

ПОСЛЕДНИЕ СТАДИИ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

На последних стадиях эволюции ядерные источники энергии исчерпаны и звезда светит за счет остывания. При этом она сравнительно холодная с очень большой плотностью, когда давление связано в основном с вырождением вещества. В 1931 г. С. Чандрасекхар [322] получил фундаментальный результат о существовании предельной массы звезды, давление которой определяется вырожденными электронами (белый карлик). При $\rho_c > 1,15 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (для ^{56}Fe , см. табл. 44 для других ядер) начинается нейтронизация и звезды становятся неустойчивыми. Только при $\rho_c \approx 1,5 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ снова появляются устойчивые звезды (нейтронные), которые существуют до $\rho_c \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, когда наступает неустойчивость за счет эффектов общей теории относительности (ОТО). Существование предела массы нейтронных звезд установлено Оппенгеймером и Волковым в 1939 г. [517], но численное значение этого предела многократно пересчитывалось для различных уравнений состояния. Решение уравнений равновесия для холодных звезд (22.1) – (22.2) в ньютоновской теории и (40.3) – (40.4) в ОТО при известном уравнении состояния $P(\rho)$ позволило получить кривую $M(\rho_c)$, наглядно отражающую существование двух предельных масс и области неустойчивости (падающие $M(\rho_c)$). На рис. 103 дана кривая $M(\rho_c)$ из [267] для приведенного там уравнения состояния, соответствующего минимуму энергии вещества (см. табл. 8).

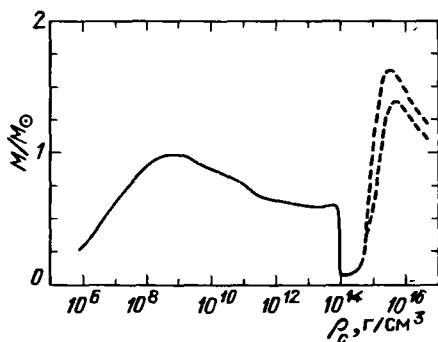


Рис. 103. Зависимость массы от центральной плотности для невращающихся звезд нулевой температуры в состоянии полного ядерного равновесия. Звезды слева от максимума (Чандрасекхаровского предела) при $\rho_c = 1,4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ есть устойчивые белые карлики, а справа от минимума при $\rho_c = 1,55 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ – нейтронные звезды. При построении штриховых линий используются уравнения состояния, полученные Пандарипанде с учетом гиперонов (нижняя кривая) и для чистых нейтронов (верхняя). Нейтронные звезды за вторым максимумом неустойчивы

Белые карлики (до первого максимума $M(\rho_c)$) образовались из звезд с начальными массами $M_i \leq 8 M_\odot$, нейтронные звезды (между минимумом и вторым максимумом) – из звезд с начальными массами $M_i = 8 \div M_{\text{lim}}$, где $M_{\text{lim}} = 20 - 50 M_\odot$. Если $M_i > M_{\text{lim}}$, то в результате коллапса возможно образование черной дыры.

Эволюционные пути определяют реальные массы белых карликов и нейтронных звезд. Из наблюдений массы одиночных белых карликов $\geq 0,6 M_\odot$ [566, 148], а в двойных системах могут быть гораздо меньше (см., например, [34a]). Наблюдательные оценки массы нейтронных звезд $\sim 1,4 M_\odot$ [605].

§ 39. Белые карлики

а) Случай $T = 0$. Когда давление обусловлено вырожденными электронами (2.22) с постоянным μ_Z , уравнения равновесия (22.1) – (22.2) приводятся к одному уравнению [218]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\sqrt{y^2+1}}{dr} \right) = -\frac{y^3}{l_1^2}, \quad (39.1)$$

$$l_1 = \frac{1}{2 \mu_Z m_u m_e} \left(\frac{3 \pi \hbar^3}{cG} \right)^{1/2} = \frac{7,77 \cdot 10^8}{\mu_Z} \text{ см},$$

где y определено в (2.21), а μ_Z в (2.17). Имеем из (2.19)

$$\rho = B y^3, \quad B = \frac{m_e^3 c^3 \mu_Z m_u}{3 \pi^2 \hbar^3} = 9,74 \cdot 10^5 \mu_Z. \quad (39.2)$$

Решение уравнения (39.1) позволяет получить зависимости $M(\rho_c)$, $R(\rho_c)$ для холодных белых карликов [218]. Для больших ($y \gg 1$) и малых ($y \ll 1$) плотностей уравнение состояния (2.22), (2.23) сводится к политропным. С учетом (2.31) имеем

$$\begin{aligned} P &= \frac{m_e^4 c^5}{15 \pi^2 \hbar^3} y^5 = \frac{(3 \pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e (\mu_Z m_u)^{5/3}} \rho^{5/3} = \\ &= \frac{1,0036 \cdot 10^{13}}{\mu_Z^{5/3}} \rho^{5/3} \quad \text{при } y \ll 1, \end{aligned} \quad (39.3)$$

$$\begin{aligned} P &= \frac{m_e^4 c^5}{12 \pi^2 \hbar^3} y^4 = \frac{(3 \pi^2)^{1/3}}{4} \frac{\hbar c}{(\mu_Z m_u)^{4/3}} \rho^{4/3} = \\ &= \frac{1,2435 \cdot 10^{15}}{\mu_Z^{4/3}} \rho^{4/3} \quad \text{при } y \gg 1. \end{aligned} \quad (39.4)$$

Из (39.3), (34.2) и (34.6) получаем зависимости для нерелятивистских белых карликов

$$M = \frac{3 \pi^{3/2}}{2 (\mu_Z m_u)^{5/2}} \left(\frac{\hbar^2}{2 G m_e} \right)^{3/2} M_{1,5} \rho_c^{1/2} = \frac{2,81 M_\odot}{\mu_Z^2} \left(\frac{\rho_{c6}}{\mu_Z} \right)^{1/2}, \quad (39.5)$$

где [218] $M_n = 2,71406$ для $n = 1,5$ (см. (34.7)), $\rho_{c6} = \rho_c \cdot 10^{-6} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} < 0,3 \mu_Z$

$$R = \frac{(9 \pi)^{1/6}}{2 \sqrt{2}} \frac{\hbar \xi_1 \rho_c^{-1/6}}{(G m_e)^{1/2} (\mu_Z m_u)^{5/6}} = \frac{2,00 \cdot 10^9}{\mu_Z} \left(\frac{\mu_Z}{\rho_{c6}} \right)^{1/6} \text{ см}, \quad (39.6)$$

Массы M и радиусы R белых карликов, состоящих из ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{56}\text{Fe}$. Приведены также значения без учета кулоновских взаимодействий и нейтронизации M_{Ch} и R_{Ch} для $\mu_Z = 2,56/26$. Значения $(M_{\text{Ch}}\mu_Z^2)$, $(R_{\text{Ch}}\mu_Z)$ одинаковы для всех μ_Z при тех же (ρ_c/μ_Z) (из [384])

