

ГОРЯЧИЕ ИЗОЭНТРОПИЧНЫЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Ю. А. ВАРТАНЯН

Поступила 15 апреля 1968

Исправлена 20 июня 1968

Рассмотрены горячие белые карлики, состоящие из ядер атомов железа и квазивырожденного электронного газа, в которых энтропия на единицу массы постоянна. Вычислены массы и радиусы трех серий таких конфигураций, расположенных вдоль изохвот $s=0$, $s=3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм. При этом учтены как поправки ОТО, так и нейтронизация ядер. Результаты расчета приведены на рис. 2—4 и в табл. 1 и 2.

1. Для вопросов эволюции небесных тел представляет определенный интерес рассмотрение расположенных вдоль различных изохвот горячих плотных конфигураций, в которых отсутствуют термоядерные источники энергии [1]. В [2, 3] с учетом нейтронизации ядер (обратного β -распада) были вычислены массы и радиусы изотермических квазивырожденных белых карликов. В [4] для изотермических, а в [5] для изохвотических белых карликов с учетом поправок общей теории относительности, но без рассмотрения обратного β -распада (зависимости A/z от импульса Ферми), приближенным энергетическим методом были найдены критические значения основных параметров. Ниже рассматриваются горячие белые карлики, состоящие из квазивырожденного электронного газа и ядер атомов группы железа, в которых энтропия на единицу массы постоянна. Произведено интегрирование уравнений равновесия и найдены массы и радиусы трех серий конфигураций, соответствующих разным значениям энтропии. При этом учтены как поправки ОТО, так и нейтронизация ядер.

2. В квазивырожденных белых карликах, так же, как и в полностью вырожденных, давление определяется электронным газом, а плотность вещества—атомными ядрами. С учетом температурной поправки выражения для плотности ρ и давления P можно записать в виде [6]

$$\rho = \frac{m_p}{3 \pi^2 \lambda_e^3} \frac{x^3}{z} \left[1 + \frac{\pi^2 t^2 (2x^2 + 1)}{2x^4} \right], \quad (1)$$

$$P = \frac{m_e c^2}{24 \pi^2 \lambda_e^3} f(x) \left[1 + \frac{4 \pi^2 t^2 x \sqrt{x^2 + 1}}{f(x)} \right], \quad (2)$$

где

$$f(x) = x(2x^2 - 3)\sqrt{x^2 + 1} + 3 \ln(x + \sqrt{x^2 + 1}), \quad (3)$$

$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c}$; $t = \frac{kT}{m_e c^2}$; $z = Q/A$; $x = \frac{p_e}{m_e c}$, p_e — импульс Ферми электронов, Q и A — заряд и массовое число ядер, m_e и m_p — соответственно массы электрона и протона, c — скорость света, k — постоянная Больцмана.

В этом же приближении для энергии квазивырожденного электронного газа, приходящей на один барион, и энтропии s , на грамм вещества, имеем

$$\varepsilon_e = m_e c^2 z \left\{ \sqrt{x^2 + 1} - \frac{f(x)}{8x^3} + \frac{\pi^2 t^2}{2} \left[\frac{\sqrt{x^2 + 1}}{x^2} + \frac{(2x^2 + 1)f(x)}{8x^7} \right] \right\}, \quad (4)$$

$$s_0 = \frac{2\pi^2 A z t \sqrt{x^2 + 1}}{3 x^2} + \ln \frac{t}{x^2}, \quad (5)$$

где s_0 выражается через энтропию s , на грамм вещества, соотношением

$$s_0 = \frac{2A m_p}{3k} s - \frac{2}{3} \ln \left[(2I + 1) Q 3 \pi^2 \left(\frac{A m_p}{2\pi m_e} \right)^{3/2} \right] - \frac{5}{3}, \quad (6)$$

I — спин ядра.

