

ОХЛАЖДЕНИЕ И ВНУТРЕННИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОРЯЧИХ БАРИОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Г. С. АДЖЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

Поступила 6 ноября 1970

Рассматриваются внутренние характеристики и время охлаждения горячих барионных звезд с массами $0.64 M_{\odot}$ и $1.55 M_{\odot}$. Все вычисления проводятся в рамках ОТО. Показано, что температура внутреннего изотермического ядра почти на порядок превосходит температуру в точке наступления вырождения. Это приводит в области нейтринной светимости к резкому уменьшению времени остывания по сравнению с ранее проведенными исследованиями. Результаты расчетов приведены на рис. 1—5 и в табл. 2—4.

1. *Введение.* Проблема наблюдения барионных звезд является одной из актуальных в релятивистской астрономии. Как известно, из всех пульсаров (которые отождествляются с такими конфигурациями) только у пульсара в Крабовидной туманности имеются пульсации как в радио, так и в оптическом диапазонах. Однако такое излучение в основном имеет нетепловой характер [1]. Тепловое же излучение горячих барионных звезд, как было впервые отмечено В. А. Амбарцумяном и Г. С. Саакяном [2], может быть наблюдено в рентгеновской области и его исследование в связи с развитием внеатмосферной астрономии весьма перспективно.

Вычислению времени остывания, характеристик атмосферы, а также внутренних параметров горячих барионных конфигураций в последнее десятилетие был посвящен ряд исследований, большинство которых имеет качественный характер [3, 4]. Наиболее детально этот вопрос исследовался в [5]. Однако в этой работе использовано уравнение гидростатического равновесия ОТО, в то время как для уравнений переноса излучения и баланса энергии использовано ньютоновское приближение. Более корректно и последовательно рассмотреть всю проблему в рамках ОТО. Именно такое исследование проведено

в настоящей работе для двух характерных барионных звезд средней и максимальной массы, параметры которых вычислены в [6] согласно модели взаимодействия барионного газа [7]. В табл. 1 приведены значения массы, координатного радиуса, плотности вещества и давления в центре, а также значения временной и радиальной компонент метрического тензора на поверхности конфигурации $e^{\lambda(R)} = e^{-\nu(R)}$, где

$$ds^2 = e^{\lambda} c^2 dt^2 - e^{\nu} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (1)$$

В разделе 2 приведены основные уравнения, а в разделах 3—6 результаты расчета. Ввиду весьма малых размеров невырожденной атмосферы

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССМАТРИВАЕМЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

| Масса M/M_{\odot} | Координатный радиус R км | Полное число барионов N | Плотность в центре $\rho_c(0)$ г/см ³ | Давление в центре $P(0)$ эрг/см ³ | Метрические коэффициенты на поверхности $e^{\lambda(R)} = e^{-\nu(R)}$ |
|------------------------|-------------------------------|---------------------------|---|---|---|
| 0.64 | 13 | $0.813 \cdot 10^{57}$ | $5.51 \cdot 10^{11}$ | $2.56 \cdot 10^{31}$ | 1.23 |
| 1.55 | 9.28 | $2.08 \cdot 10^{57}$ | $3.58 \cdot 10^{13}$ | $1.06 \cdot 10^{36}$ | 1.96 |

и внутренней области, в которой имеется градиент температуры, часть вычислений для горячих конфигураций удастся произвести аналитически, не прибегая к дополнительным машинным расчетам.

Основной, отличный от [5] результат, полученный в данной работе, заключается в том, что одним и тем же поверхностным температурам в нашем случае соответствуют более высокие внутренние температуры — о причине этого указано в разделе 3. Так, если в [5] температура изотермического ядра отлична от температуры в точке наступления вырождения не более чем в два раза, то в нашем случае это различие достигает почти целого порядка. Это приводит к весьма сильному уменьшению времени остывания в области нейтринной светимости (см. табл. 4 и рис. 5). Здесь при вычислении времени охлаждения мы не учитываем эффект сверхпроводимости, на возможность наличия которого в нейтринных звездах было впервые указано в [8].

2. Основные уравнения. Задача исследования горячих барионных звезд содержит в себе, как первый шаг, исследование холодных конфигураций. Только после интегрирования уравнений гидростатического равновесия [9,10]

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

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (3)$$

когда становится возможным определить для барионных звезд полную массу $M = u(R)$, радиус R , а также давление $P(r)$, плотность $\rho(r)$ и метрические коэффициенты $\lambda(r)$ и $\nu(r)$ при $0 \leq r \leq R$, можно уже приступить к определению параметров, характеризующих горячие конфигурации. Для рассматриваемых здесь двух конфигураций вид всех этих функций в зависимости от r можно найти в [6], и здесь мы их приводить снова не будем.

Физические условия в вырожденных газовых конфигурациях таковы, что в них конвекция отсутствует [11]. Поэтому для определения температуры внутри звезды с учетом ОТО из уравнения переноса энергии имеем [12, 13]

$$\frac{d(Te^{\nu/2})}{dr} = -\frac{3\% \rho}{16\sigma T^3} \frac{L_T e^{\nu/2}}{4\pi r^2} \left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Здесь L_T — фотонная светимость звезды, σ — постоянная Стефана-Больцмана, а $\%$ — коэффициент звездной непрозрачности, который выражается через коэффициент поглощения излучения $\%_R$ и теплопроводность электронов λ_e .

$$\frac{1}{\%} = \frac{1}{\%_R} + \frac{3\rho\lambda_e}{16\sigma T^3}. \quad (5)$$

В случае наружных невырожденных слоев в (5) преобладает первое слагаемое, а для вырожденных недр — второе.

В вырожденных газовых конфигурациях, в которых термоядерные источники энергии полностью исчерпаны, излучение обусловлено только запасами тепловой энергии звезды. Обозначим через $\varepsilon_T(\rho, T)$ плотность тепловой энергии (тепловая энергия единицы объема). Согласно [14] эта величина равна

$$\varepsilon_T(\rho, T) = \left(\sum_i \frac{\pi^2 k^2}{m_i c^2} \frac{\sqrt{x_i^2 + 1}}{x_i^2} n_i \right) \frac{T^2}{2} + \frac{3}{2} n_0 k T, \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана, n_i — концентрация, m_i — масса, $x_i = p_i/m_i c$, p_i — импульс Ферми i -го типа фермионов, n_0 — концентрация невырожденных ядер. Суммирование производится по всем фермионам. Полная же внутренняя тепловая энергия U_T будет равна

$$U_T = \int_0^R \varepsilon_T e^{\nu/2} 4\pi r^2 \left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{-1/2} dr. \quad (7)$$

U_T —это та энергия, которая доходит до наблюдателя, находящегося в бесконечности, при помощи фотонного и нейтринного излучения, если звезда от своего данного состояния с температурой T_R остынет до состояния с $T = 0$.