	$\rho_c/\text{см}^3$	3,16 (3)	7,08 (3)	8,71 (3)	1,23 (4)
$\mu_Z = 2$	$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Ch}}, \text{см} \\ M_{\text{Ch}}, M_{\odot} \end{array} \right.$				
	$R_{\text{He}}, \text{см}$				
	M_{He}, M_{\odot}				
	$R_{\text{C}}, \text{см}$				
	M_{C}, M_{\odot}				
	$R_{\text{Mg}}, \text{см}$				
	M_{Mg}, M_{\odot}				
	$\mu_Z = \frac{56}{26}$	$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Ch}}, \text{см} \\ M_{\text{Ch}}, M_{\odot} \end{array} \right.$			
$R_{\text{Fe}}, \text{см}$		1,402 (9)	1,463 (9)	1,465 (9)	1,459 (9)
M_{Fe}, M_{\odot}		7,0 (-3)	1,5 (-2)	1,8 (-2)	2,4 (-2)
$\mu_Z = 2$	$\rho_c/\text{см}^3$	1,95 (6)	3,58 (6)	6,95 (6)	1,56 (7)
	$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Ch}}, \text{см} \\ M_{\text{Ch}}, M_{\odot} \end{array} \right.$	9,702 (8)	8,658 (8)	7,614 (8)	6,47 (8)
	$R_{\text{He}}, \text{см}$	9,521 (8)	8,519 (8)	7,510 (8)	6,40 (8)
	M_{He}, M_{\odot}	0,499	0,609	0,734	0,885
	$R_{\text{C}}, \text{см}$	9,382 (8)	8,408 (8)	7,426 (8)	6,33 (8)
	M_{C}, M_{\odot}	0,488	0,597	0,722	0,872
	$R_{\text{Mg}}, \text{см}$	9,222 (8)	8,289 (8)	7,336 (8)	6,26 (8)
	M_{Mg}, M_{\odot}	0,476	0,584	0,708	0,857
$\mu_Z = \frac{56}{26}$	$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Ch}}, \text{см} \\ M_{\text{Ch}}, M_{\odot} \end{array} \right.$	9,138 (8)	8,150 (8)	7,176 (8)	6,10 (8)
	$R_{\text{Fe}}, \text{см}$	8,394 (8)	7,579 (8)	6,74 (8)	5,78 (8)
	M_{Fe}, M_{\odot}	0,380	0,471	0,576	0,703
$\mu_Z = 2$	$\rho_c/\text{см}^3$	1,95 (9)	3,16 (9)	6,00 (9)	7,67 (9)
	$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Ch}}, \text{см} \\ M_{\text{Ch}}, M_{\odot} \end{array} \right.$		1,82 (8)	1,52 (8)	
	$R_{\text{He}}, \text{см}$		1,411	1,426	
	M_{He}, M_{\odot}				
	$R_{\text{C}}, \text{см}$		1,80 (8)	1,50 (8)	
	M_{C}, M_{\odot}		1,381	1,396	
	$R_{\text{Mg}}, \text{см}$		1,79 (8)	1,69 (8)	
	M_{Mg}, M_{\odot}		1,363	1,282	
$\mu_Z = \frac{56}{26}$	$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{Ch}}, \text{см} \\ M_{\text{Ch}}, M_{\odot} \end{array} \right.$				
	$R_{\text{Fe}}, \text{см}$	1,99 (8)			1,37 (8)
	M_{Fe}, M_{\odot}	1,093			1,028

3,16 (4)	1,22 (5)	2,44 (5)	5,47 (5)	1,06 (6)
	1,582 (9)	1,405 (9)	1,220 (9)	1,084 (9)
	0,164	0,204	0,316	0,411
	1,518 (9)	1,359 (9)	1,189 (9)	1,061 (9)
	0,154	0,213	0,305	0,399
	1,469 (9)
	0,147
	1,414 (9)	1,283 (9)	1,136 (9)	1,022 (9)
	0,139	0,196	0,286	0,378
	1,488 (9)	1,322 (9)	1,148 (9)	1,020 (9)
	0,136	0,187	0,265	0,345
1,395 (9)	1,233 (9)	1,136 (9)	1,019 (9)	9,243 (8)
4,6 (-2)	0,103	0,149	0,222	0,298
5,26 (7)	1,61 (8)	6,68 (8)	1,15 (9)	1,92 (9)
5,00 (8)	3,87 (8)	2,74 (8)		2,08 (8)
1,097	1,235	1,347		1,396
4,91 (8)	3,81 (8)	2,70 (8)		2,06 (8)
1,070	1,206	1,318		1,366
4,86 (8)	3,79 (8)	2,69 (8)		2,05 (8)
1,053	1,190	1,300		1,348
4,51 (8)	3,52 (8)	2,50 (8)	2,19 (8)	
0,872	0,991	1,088	1,112	
1,00 (10)	2,45 (10)	2,51 (10)	3,61 (10)	
1,32 (8)		1,01 (8)		
1,434		1,444		
1,45 (8)		1,18 (8)		
1,349		1,174		
1,50 (8)				
1,205				
9,60 (7)		8,84 (7)		
1,014		0,990		

где [218] $\xi = 3,65375$ для $n = 1,5$ (см. (34.2)). Из (39.5), (39.6) получаем зависимость $R(M)$ в виде

$$R = \frac{2,82 \cdot 10^9}{\mu_Z^{5/3}} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/3} \text{ см.} \quad (39.7)$$

Для ультрарелятивистских электронов с $\gamma = 4/3$, $n = 3$ имеется только одно значение равновесной массы из (39.4), (34.6)

$$M_{\text{Ch}} = \frac{\sqrt{3} \pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_Z m_u)^2} M_3 = \frac{5,83}{\mu_Z^2} M_\odot, \quad (39.8)$$

(M_3 см. в (34.14))

которое называется Chandrasekarовским пределом и получено в [322]. Простой вывод формулы (39.8) был сделан позже независимо Л. Д. Ландау [141]. Радиус политропной звезды с $n = 3$ может быть произвольным, так как она равновесна при любой центральной плотности (см. (34.6)). При приближении M к M_{Ch} и $n \rightarrow 3$ радиус белого карлика быстро убывает и зависит только от ρ_c . В этом пределе

$$R = 5,31 \cdot 10^8 \rho_{c9}^{-1/3} \mu_Z^{-2/3} \text{ см} \quad \text{для} \quad \rho_{c9} = \frac{\rho_c}{10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}} \geq 0,3 \mu_Z. \quad (39.9)$$

Учет кулоновского взаимодействия (см. § 4, п. ж) уменьшает давление при той же плотности и, соответственно, уменьшит M по сравнению с [218]. В ультрарелятивистском пределе (4.32) поправка связана с поправкой к давлению. Chandrasekarовская масса с учетом кулоновского взаимодействия $M_{\text{Ch},q}$, согласно (4.32), (34.6), (39.8) равна

$$M_{\text{Ch},q} = \frac{5,83}{\mu_Z^2} (1 - 4,56 \cdot 10^{-3} Z^{2/3} - 1,78 \cdot 10^{-5} Z^{4/3} + 1,16 \cdot 10^{-3})^{3/2} M_\odot. \quad (39.10)$$

При

$$Z = 2, 6, 12, 26 \quad \text{имеем}$$

$$M_{\text{Ch},q}/M_{\text{Ch}} = 0,991, 0,979, 0,965, 0,940,$$

$$M_{\text{Ch},q} = 1,44, 1,43, 1,41, 1,18,$$

для ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ соответственно.