Как известно [7, 8], при наличии вырожденного электронного газа отношение числа нейтронов и протонов в ядрах зависит от граничного импульса электронного газа. В [9] для различных ядер были вычислены энергии обратного β -распада, и по результатам расчета кривая $z(x)$ аппроксимировалась некоторым полиномом. При отсутствии вырожденного электронного газа для определенного химического состава, то есть фиксированного A , для z можно получить аналитическое выражение, исходя из условия минимума энергии—массы [10]

$$(\partial M(z, A)/\partial z)_A = 0, \quad (7)$$

где $M(z, A)$ — масса, приходящая на один нуклон. Величина $M(z, A)$ определяется из полуэмпирической формулы Вайцзекера для массы ядра

$$M(z, A) = m_p c^2 + (1 - z)(m_n - m_p) c^2 + B(z, A), \quad (8)$$

где $B(z, A)$ — энергия связи на один нуклон, которая равна

$$B(z, A) = -15.75 + 17.8 A^{-1/2} + 0.71 z^2 A^{2/3} + 23.7(1 - 2z)^2 + 34 A^{-2/3} \delta. \quad (9)$$

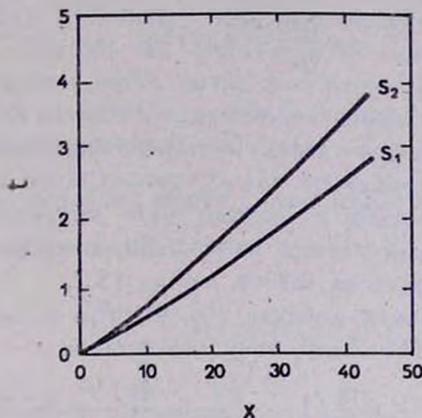


Рис. 1. Зависимость температуры от плотности вдоль изотроп $s_1 = 3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

δ равно 0, 1 и -1 соответственно для нечетного A , четного A и нечетного Q и четных A и Q . Однако для средних и тяжелых ядер последний член несущественен и его можно опустить. В (9) все коэффициенты даны в MeV и взяты из [11]. При наличии вырожденного электронного газа в энергию, приходящую на один нуклон, будет вносить вклад вырожденный электронный газ, и в этом случае выражение (8) должно быть записано в виде

$$M(z, A) = m_p c^2 + (1 - z)(m_n - m_p) c^2 + B(z, A) + \varepsilon_e,$$

где ε_e определяется формулой (4). Тогда из (7) получим

$$z = \frac{96.1 - \varepsilon_e/z}{189.6 + 1.42A^{1/2}}.$$

Подставляя $A = 56$, для $z(x)$ получим

$$z = z_0 \left\{ 1 - 5.317 \cdot 10^{-3} \left[\sqrt{x^2 + 1} - \frac{f(x)}{8x^3} + \frac{\pi^2 f^2}{2} \left(\frac{\sqrt{x^2 + 1}}{x^3} + \frac{(2x^2 + 1)f(x)}{8x^4} \right) \right] \right\}. \quad (10)$$

3. Для нахождения параметров сверхплотных тел необходимо проинтегрировать уравнения [12]

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho u}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{u}\right) \left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{-1}, \quad (11)$$

$$\frac{du}{dr} = 4\pi\rho r^2, \quad (12)$$

где u — „накопленная“ масса. Здесь и в дальнейшем используется система единиц $c = G = 1$ (где G — гравитационная постоянная) и $\frac{m_n^4 c^5}{32\pi^2 \hbar^3} = \frac{1}{4\pi}$ [12, 13]. Для того, чтобы от этой системы перейти к системе, где масса измеряется в солнечных массах, а радиус в км, необходимо u помножить на 9.29 и r — на 13.7.

Для белых карликов добавки P/ρ , $4\pi r^3 P/u$ и $2u/r$ намного меньше единицы, а потому (11) можно записать в виде

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho u}{r^2} \left(1 + \frac{P}{\rho} + \frac{4\pi r^3 P}{u} + \frac{2u}{r}\right). \quad (11')$$

В случае горячих изоветропичных белых карликов уравнения (11') и (12) должны быть дополнены условием $s = \text{const}$, из которого следует, что $t = t(x)$. Условие $s = \text{const}$ может быть заменено эквивалентным ему соотношением для dt/dx , которое получится дифференцированием (5). Таким образом, в данном случае необходимо проинтегрировать систему трех дифференциальных уравнений, соответственно для dx/dr , du/dr и dt/dr , которые имеют вид

$$\frac{dx}{dr} = -\frac{m_p}{m_e} \frac{u\sqrt{x^2+1}}{zxr^2} \left[1 - 2\pi^2 t^2 \frac{\sqrt{x^2+1}}{x^4} \frac{\psi(x, t)}{\varphi(x, t)}\right] F(x, u, r), \quad (13)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^3 \frac{x^3 r^2}{z} \left[1 + \pi^2 t^2 \frac{(2x^2+1)}{2x^4}\right], \quad (14)$$

