

Рис. 38. Эволюционный трек на диаграмме ГР сжимающихся звезд с потерей массы и учетом горения дейтерия. Начальные массы звезд равны $2,93 M_{\odot}$ и $2,31 M_{\odot}$. Вертикальная штриховая линия указывает точку, где исчезает внешняя конвективная зона и дальнейшая эволюция идет с постоянной массой. Массы и возрасты моделей, указанных стрелками, даны на рисунке. Стрелки в левой части рисунка (без указания массы) указывают на главную последовательность нулевого возраста.

которого в начальный момент принималась равной земной: $x_D/x_H = 1,4 \cdot 10^{-4}$ [97]. Как показано в [353], линии равного возраста (см. рис. 30) на диаграмме ГР слабо зависят от задаваемой величины α скорости потери массы.

§ 29. Эволюция быстровращающихся звезд на стадии гравитационного сжатия

Скорости вращения звезд типа Т Тельца трудно определимы из-за отсутствия широких линий излучения. Оценка скорости вращения таких звезд проводилась по узким линиям поглощения [394], при интерпретации наблюдений флюоресцентной линии железа FeI $\lambda\lambda$ 4063, 4132 [632] и составила $\langle v \sin i \rangle = 20-65 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

При теоретическом исследовании эволюции быстровращающихся звезд на стадии гравитационного сжатия использовалось политропное уравнение состояния $P = K \rho^{\gamma}$ с $\gamma = 4/3$ для звезд с массами $3 - 12 M_{\odot}$ в [303] и $\gamma = 5/3$ для $M \leq 1 M_{\odot}$ в [491]. В [303] рассматривалось фиксированное

распределение момента вращения, а в [491] вращение считалось твердотельным и предельно быстрым *) на протяжении всей эволюции. Изложение данного параграфа следует работам [40, 41], где использовалось точное уравнение состояния с нормальным химическим составом (см. § 1). Получено распределение эффективной температуры по поверхности звезды путем сшивки лучистой оболочки с конвективным ядром отдельно на полюсе и экваторе. Рассматривались стадии полностью конвективных звезд, в которых энтропия и угловая скорость постоянны по веществу. Полный угловой момент в процессе эволюции считался постоянным. Условие постоянства энтропии в условиях развитой конвекции не вызывает сомнений (см. § 10), но условие постоянства угловой скорости требует обоснования.

а) О распределении угловой скорости вращения. В процессе эволюции звезда испытывает сжатие и расширение, перемешивание за счет меридиональной циркуляции и конвекции. При наличии дифференциального вращения может развиваться гидродинамическая турбулентность. Все это ведет к перераспределению вращательного момента в звезде. Вязкость, связанная с микроскопическими явлениями, стремится выровнять угловую скорость, но обычно она очень мала.

В осесимметричном случае уравнения, описывающие изменение скорости вращения v_φ при наличии изотропной вязкости имеют вид [136]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi (v_r + \text{ctg} \theta v_\theta)}{r} = \\ & = \frac{\eta}{\rho} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} \right) - \frac{v_\varphi}{r^2 \sin^2 \theta} \right] + \\ & + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \eta}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right) + \frac{\partial \eta}{r \partial \theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} - \frac{v_\varphi \text{ctg} \theta}{r} \right) \right]. \end{aligned} \quad (29.1)$$

Здесь $\eta(\rho, T)$ — коэффициент вязкости. Для дальнейшего удобно записать (29.1) через удельный момент вращения j и угловую скорость Ω

$$j = r v_\varphi \sin \theta, \quad \Omega = \frac{v_\varphi}{r \sin \theta}. \quad (29.2)$$

С учетом (29.2) запишем (29.1) в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial j}{\partial t} + v_r \frac{\partial j}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial j}{\partial \theta} = \\ & = \frac{\sin \theta}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^4 \eta \sin \theta \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{\rho \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin^3 \theta \eta \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right). \end{aligned} \quad (29.3)$$

Вязкость вещества обычно пренебрежимо мала и при $\eta = 0$ из (29.3) следует сохранение момента вращения каждого жидкого кольца.

*) При предельно быстром вращении звезды центробежная сила на экваторе уравновешивает гравитацию.