С уменьшением плотности кулоновская поправка становится более существенной. Нейтронизация замедляет рост давления и приводит к неустойчивости белого карлика, наступающей в максимуме кривой $M(\rho_c)$ при плотности, немного превышающей плотность нейтронизации из табл. 44 (см. рис. 103 и гл. 12). Модели белых карликов с учетом кулоновских поправок и нейтронизации рассчитаны в работе [384] с использованием уравнения состояния (4.30) – (4.32) и приведены в табл. 47. Анализ устойчивости звезды с фазовым переходом (см. § 45) показывает, что потеря устойчивости для равновесной нейтронизации происходит при конечном

ядре новой фазы *). Для цепочки $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn} \rightarrow ^{56}\text{Cr}$ в точке потери устойчивости имеем [56]

$$\frac{M_{\pi}}{M} = 1,4 \cdot 10^{-3}, \quad \frac{\Delta M}{M} = 2,1 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{\Delta \rho_c}{\rho_{c1}} = 0,022, \quad (39.11)$$

где M_{π} — масса ядра новой фазы, ΔM — увеличение массы звезды от начала нейтронизации до потери устойчивости, $\Delta \rho_c$ — соответствующее увеличение центральной плотности. В расчетах [56] начало нейтронизации предполагалось при $\rho_{c0} = 1,15 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (захват на основной уровень, см. § 4, пп. а и д), а кулоновскими поправками пренебрегалось. На границе ядра новой фазы плотность скачком возрастает в 26/24 раза и достигает $\rho_{c1} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Относительные величины (39.11) мало изменятся при небольших изменениях ρ и M . Структура и устойчивость вращающихся белых карликов будут рассмотрены в § 44. С уменьшением массы уменьшается плотность звезды и увеличивается роль кулоновских поправок, которые делают уравнение состояния более жестким (уменьшение n , рост γ). Это приводит к отклонению от закона (39.7) настолько, что радиус достигает максимального значения и уменьшается при дальнейшем уменьшении M (табл. 47). В [647] равновесные состояния холодных звезд малой массы построены с использованием более точного уравнения состояния, допускающего большие отклонения от идеальности типа (4.33). Результаты расчетов аппроксимируются зависимостью

$$0,424 \left(\frac{M}{M_0} \right)^{1/3} \frac{R}{R_0} = \left(1 - \frac{R^3}{R_0^3} \frac{M_0}{M} \Phi \right)^5, \quad (39.12)$$

где

$$M_0 = \left(\frac{P_0}{G} \right)^{3/2} \rho_0^{-2} = \left(\frac{Z}{A} \right)^2 Z \cdot 3,58 \cdot 10^{30} \text{ г},$$

$$R_0 = \left(\frac{P_0}{G} \right)^{1/2} \rho_0^{-1} = \frac{Z}{A} Z^{-1/3} \cdot 9,73 \cdot 10^9 \text{ см}.$$

Постоянные P_0 , ρ_0 и Φ определены в (4.34). При $R^3 M_0 \Phi / R_0^3 M \ll 1$ соотношение (39.12) сводится к (39.7). Из (39.12) следует существование максимума на кривой $R(M)$. Значения максимальных радиусов R_{Cr} и соответствующие им M_{Cr} , полученные из численных расчетов, приведены в табл. 48 из [647] для различных химических составов. Величины R_{Cr} и M_{Cr} , следующие из (39.12), дают погрешности $\sim 1\%$ для R_{Cr} и $\sim 25\%$ для M_{Cr} . Погрешности формулы (39.12) растут с уменьшением M . В звездах с $M \leq M_{\text{Cr}}$ вещество находится в жидком состоянии и они представляют собой настоящие планеты типа Юпитера. Соотношение $R(M)$

*) В работе [384] устойчивые модели белых карликов с конечным ядром новой фазы пропущены, поэтому кривая $M(\rho_c)$ ошибочно имеет максимум при ρ_c , совпадающим с началом нейтронизации.

Максимальные значения $R_{\text{сг}}$ и соответствующие массы $M_{\text{сг}}$ для различных составов (из [647])

Элемент	$M_{\text{сг}}/M_{\odot}$	$R_{\text{сг}}$, см	Элемент	$M_{\text{сг}}/M_{\odot}$	$R_{\text{сг}}$, см
H	3,16(-3)	8,15(9)	^{12}C	2,24(-3)	2,74(9)
$x_{\text{H}} = 0,75$	2,63(-3)	6,99(9)	^{24}Mg	3,89(-3)	2,28(9)
$x_{\text{He}} = 0,25$			^{56}Fe	5,89(-3)	1,70(9)
^4He	1,12(-3)	3,57(9)			

*

из табл. 47 находится в хорошем согласии с наблюдаемыми значениями для трех белых карликов в двойных системах [148].

б) Учет конечного значения T и остывание. Приближенная теория остывания белых карликов разработана независимо С.А.Капланом [122] и Л.Местелом [483] и изложена в [229]. Белый карлик разделяется на лучистую невырожденную оболочку и вырожденное изотермическое ядро. На границе между этими областями предполагается равенство давлений вырожденных P_d и невырожденных $P_{nd} = k\rho T/\mu_Z m_u$ электронов, что в нерелятивистском случае с P_{α} из (39.3) сводится к соотношению между

Таблица 49

Параметры углеродного белого карлика с $M = 1M_{\odot}$ в процессе остывания

№	1	2	3	4	5
τ , годы	3,02 (6)	9,46 (6)	8,97 (7)	3,13 (8)	8,18 (8)
L/L_{\odot}	6,81 (-1)	3,13 (-1)	4,29 (-2)	7,96 (-3)	1,92 (-3)
$T_{\text{эф}}$, К	5,81 (4)	4,82 (4)	2,96 (4)	1,95 (4)	1,37 (4)
R , см	5,71 (8)	5,65 (8)	5,52 (8)	5,47 (8)	5,46 (8)
T_c , К	6,98 (7)	5,31 (7)	2,48 (7)	1,32 (7)	7,64 (6)
ρ_c , г · см $^{-3}$	3,15 (7)	3,21 (7)	3,30 (7)	3,34 (7)	3,36 (7)
ψ_c	146,0	193,5	419,3	795,3	1374
Γ_c	16,2	21,4	46,2	87,6	151
θ_c/T_c	0,140	0,185	0,402	0,764	1,32
$R_{1/2}$, см	2,50 (8)	2,49 (8)	2,46 (8)	2,45 (8)	2,45 (8)
$\psi_{1/2}$	81,31	106,6	229,0	433,6	748,7
$\Gamma_{1/2}$	10,9	14,2	30,4	57,3	98,9
$\theta_{1/2}/T_{1/2}$	0,0759	0,0995	0,214	0,404	0,698
T_e , К	1,23 (7)	1,11 (7)	8,45 (6)	6,24 (6)	4,55 (6)
ρ_e , г/см 3	350	402	546	689	807
R_e , см	5,64 (8)	5,58 (8)	5,48 (8)	5,43 (8)	5,42 (8)
ψ_e	-0,504	-0,161	0,804	1,95	3,354
Γ_e	2,05	2,37	3,46	5,04	7,32
$\lg(1 - q)_{\text{conv}}$	-10,7	-10,5	-8,98	-8,81	-8,85

$q = m/M$ — доля внутренней массы, индексы "с" — центр; "1/2" — точка $q = 0,5$; "e" — точка $q = 1 - 10^{-6}$, "conv" — внутренняя граница конвективной зоны (из [457]).