Из уравнения баланса энергии имеем

$$\frac{d[(L_T + L_\nu)e^\nu]}{dr} = - \frac{4\pi r^2 e^{\nu/2}}{\left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{1/2}} \left(\frac{d\varepsilon_T}{dt}\right)_{r=\text{const}}, \quad (8)$$

где L_ν — нейтринная светимость. Эта величина выражается через энергию, уносимую нейтрино из единицы объема в единицу времени q , соотношением

$$\frac{d(L_\nu e^\nu)}{dr} = \frac{4\pi r^2 e^\nu}{\left(1 - \frac{2Gu}{c^2 r}\right)^{1/2}} q. \quad (9)$$

3. *Характеристики атмосферы.* Как уже было отмечено, масса M и радиус R определяются в результате интегрирования уравнений гидростатического равновесия (2), (3). Тогда, задавая определенную светимость L_T , которая связана с эффективной поверхностной температурой T_R соотношением

$$L_T = 4\pi\sigma R^2 T_R^4, \quad (10)$$

можно определить и T_R . Необходимо найти также значения давления P_R и плотности ρ_R на поверхности горячей конфигурации, соответствующие данному значению T_R (или, что то же самое, выбранному L_T). Для определения этих величин прежде всего воспользуемся условием, накладываемым на оптическую глубину поверхностных слоев τ_R . В теории звездных атмосфер показывается [15], что эта величина равна

$$\tau_R = \int_R^\infty \chi_\rho dr \approx \chi(\rho_R, T_R) \int_R^\infty \rho dr = \frac{2}{3}. \quad (11)$$

Если в пределах фотосферы пренебречь изменением ускорения свободного падения, то из (2) и (11) получим

$$\chi_R P_R = \frac{2GM}{3R^2} \left(1 + \frac{P_R}{\rho_R c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi R^3 P_R}{Mc^2}\right) \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right)^{-1}. \quad (12)$$

В оболочках барионных конфигураций из трех поправок ОТО, входящих в уравнение гидростатического равновесия (2), а также (12),

$P/\rho c^2$, $4\pi r^3 P/\mu c^2$, $2Gu/c^2 r$, наиболее существенной является последняя, так как первые две соответственно не превышают 10^{-3} и 10^{-20} и поэтому они в дальнейшем не будут учтены.

В качестве второго условия для определения P_R и ρ_R воспользуемся уравнением состояния для наружных невырожденных слоев

$$P = \left(\frac{1}{\mu_{\text{ион}}} + \frac{1}{\mu_e} \right) \frac{k\rho T}{m_p} + \frac{1}{3} a T^4. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое — газовое давление, а второе — давление излучения; $\mu_{\text{ион}}$ и μ_e — соответственно молекулярные веса ионов и электронов. Мы рассматриваем случай атмосферы, состоящей из железа — Fe ($A=56$, $Z=26$). В случае высоких температур ($T \geq 5 \cdot 10^7$ К), когда имеет место полная ионизация, $\mu_0^{-1} = (Z+1)/A$. При более же низких температурах $\mu = \mu(\rho, T)$ и определяется по формулам Саха, которые в случае железа весьма сложны и их практическое использование затруднено. Для упрощения примем, что ионизация k -го электрона наступает при $kT = U_k$, где U_k — потенциал ионизации, значения которого взяты из [16]. В табл. 2 приводятся значения степени ионизации $\varphi(T)$ ($\mu^{-1} = \mu_0^{-1} \varphi(T)$) для различных значений температуры T .

В невырожденной атмосфере барионных звезд второе слагаемое в (5) весьма мало и коэффициент непрозрачности определяется поглощением излучения $\chi = \chi_R$. Эта величина может быть представлена в виде

$$\chi_R = \chi_1(\rho, T) + \chi_2(\rho, T), \quad (14)$$

где χ_2 обусловлена рассеянием на свободных электронах (комptonовское рассеяние), а χ_1 — всеми остальными переходами. Величина χ наиболее полно вычислена в [17], по данным которой в [5] построены двухпараметрические кривые (зависимость $\lg \chi$ от $\lg \rho$ для различных значений T). Для дальнейших вычислений нам удобно иметь аналитические выражения для χ_R . В случае железа χ_1 в хорошем приближении может быть вычислена по модифицированной формуле Крамерса [4]

$$\chi_1 = 1.4 \cdot 10^{35} \rho^{0.5} T^{-3.5}. \quad (15)$$

Эта формула нами была использована для определения параметров фотосферы. Во внутренней же области невырожденной атмосферы к результатам [17, 5] ближе аппроксимация

$$\chi_1 = \chi_0 \rho^2 T^3, \quad (16)$$

где $\gamma_0 = 8.9 \cdot 10^{10}$; $\alpha = 0.32$; $\beta = -2.28$. Для γ_2 согласно [18] в рассматриваемой области ρ и T имеем

$$\gamma_2 = 0.19 e^{-\gamma T}; \quad \gamma = 8 \cdot 10^{-11}. \quad (17)$$

Задавая в уравнениях (12) и (13) поверхностную температуру T_R , мы можем определить также давление и плотность вещества на поверхности — P_R и ρ_R . Соответствующие данные приводятся в табл. 2. Отметим, что при $T_R \leq 10^7$ °К в (13) давлением излучения можно пренебречь по сравнению с газовым давлением. В области же температур $T_R > 2 \cdot 10^7$ общее давление, которое определяется совместным решением (12) и (13), оказывается меньше давления излучения, что физически нелепо (аналогичный результат имеется и в работе [5]. Однако здесь и при $T_R > 2 \cdot 10^7$ общее давление в фотосфере отождествлено с газовым — можно проверить по данным табл. 2 работы [5], что не корректно). Поэтому в табл. 2 мы эти данные опускаем. Полученный результат, по всей вероятности, означает, что при столь высоких температурах фотосфера не может находиться в статически равновесном состоянии.

В табл. 2 приводятся значения фотонной светимости на бесконечности — L_1^∞ , где $L_1^\infty = L_1^I e^{\nu(R)}$. Здесь один сомножитель $e^{\nu/2}$ обусловлен красным смещением, а второй — разницей собственного времени. Здесь же приводятся значения длины волны максимального излучения для удаленного наблюдателя ($i_{\max} = 2.896 \cdot 10^7 (e^{-\nu(R)/2} / T_R) \text{ \AA}$).

Уравнения (2), (4), (5) и (13) позволяют определить значения функций $P(r)$, $T(r)$, $\rho(r)$ во всей толще наружных слоев. Так как масса и толщина наружных невырожденных слоев весьма малы (см. [5], а также табл. 3 настоящей работы), то с хорошей точностью можно принять внутри этого слоя

$$\begin{aligned} M(r) &= M(R), \\ \nu(r) &= \nu(R), \\ \lambda(r) &= \lambda(R). \end{aligned} \quad (18)$$

Ввиду незначительности массы наружного слоя будут весьма малы и его энергетические запасы (8). Поэтому можно пренебречь наращиванием фотонной светимости в поверхностном слое и в его пределах принять

$$L(r) = L(R). \quad (19)$$

Условия (18) и (19) с хорошей точностью справедливы не только для невырожденного слоя, но и для наружных вырожденных слоев