Значительно сложнее физическая картина в конвективно неустойчивой области. Ламинарная конвекция во вращающейся жидкости исследовалась теоретически и экспериментально во многих работах (см. [94, 628]). Стационарное состояние, к которому стремится конвективно неустойчивая вращающаяся среда, не характеризуется однозначным распределением угловой скорости. Как видно из (29.3), условие $j = \text{const}$ обращает в нуль левую часть, а $\Omega = \text{const}$ — правую часть этого уравнения. Условия эти не совместимы при $v_r, v_\theta \neq 0$, поэтому стационарный закон вращения заключен между условиями $j = \text{const}$ и $\Omega = \text{const}$. Чем больше коэффициент вязкости, тем ближе вращение к твердотельному. Безразмерный параметр, характеризующий закон вращения,

$$\alpha = \eta / \rho v_r \quad (29.4)$$

представляет собой обратное число Рейнольдса ([136], см (10.13)), соответствующее циркуляционной скорости $v_r \sim v_\theta$. При $\alpha \gg 1$ имеем $\Omega = \text{const}$, а при $\alpha \ll 1$ имеем $j = \text{const}$ в стационарном состоянии. По данным численных расчетов [628] в случае $\alpha = 5$ вращение почти однородно, а при $\alpha = 0,04$ момент вращения единицы массы постоянен почти по всему объему, кроме области вблизи центра, где $r \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow \infty$, $\Omega = \text{const}$.

В звездах конвекция всегда является турбулентной (см. § 10, п.в) и характерный масштаб ее обычно много меньше размеров конвективного ядра. Численное моделирование при этом практически невозможно, так как даже в ламинарном случае расчеты охватывают небольшое число конвективных ячеек. Микроскопическая вязкость в звездах столь мала, что в пределах одной конвективной ячейки должно установиться состояние $j = \text{const}$. Однако при турбулентной мелкомасштабной конвекции имеет значение усредненное распределение Ω по конвективному ядру, а не мгновенное распределение параметров внутри ячейки. Крупномасштабное распределение, устанавливается в результате взаимодействия конвективных ячеек, проявляющееся в виде конвективной или турбулентной вязкости.

Если учесть коэффициент турбулентной вязкости

$$\eta_T = \rho v_T l, \quad (29.5)$$

где v_T — средняя турбулентная скорость, l — характерный масштаб турбулентности, то для α из (29.4) имеем

$$\alpha = \left(\frac{v_T}{v_r} \right) \frac{l}{r}. \quad (29.6)$$

Отношение r/l примерно равно числу конвективных ячеек на длине конвективной зоны в звезде. В конвективном ядре звезды в $30 M_\odot$ на главной последовательности имеет место $l/r \approx 0,1$, $v_T \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ [165, 295]. Скорость циркуляции по оценкам на основе соотношений подобия и теории вращения Солнца [340] есть $v_r < 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ для скорости вращения, меньше предельной. Следовательно, $\alpha \gg 1$ и в расчетах считается $\Omega = \text{const}$ в конвективном ядре. Отметим, что критерий твердотельности $\alpha \gg 1$ справедлив только при $l \ll r$. В противном случае теряет смысл понятие турбулентной вязкости, возникает несколько конвективных ячеек, в каждой из которых стационарный закон вращения близок к $j = \text{const}$.

Однако, как и в конвективно устойчивой зоне, стационарное состояние здесь может не достигаться и необходимо эволюционное определение распределения вращательной скорости (§ 24, п.б).

Приведенные выше соображения справедливы только в рамках простых предположений об осевой симметрии, изотропии турбулентной вязкости, отсутствия магнитного поля. Все эти предположения могут нарушаться: неустойчивости разрушают осевую симметрию [339], наличие магнитного поля приводит к возникновению дополнительных сил, действующих в ϕ -направлении, и усложняет уравнения (29.1), (29.3). В некоторых моделях конвекции получается анизотропный тензор вязких напряжений, принципиально отличающийся от обычного вязкого тензора и не обращающийся в нуль при твердотельном вращении [442]. Все эти сложные эффекты изучались только на упрощенных моделях [340, 75]. Для эволюционных расчетов принятие $\Omega = \text{const}$ при $\alpha \gg 1$ представляется наиболее разумным.