граничными значениями ρ_* и T_* .

$$\rho_* = \left(\frac{5 m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{\mu_Z m_u}{3 \pi^2} (k T_*)^{3/2} = 2,38 \cdot 10^{-8} \mu_Z T_*^{3/2} \text{ г} \cdot \text{см}^3. \quad (39.13)$$

Решая в лучистой оболочке уравнение теплопроводности (22.4a) при $L = \text{const}$

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3}{4 a c} \frac{\kappa \rho}{T^3} \frac{L}{4 \pi r^2} \quad (39.14)$$

и равновесия (22.1) при $m = M = \text{const}$

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM\rho}{r^2}, \quad (39.15)$$

для Краммерсовского закона непрозрачности из-за свободно-связанных переходов (7.18) при $t/\bar{g}_{bf} = 10$

$$\kappa = \kappa_0 \rho T^{-3,5}, \quad \kappa_0 = 4,34 \cdot 10^{24} x_Z (1 + x_H), \quad (39.16)$$

получаем уравнение

$$\frac{dP}{dT} = \frac{4 a c}{3} \frac{4 \pi G M}{\kappa_0 L} \frac{T^{6,5}}{\rho}, \quad \rho = \frac{\mu m_u P}{k T}, \quad (39.17)$$

6	7	8	9	10	11	12
9,16 (8)	1,29 (9)	2,09 (9)	3,69 (9)	5,52 (9)	8,09 (9)	9,10 (9)
1,63 (-3)	1,12 (-3)	6,19 (-4)	2,36 (-4)	7,53 (-5)	1,29 (-5)	3,04 (-6)
1,32 (4)	1,20 (4)	1,04 (4)	8,15 (3)	6,12 (3)	3,94 (3)	2,75 (3)
5,45 (8)	5,43 (8)	5,42 (8)	5,41 (8)	5,41 (8)	5,41 (8)	5,41 (8)
7,11 (6)	6,05 (6)	4,49 (6)	2,59 (6)	1,42 (6)	4,81 (5)	1,67 (5)
3,37 (7)	3,37 (7)	3,37 (7)	3,38 (7)	3,38 (7)	3,38 (7)	3,38 (7)
1474	1737	2346	4059	7428	21880	63130
162	191	257	446	815	2400	6940
1,42	1,67	2,25	3,42	7,13	21,0	60,7
2,45 (8)	2,45 (8)	2,44 (8)	2,44 (8)	2,44 (8)	2,44 (8)	2,44 (8)
803,5	946,6	1278	2211	4047	11920	34390
106	125	169	292	534	1570	4540
0,750	0,884	1,19	2,06	3,78	10,9	32,1
4,38 (6)	3,96 (6)	3,12 (6)	1,92 (6)	1,15 (6)	4,22 (5)	1,51 (5)
820	847	906	971	1000	1030	1040
5,41 (8)	5,41 (8)	5,41 (8)	5,40 (8)	5,40 (8)	5,40 (8)	5,40 (8)
3,556	4,074	5,528	9,557	16,46	45,87	129,3
7,65	8,54	11,1	18,4	31,1	85,7	240
-8,86	-8,50	-7,58	-7,53	-8,22	-9,11	-9,24

решение которого имеет вид

$$\rho = \left(\frac{8ac}{3 \cdot 8,5} \frac{4\pi GM}{\kappa_0 L} \frac{\mu m_u}{k} \right)^{1/2} T^{3,25}. \quad (39.18)$$

Считая (39.18) справедливым на границе между ядром и оболочкой и учитывая (39.13), получим окончательно

$$\begin{aligned} L &= \frac{8\pi^6}{8,5 \cdot 625} \frac{4\pi cGM}{\kappa_0} \frac{\hbar^3}{m_e^3 m_u c^3} \frac{\mu T_*^{3,5}}{\mu_Z^2} = \\ &= 5,75 \cdot 10^5 \frac{\mu T_*^{3,5}}{\mu_Z^2} \frac{M/M_\odot}{x_Z(1+x_H)} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned} \quad (39.19)$$

В вырожденном ядре температура почти постоянна благодаря высокой теплопроводности вырожденных электронов (см. (7.32), (8.41)) и равна T_* , поэтому формула (38.19) определяет светимость белого карлика в зависимости от температуры ядра.

Запас тепловой энергии изотермического белого карлика Q_T с температурой T определяют в основном невырожденные ядра

$$Q_T = \frac{3}{2} \frac{kT}{A m_u} M. \quad (39.20)$$

Решая уравнение энергии

$$\dot{Q} = -L \quad (39.21)$$

при $Q = Q_T$, получаем для времени остывания τ от температуры ядра T_0 до T

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{3 \cdot 8,5 \cdot 625}{16\pi^6 \cdot 2,5} \frac{k}{A} \frac{\kappa_0}{4\pi cG} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 \frac{\mu_Z^2}{\mu} (T^{-2,5} - T_0^{-2,5}) = \\ &= 1,72 \cdot 10^{35} \frac{x_Z(1+x_H)}{A} \frac{\mu_Z^2}{\mu} (T^{-2,5} - T_0^{-2,5}) \text{ с} = \\ &= 1,72 \cdot 10^{10} \frac{x_Z(1+x_H)}{A} \frac{\mu_Z^2}{\mu} (T_7^{-2,5} - T_{7,0}^{-2,5}) \text{ лет}, \end{aligned} \quad (39.22)$$

$$T_7 = T \cdot 10^{-7} \text{ К.}$$

Зависимость $L(t)$ с учетом (39.19), (39.22) определяется формулой

$$L = \frac{1,0 \cdot 10^{-3}}{t_{10}^{7/5}} \frac{M}{M_\odot} \frac{x_Z^{2/5} (1+x_H)^{2/5}}{A^{7/5}} \frac{\mu_Z^{4/5}}{\mu^{2/5}} L_\odot, \quad (39.23)$$

$$t_{10} = t \cdot 10^{-10} \text{ лет.}$$

В оболочках белых карликов обычно принимается [229, 227] $x_Z = 0,1$, $x_H = 0$, что дает $\mu_Z = 2$, $\mu = 1,38$, $\mu / [\mu_Z^2 x_Z (1 + x_H)] = 3,45$. Когда по мере остывания температура белого карлика станет меньше T_g из (4.42) приближение идеального газа нарушается и (39.16) становится неприменимым. При дальнейшем остывании вещество становится кристаллическим при $T = T_m$ из (4.37), а при $T < \theta$ из (4.38) кристалл становится квантовым. Фазовый переход в кристаллическое состояние, возможно, сопровождается выделением тепла $\delta U_{\text{Сoul}}$ из (4.43). Тепловая энергия кристалла задается формулой Дебая (4.38), а при $T_m < T < T_g = 150 T_m$ можно использовать интерполяцию между идеальным газом (39.16) и классическим кристаллом (4.38), (4.39). Учет эффектов неидеальности сначала замедляет остывание за счет роста теплоемкости классического кристалла и возможного выделения тепла при фазовом переходе, а после образования квантового кристалла остывание ускоряется за счет уменьшения теплоемкости $\sim (T/\theta)^3$ (см. (4.38), (4.39)). Эти факторы, а также кулоновские поправки к уравнению состояния, нейтринное охлаждение, неполная ионизация, электронная теплопроводность в неизотермическом ядре, конвекция, учтены в работе [457], где численно исследовалось остывание углеродного белого карлика с массой $1 M_\odot$ на основе уравнений звездной эволюции (см. § 22). Результаты расчетов [457] представлены на рис. 104, 105 и в табл. 49. Из рис. 104 видно, небольшое замедление остывания