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОСФЕРЫ

| T_R (K) | $\bar{\tau}$ | $\lg(L_{\gamma}^{\infty}/L_{\odot})$ | | $\lambda_{\max} A^{\circ}$ | | $\lg \rho_R$ (г/см ³) | | $\lg P_R$ (дин/см ²) | |
|----------------|--------------|--------------------------------------|-------------------|----------------------------|-------------------|-----------------------------------|-------------------|----------------------------------|-------------------|
| | | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ | $M=0.64M_{\odot}$ | $M=1.55M_{\odot}$ |
| $5 \cdot 10^7$ | 1.00 | 6.230 | 5.707 | 0.628 | 0.846 | | | | |
| $4 \cdot 10^7$ | 0.94 | 5.842 | 5.319 | 0.785 | 1.055 | | | | |
| $3 \cdot 10^7$ | 0.89 | 5.342 | 4.819 | 1.046 | 1.410 | | | | |
| $2 \cdot 10^7$ | 0.75 | 4.638 | 4.114 | 1.570 | 2.120 | -0.634 | -0.078 | 14.093 | 14.699 |
| $1 \cdot 10^7$ | 0.65 | 3.434 | 2.910 | 3.140 | 4.240 | -0.978 | -0.372 | 13.436 | 14.042 |
| $9 \cdot 10^6$ | 0.64 | 3.251 | 2.727 | 3.490 | 4.710 | -1.050 | -0.444 | 13.312 | 13.918 |
| $8 \cdot 10^6$ | 0.63 | 3.046 | 2.523 | 3.930 | 5.300 | -1.134 | -0.528 | 13.169 | 13.676 |
| $7 \cdot 10^6$ | 0.62 | 2.814 | 2.291 | 4.490 | 6.060 | -1.226 | -0.618 | 13.013 | 13.621 |
| $6 \cdot 10^6$ | 0.61 | 2.547 | 2.023 | 5.240 | 7.060 | -1.324 | -0.722 | 12.841 | 13.443 |
| $5 \cdot 10^6$ | 0.60 | 2.230 | 1.707 | 6.280 | 8.480 | -1.456 | -0.850 | 12.622 | 13.228 |
| $4 \cdot 10^6$ | 0.48 | 1.842 | 1.319 | 7.850 | 10.58 | -1.552 | -0.918 | 12.331 | 12.966 |
| $3 \cdot 10^6$ | 0.40 | 1.342 | 0.819 | 10.46 | 14.10 | -1.710 | -1.125 | 11.950 | 12.555 |
| $2 \cdot 10^6$ | 0.30 | 0.638 | 0.114 | 15.70 | 21.20 | -1.921 | -1.283 | 11.458 | 12.096 |
| $1 \cdot 10^6$ | 0.21 | -0.566 | -1.089 | 31.40 | 42.40 | -2.318 | -1.714 | 10.605 | 11.209 |
| $9 \cdot 10^5$ | 0.20 | -0.749 | -1.273 | 34.88 | 47.11 | -2.361 | -1.762 | 10.474 | 11.073 |
| $8 \cdot 10^5$ | 0.19 | -0.954 | -1.477 | 39.30 | 53.00 | -2.418 | -1.816 | 10.318 | 10.921 |
| $7 \cdot 10^5$ | 0.18 | -1.185 | -1.709 | 44.85 | 60.67 | -2.476 | -1.877 | 10.150 | 10.749 |
| $6 \cdot 10^5$ | 0.17 | -1.453 | -1.977 | 52.33 | 70.66 | -2.546 | -1.947 | 9.951 | 10.550 |
| $5 \cdot 10^5$ | 0.13 | -1.770 | -2.293 | 62.80 | 84.80 | -2.629 | -2.030 | 9.715 | 10.314 |
| $4 \cdot 10^5$ | 0.13 | -2.158 | -2.681 | 78.50 | 106.0 | -2.731 | -2.132 | 9.427 | 10.026 |

T_R — поверхностная температура; $\bar{\tau}$ — степень ионизации; L_{γ}^{∞} — фотонная светимость на бесконечности; λ_{\max} — длина волны максимума излучения с учетом красного смещения; ρ_R и P_R — соответственно плотность и давление в фотосфере.

барионных звезд, где вещество состоит из атомных ядер и вырожденного электронного газа („Ае“-фаза). Действительно, для рассматриваемых конфигураций согласно [6] для массы и радиуса этой фазы имеем $\Delta M/M_{\odot} = 8.92 \cdot 10^{-5}$, $\Delta R/R = 0.108$ (для $M = 0.64 M_{\odot}$) и $\Delta M/M_{\odot} = 4.46 \cdot 10^{-6}$, $\Delta R/R = 0.0183$ (для $M = 1.55 M_{\odot}$), т. е. эти параметры весьма малы, поэтому и здесь с хорошей точностью можно снова пользоваться приближением (18), (19).

Наконец, о граничных условиях. Значения давления, плотности и температуры на поверхности конфигураций

$$P = P_R, \quad \rho = \rho_R, \quad T = T_R \quad \text{при} \quad r = R \quad (20)$$

оказываются весьма малыми по сравнению с соответствующими внутренними характеристиками. Поэтому мы можем вместо (20) пользоваться нулевыми граничными условиями

$$P = 0; \quad \rho = 0; \quad T = 0 \quad \text{при} \quad r = R. \quad (21)$$

Подставляя в (14) при $T \ll 1/\gamma$ $e^{-\gamma T} = 1$ и решая вышеуказанные уравнения методом последовательных приближений, во втором приближении получим

$$P = (T_0^5/a) \Phi(T/T_0) = (T_0^5/a) \left\{ \ln(1 + T/T_0) + \sum_{k=1}^4 \frac{(-1)^k}{k} (T/T_0)^k \right\}. \quad (22)$$

Здесь

$$T_0 = a/0.19 A; \quad a = \left(\frac{1 + \alpha}{4 + \alpha - \beta} \right)^{2/(1+\alpha)} \left[A \lambda_0 \left(\frac{1/m_p}{k} \right)^{\alpha} \right]^{1/(1+\alpha)}; \quad (23)$$

$$A = (3L_{\gamma}/(64 \pi \sigma GM)) \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R} \right)^{1/2},$$

значения же постоянных λ_0 , α и β приведены в объяснении формулы (16).

Уравнения (2) и (4) имеют два асимптотических решения:

$$\begin{aligned} \text{при } T/T_0 \ll 1; \quad (\lambda_1 > \lambda_2), \quad P &= T^5/5a_0; \\ \text{при } T/T_0 \gg 1; \quad (\lambda_1 < \lambda_2), \quad P &= T_0 T^4/4a_0. \end{aligned} \quad (24)$$

Тот факт, что (22) весьма быстро переходит к асимптотам (24), говорит о том, что второе приближение является хорошим.

В области же температур $T > 1/\gamma$ в (14) доминирующим становится λ_2 , поэтому в этой области, принимая $\lambda_R = 0.19 e^{-\gamma T}$, совместным

интегрированием (2) и (4), после сшивки полученного результата с (22) в точке $T = 1/\gamma$, получим

$$P = (0.19 \gamma^4 A)^{-1} F(\gamma T), \quad (25)$$

где

$$F(\gamma T) = e^{\gamma T} [(\gamma T)^3 - 3(\gamma T)^2 + 6(\gamma T) - 6] + 5.65. \quad (26)$$

Выражения для давления (22) и (25) справедливы до наступления вырождения электронного газа. Определим точку вырождения как точку, где давление невырожденных слоев приравнивается давлению вырожденного электронного газа [14]

$$P = Bf(x); \quad B = m_e c^5 / (24 \pi^2 h^3) = 6.01 \cdot 10^{22} \text{ эрг/см}^3, \quad (27)$$

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

где $x = p_e / m_e c$, p_e — импульс Ферми вырожденных электронов. Параметр x связан с плотностью вещества ρ соотношением

$$x = (3\pi^2 / \mu_e m_p)^{1/3} (h / m_e c) \rho^{1/3} = 0.789 \cdot 10^{-2} \rho^{1/3}.$$

Обозначим через ρ_b и T_b соответственно значения плотности и температуры в точке вырождения. Эти величины определяются из соотношения

$$Bf(x_b) = \begin{cases} (T_0^3/a) \Phi(T_b/T_0), & T_b < 1/\gamma, \\ (0.19 \gamma^4 A)^{-1} F(\gamma T_b), & T_b > 1/\gamma. \end{cases} \quad (28)$$

Численные значения ρ_b и T_b приведены в табл. 3, где приводятся также значения параметра x_b в точке вырождения, из которых видно, что при высоких поверхностных температурах ($T_R > 8 \cdot 10^6$) электроны в этой точке релятивистские, поэтому здесь можно положить $f(x) = 2x^4$.