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{2t}{x\sqrt{x^2+1}} \frac{\psi(x, t)}{\varphi(x, t)} \frac{dx}{dr}, \quad (15)$$

где

$$F(x, u, r) = 1 + \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)^4 \frac{f(x)r^3}{u} + \frac{m_e}{8m_p} \frac{f(x)z}{x^3} + \frac{2u}{r}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \psi(x, t) = & x^2 \sqrt{x^2+1} + t[84(x^2+2) - 0.895\sqrt{x^2+1} + \\ & + 0.056 \frac{f(x)}{x^3} (4x^3+5) - 0.4475 x^2 \sqrt{x^2+1}], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\varphi(x, t) = x^2 + t \left[168\sqrt{x^2+1} - 0.895(x^2+1) + 0.112 \frac{f(x)\sqrt{x^2+1}}{x^3} \right]. \quad (18)$$

Для интегрирования системы (13)–(15) необходимо задать значения функций u , x и t в центре звезды. Как обычно, для всех конфигураций $u(0) = 0$. Для $x(0)$ были выбраны значения: $x(0) = 0.5; 1; 2; 4; 6; 8; 10; 11.2; 15; 20; 30; 45$. При $x > 45$ возникает электронно-нейтронно-ядерная фаза („епА“ фаза), и в этом случае звезда кроме электронно-ядерной оболочки будет иметь также нуклонную сердцевину [14, 15]. В настоящей работе такие горячие конфигурации не рассматриваются; их исследование будет проведено отдельно.

Для выбора значения температуры в центре, то есть $t(0)$, поступим следующим образом. Выберем для коэффициента разложения $\alpha(x, t)$

$$\alpha(x, t) \equiv \frac{4\pi^2 t^2 x \sqrt{x^2+1}}{f(x)}, \quad (19)$$

входящего в выражение (2), соответственно значения $\alpha_1 = 0.05$ и $\alpha_2 = 0.1$. Большие значения α , по всей вероятности, не имеет смысла брать, так как при этом станут существенными следующие члены ряда, которые мы не учли. Подставляя в (19) $x = 10$ (значение, при котором для холодных белых карликов масса максимальна), для α_1 и α_2 соответственно найдем $t_1 = 0.5$ и $t_2 = 0.7$. Подставляя $t = 0.5$, $x = 10$ и $t = 0.7$, $x = 10$ в (5), для параметра s_0 соответственно найдем $s_0 = 1.21$ и $s_0 = 2.76$, чему соответствуют значения энтропии $s_1 = 3.77 \cdot 10^7$ эрг/град. грамм и $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град. грамм. Таким образом, эти конфигурации расположены на изоэнтропах s_1 и s_2 . Зная теперь значения s_0 , для каждого x из (5) найдем по два значения t , которые приведены в табл. 1.

Наконец, остановимся еще на одном вопросе. При продвижении по изоэнтропе в сторону больших x , то есть больших плотностей, t , увеличиваясь, становится больше единицы (см. рис. 1 и табл. 1). Но если $t > 1$, то становится существенным рождение электронно-позитронных пар

$$e^- + e^+ \rightleftharpoons \gamma \quad (20)$$

и, вообще-то говоря, необходимо учесть вклад позитронов в термодинамические величины. Обозначим число электронов в одном $см^3$ (концентрацию) через n_- , а число позитронов n_+ . В квазивырожденном электронном газе $n_- = n_-^* + n_-^t$, где n_-^* — концентрация электронов при $T = 0$, а n_-^t — добавка, обусловленная температурой. Покажем,

что из-за условия квазивырожденности, то есть $(t/\sqrt{x^2+1}) \ll 1$, даже при $t > 1$ $n_+ \ll n_-^+$, а поэтому вкладом позитронов можно пренебречь. Реакции (20) соответствует соотношение для химических потенциалов $\mu_- + \mu_+ = \mu_\gamma$, где μ_- , μ_+ и μ_γ — химические потенциалы соответственно для электронов, позитронов и γ -квантов. Так как $\mu_\gamma = 0$ [8], то $\mu_- = -\mu_+ = \mu$.