б) Метод расчета эволюции. Звезда делится на изотропическое твердотельно вращающееся ядро и тонкую оболочку, внешняя часть которой лучистая, а глубже существует зона неадиабатической конвекции. Уравнение состояния $P(\rho, T)$ и изотропии $T = T_S(\rho)$ рассчитывались для состава $x_H = 0,7$, $x_{He} = 0,28$, $x_Z = 0,02$ с использованием аппроксимационных формул для термодинамических функций из [520]. В этих формулах, аппроксимирующих таблицы [621], исправлена ошибка в соответствии с уточнениями [622] (о точных формулах см. § 1, задача 1).

При заданной энтропии S в ядре, определяющей связь $P = P_S(\rho)$, заданном полном моменте вращения J и массе звезды M (масса и угловой момент оболочки считаются пренебрежимо малыми) решались уравнения (23.19), (23.3) при $\Omega = \text{const}$ методом самосогласованного поля в варианте [64] (см. § 23, п.в) для построения модели ядра. Чтобы найти светимость звезды и ее положение на ГР диаграмме, к ядру пришивалась оболочка, которая рассматривалась в плоском приближении с толщиной h , много меньшей радиуса ядра R . Оболочка считалась находящейся в механическом и тепловом равновесии в эффективном поле тяжести

$$g_{\text{ef}} = |\nabla(\chi - \phi)|, \quad \chi - \text{центробежный потенциал из (23.23)}, \quad (29.7)$$

и описывается уравнениями

$$\frac{dP}{dx} = -\rho g_{\text{ef}}, \quad F = F_{\text{rad}} + F_{\text{conv}}, \quad F_{\text{rad}} = -\frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dx}. \quad (29.8)$$

Здесь F_{conv} дано в (10.18), $\mu = \mu(\rho, T)$ считается равновесным (см. примечание к (10.11), см. также (22.1), (22.4)), x — координата в оболочке вдоль направления $\nabla(\chi - \phi)$. Расчеты в оболочке велись при $l = P/|dP/dx| = H_P$. Модель ядра строилась при внешнем граничном условии $P = \rho = 0$. Вносимая при этом ошибка $\sim h/R$ мала для тонкой оболочки. Непрозрачность κ в (29.8) бралась из таблиц [129], а при $10^{-3} < \tau < 2/3$ вместо второго и третьего соотношений в (29.8) использовалось уравнение (6.24), полученное с помощью здингтоновского приближения. Модель оболочки определяется однозначно при известных T_{ef} и g_{ef} . Все оболочки являются лучистыми при $\tau = 2/3$, $T = T_{\text{ef}}$, но с ростом τ лучистый

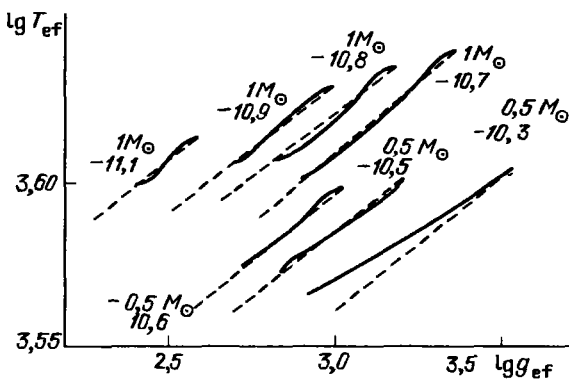


Рис. 39. Зависимость эффективной температуры T_{ef} от ускорения силы тяжести g_{ef} вдоль поверхности звезды для моделей с $0,5 M_{\odot}$, $J = 4 \cdot 10^{50} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и с $1 M_{\odot}$, $J = 14,2 \cdot 10^{50} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Штриховые линии указывают наклон зависимости, найденной в [473]. Цифры у каждой кривой указывают значения параметра $\lg \rho_0$ (см. табл. 28, 29)

градиент вскоре становится больше адиабатического и наступает конвекция. В верхних слоях конвективной оболочки плотность мала и перенос тепла конвекцией малоэффективен, поэтому имеет место сильная неадиабатичность и энтропия растет внутрь. По мере продвижения вглубь оболочки конвективный перенос энергии становится все более эффективным и градиент температуры приближается к адиабатическому. Решение считалось вышедшим на адиабатический режим, когда выполнялось условие

$$|\nabla - \gamma_2| \leq 10^{-3}, \quad \nabla = d \ln T / d \ln P \quad (29.9)$$