На рис. 1 приводятся кривые зависимости температуры вырождения от светимости соответственно для конфигураций $M = 0.64 M_\odot$ и $M = 1.55 M_\odot$ (сплошные кривые).

Уравнения (2), (13), (22) и (25) позволяют определить зависимость температуры от радиуса — $T(r)$ в толще невырожденного слоя. В случае $T < 1/\gamma$, когда имеет место (22), получаем

$$R - r = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \frac{R^2}{GM} \frac{k(T - T_R)}{\mu_0 \mu_p} \Psi(T/T_0), \quad (29)$$

где Ψ — весьма медленно меняющаяся функция

$$4 \leq \Psi \leq 5, \quad \text{когда} \quad 0 \leq T/T_0 \leq 1/\gamma T_0.$$

ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТ ПОВЕРХНОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

| T_R (°K) | $\lg T_b$ (°K) | | $\lg \rho_b$ (г/см ³) | | $x_b = p_e / (m_e c)$ | | $(R-r)/R$ | | $\lg T_{x=45}$ (°K) | |
|----------------|------------------|------------------|-----------------------------------|------------------|-----------------------|------------------|---------------------|---------------------|---------------------|------------------|
| | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ | $M=0.64 M_\odot$ | $M=1.55 M_\odot$ |
| $5 \cdot 10^7$ | 10.493 | 10.373 | 10.274 | 9.925 | 21.10 | 16.06 | 0.0660 | 0.0960 | 11.310 | 11.018 |
| $4 \cdot 10^7$ | 10.436 | 10.350 | 10.110 | 9.856 | 18.51 | 15.23 | 0.0580 | 0.0900 | 11.171 | 10.858 |
| $3 \cdot 10^7$ | 10.354 | 10.252 | 9.863 | 9.576 | 15.31 | 12.29 | 0.0500 | 0.0700 | 10.973 | 10.664 |
| $2 \cdot 10^7$ | 10.247 | 9.950 | 9.542 | 8.711 | 11.97 | 6.52 | 0.0380 | 0.0320 | 10.702 | 10.387 |
| $1 \cdot 10^7$ | 9.656 | 8.821 | 7.889 | 6.097 | 3.367 | 0.825 | 0.0092 | 0.0028 | 10.208 | 9.853 |
| $9 \cdot 10^6$ | 9.490 | 8.720 | 7.695 | 5.869 | 2.900 | 0.714 | $6.4 \cdot 10^{-4}$ | 0.0020 | 10.125 | 9.770 |
| $8 \cdot 10^6$ | 9.110 | 8.628 | 6.610 | 5.729 | 1.260 | 0.642 | $2.7 \cdot 10^{-4}$ | $1.5 \cdot 10^{-3}$ | 10.035 | 9.669 |
| $7 \cdot 10^6$ | 9.002 | 8.523 | 6.420 | 5.562 | 1.090 | 0.564 | $2.0 \cdot 10^{-4}$ | $1.2 \cdot 10^{-3}$ | 9.930 | 9.570 |
| $6 \cdot 10^6$ | 8.762 | 8.405 | 5.958 | 5.365 | 0.764 | 0.484 | $1.2 \cdot 10^{-4}$ | $9.4 \cdot 10^{-4}$ | 9.809 | 9.447 |
| $5 \cdot 10^6$ | 8.614 | 8.281 | 5.712 | 5.209 | 0.633 | 0.414 | $8.4 \cdot 10^{-5}$ | $7.3 \cdot 10^{-4}$ | 9.665 | 9.301 |
| $4 \cdot 10^6$ | 8.474 | 8.139 | 5.413 | 4.937 | 0.526 | 0.349 | $6.5 \cdot 10^{-5}$ | $5.5 \cdot 10^{-4}$ | 9.487 | 9.122 |
| $3 \cdot 10^6$ | 8.244 | 7.971 | 5.101 | 4.690 | 0.396 | 0.289 | $3.7 \cdot 10^{-5}$ | $4.1 \cdot 10^{-4}$ | 9.256 | 8.890 |
| $2 \cdot 10^6$ | 7.999 | 7.752 | 4.717 | 4.561 | 0.295 | 0.221 | $2.1 \cdot 10^{-5}$ | $2.6 \cdot 10^{-4}$ | 8.930 | 8.562 |
| $1 \cdot 10^6$ | 7.620 | 7.410 | 4.127 | 3.746 | 0.187 | 0.140 | $8.7 \cdot 10^{-6}$ | $9.3 \cdot 10^{-5}$ | 8.370 | 8.001 |
| $9 \cdot 10^5$ | 7.560 | 7.326 | 4.000 | 3.585 | 0.173 | 0.123 | $7.6 \cdot 10^{-6}$ | $7.6 \cdot 10^{-5}$ | 8.285 | 7.922 |
| $8 \cdot 10^5$ | 7.500 | 7.263 | 3.944 | 3.486 | 0.162 | 0.114 | $6.6 \cdot 10^{-6}$ | $6.6 \cdot 10^{-5}$ | 8.190 | 7.895 |
| $7 \cdot 10^5$ | 7.426 | 7.186 | 3.827 | 3.367 | 0.148 | 0.104 | $5.6 \cdot 10^{-6}$ | $5.5 \cdot 10^{-5}$ | 8.084 | 7.721 |
| $6 \cdot 10^5$ | 7.342 | 7.106 | 3.697 | 3.249 | 0.134 | 0.095 | $4.6 \cdot 10^{-6}$ | $4.6 \cdot 10^{-5}$ | 7.961 | 7.598 |
| $5 \cdot 10^5$ | 7.240 | 7.023 | 3.543 | 3.134 | 0.119 | 0.087 | $3.6 \cdot 10^{-6}$ | $3.8 \cdot 10^{-5}$ | 7.816 | 7.460 |
| $4 \cdot 10^5$ | 7.110 | 6.881 | 3.367 | 2.888 | 0.104 | 0.072 | $2.7 \cdot 10^{-6}$ | $2.7 \cdot 10^{-5}$ | 7.638 | 7.283 |

T_R — поверхностная температура; T_b , ρ_b и x_b — соответственно температура, плотность и параметр релятивизма в точке вырождения, p_e — импульс Ферми вырожденных электронов; $(R-r)$ — толщина невырожденного слоя; $T(x=45)$ — температура в начале „Аев“-фазы.