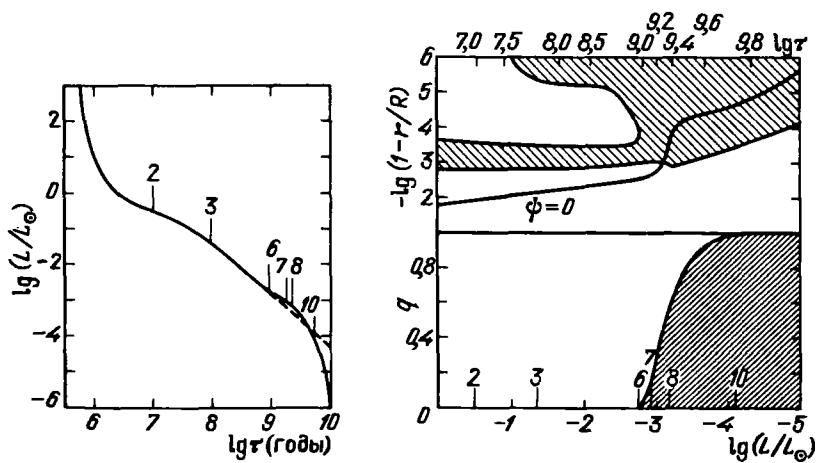


Рис. 104. Кривая охлаждения белого карлика: светимость L в зависимости от возраста t . Номера соответствуют моделям из табл. 49: 2 – модель с $L_\nu = L$, 3 – модель, где электронная теплоемкость $c_{ve,1/2}$ равна ионной $c_{vi,1/2}$, 6 – начало кристаллизации, 7 – модель, где $\theta_{1/2} = T_{1/2}$, 8 – конвекция достигает вырожденного ядра, 10 – кристаллическое ядро достигает $q = 0,99$. Штриховой линией указана кривая остывания по степенному закону (из [457])

Рис. 105. Рост кристаллического ядра (мелкая штриховка) и поведение внешней конвективной зоны (крупная штриховка) при охлаждении белого карлика, указана также кривая вырождения $\psi = 0$. Моменты 2 – 10 соответствуют моделям из табл. 49 (см. подпись к рис. 104); $q = \frac{m}{M}$ – доля внутренней массы (из [457])

между моделями 6 и 10 из табл. 49 за счет роста теплоемкости классического кристалла и теплоты кристаллизации и дальнейшее быстрое остывание вырожденного кристаллического ядра. В расчетах предполагалось, что кристаллизация наступает при $\Gamma = \Gamma_m = 160$ (см. (8.56)). Дебаевская температура θ в [457] принималась, аналогично (4.38), (8.61), равной $\theta = 0,444 \hbar \omega_{pi}/k$, а термодинамические функции брались из численных расчетов. Как видно из рис. 105 и табл. 49, кристаллическое ядро впервые возникает при светимости $L = 1,6 \cdot 10^{-3} L_\odot$ и возрасте $\tau = 9,2 \cdot 10^8$ лет. Граница вырождения кристалла $\theta = T$ достигает середины звезды $q = m/M = 1/2$ при $L = 1,1 \cdot 10^{-3} L_\odot$ и $\tau = 1,3 \cdot 10^9$ лет. На рис. 105 показан рост кристаллического ядра, развитие конвекции во внешней оболочке звезды и перемещение границы вырожденного ядра $\psi = 0$, где $\psi = (\mu_{eT} - m_e c^2)/kT = \beta - \alpha$ из (2.8). Учет возможного ядерного горения водорода или гелия в оболочке при остывании углеродно-кислородного белого карлика с массой $0,6 M_\odot$ сделан в [426]. Вклад горения водорода важен до $\tau = 2 \cdot 10^9$ лет, а в дальнейшем остывание проходит аналогично расчетам [457] для $1 M_\odot$ (см. табл. 49)).

в) Остывание белых карликов вблизи предела устойчивости с учетом нагрева неравновесными бета процессами [34]. Остывание звезды с массой, близкой к M_{Ch} , приводит к образованию ядра новой фазы и сопровождается нагревом за счет неравновесной двуступенчатой реакции бета-захвата (см. [56], § 20, п.в). При этом в тепло превращается $q = 200-500$ кэВ на одно ядро. Рассмотрим остывание железного белого карлика с $q = 476$ кэВ/ядро*). Если T_f — температура звезды к моменту начала фазового перехода при $\rho_c = \rho_{c0}$, то ее масса в равновесии превышает массу холодной звезды M_0 при этой плотности на величину δM , связанную с T_f соотношением (36.1)

$$T_f = \frac{A}{\mu_Z^{4/3}} \frac{\rho_{c0}^{1/3}}{1,7 \cdot 10^{-7}} \frac{\delta M}{M_0} = 1,24 \cdot 10^{11} \frac{\delta M}{M_0} = \beta \frac{\delta M}{M_0}. \quad (39.24)$$

Вблизи максимума массы на кривой $M_T(\rho_c)$ или минимума температуры $T_M(\rho_c)$ имеют место квадратичные зависимости:

$$\begin{aligned} M &\equiv M_T(\rho_c) = M_{\max} - \alpha(\rho_c - \rho_{cm})^2, \\ T &\equiv T_M(\rho_c) = T_{\min} + \gamma(\rho_c - \rho_{cm})^2. \end{aligned} \quad (39.25)$$

Приближенно примем параметры α , γ и $\rho_{cm} = \rho_{c1} + \Delta\rho_c$ постоянными, $\Delta\rho_c$ дано в (39.11). В точке фазового перехода с $T = T_f$, $\rho_c = \rho_{c1}$ имеем из (39.25)**)

$$T_f = T_{\min} + \gamma(\rho_{c1} - \rho_{cm})^2. \quad (39.26)$$

*) С учетом энергии возбуждения конечного ядра 109 кэВ, см. (20.14).

***) Для звезд с массой меньше предельной формально в (39.25); (39.26) $T_{\min} < 0$. Естественно, физический смысл имеют лишь те ρ_c , для которых $T > 0$ в (39.27) и ниже.