(см. (1.12) для γ_2). Величина T_{ef} подбиралась так, чтобы в точке $\nabla \approx \gamma_2 = (\partial \ln T / \partial \ln P)_S$ энтропия оболочки S_0 равнялась энтропии ядра S . Практически сначала была затабулирована зависимость $S_0(g_{\text{ef}}, T_{\text{ef}})$, а затем с помощью интерполяции таблиц находились значения $T_{\text{ef}}(g_{\text{ef}}, S_0)$. Отметим, что аналогичный метод пришивки оболочек использовался при построении моделей невращающихся конвективных звезд малой массы [403]. Результаты расчетов показали слабую зависимость $T_{\text{ef}}(g_{\text{ef}})$ (рис. 39) и неплохую точность соотношения $T_{\text{ef}} \sim g_{\text{ef}}^{0,08}$, полученного в [473].

По распределению $T_{\text{ef}}(\theta)$ по поверхности звезды $R = R(\theta)$ ищется полная светимость

$$L = \frac{1}{2} \pi a c \int_0^{\pi} T_{\text{ef}}^4 R \left[R^2 + \left(\frac{dR}{d\theta} \right)^2 \right]^{1/2} \sin \theta d\theta. \quad (29.10)$$

Зная светимость и энергию модели \mathcal{E} , можно определить разность возрастов между двумя конвективными моделями

$$\Delta t = 2 \frac{|\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2|}{L_1 + L_2}, \quad (29.11)$$

которая определяется по средней светимости между моментами "1" и "2". Полная энергия \mathcal{E} отрицательна, она включает в себя тепловую, вращательную и гравитационную энергии и вычисляется в программе расчета равно-

веса ядра (энергией оболочки пренебрегалось)

$$\epsilon = -\frac{1}{2} \int \phi \, dm + \frac{1}{2} \Omega^2 \int r^2 \sin^2 \theta \, dm + \int E(\rho, S) \, dm \quad (29.12)$$

$$dm = 2\pi r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta.$$

Соотношения для удельной внутренней энергии $E(\rho, S)$ см. в гл. 1.

в) **Результаты расчетов.** Расчет моделей невращающихся звезд, сравнение с результатами работ [391, 406, 353], а также контрольный расчет по методу Хеньи (§ 22, п. б)) при тех же физических предположениях показал, что точность рассмотренного здесь метода не хуже 5%, если толщина оболочки не превышает 0,3 R, а масса лучистого ядра не превышает 25% от массы звезды. Для звезд с массами 10, 2, 1, 0,5 M_{\odot} оболочка является тонкой, если $L < 4 \cdot 10^4$, 2000, 100, 50 L_{\odot} соответственно. Основные результаты расчетов приведены на рис. 40, 41 и табл. 29–31 из [40]. Укажем для сравнения, что угловой момент Солнца при твердотельном вращении $1,6 \cdot 10^{48} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [5]. Энтропия характеризовалась плотностью вещества $\rho_0 (\lg \rho_0)$ при $T = T_0$, $\lg T_0 = 3,3$.

В табл. 29–31 приведены результаты расчетов эволюции звезд с $M = 0,5, 1, 2 M_{\odot}$ соответственно. Указана зависимость полярного R_p и эк-

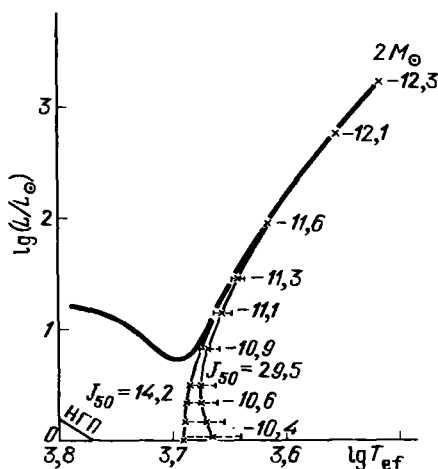
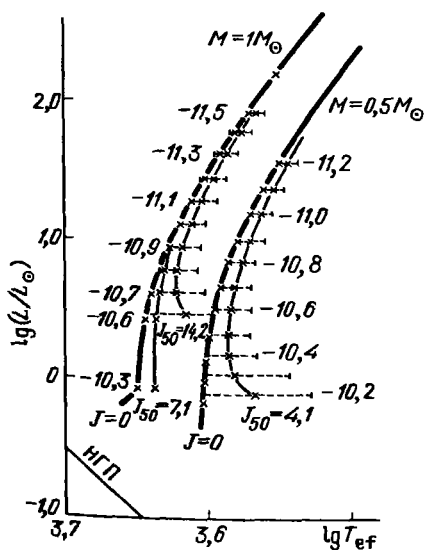