В случае же $T \geq 1/\gamma$ вместо (22) используем (25) и в результате получаем

$$R - r = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \frac{R^3}{GM} \frac{k(T - T_R)}{\mu_0 m_p} \times \\ \times \{\ln F(\gamma T) + (4 - \ln 0.25)/\gamma T\}. \quad (30)$$

Подставляя в (29) и (30) параметры точки вырождения, получим величину толщины наружного невырожденного слоя. Численные значения приведены в табл. 3, из которых видно, что при увеличении

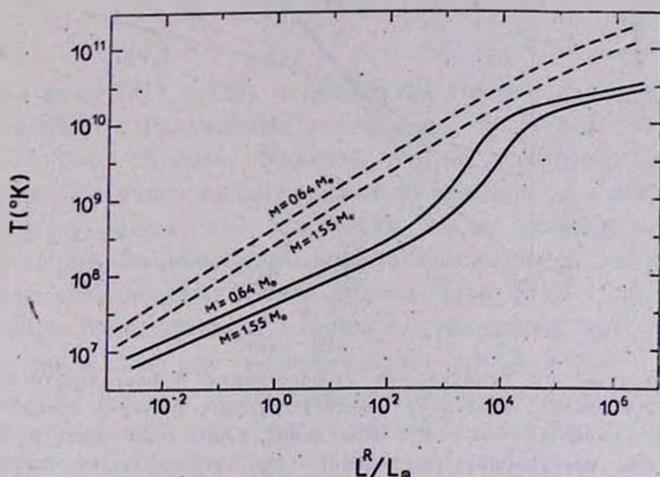


Рис. 1. Зависимость внутренней температуры от светимости. Сплошные кривые изображают зависимость температуры вырождения от светимости, а пунктирные — температуры при $\rho = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ (начало „Aep“-фазы).

поверхностной температуры толщина этого слоя увеличивается, однако даже при $T_R \approx 10^7 \text{ К}$ не превышает нескольких процентов радиуса, а при более низких температурах, весьма быстро убывает. На рис. 2 для конфигурации $M = 0.64 M_\odot$ у поверхности приводится вид функции $\lg T(r)$ в случае различных значений поверхностной температуры. Крестиками на кривых указаны точки вырождения, рядом с которыми приведены значения E_F/kT при наступлении вырождения (E_F — энергия Ферми вырожденных электронов).

4. *Внутренняя температура.* Обычно при рассмотрении вырожденных горячих конфигураций — белых карликов и барионных звезд [11, 3, 4], принято температуру вырождения T_b отождествлять с внутренней температурой, которая из-за большой теплопроводности вырожденных электронов принимается постоянной во всей внутренней

области звезды. Однако такое допущение не совсем корректно, так как в верхних вырожденных слоях имеется заметный градиент температуры, рассмотрение которого и произведем в настоящем разделе.

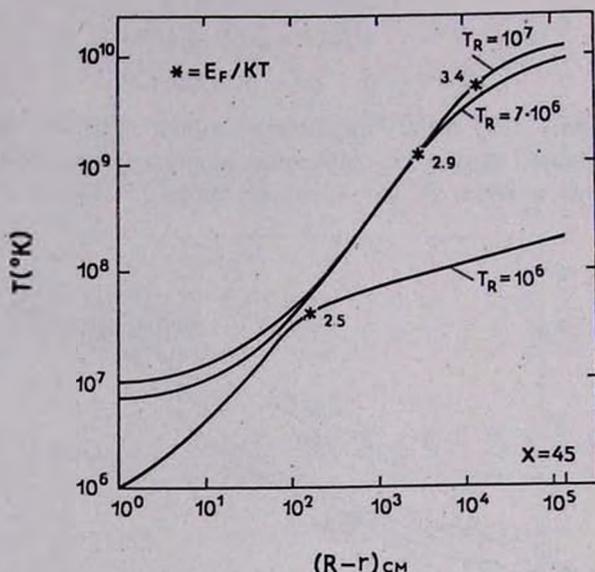


Рис. 2. Зависимость температуры от расстояния с поверхности конфигурации $M = 0.64 M_{\odot}$. На кривых приведены соответствующие значения поверхностной температуры. Крестиками указаны точки вырождения, рядом с которыми приведены значения E_F/kT при наступлении вырождения (E_F — энергия вырождения электронов). Кривые продолжены до начала „Аеп“-фазы ($\rho = 2.5 \cdot 10^{11}$ г/см³; $x = 45$).

При наступлении вырождения имеет место полная ионизация, так как температура превышает $5 \cdot 10^7$ °К (табл. 3). Поэтому в коэффициенте поглощения излучения необходимо учесть только рассеяние на свободных электронах ($\chi_R = \chi_2$). Перепишем (5) в виде

$$\chi = \chi_c / (1 + \chi_c / \chi_R), \quad (31)$$

где

$$\chi_c = 16 \sigma T^3 / 3 \rho \lambda_e. \quad (32)$$

Величина χ_c / χ_R сравнима с единицей только в непосредственной окрестности точки вырождения. При увеличении плотности χ_c весьма быстро убывает (35).

Для коэффициента теплопроводности вырожденных электронов в [19, 20] было получено

$$\lambda_e = \frac{2\pi^2 m_e^5 c^8 k}{9h^3 e^4 l} (T/T_e) \frac{x^2}{x^2 + 1}, \quad (33)$$

где $T_e = m_e c^2 / k = 5.94 \cdot 10^9$ °K, $x = p_e / m_e c$, e — заряд электрона, h — постоянная Планка. Для I в случае однородного химического состава можно получить

$$I = [Z^2 \rho / (6 A m_p)] \lg (69.984 \pi^2 Z^2). \quad (34)$$

Здесь A и Z — соответственно массовое число и заряд ядер.

Подставляя (38) в (39) и производя вычисления всех коэффициентов, для χ_c в случае Fe получим

$$\chi_c = 124 \frac{1 + x^2}{x^6} (T/T_e)^2. \quad (35)$$

Имея в виду (31) и (35) и производя совместное интегрирование (2) и (4) на ЭВМ с граничными условиями $T = T_b$ и $P = P_b$, получим значения T в этой области. Укажем, что в некоторых предельных случаях можно получить аналитические выражения для зависимости T от параметра x . Здесь для краткости мы их приводить не будем. В табл. 3 и на рис. 1 (пунктирные кривые) приведены значения температуры в точке исчезновения электронно-ядерной фазы („eA“-фаза), где $x = 45$ [7]. При более высоких плотностях указанный метод применять нельзя, так как здесь уже несправедливо приближение (18). Кроме того, при $x > 45$ в среде появляются вырожденные нейтроны („neA“-фаза), наличие которых еще более увеличит коэффициент теплопроводности, а следовательно сильно уменьшит градиент температуры. Так, если даже не учесть теплопроводности нейтронов и, используя для χ_c выражение (35), продолжить интегрирование до $\rho = 10^{14}$ г/см³, то вычисления показывают, что рост температуры практически не происходит. Поэтому значение $T e^{x/2}$ во всей внутренней области конфигураций приравнено его значению при $x = 45$ ($\rho = 2.5 \cdot 10^{11}$ г/см³). Из данных табл. 3 замечаем, что $T(x = 45)$ на целый порядок превосходит значение температуры в точке вырождения. Именно поэтому на рис. 1 пунктирные кривые, которые показывают зависимость $T(x = 45)$ от светимости, не чувствительны к изменениям сплошных кривых, изображающих значения температуры в точке вырождения.

Отметим здесь следующее. В наших расчетах при $x_b > 1$ внутренняя температура при одной и той же светимости (т. е. поверхностной температуре) оказывается выше, чем в [5]. Нам кажется, причина этого в том, что в [5] (можно проверить по данным рис. 1 [5]) для χ_c и в случае $x > 1$ было использовано нерелятивистское выражение $\chi_c = \text{const } \rho^{-2} T^2$, в то время, как следует из (35), здесь $\chi_c = \text{const } \rho^{-4.3} T^2$.

Как следует из (4), при $\lambda_c \rightarrow 0$ ($\lambda_c \rightarrow \infty$) $e^{\nu/2} T = \text{const}$. Поэтому, имея значение T при $x = 45$ и вид кривой $e^{\nu(r)}$ из [6], мы можем определить также значение температуры в центре конфигураций

$$T_c = T(x = 45) \exp \frac{1}{2} \{ \nu(r_{x=45}) - \nu(0) \}.$$

Значения этой величины для различных поверхностных температур приведены в табл. 4.