Из (39.24), (39.25), (39.26) получаем для звезды массы M

$$T = T_f + \gamma[(\rho_c - \rho_{cm})^2 - (\rho_{c1} - \rho_{cm})^2] = \beta \frac{\delta M}{M_0} +$$

$$+ [(\Delta\rho_c - \delta\rho_c)^2 - \Delta\rho_c^2] \cdot \gamma, \quad (39.27)$$

$$\delta\rho_c = \rho_c - \rho_{c1}.$$

Постоянную γ найдем из условия, что при $\delta M = \Delta M$ и $T = 0$ имеет место $\delta\rho_c = \Delta\rho_c$ из (39.11). Имеем тогда

$$T = \beta \frac{\Delta M}{M_0} \left[\frac{\delta M}{\Delta M} + \left(1 - \frac{\delta\rho_c}{\Delta\rho_c} \right)^2 - 1 \right]. \quad (39.28)$$

Центральная плотность $\rho_{c1} + \delta\rho_c$ на растушей устойчивой ветви белых карликов слева от максимума (см. рис. 103) определяется соотношением

$$\delta\rho_c = \Delta\rho_c \left[1 - \left(1 + \frac{T}{\beta} \frac{M_0}{\Delta M} - \frac{\delta M}{\Delta M} \right)^{1/2} \right]. \quad (39.29)$$

Плотность вблизи центра квадратично зависит от радиуса. Для политропы это легко видеть из разложения (34.3) вблизи центра

$$\theta = 1 - \frac{\xi^2}{6}, \quad \rho = \rho_c \theta^n = \rho_c \left(1 - \frac{n}{6} \xi^2 \right). \quad (39.30)$$

При этом масса хромового ядра $m_{\text{я}}$ связана с $\rho_c = \rho_{c1} + \delta\rho_c$ соотношением

$$\frac{m_{\text{я}}}{M_0} = \frac{M_{\text{я}}}{M_0} \left(\frac{\delta\rho_c}{\Delta\rho_c} \right)^{3/2} \approx 1,1 \cdot 10^{-14} (\delta\rho_c)^{3/2}. \quad (39.31)$$

При росте массы хромового ядра скорость уменьшения внутренней энергии звезды равна

$$\dot{Q}_\nu = -(476 \text{ кэВ}) \frac{\dot{m}_{\text{я}}}{A m_u}. \quad (39.32)$$

Суммарные потери из (39.20), (39.32) с учетом (39.29), (39.31) равны

$$\dot{Q} = \dot{Q}_T + \dot{Q}_\nu = \frac{3}{2} \frac{kM}{A m_u} \times$$

$$\times \left\{ 1 + 3,9 \cdot 10^6 \frac{\left[1 - \left(1 + \frac{T}{\beta} \frac{M_0}{\Delta M} - \frac{\delta M}{\Delta M} \right)^{1/2} \right]^{1/2}}{\left(1 + \frac{T}{\beta} \frac{M_0}{\Delta M} - \frac{\delta M}{\Delta M} \right)^{1/2}} \frac{M_0}{\beta \Delta M} \right\} \dot{T}. \quad (39.33)$$

Уравнение (39.20) с учетом (39.19) и (39.33) для ${}^{56}\text{Fe}$ примет вид (для

$$\mu / [\mu_Z^2 x_Z (1 + x_H)] = 3,45$$

$$0,7 \cdot 10^{16} \left\{ 1 + 0,15 \frac{\left[1 - \left(1 + \frac{T_7}{2,6} - \frac{\delta M}{\Delta M} \right)^{1/2} \right]^{1/2}}{(1 + T_7/2,6 - \delta M/\Delta M)^{1/2}} \right\} \frac{dT_7}{dt} = -T_7^{3,5}. \quad (39.34)$$

Здесь учтено $\beta \Delta M/M_0 = 2,6 \cdot 10^7$ К, согласно (39.24), (39.11). Для критической массы $M = M_0 + \Delta M$ имеем из (39.34) уравнение

$$0,7 \cdot 10^{16} \left[1 + \frac{0,24}{T_7^{1/2}} (1 - \sqrt{T_7/2,6})^{1/2} \right] \frac{dT_7}{dt} = -T_7^{3,5}. \quad (39.35)$$

Решая (39.35) для $T_7 \ll 2,6$, получаем время остывания в виде*

$$\tau = 2,8 \cdot 10^{15} [T_7^{-2,5} - T_{7,0}^{-2,5} + 0,2(T_7^{-3} - T_{7,0}^{-3})] \text{ с}. \quad (39.36)$$

При $T \leq 0,1\theta_c$ из (4.38), (8.61) вместо (39.20) следует использовать теплоемкость вырожденного кристалла

$$Q_D = \frac{4\pi^4 kMT}{5 A m_u} \left(\frac{T}{\theta_c} \right)^3. \quad (39.37)$$

Коэффициент в (39.37) взят из [227] и в 4/3 раза больше значения, которое следует из разложения дебаевской функции при $x \gg 1$ в (4.38), (4.39). С заменой (39.37) вместо (39.20) получаем вместо (39.36))

$$\tau = 2,8 \cdot 10^{15} \left\{ \left(\frac{T_0}{0,1\theta_c} \right)^3 T_{7,0}^{-2,5} - \left(\frac{T}{0,1\theta_c} \right)^3 T_7^{-2,5} + 0,2(T_7^{-3} - T_{7,0}^{-3}) \right\}. \quad (39.38)$$

Из (39.36) следует, что время остывания до $T = 0,1\theta_c = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ К}$ для ^{56}Fe увеличивается на $\sim 27\%$ с учетом неравновесного нагрева. а. Согласно (39.38), при $T < 0,1\theta_c$ неравновесный нагрев становится очень важным. В его отсутствие практически полное остывание белого карлика произойдет за $8 \cdot 10^8$ лет ($4 \cdot 10^8$ лет от $T_0 = 5,5 \cdot 10^6$ лет), а с учетом неравновесного нагрева за космологическое время $2 \cdot 10^{10}$ лет белый карлик критической массы остынет до температуры $\sim 10^6$ К. Точный расчет остывания углеродного белого карлика в $1 M_\odot$, где нет ядра новой фазы, приводит к температуре ядра $1,7 \cdot 10^5$ К через $9 \cdot 10^9$ лет (см. табл. 49). Отметим, что ввиду грубости закона Краммера значения полученных возрастов и светимостей в зависимости от температуры ядра могут быть не совсем точными, но относительные вклады теплоемкости и неравновесного нагрева в (39.36) и (39.38) останутся неизменными и при $T < 3,6 \cdot 10^6$ К неравновесный нагрев преобладает.

г) Об эволюции магнитных полей белых карликов. Более 10% известных белых карликов обладают сильными магнитными полями, 10^6 –

* Аналогичные оценки остывания сделаны в [191а].

10^8 Гс, которые определены по поляризации оптического излучения в 16 одиночных и 10 двойных звездах. Последние находятся в паре с красными карликами и относятся к катаклизмическим переменным, на которых несколько раз в год наблюдаются вспышки с $\Delta m_V = 4 \div 5^m$. Они являются также рентгеновскими источниками, а степень поляризации оптического излучения составляет несколько десятков процентов, за что эти звезды называют полярами. Пока неясно, являются ли магнитные поля остаточными от ранних стадий эволюции или генерированы динамо механизмом на поздних стадиях эволюции, сопровождающихся сильной конвекцией (см. § 33, п.ж).