Рис. 40. Эволюционные треки моделей сжимающихся звезд с $M = 0,5 M_{\odot}$ и $1 M_{\odot}$ при разных значениях момента импульса J_{50} (в единицах $10^{50} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$), построенные для средних эффективных температур звезд. Жирная линия – результаты расчета методом Хеньи для невращающихся звезд, крестики – модели, рассчитанные изложениым методом. Цифры указывают значения $\lg \rho_0$, параметризующие энтропию ядра. Штриховые горизонтальные линии показывают разброс эффективной температуры по поверхности вращающейся звезды. Линия НГП – начальная главная последовательность невращающихся звезд с $x_{\text{H}} = 0,70$, $x_{\text{Z}} = 0,02$

Рис. 41. Треки моделей с $2 M_{\odot}$. Обозначения те же, что и на рис. 40. Образование лучистого ядра приводит к переходу на горизонтальный участок трека

Таблица 29

Результаты расчета эволюции звезды $0,5 M_{\odot}$

$\lg \rho_0$	$\frac{R_e}{R_{\odot}}$	$\frac{R_p}{R_{\odot}}$	T_c, K	$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	$\frac{L}{L_{\odot}}$	T_e, K	T_p, K	$t, \text{годы}$	$v_{\text{экв}}, \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$	h/R_e	J
-11,3	20,4		2,47 (5)	1,16 (-3)	53,8	3475		0	0	0,35	
-11,0	9,03		4,87 (5)	8,6 (-3)	14,4	3750		8,06 (3)	0	0,12	
-10,7	4,44		9,35 (5)	5,96 (-2)	4,14	3920		6,0 (4)	0	0,045	$J = 0$
-10,4	2,36		1,72 (6)	0,36	1,28	4020		3,70 (5)	0	0,020	
-10,2	1,62		2,50 (6)	1,07	0,609	4020		1,10 (6)	0	0,012	
-11,3	21,8	20,3	2,4 (5)	1,12 (-3)	55,5	3400	3470	0	24,5	0,39	
-11,0	9,86	8,94	4,66 (5)	8,05 (-3)	14,9	3640	3750	7,50 (3)	41,6	0,16	
-10,7	5,09	4,35	8,57 (5)	0,0523	4,39	3740	3930	5,48 (4)	72,9	0,068	$J = 4,10 (50)$
-10,4	2,97	2,28	1,49 (6)	0,292	1,45	3720	4010	3,04 (5)	127	0,045	$\text{г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
-10,2	2,47	1,54	2,08 (6)	0,832	0,773	3365	4040	8,13 (5)	193	0,25*)	

*) h велико только вблизи экватора из-за уменьшения g_{ef} .