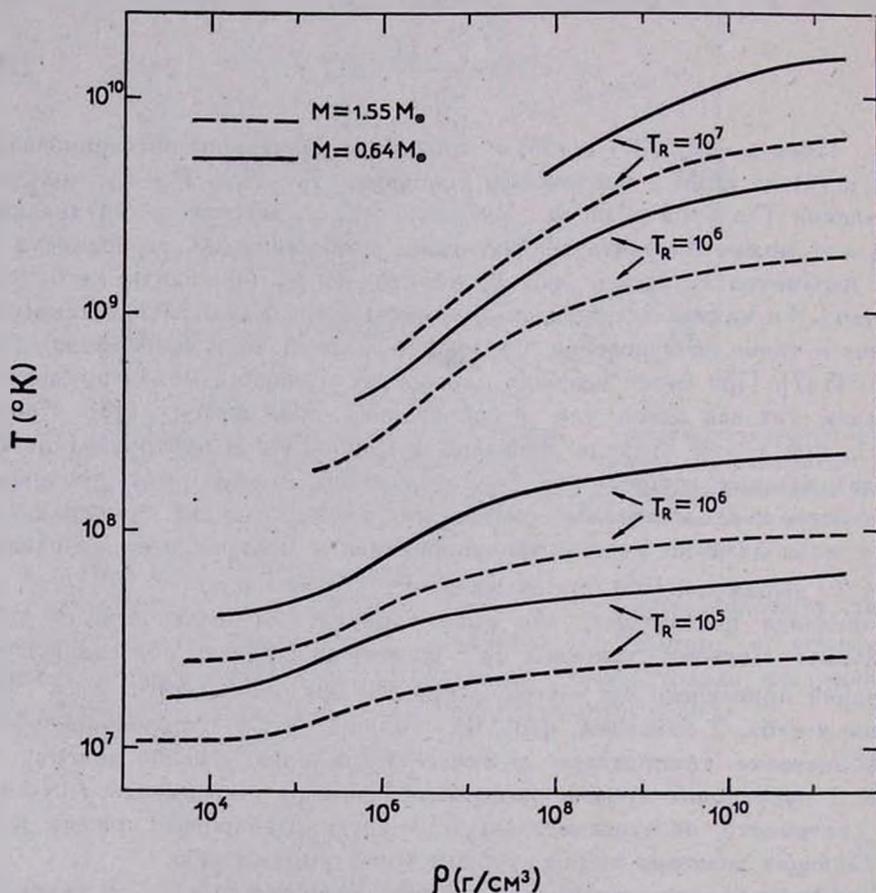


Рис. 3. Зависимость температуры от плотности. Сплошные кривые относятся к конфигурации $M = 0.64 M_{\odot}$, а пунктирные к $M = 1.55 M_{\odot}$. Рядом с кривыми указаны значения поверхностной температуры.

На рис. 3 приводится зависимость температуры от распределения плотности в области $\rho_b \leq \rho \leq 2.5 \cdot 10^{11}$ г/см³ для четырех значений поверхностной температуры.

Таблица 4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ КОНФИГУРАЦИЙ

| T_R (°K) | $\lg T_c$ (°K) | | $\lg L_T^{\gamma}$ (эрг/сек) | | $\lg L_T^{\nu}$ (эрг/сек) | | $\lg U_T$ (эрг) | | $\lg \tau$ (лет) | |
|----------------|----------------------|----------------------|------------------------------|----------------------|---------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ | $M = 0.64 M_{\odot}$ | $M = 1.55 M_{\odot}$ |
| $5 \cdot 10^7$ | 11.314 | 11.025 | 39.807 | 39.284 | 57.116 | 55.430 | 52.227 | 51.595 | -12.856 | -11.808 |
| $2 \cdot 10^7$ | 10.706 | 10.394 | 38.215 | 37.692 | 52.251 | 50.391 | 51.011 | 50.333 | -9.131 | -7.047 |
| $1 \cdot 10^7$ | 10.212 | 9.859 | 37.011 | 36.488 | 48.315 | 46.125 | 50.023 | 49.264 | -6.223 | -4.970 |
| $8 \cdot 10^6$ | 10.038 | 9.675 | 36.624 | 36.100 | 47.935 | 44.672 | 49.676 | 48.897 | -5.104 | -4.145 |
| $6 \cdot 10^6$ | 9.812 | 9.454 | 36.124 | 35.601 | 46.141 | 42.881 | 49.224 | 48.454 | -3.782 | -2.318 |
| $4 \cdot 10^6$ | 9.491 | 9.129 | 35.420 | 34.896 | 42.557 | 40.441 | 48.580 | 47.803 | -1.986 | -0.482 |
| $2 \cdot 10^6$ | 8.934 | 8.569 | 34.215 | 33.692 | 38.093 | 36.259 | 47.366 | 46.683 | 1.401 | 2.360 |
| $1 \cdot 10^6$ | 8.374 | 8.012 | 33.011 | 32.488 | 33.747 | 32.755 | 46.346 | 45.569 | 4.459 | 4.291 |
| $9 \cdot 10^5$ | 8.288 | 7.929 | 32.828 | 32.305 | 33.121 | 32.253 | 46.176 | 45.403 | 4.492 | 4.778 |
| $8 \cdot 10^5$ | 8.194 | 7.831 | 32.624 | 32.100 | 32.449 | 31.665 | 45.987 | 45.209 | 5.197 | 5.015 |
| $7 \cdot 10^5$ | 8.088 | 7.727 | 32.392 | 31.868 | 31.717 | 31.037 | 45.775 | 45.001 | 5.381 | 5.182 |
| $6 \cdot 10^5$ | 7.965 | 7.604 | 32.124 | 31.601 | 30.900 | 30.296 | 45.529 | 44.754 | 5.651 | 5.337 |
| $5 \cdot 10^5$ | 7.820 | 7.466 | 31.807 | 31.284 | 29.948 | 29.468 | 45.238 | 44.478 | 5.748 | 5.483 |
| $4 \cdot 10^5$ | 7.642 | 7.290 | 31.420 | 30.896 | 28.859 | 28.408 | 44.882 | 44.105 | 5.859 | 5.621 |

T_c — температура в центре конфигурации, L_T^{γ} и L_T^{ν} — соответственно фотонная и нейтринная светимости на бесконечности; U_T — полная тепловая энергия звезды; τ — время охлаждения.

Знание внутренней температуры позволяет вычислить также значения внутренней тепловой энергии. Действительно, как было отмечено выше, для рассматриваемых конфигураций основная доля массы сконцентрирована в барионной сердцевине. Масса электронно-ядерной оболочки не превышает 10^{-4} массы звезды. Поэтому при нахождении U_T — полных запасов тепловой энергии мы можем в (7) интегрирование производить до начала „eA“-фазы. Однако в этой области $T_e^{7/2} = \text{const}$, следовательно в (7) можно T_e вынести из под интеграла. Используя данные [6], в результате интегрирования получим

$$U_T (\text{эрг}) = \begin{cases} 4.108 \cdot 10^{29} T_c^2, & M = 0.64 M_{\odot}. \\ 3.729 \cdot 10^{29} T_c^2, & M = 1.55 M_{\odot}. \end{cases} \quad (36)$$

Значения U_T в зависимости от T_R приведены в табл. 4.