Проблема затухания магнитных полей белых карликов может быть решена более надежно. Наблюдения сильных магнитных полей у сравнительно холодных белых карликов с $T_{\text{ef}} \sim 6000$ К указывает на то, что характерное время затухания сравнимо или превышает космологическое (см. (39.22) и табл. 49). В работе [629] проведены расчеты затухания полоидальных магнитных полей различной формы с учетом движения вещества. Решается уравнение эволюции магнитного поля, которое в векторной записи имеет вид

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \times \vec{B} - \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (39.39)$$

Из (39.39) при проводимости $\sigma \rightarrow \infty$ и аксиальной симметрии $\partial/\partial\varphi = 0$ следуют уравнения (38.5)–(38.7). Для полоидальных полей векторное уравнение (39.39) сводится к скалярному, если ввести вектор-потенциал \vec{A}

$$\vec{A} = (0, 0, A_\varphi(r, \theta, t)), \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad S = -r \sin \theta A_\varphi, \quad (39.40)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \left[\frac{\partial^2 S}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial S}{\partial \theta} \right) \right].$$

Решение ищется для сферически-симметричного распределения плотности и радиальной скорости $\vec{v} = (v_r(r), 0, 0)$, когда допустимо разложение

$$S(r, \theta, t) = \sum_{l \geq 1} R_l(r, t) \sin \theta P_l^1(\cos \theta), \quad (39.41)$$

где $P_l^1(\cos \theta)$ – присоединенные функции Лежандра первого порядка [93], а для R_l получается уравнение

$$\frac{\partial^2 R_l}{\partial x^2} - \frac{l(l+1)}{x^2} R_l = \frac{4\pi R_*^2 \sigma}{c^2} \left(\frac{\partial R_l}{\partial t} + \frac{v_r}{R_*} \frac{\partial R_l}{\partial x} \right) \quad (39.42)$$

$x = r/R_*$, $R_*(t)$ – радиус звезды. Для разложения (39.41) магнитное поле \vec{B} , согласно (39.40), имеет вид

$$\vec{B}(x, \theta, t) = \frac{1}{R_*^2} \left[- \sum_{l \geq 1} \frac{l(l+1)}{x^2} P_l(\cos \theta) R_l(x, t), \right. \\ \left. \sum_{l \geq 1} P_l^1(\cos \theta) \frac{1}{x} \frac{\partial R_l}{\partial x}, 0 \right], \quad (39.43)$$

где $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра индекса l , $l = 1$ соответствует диполью, $l = 2$ – квадруполью и т.д. В [629] искались решения уравнения (39.42), ограниченные в центре и непрерывные на границе с вакуумом. Электронный ток j_i определялся в виде

$$j_i = -en_e \langle v_i \rangle \quad (39.44)$$

где $e > 0$, а $\langle v_i \rangle$ для нерелятивистских электронов определено в (8.48). При наличии электромагнитных полей к силе \vec{F} в уравнении Больцмана (8.1) добавляется величина $\frac{e}{m} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right)$ и дает соответствующий вклад в d_i из (8.5). Проводимость σ определяется как коэффициент связи между j_i и E_i при $\vec{B} = 0$:

$$j_i = \sigma E_i. \quad (39.45)$$

Вычисления σ для электронов проводятся аналогично теплопроводности λ_e в § 8. В [629] для широкой области параметров σ приведено в виде

$$\sigma = \begin{cases} \gamma_E \frac{2(2kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} m_e^{1/2} Z e^2 \Lambda} \approx 3,31 \cdot 10^7 \frac{T^{3/2}}{\Lambda} \text{ с}^{-1} \quad (\text{для } ^{12}\text{C}) \\ \text{при } \lg \rho < 4 \lg T - 29,825, \\ \frac{\lambda_e}{T} \frac{3}{\pi^2} \left(\frac{e}{k} \right)^2 \quad \text{при больших } \rho \text{ с } \lambda_e \text{ из (8.41), (8.54),} \end{cases} \quad (39.46)$$

где Λ для нерелятивистских электронов определено в (8.43), коэффициент $\gamma_E = 0,582, 0,683, 0, 838$ для H, ^4He и ^{12}C соответственно. Второе равенство в (39.46) определяется из соотношения Видсмана–Франца. Формулы (39.46) сшивались между собой с помощью гладкой интерполяции. Характерное время затухания поля для $\sigma = \text{const}$, $v_r = 0$, $l = 1$ из (39.42) получается в виде

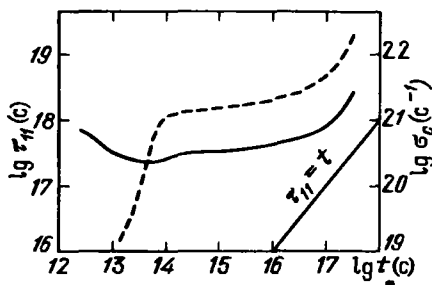
$$\tau_{ln} \approx \frac{4\pi R_*^2 \sigma}{c^2 \pi^2 n^2}, \quad \text{целое } n \geq 1; \quad B_{ln} \sim \exp(-t/\tau_{ln}). \quad (39.47)$$

Численное решение краевой задачи для уравнения (39.42) с σ из (39.46) получено в [629] для углеродного белого карлика с массой $0,6 M_\odot$ вдоль его эволюционного трека. Результаты расчетов для поля максимального масштаба ($l = 1$, $n = 1$) представлены на рис. 106, откуда видно, что время затухания τ_{11} всегда больше времени остывания τ , поэтому крупномасштабное поле белого карлика практически не затухает со временем.

д) Вспышки новых звезд. Одиночные белые карлики относятся к числу спокойных объектов, но в тесных двойных системах они проявляют большую активность. Эти бурные проявления обусловлены аккрецией вещества от соседней звезды – маломассивного водородного карлика, ведущей к развитию неустойчивостей. При аккреции богатое водородом вещество накапливается в оболочке белого карлика. После того как масса оболочки достигнет значения $10^{-6} - 10^{-4} M_\odot$ и электроны в водороде станут вырожденными, развивается тепловая неустойчивость и термоядер-

ная вспышка. Мощность вспышки зависит от массы взрывающейся оболочки, а та в свою очередь зависит от темпа аккреции \dot{M} и массы белого карлика M_{WD} . Имеет место обратная зависимость: чем больше скорость аккреции, тем выше температура вещества в оболочке, легче условия загорания, меньше масса оболочки в момент вспышки и меньше мощность самой вспышки. При дальнейшем увеличении \dot{M} вырождение в оболочке становится недостаточным и вспышка вообще не развивается.

