

Р. М. АВАКЯН

КОНФИГУРАЦИИ ГОРЯЧИХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С ЯДЕРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ

Как известно [1—3], в состоянии абсолютного термодинамического равновесия массовое число A и зарядовое число Z являются функциями плотности вещества: $A = A_0(\rho)$ и $Z = Z_0(\rho)$. Любое отклонение A и Z от этих неустойчивых значений приводит к нарушению равновесия. В [4] были вычислены запасы внутренней энергии, обусловленные незначительным отклонением массового числа A от $A_0(\rho)$. Было показано, что этой энергии вполне достаточно для обеспечения существования белых карликов в горячем состоянии в течение времени порядка характерного космогонического. Выделяющаяся при этом энергия способна покрывать тепловые потери белого карлика.

Один из наиболее вероятных механизмов достижения состояния абсолютного термодинамического равновесия был предложен в [5]. В этой работе предполагалось, что процесс стремления массового числа ядер A к $A_0(\rho)$ может осуществиться за счет обмена ядер нейтронами. Ядро с $A_1 > A_0(\rho)$ отдает нейтрон ядру с $A_2 < A_0(\rho)$, при этом выделяется энергия. Для скорости этого процесса весьма существенным оказывается учет тепловых колебаний ядер, в результате которых они сближаются настолько, что туннельный переход нейтрона из одного ядра в другое становится возможным, а вероятность процесса — вполне разумной (с космогонической точки зрения).

Для жидкой и твердой фаз эта вероятность была вычислена в предположении, что вещество карлика находится на позднем этапе эволюции, когда A мало отличается от $A_0(\rho)$. Из-за низкой плотности и температуры и незначительной массы оболочка белого карлика, представляющая собой ионизированный или частично ионизированный газ, дает весьма незначительный вклад в запасы энергии (а также в светимость), поэтому для газообразной фазы вопрос каналов установления равновесия не обсуждался и вероятности не вычислялись.

Теперь перейдем к расчету конфигураций горячих белых карликов с источниками энергии. Белые карлики с большой степенью точности можно считать классическими объектами, поэтому для них пригодны соответствующие ньютоновские уравнения. Выпишем эти уравнения (в предположении лучистого равновесия):

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi\rho r^2, \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{m}{r^2}, \quad (2)$$

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

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4} \frac{x_0}{4\pi T^3} \frac{L}{4\pi r^2}, \quad (4)$$

Для полноты к ним необходимо добавить уравнение состояния

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_1 [x(2x^2 - 3) \sqrt{1+x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1+x^2})],$$

$$\rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 \frac{K_n}{c^2} \left(\frac{A}{Z} \right) x^3,$$

где $x = p_e/m_e c$ — граничный импульс Ферми электронов в единицах $m_e c$, m_e и m_n — масса электрона и нейтрона, c — скорость света и $k_n = \frac{m_n^4 c^5}{32 \pi^2 \hbar^3}$.

Величина $\varepsilon(\rho, T)$ представляет собой мощность источников — энергию, выделяемую единицей массы вещества в единицу времени. Ее можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon \rho = n_A W Q. \quad (5)$$

Здесь n_A — плотность числа ядер, W — вероятность туннельного перехода нейтрона и, наконец, Q — есть энергия, выделяемая при одном акте обмена ядер нейтрона. В [5] для W и Q получены выражения:

$$W_m \approx N \frac{d_n}{16 l^2} (A - Z) \sqrt{\frac{2E}{m_n}} \exp \left| -\frac{l}{b} + \frac{a_0^2}{2b^2 (1 - 2e^{-\frac{\hbar \kappa}{kT}})} + \frac{d_n}{b} \right|, \quad (6)$$

$$W_n \approx N \frac{d_n (A - z)}{32 \pi \left(\frac{l}{b} \right)^2 a^2 \left(\frac{a}{b} \right)} \sqrt{\frac{2E}{m_n}} \exp \left| -\frac{l - 2a - d_n}{b} \right|, \quad (7)$$

$$Q \approx \frac{1200}{A_0^2} (x_1 + x_2) \quad (\text{в Mev}), \quad (8)$$

где N — число соседних ядер, d_n — диаметр ядра, l — среднее расстояние между ядрами, E — энергия нейтрона в ядре, b — средняя глубина проникновения нейтрона за стенки потенциальной ямы ядра,

a_0 — амплитуда нулевых колебаний ядра, a — амплитуда классических колебаний, ω — частота колебаний ядра в потенциальной яме, x_1 и x_2 — смещения массовых чисел A_1 и A_2 от $A_0(\rho)$: $A_1 = A_0 + x_1$, $A_2 = A_0 - x_2$, W_m и W_l — вероятности для твердой и жидкой фаз.