5. *Нейтринная светимость.* Воспользовавшись универсальным лагранжианом слабого взаимодействия [21], можно вычислить суммарную энергию, уносимую нейтрино из единицы объема в единицу времени — q (эрг/см³сек). Для сверхплотных вырожденных конфигураций важны следующие нейтринные процессы.

а. *Плазменные нейтрино.*

$$\Gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}.$$

Этот процесс был подробно рассмотрен в работах [22, 23]. Необходимо различать поперечные и продольные плазмоны. Обозначим соответственно мощность излучения нейтрино для них через q^t и q^l . Тогда суммарная мощность излучения плазменных нейтрино будет

$$q_1 = q^t + q^l.$$

Если $\gamma \ll 1$, где $\gamma = \hbar\omega_0/kT$, ω_0 — частота плазмона, которая определяется из соотношения $\hbar\omega_0 = 0.055 E_F$ (E_F — энергия Ферми электронов), то вкладом продольных плазмонов можно пренебречь, так как в этом случае $q^l = 0.0158 \gamma^2 q^t$. Для поперечных же плазмонов имеем

$$q^t (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = 2.91 \cdot 10^{21} \gamma^{9.9} F(\gamma); \quad \gamma \leq 2\pi, \quad (37)$$

где $\lambda = kT/m_e c^2$, а для $F(\gamma)$ после подстановки постоянных можно получить

$$\gamma^2 F(\gamma) = 2.404 \{1 + 0.479 \gamma^2 (1 + 0.0208 \gamma^2) \lg \gamma - 0.241 \gamma^2 (1 + 0.0467 \gamma^2)\}. \quad (38)$$

В области же, где $\gamma \ll 1$, необходимо учесть как вклад поперечных, так и продольных плазмонов. Здесь $q^l = 1.078 q^t$, где

$$q^l = 3.65 \cdot 10^{21} \gamma^{7.5} \lambda^9 e^{-\gamma}, \quad \gamma \gg 1. \quad (39)$$

В [24] было отмечено, что результат [22, 23] для энергетических потерь через плазменные нейтрино необходимо умножить на $1/4$ в случае поперечных и на $(1/4) \omega^2/(\omega^2 - k^2)$ в случае продольных плазмонов. В работе же [5] при расчетах эти поправки не были учтены и поэтому потери энергии через плазменные нейтрино здесь завышены в четыре раза.

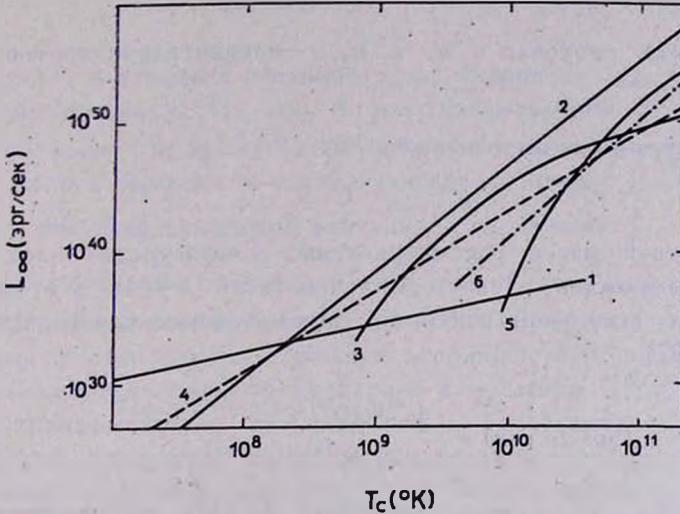
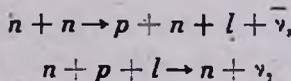


Рис. 4. Зависимость нейтринных светимостей от температуры в центре для различных процессов в случае конфигурации $M=0.64 M_{\odot}$. Кривая 1 относится к фотонной светимости; 2—URCA нейтрино; 3—плазменные нейтрино; 4—нейтринное тормозное излучение; 5—нейтринная аннигиляция пар; 6—фотонейтрино.

6. Нейтрино β -процессов (URCA-процесс). К этим процессам относятся



где $l = e, \mu$ (e — электрон, μ — μ^- мезон). Для нейтринных потерь энергии из единицы объема в единицу времени через эти процессы в [25] было получено

$$q_2 (\text{эрг}/\text{см}^3 \text{сек}) = 10^{21} (\rho/\rho_0)^{2/3} T_9^8 (1 + F), \quad (40)$$

где

$$F = \begin{cases} [1 - 2.25 (\rho/\rho_0)^{4/3}]^{1/2}, & \rho > 1.8 \rho_0 \\ 0, & \rho < 1.8 \rho_0 \end{cases}$$

$$\rho_0 = 3.7 \cdot 10^{14} \text{ г}/\text{см}^3, \quad T_9 = T (\text{°K})/10^9.$$

в. *Нейтринное тормозное излучение*

$$e^- + b \rightarrow e^- + b + \nu + \bar{\nu},$$

где $b = p, \Sigma^-$. Для этого процесса мы воспользуемся приближенной формулой Рудермана и Феста (цитировано в [5])

$$q_3 (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = 10^9 m_p T_9^6 (n_p + n_{\Sigma^-}), \quad (41)$$

где m_p — масса протона, а n_p и n_{Σ^-} — концентрации протонов и Σ^- гиперонов.

г. *Нейтринная аннигиляция пар*

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}.$$

В основной массе рассматриваемых конфигураций электронный газ крайне вырожден и ультрарелятивистский ($x \gg 1$). В этом случае для мощности излучения нейтрино, обусловленного аннигиляцией пар, имеем [26, 27]

$$q_4 (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = \begin{cases} 1.73 \cdot 10^{20} \lambda^{3/2} x^5 e^{-x/\lambda}, & \lambda \gg 1 \\ 2.73 \cdot 10^{19} \lambda^{3/2} x^5 e^{-x/\lambda}, & \lambda \ll 1 \end{cases} \quad (42)$$

где $\lambda = kT/m_e c^2$, $x = p_e/m_e c$. Как видим из (42), этот процесс может играть определенную роль лишь при весьма высоких температурах ($\lambda \gg 1$). В обратном же случае ($\lambda \leq 1$) из-за экспоненциального фактора его вклад пренебрежимо мал.

д. *Фотонейтрино*

$$\gamma + e \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}.$$

Этот процесс подробно рассмотрен в [28], где в случае ультрарелятивистского вырожденного электронного газа ($x \gg 1$, $E_F/kT \gg 1$) и свободных фотонов ($k_i^2 = 0$) для мощности нейтринного излучения было получено

$$q_5 (\text{эрг/см}^3 \text{сек}) = 1.51 \cdot 10^{13} T_9^6, \quad (43)$$

$T_9 = T(^{\circ}\text{K})/10^9$. Однако, если учесть, что фотопроцесс происходит не со свободными фотонами, а с плазмонами, то, как было отмечено в [27], выражение (43) должно быть видоизменено. Так, если в случае $\gamma \ll 1$ ($\gamma = \hbar\omega_0/kT$, ω_0 — частота плазмона) плазменной поправкой можно пренебречь и пользоваться формулой (43), то при $\gamma \gg 1$ необходимо выражение q_5 умножить на $a^2/2\pi$, где $a = e^2/\hbar c = 1/137$.