Таблица 1

Характеристики в центре звезды			Масса M/M_\odot	Радиус R км	Характеристики в центре звезды			Масса M/M_\odot	Радиус R км
$x(0)$	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$			$x(0)$	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$		
0.05	$2.70 \cdot 10^5$	0	0.18181	12684	10	$2.24 \cdot 10^9$	0	1.0814	1867.3
	$2.72 \cdot 10^5$	0.008	0.18748	12784		$2.30 \cdot 10^9$	0.500	1.1050	1865.0
	$2.74 \cdot 10^5$	0.012	0.19504	12894		$2.35 \cdot 10^9$	0.700	1.1275	1863.1
1	$2.21 \cdot 10^6$	0	0.41519	8756.1	11.2	$3.15 \cdot 10^9$	0	1.0824	1704.7
	$2.23 \cdot 10^6$	0.027	0.42744	8819.4		$3.24 \cdot 10^9$	0.575	1.1066	1701.4
	$2.26 \cdot 10^6$	0.040	0.44183	8882.0		$3.33 \cdot 10^9$	0.790	1.1280	1698.8
2	$1.74 \cdot 10^7$	0	0.72668	5837.3	15	$7.71 \cdot 10^9$	0	1.0744	1340.3
	$1.77 \cdot 10^7$	0.073	0.74473	5868.4		$7.95 \cdot 10^9$	0.800	1.0985	1336.5
	$1.80 \cdot 10^7$	0.110	0.76748	5902.1		$8.16 \cdot 10^9$	1.105	1.1203	1331.2
4	$1.39 \cdot 10^8$	0	0.96700	3704.6	20	$1.87 \cdot 10^{10}$	0	1.0526	1050.3
	$1.41 \cdot 10^8$	0.172	0.98818	3715.4		$1.93 \cdot 10^{10}$	1.12	1.0769	1044.6
	$1.44 \cdot 10^8$	0.244	1.0096	3725.4		$1.99 \cdot 10^{10}$	1.53	1.0975	1039.8
6	$4.77 \cdot 10^8$	0	1.0438	2768.4	30	$6.60 \cdot 10^{10}$	0	0.99933	741.02
	$4.87 \cdot 10^8$	0.275	1.0658	2771.6		$6.87 \cdot 10^{10}$	1.82	1.0227	733.21
	$4.97 \cdot 10^8$	0.390	1.0882	2774.9		$7.12 \cdot 10^{10}$	2.48	1.0419	727.77
8	$1.14 \cdot 10^9$	0	1.0722	2225.8	45	$2.39 \cdot 10^{11}$	0	0.91719	521.27
	$1.17 \cdot 10^9$	0.385	1.0950	2225.4		$2.50 \cdot 10^{11}$	2.96	0.93699	514.71
	$1.19 \cdot 10^9$	0.540	1.1172	2225.3		$2.63 \cdot 10^{11}$	4.03	0.95241	509.27

Тогда для n_- и n_+ имеем

$$n_{\mp} = \frac{1}{\pi^3 \lambda_e^3} I_{\mp}, \quad \text{где} \quad I_{\mp} = \int_0^{\infty} \frac{y^2 dy}{\exp[(\sqrt{y^2+1} \mp \mu')/t] + 1}. \quad (21)$$

$$\mu' = (\mu/mc^2).$$

Воспользовавшись условием квазивырожденности, I_- легко вычислить, и для n_- получим

$$n_- = \frac{1}{3\pi^3 \lambda_e^3} x^3 \left[1 + \pi^2 t^2 \frac{(2x^2 + 1)}{2x^4} \right],$$

откуда следует, что

$$n_-^t = \frac{1}{6\pi^3} \frac{t^2 (2x^2 + 1)}{x}.$$

Укажем, что при вычислении n_- химический потенциал электронов заменяется энергией Ферми [8]. Ошибка, которая допускается при этом, будет бесконечно малой более высшего порядка, чем используемое приближение. Перейдем теперь к оценке n_+ . Воспользовавшись условием квазивыврожденности, представим I_+ в виде

$$I_+ \exp[\sqrt{x^2+1}/t] = \int_0^{\infty} \exp[-\sqrt{y^2+1}/t] y^2 dy < \int_0^{\infty} \exp[-y/t] y^2 dy = 2t^3.$$

Следовательно,

$$n_+/n_+^t < \frac{12}{\pi^2} \frac{tx}{(2x^2+1)} \exp[-\sqrt{x^2+1}/t],$$

то есть при выполнении условия квазивыврожденности, $t/\sqrt{x^2+1} \approx \approx \frac{t}{x} \ll 1$, отношение n_+/n_+^t будет весьма малым и, следовательно, вкладом позитронов можно пренебречь.