Эволюция звезды $1 M_{\odot}$

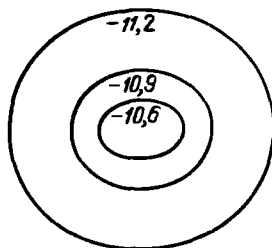
$\lg \rho_0$	$\frac{R_e}{R_{\odot}}$	$\frac{R_p}{R_{\odot}}$	T_c, K	$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	$\frac{L}{L_{\odot}}$	T_e, K	T_p, K	$t, \text{ГОДЫ}$	$v_{\text{ЭКВ}}, \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$	$\frac{h}{R_e}$	J
-11,5	21,7		4,15 (5)	1,34 (-3)	83,6	3760		0	0	0,21	
-11,2	10,5		7,88 (5)	9,23 (-3)	26,2	4040		1,5 (4)	0	0,10	
-10,9	5,23		1,54 (6)	0,0669	8,02	4270		1,1 (5)	0	0,034	$J = 0$
-10,6	2,73		2,91 (6)	0,444	2,52	4420		6,5 (5)	0	0,015	
-10,3	1,51		5,24 (6)	2,52	0,80	4450		3,6 (6)	0		
-11,5	22,0	21,7	4,12 (5)	1,33 (-3)	84,3	3740	3760	0	15,8		
-11,2	10,75	10,5	7,80 (5)	9,03 (-3)	26,4	4010	4040	1,5 (4)	27,8		$J = 7,1(50)$
-10,9	5,44	5,20	1,50 (6)	0,0642	8,13	4180	4270	1,1 (5)	51,3		$\text{г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
-10,6	2,92	2,69	2,76 (6)	0,412	2,55	4285	4410	6,4 (5)	93,4		
-10,3	1,70	1,48	4,81 (6)	2,22	0,83	4260	4440	3,3 (6)	162		
-11,5	23,05	21,6	4,03 (5)	1,29 (-3)	85,7	3680	3760	0	31,7	0,30	
-11,2	11,5	10,4	7,46 (5)	8,50 (-3)	27,1	3920	4040	1,4 (4)	55,1	0,12	$J = 14,2(50)$
-10,9	6,12	5,12	1,39 (6)	0,0575	8,57	4040	4260	9,7 (4)	100	0,054	$\text{г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
-10,7	4,25	3,26	2,04 (6)	0,192	4,04	3990	4365	3,1 (5)	150	0,044	
-10,6	3,66	2,62	2,44 (6)	0,341	2,79	3860	4395	5,4 (5)	184	0,044	

Эволюция звезды $2 M_{\odot}$

$\lg \rho_0$	R_e/R_{\odot}	R_p/R_{\odot}	T_c, K	$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	L/L_{\odot}	T_e, K	T_p, K	$t, \text{годы}$	$v_{\text{ЭКВ}}, \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$	J
-12,3	127		1,79 (5)	2,86 (-5)	1,68 (3)	3280		0		
-12,1	61,4		3,09 (5)	1,43 (-4)	567	3600		5,14 (2)		
-11,6	18,0		9,15 (5)	3,62 (-3)	85,9	4147		1,26 (4)		
-11,3	9,22		1,73 (6)	2,43 (-2)	29,4	4436		7,28 (4)		$J = 0$
-11,0	4,69		3,55 (6)	0,175	9,6	4704		4,31 (5)		
-10,7	2,43		6,43 (6)	1,22	3,05	4903		2,53 (6)		
-10,4	1,33		1,18 (7)	7,40	0,94	4953		1,40 (7)		
-12,3	128	127	1,78 (5)	2,86 (-5)	1,68 (3)	3276	3280	0	4,34	
-12,1	61,6	61,4	3,11 (5)	1,44 (-4)	563	3590	3601	4,70 (2)	6,34	
-11,6	18,2	18,0	9,12 (5)	3,59 (-3)	86,1	4139	4147	1,28 (4)	16,0	
-11,3	9,32	9,20	1,72 (6)	2,40 (-2)	29,5	4422	4436	7,24 (4)	29,3	$J = 1,419(51)$
-11,0	4,78	4,67	3,30 (6)	0,171	9,67	4674	4703	4,23 (5)	55,3	$\text{г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
-10,7	2,52	2,41	6,25 (6)	1,17	3,08	4844	4901	2,45 (6)	104	
-10,4	1,41	1,31	1,13 (7)	6,86	0,98	4867	4949	1,16 (7)	186	
-12,3	129	127	1,78 (5)	2,84 (-5)	1,68 (3)	3260	3280	0	9,08	
-12,1	62,3	61,4	3,09 (5)	1,43 (-4)	566	3577	3600	4,66 ()	13,2	
-11,6	18,5	18,0	8,99 (5)	3,52 (-3)	86,8	4111	4146	1,22 (4)	33,2	$J = 2,953(51)$
-11,3	9,65	9,14	1,67 (6)	2,31 (-2)	27,5	4373	4434	7,18 (4)	60,2	$\text{г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
-11,0	5,10	4,61	3,15 (6)	0,159	9,90	4574	4699	4,09 (5)	112	
-10,7	2,84	2,36	5,75 (6)	1,03	3,22	4632	4891	2,22 (6)	207	
-10,4	1,78	1,27	9,80 (6)	5,55	1,06	4345	4932	1,10 (7)	371	

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.