Величина $\kappa(\rho, T)$ в (4) является коэффициентом непрозрачности. Для условий, существующих в недрах стабильных белых карликов, весьма существенно κ — непрозрачность, обусловленная теплопроводностью. В [6] для κ было получено аналитическое выражение. Для случая, когда $A \approx A_0(\rho)$, $Z \approx Z_0(\rho)$ и $Z \approx 3.54 \sqrt{A}$, эта формула принимает вид:

$$\kappa = 3,844 \cdot 10^{-18} T^2 \frac{1 + x^2}{x^6}. \quad (8)$$

В уравнениях (1)–(4) перейдем к переменным (m, x, L, T) , используя для этого уравнение состояния

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho(x), \quad (9)$$

$$\frac{dx}{dr} = -\frac{G}{c^2} \left(\frac{m_n}{m_e} \right) \frac{m}{r^2} \left(\frac{\bar{A}}{Z} \right) \frac{\sqrt{1 + x^2}}{x}, \quad (10)$$

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho(x) \varepsilon(x, T), \quad (11)$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4} \frac{\kappa(x, T) \rho(x)}{4\pi T^3} \cdot \frac{L}{4\pi r^2}. \quad (12)$$

Выражение $\bar{y} = \left(\frac{\bar{A}}{z} \right)$ было аппроксимировано полиномом третьей степени

$$\bar{y} = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3, \quad (13)$$

где $a_0 = 2.154$; $a_1 = 1.819 \cdot 10^{-2}$; $a_2 = 1.539 \cdot 10^{-5}$; $a_3 = 1.037 \cdot 10^{-7}$.

Кроме того, с целью получения более компактных уравнений для численных расчетов, сделано следующее преобразование:

$$\begin{aligned} r^* &= 1.37 \cdot 10^9 r, \\ m^* &= 1.843 \cdot 10^{31} m, \\ x^* &= x, \\ L^* &= 3.626 \cdot 10^{33} L, \\ T^* &= 3.796 \cdot 10^7 T. \end{aligned} \quad (14)$$

Для интегрирования системы уравнений ((1)—(4)) необходимо задать условия в центре конфигурации:

$$r = 0; m(0) = 0; x(0) = x_c; L(0) = 0; T(0) = T_c. \quad (15)$$

Система уравнений ((1)—(4)) с граничными условиями (15) была проинтегрирована на ЭВМ „Наири-2“. Результаты численных расчетов приведены в таблице. Как видно, при допустимых значениях центральной плотности и температуры получаются вполне приемлемые значения светимости белых карликов, близкие к наблюдательным данным.

Таблица

Результаты численных расчетов

x_c	ρ_c (г/см ³)	T_c (°K)	$M/M_\odot$	R (км)	L (эрг/сек)	T_c (°K)
0.3	$5.4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^7$	0.072	$1.895 \cdot 10^4$	$5.49 \cdot 10^{29}$	$3.8 \cdot 10^5$
0.65	$5.5 \cdot 10^5$	$5.1 \cdot 10^7$	0.225	$1.223 \cdot 10^4$	$2.05 \cdot 10^{31}$	$1.2 \cdot 10^4$
1	$2 \cdot 10^6$	$8.6 \cdot 10^7$	0.36	$9.615 \cdot 10^3$	$1.21 \cdot 10^{32}$	$2.07 \cdot 10^4$
1.5	$6.75 \cdot 10^6$	$1.44 \cdot 10^8$	0.51	$8.4 \cdot 10^3$	$5.69 \cdot 10^{32}$	$3.27 \cdot 10^4$
2	$1.6 \cdot 10^7$	$2.05 \cdot 10^8$	0.81	$7.3 \cdot 10^3$	$1.49 \cdot 10^{33}$	$4.45 \cdot 10^4$
3	$5.4 \cdot 10^7$	$3.3 \cdot 10^8$	1.06	$4.93 \cdot 10^3$	$5.04 \cdot 10^{33}$	$7.35 \cdot 10^4$

В наших расчетах нейтринные потери не учитывались. При $T < 10^8$ °K они не существенны. Когда же 10^8 °K $< T < 5 \cdot 10^8$ °K, учет нейтринных потерь при постоянном действии ядерных источников существенно не изменит данных численных расчетов, приведенных в таблице. Нейтринные потери необходимо учесть при $T > 5 \cdot 10^8$ °K [7], однако такие температуры нами не рассматривались.

Выражаю благодарность профессору Г. С. Саакяну за многочисленные обсуждения и ценные указания.

Ереванский государственный
университет

Ռ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆ

ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԱՂՐՅՈՒՐՆԵՐՈՎ ԶԵՐՄ ՍՊԻՏԱԿ
ԹՂՈՒԿՆԵՐԻ ԿՈՆՖԻԳՈՒՐԱՑԻԱՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ո մ

Հաշված են միջուկային էներգիայի պաշարներով օժտված ջերմ սպիտակ թղուկների կոնֆիգուրացիաները, խտատվության համար ստացված արժեքները մոտ են դիտողական տվյալներին:

R. M. AVAKIAN

THE CONFIGURATIONS OF HOT WHITE DWARFS WITH NUCLEAR SOURCES OF ENERGY

S u m m a r y

The configurations of hot white dwarfs with reserves of nuclear energy are calculated. The value of luminosity have been calculated and they are closed with observational date.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Van Albada G. B.*, Bull. Astr. Inst. Netherlands, 10, 161, 1946; Ap. J., 105, 393, 1947.
2. *Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакано, К. Торн*, Теория гравитации и гравитационный коллапс, Мир, М., 1947.
3. *Р. М. Авакян, Ю. Л. Вартанян, Г. С. Саакян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, 43, 57, 1971.
4. *Р. М. Авакян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж. (в печати).
5. *Г. С. Саакян, Р. М. Авакян*, Астрофизика (в печати).
6. *Marshak*, Annales of the New York Academy of Sciences, 51, 49, 1961.
7. *Ю. Л. Виртинян*, Докторская диссертация, ЕрГУ. 1971.