 26). Это простое объяснение встречается с трудностью при попытке применения его к фуору V 1057 Cyg, на месте которого до вспышки наблюдалась звезда типа Т Тельца [395]. Массы звезд типа Т Тельца существенно меньше, чем оцениваются после вспышки массы звезд FU Ori и V 1075 Cyg [175].

Этих трудностей можно избежать, если предположить, что звезда V 1057 Cyg является двойной, содержащей звезду типа Т Тельца и другую молодую звезду с существенно большей массой, которая и создает явление фуора [49, 281]. На стадии существования пылевой оболочки массивная звезда светила, в основном, в инфракрасной области и в оптике была слабее соседней звезды типа Т Тельца. В настоящее время звезда типа Т Тельца значительно, в ~ 100 раз, слабее своего компаньона, но ее обнаружение благодаря сильным эмиссионным линиям, ультрафиолетовым избыткам и другим характерным особенностям звезд типа Т Тельца [175] представляется делом не безнадежным.

На основе наблюдений с помощью спекл-интерферометрии была открыта двойственность самой звезды Т Тельца, причем компаньоном ее является инфракрасная звезда, свойства которой изучены плохо [341, 385].