4. Уравнения (13)–(15) были проинтегрированы на электронно-счетной машине „Наири“ для трех серий конфигураций, для которых энтропия соответственно равна $s_0 = 0$, $s_1 = 3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм. Как и в случае холодных тел, для каждой конфигурации интегрирование проводилось до значения r , при котором $x(r) = 0$. Это значение r принималось за радиус конфигурации.

Результаты расчета приведены в табл. 1 и на рис. 2–4. На рис. 2 изображена зависимость массы от центральной плотности, а на рис. 3 — массы от радиуса для конфигураций, расположенных вдоль s_0 , s_1 и s_2 . Как и следовало ожидать, при переходе от конфигураций с меньшим значением энтропии к более высоким для одной и той же центральной плотности масса увеличивается, причем это увеличение пропорционально коэффициенту α . Радиус оказывается менее чувствительным к изменению температуры. При увеличении энтропии для конфигураций с одним и тем же $x(0)$, расположенных на восходящей ветви $M(\rho_c)$, радиус увеличивается, для конфигураций же, расположенных на неустойчивой ветви, уменьшается. Причем, такое изменение поведения радиуса происходит не в точке максимума кривой $M(\rho_c)$, а при чуть меньшей плотности, когда $x(0) = 8$.

Максимум массы на кривой $M(\rho_c)$ при увеличении энтропии смещается в сторону больших плотностей.

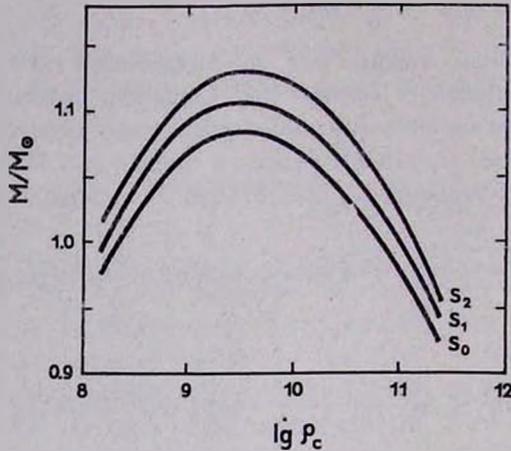


Рис. 2. Зависимость массы конфигураций от центральной плотности вдоль изоэнтроп $s_0=0$, $s_1=3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

Воспользовавшись результатами расчета (рис. 1 и рис. 2), можно проследить ход эволюции звезд с определенной массой. Назовем предельной массой максимальную массу холодных конфигураций (точка

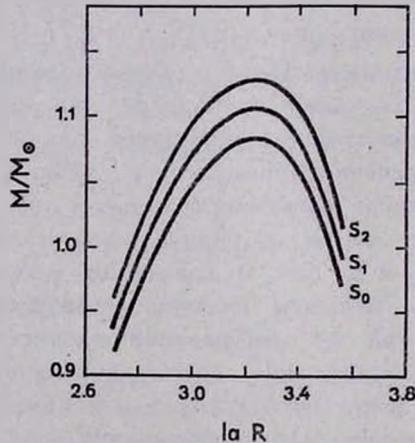


Рис. 3. Зависимость массы от радиуса конфигураций вдоль изоэнтроп $s_0=0$, $s_1=3.77 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм и $s_2=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

максимума кривой $M(\rho_c)$ при $s = T = 0$). В табл. 2 приведены данные для четырех различных конфигураций при их переходе с изоэнтро-

пии s_2 на s_1 . Первая конфигурация, масса которой меньше предельной, заканчивает свою эволюцию на устойчивой ветви холодных белых карликов. В отличие от нее остальные три, масса которых больше предельной, в процессе эволюции перейдут на неустойчивую ветвь кривой $M_1(\rho_c)$ и, сколлапсировав, закончат свою эволюцию в нейтронном состоянии [1]. Из табл. 2 видно, что при переходе с s_2 на s_1 с увеличением плотности температура в центре уменьшается, то есть теплоемкость положительна. Однако для последней конфигурации,