Имея для различных процессов мощность нейтринного излучения как функцию от плотности и температуры— $q_i(\rho, T)$, интегрированием (9) вдоль всего радиуса конфигурации мы можем найти также соответствующие этим процессам нейтринные светимости

$$L_i(\infty) = L_i(R) e^{v(R)} = \int_0^R q_i (1 - 2Gu/c^2 r)^{-1/2} 4\pi r^2 e^v dr. \quad (44)$$

Здесь $L_i(\infty)$ — нейтринная светимость на бесконечности, соответствующая i -ому процессу. На рис. 4 для конфигурации $M = 0.64 M_\odot$ приводятся зависимости $\lg L_i(\infty)$ от логарифма центральной температуры $\lg T_c$. Здесь приводится также аналогичная кривая для фотонной светимости. Значения суммарной нейтринной светимости $L_\infty = \sum_i L_i$ от температуры приведены в табл. 4. Из рис. 4 замечаем, что уже при $T_R > 10^8$ нейтринная светимость догоняет фотонную и в дальнейшем намного превосходит ее. Причем в этой области температур наибольший вклад вносят тормозные нейтрино и нейтрино из β -процессов (URCA-нейтрино). Однако при переходе к более высоким температурам заметным становится также вклад плазменных нейтрино. Роль же нейтринного излучения, обусловленного аннигиляцией пар и фото-процессом, как следует из рис. 4, для барионных конфигураций пренебрежимо мала.

6. *Время остывания.* Имея суммарную светимость $L = L_\gamma + \sum_i L_i$, можно определить также время остывания от одного значения поверхностной температуры до другого. Действительно, проинтегрировав (8) вдоль радиуса конфигурации и имея в виду (7), получим $L_\infty = -dU_T/dt$, где L_∞ — суммарная светимость на бесконечности: $L_\infty = \left(L_\gamma(R) + \sum_i L_i(R) \right) e^{v(R)}$. Тогда для времени охлаждения от состояния с тепловой энергией U_T^1 до U_T^2 имеем

$$\Delta\tau = - \int_{U_1}^{U_2} dU_T / L_\infty(U_T). \quad (43)$$

Промежуток времени $\Delta\tau$ есть время охлаждения от значения поверхностной температуры T_1 до T_2 (или от фотонной светимости L_1 до L_2), которые соответствуют U_T^1 и U_T^2 . Значения $\Delta\tau$ приведены в табл. 4

и на рис. 5. Мы замечаем, что при температурах $T_R > 2 \cdot 10^7$ время остывания оказывается меньше секунды. Эти промежутки времени намного меньше, чем при соответствующих поверхностных температурах, которые получены в [5]. Причина этого в том, что в наших расчетах температура внутренней изотермической области при тех же поверхностных температурах выше, чем в [5]. А так как мощность нейтринного излучения весьма чувствительна к изменениям температуры (так в случае URCA-процесса $q_\nu \sim T^8$), то это приводит к увеличению нейтринной светимости на несколько порядков и соответственно к уменьшению времени остывания. В области же температур $T_R > 10^6$, когда основным механизмом охлаждения уже становится фотонная светимость, время остывания $\tau > 10^4$ лет.

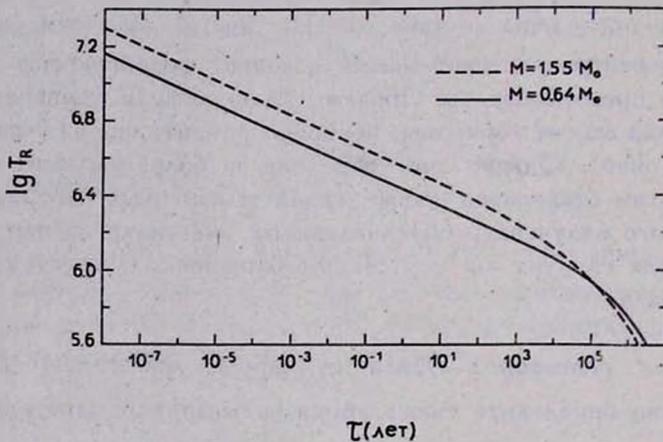


Рис. 5. Зависимость времени охлаждения от поверхностной температуры. Пунктирная кривая относится к конфигурации $M=1.55 M_\odot$, а сплошная — $M=0.64 M_\odot$.

Интересно сопоставить результаты расчета с данными наблюдения рентгеновских источников. Имея значение для потока фотонов — F ($\text{эрг}/\text{см}^2\text{сек}$) и расстояние до источника — r , можно определить также фотонную светимость: $L_\gamma = 4\pi r^2 F$. По величине L_γ определяется из результатов расчета время остывания для различных моделей. Наблюдаемый источник отождествляется с такой моделью, время остывания в которой совпадает с возрастом образования данного источника. К сожалению, в настоящее время нет точечных рентгеновских источников, излучение которых имело бы вид излучения черного тела, поэтому привести такое сравнение мы не можем.

В заключение выражаем глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну и профессору Г. С. Саакяну за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE INTERNAL CHARACTERISTICS AND COOLING TIME OF THE HOT BARION STARS

G. S. HAJIAN, Yu. L. VARTANIAN

The internal characteristics and cooling time are considered for the hot barion stars with masses $0.64 M_{\odot}$ and $1.55 M_{\odot}$. All calculations are made on the basis of general relativity. It is shown that the temperature of internal isothermic region is greater than the temperature in the point of the degeneration almost by one order of magnitude. This brings about a strong decrease of the cooling time in the region of neutrino luminosity in comparison with the earlier investigation. The results of calculation are shown in Fig. 1—5 and Table 2—4.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН, 98, 201, 1969.
2. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
3. H. Y. Chiu, E. E. Salpeter, Phys. Rev. Lett., 12, 413, 1964.
4. D. Morton, Nature, 201, 1308, 1964.
5. S. Tsujuta, A. G. W. Cameron, Canad. J. Phys., 44, 1863, 1966.
6. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 191, 1964.
7. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963; Сообщ. Бюр. Обс., 33, 55, 1963.
8. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржиц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
9. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
10. R. C. Tolman, Relativity, Thermodynamics and Cosmology, Oxford, 1934, 1934.
11. М. Шварцшильд, Стрoение и эволюция звезд, ИЛ., М., 1961.
12. R. W. Lindquist, Ann. Phys., 37, 487, 1966.
13. K. S. Thorne, Relativistic Stellar Structure and Dynamics, Preprint, 1967.
14. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ., М., 1950.
15. Э. Р. Муфель, Звездные атмосферы, Физматгиз, М., 1960.
16. К. Х. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ., М., 1960.
17. A. N. Cox, Preprint, 1961.
18. D. H. Sampson, Ap. J., 129, 734, 1959.
19. T. D. Lee, Ap. J., 111, 625, 1941

20. *E. Schutzman*, White Dwarfs, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1958.
21. *Л. Б. Окунь*, Слабые взаимодействия элементарных частиц, Физматгиз, М., 1963.
22. *J. B. Adams, M. A. Ruderman, H. C. Woo*, Phys. Rev., 129, 1383, 1963.
23. *C. L. Inman, M. A. Ruderman*, Ap. J., 140, 1025, 1964.
24. *M. H. Zaidi*, Nuovo Cimento, 40, 502, 1965.
25. *J. N. Bahcall, R. A. Wolf*, Phys. Rev., 140, B 1452, 1965.
26. *H. Y. Chiu*, Proceeding of International Conference on Cosmic Rays, Jaipur, India, 1963.
27. *G. Beundet, V. Petrosian, E. E. Salpeter*, Preprint, CRSR-№ 270, 1967.
28. *E. E. Salpeter, V. Petrosian*, Phys. Rev., 154, 1445, 1967.