Рис. 106. Кривая зависимости времени затухания крупномасштабного магнитного поля $\tau_{1,1}$ от возраста белого карлика t , очевидно, $\tau_{1,1} > t$. Штриховой линией дана проводимость σ_c в центре звезды (из [629])



Критические значения \dot{M}_{cr} и соответствующие значения светимости L_{cr} найдены теоретически в зависимости от массы M_{WD} и химического состава белых карликов в работе [474]:

$$\left. \begin{aligned} \lg \dot{M}_{cr} &= -8,775 - 15,088(M_{WD}/M_{\odot} - 1,459)^2, \\ \lg(L_{cr}/L_{\odot}) &= -0,629 - 5,923(M_{WD}/M_{\odot} - 1,766)^2 \end{aligned} \right\} \text{при } x_Z = 0,02, \quad (39.48)$$

$$\left. \begin{aligned} \lg \dot{M}_{cr} &= -8,632 - 4,596(M_{WD}/M_{\odot} - 1,334)^2, \\ \lg(L_{cr}/L_{\odot}) &= -1,375 - 7,027(M_{WD}/M_{\odot} - 1,308)^2 \end{aligned} \right\} \text{при } x_Z = 0,51.$$

Здесь \dot{M} дано в $M_{\odot}/\text{год}$. При $\dot{M} > \dot{M}_{cr}$ выбросы оболочки отсутствуют и горение водорода становится стационарным. Наблюдения новых звезд дают существенно большие значения \dot{M} , до $10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ после вспышки. Возможно, что это связано с релаксационными процессами и со временем темп аккреции станет меньше \dot{M}_{cr} из (39.48), но возможно, что теоретические оценки недостаточно точны. Рост светимости в процессе вспышки новой достигает $\Delta m_V = 10 - 15^m$ и даже 19^m у новой Лебедя 1975 г. [178]. Чем больше \dot{M} и слабее вспышка, тем чаще она происходит. Фактически все новые звезды являются повторными, но для самых ярких время между вспышками Δt_B слишком велико для возможности астрономических наблюдений. Зависимость амплитуды вспышки A_m от Δt_B приведена на рис. 107 из [178]. Расчеты вспышек новых проводятся на основе гидродинамических уравнений (35.1)–(35.3), аналогично сверхновым, но пространственная лагранжевая область расчетов ограничивается оболочкой. Обзор таких работ дан в [244].

Новые звезды вспыхивают в тесных двойных системах, где компаньон — водородная звезда — заполняет полость Роша, поэтому вещество, аккрецирующее на белый карлик имеет форму диска (см. § 41). Ста-

ционная дисковая аккреция в маломассивных тесных двойных возможна только в случае турбулентного аккреционного диска. В ламинарном случае вещество из-за малой вязкости остается в диске и не падает на белый карлик. Когда скорость аккреции мала ($\dot{M} < 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$), турбулизация диска, видимо, затрудняется и появляются дополнительные виды активности из-за неустойчивости дисковой аккреции, связанной со спорадической турбулизацией диска. Именно такими проявлениями объясняются вспышки в карликовых новых звездах, которые называют так-



Рис. 107. Амплитуда вспышки Δm в зависимости от времени между вспышками Δt_B для повторных новых, из [178]

же новоподобными или катаклизмическими переменными. Наблюдательные особенности кривой блеска карликовых новых для своей интерпретации требуют предположения о горячем пятне, которое образуется при ударе аккреционной струи о диск. Итак, из-за малого темпа аккреции диск часть времени остается ламинарным, вязкость в нем мала и вещество накапливается во внешних частях диска. Когда масса диска превысит некоторое критическое значение в нем развивается неустойчивость, приводящая к турбулизации, росту вязкости и резкому увеличению потока массы на белый карлик. Происходит вспышка. После уменьшения массы диска он снова становится ламинарным до следующей вспышки. Такая модель развивалась в работах [579, 580, 534]. Время между последовательными вспышками для разных звезд меняется от нескольких суток до нескольких сот суток, которым соответствуют амплитуды вспышек от 2^m до $5-6^m$ [178]. Для некоторых звезд интервалы между вспышками и формы вспышек сильно изменяются, а для других звезд вспышки происходят более или менее регулярно. В работе [580] более регулярные вспышки относят к типу А, связанному с началом развития неустойчивости во внешних частях диска, а иррегулярные — к типу В, где неустойчивость начинает развиваться во внутренних областях диска. Отмечается, что типу А при тех же массах звезд M_1 и M_2 соответствуют более высокие значения \dot{M} . Вспышки типа А происходят на звездах U Gem, SS Aur, а на звездах SS Cyg, AN Her наблюдаются вспышки типа В. Обзор наблюдений и теоретических моделей катаклизмических переменных сделан в работе [542].

Ввиду малой скорости аккреции в катаклизмических переменных темп накопления водорода в оболочке белого карлика очень мал, но за время 10^4-10^5 лет его должно накопиться достаточно для развития

неустойчивости термоядерного горения и вспышки новой. Из эмпирической зависимости на рис. 106 на этих звездах должны происходить наиболее мощные и наиболее редкие вспышки новых звезд. Возможно, имеет смысл сделать поиск катаклизмических явлений в остатках вспышек наиболее ярких новых Лебеда 1975, Кормы 1942, Лебеда 1920.

§ 40. Нейтронные звезды

Предположение о возможности существования нейтронных звезд было высказано Л.Д. Ландау в 1932 г., вскоре после открытия нейтрона (см. воспоминания [551]). Современное представление о нейтронной звезде, как об объекте, образование которого сопровождается взрывом сверхновой при гравитационном коллапсе с выделением гигантской энергии, основано на идее В. Бааде и Ф. Цвикки, опубликованной в 1934 г. [258]. Открытие пульсаров, рентгеновских источников, их связь с остатками сверхновых убедительно подтвердили справедливость этого предсказания.

Первая модель нейтронной звезды была построена Оппенгеймером и Волковым [517]. Ими использовалось уравнение состояния идеального вырожденного нейтронного газа, которое следует из (2.22), (2.23), если заменить m_e на m_n и вместо u использовать u_n из (4.10):

$$E_n = \frac{6,860 \cdot 10^{35}}{\rho_0} g(y_n), \quad P_n = 6,860 \cdot 10^{35} f(y_n). \quad (40.1)$$

Изучение столь компактных объектов, как нейтронные звезды, необходимо проводить в рамках ОТО. Параметром релятивизма в теории тяготения является отношение гравитационного радиуса R_g к радиусу звезды [143]:

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 2,95 \cdot 10^5 \frac{M}{M_\odot} \text{ см.} \quad (40.2)$$

Для белого карлика из ${}^{56}\text{Fe}$ в точке потери устойчивости из-за нейтронизации, согласно (39.9), (39.11), (40.2), отношение $R_g/R \approx 1,00 \cdot 10^{-3}$. Для нейтронных звезд $R_g/R > 0,1$ (см. [267] и рис. 103) и ОТО обычно учитывается точно. В целом ОТО значительно сложнее ньютоновской теории тяготения, но для сферически-симметричных звезд полученные в [517] уравнения равновесия немногим сложнее ньютоновских (22.1), (22.2):

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G(\rho + P/c^2)(m + 4\pi r^3 P/c^2)}{r^2(1 - 2Gm/rc^2)}, \quad (40.3)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi \rho r^2. \quad (40.4)$$

В отличие от (22.1), (22.2), где ρ , ввиду того что $E \ll \rho_0 c^2$, принималось равным плотности массы покоя ρ_0 , в (40.3), (40.4) стоит

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{E}{c^2} \right). \quad (40.5)$$