Таблица 2

Масса M/M_\odot	Характеристики в центре				
	на s_2		на s_1		
	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$	$\rho(0)$ г/см ³	$t(0)$	
1.060	$2.82 \cdot 10^8$	0.326	$4.17 \cdot 10^8$	0.263	
1.100	$6.46 \cdot 10^8$	0.446	$1.41 \cdot 10^9$	0.412	
1.104	$7.25 \cdot 10^8$	0.470	$1.82 \cdot 10^9$	0.460	
1.106	$7.77 \cdot 10^8$	0.472	$2.51 \cdot 10^9$	0.500	

масса которой весьма близка к предельной массе изоэнтропии s_1 ($M_{пр} = 1.1066 M_\odot$), при переходе с s_2 на s_1 сжатие происходит настолько сильно, что температура в центре увеличивается (теплоемкость отрицательна). В [5] энергетическим методом был рассмотрен

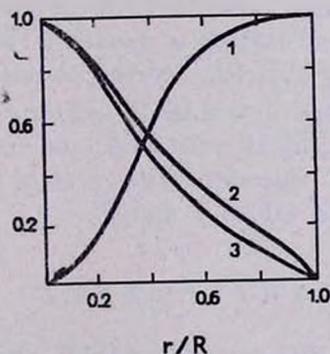


Рис. 4. Зависимость „накопленной“ массы $u(r)/M$ —кривая 1, параметра $x(r)/x(0)$ —кривая 2 и температуры $t(r)/t(0)$ —кривая 3 от расстояния до центра звезды r/R , для звезды с $M=1.117 M_\odot$, $R=2224$ км, $s=4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм.

ход эволюции для звезд с массой $M=4 M_\odot$ и $M=1000 M_\odot$. Для этих звезд теплоемкость оказывалась отрицательной не только в области $s_{кр}$, а на всем интервале. В нашем же случае теплоемкость

становится отрицательной непосредственно перед коллапсом, когда энтропия приближается к значению, при котором данная масса находится в максимуме кривой $M_1(\rho_c)$.

На рис. 4 приведены кривые зависимости накопленной массы $u(r)$, температуры $t(r)$ и параметра $x(r)$ от расстояния до центра звезды для конфигурации с $M = 1.117 M_\odot$, $x(0) = 8$, $t(0) = 0.54$, расположенной на изотропе $s_2 = 4.12 \cdot 10^7$ эрг/град.грамм. По оси абсцисс отложено r/R , где R — радиус звезды, а по оси ординат $u(r)/M$ — кривая 1, $x(r)/x(0)$ — кривая 2 и $t(r)/t(0)$ — кривая 3. Аналогичный характер имеют эти величины и для других конфигураций.

В заключение выражаю благодарность Г. С. Саакяну за обсуждение и ценные замечания. Я также весьма признателен А. В. Тербиж за проведение расчета на электронно-счетной машине „Наири“.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

HOT ISOENTROPIC WHITE DWARFS

Yu. L. VARTANIAN

Hot white dwarfs are considered, which consist of atomic nucleus of the group of ferrum and quasi-degenerated electron-gas in which the entropy for one gramm of matter is constant. Masses and radiuses for three series of configurations, corresponding to entropy $s_1 = 0$, $s_2 = 3.77 \cdot 10^7$ erg/gr.gm and $s_3 = 4.12 \cdot 10^7$ erg/gr.gm are calculated. Both the corrections for the general relativity and neutronization of atomic nucleus are taken into account. The results of the calculations are given in figures 1—4 and tables 1 and 2.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, УФН, 84, 377, 1964.
2. М. А. Baglin, Comp. Rend., 260, 2424, 1965.
3. М. А. Baglin, Ann. d'Astrophys., 29, 103, 1966.
4. Г. С. Бисноватый-Козан, Астрон. ж., 43, 89, 1966.
5. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. М. Каждан, Астрон. ж., 43, 761, 1966.
6. С. Чандраскар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
8. E. Schatzman, White Dwarfs, North Holland Publ. Comp., 1958.
9. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.
10. Г. Бете, Ф. Моррисон, Элементарная теория ядра, ИЛ, М., 1958.

11. С. Мошковский, Сб. „Строение атомного ядра“, ИЛ, М., 1959.
12. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
13. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
14. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Сообщ. Бюро. обс., 33, 55, 1963; Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
15. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.