

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 5

МАЙ, 1969

ВЫПУСК 2

О СВЯЗИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ СО ВСПЫШКАМИ СВЕРХНОВЫХ I ТИПА

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН, З. Ф. СЕИДОВ

Поступила 10 июля 1968

Показано, что интервал масс горячих белых карликов и время их остывания до момента потери устойчивости достаточны для представления их в качестве модели сверхновых I типа в старых скоплениях.

Белые карлики как предсверхновые рассматривались в ряде работ [1, 2]. Во всех этих работах предполагается, что медленное сжатие горячего белого карлика с массой немного больше критической, при $T = 0$, приводит звезду к критическому состоянию и взрыву в виде сверхновой I типа с образованием нейтронной звезды [3].

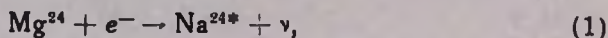
Так как отношение числа вспышек сверхновых I типа к числу вновь образующихся белых карликов в год равно $10^{-3} - 10^{-4}$, интервал масс $\Delta M/M$ белых карликов, вспыхивающих в виде сверхновых I типа, также должен быть $10^{-3} - 10^{-4}$ [4].

Далее, наличие сверхновых I типа в старых звездных скоплениях требует, чтобы время нахождения некоторых звезд в стадии предсверхновой доходило до $10^7 - 10^9$ лет.

В недавней работе [4] предложена модель, в которой при $T = 0$ медленное сжатие обеспечивается трех- и четырехкратно запрещенными β -переходами. Однако эта модель кажется несколько искусственной из-за необходимости строго определенного химического состава (Mg^{24} в ядре или Fe^{56} в ядре и богатая Ca^{40} оболочка), который не следует с необходимостью из предыдущей эволюции звезды. Кроме того, из-за конечной температуры длительное существование белого карлика с ядром из Mg^{24} вряд ли возможно.

Действительно, при возникновении элементов тяжелее C^{12} температура в звезде должна быть выше $5 \cdot 10^8$ °K [5]. При $T > 0$ реакции,

рассмотренные в [4], могут идти через возбужденные состояния Na^{24} с энергией возбуждения $\delta = 0.473$ мэв и K^{40} с $\delta = 0.798$ мэв, для которых $ft_{1/2} = 10^5$ [6]:



Оценим вероятность w этих реакций, пренебрегая кулоновским барьером, по формуле [7]

$$w = 10^{-5} \int_0^\infty \frac{\varepsilon (\Delta - \varepsilon)^2 (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} d\varepsilon}{1 + \exp[(m_e c^2 \varepsilon - \mu)/kT]}. \quad (3)$$

Здесь Δ — энергия β -захвата в единицах $m_e c^2$, равная 12.7 для реакции (1) и 5.13 для реакции (2), μ — химический потенциал электронов.

Для частично вырожденных релятивистских электронов [8]

$$\frac{\mu}{m_e c^2} = x + \frac{1}{2x} - \frac{\pi^2}{3} \frac{\theta^2}{x}, \quad (4)$$

$$x = P_0/m_e c, \quad \theta = kT/m_e c^2, \quad P_0 = (\rho/9.82 \cdot 10^5 \mu_e)^{1/3} m_e c,$$

где m_e — масса электрона, P_0 — импульс Ферми электронов, μ_e — молекулярный вес на один электрон. Остальные символы имеют обычный смысл. Из (3) и (4) получим для интересующего нас интервала параметров, когда сумма первых трех членов в экспоненте в (5) больше, чем $-\delta/\theta$, где δ выражена в единицах $m_e c^2$

$$w \geq \frac{2\Delta^2}{10^5} \theta^3 \exp \left[\frac{x}{\theta} + \frac{1}{2} \frac{1}{\theta x} - \frac{\Delta}{\theta} - \frac{\pi^2}{3} \frac{\theta}{x} \right] \quad (5)$$

или для времени реакции $t = 1/w$

$$t \leq \frac{10^5}{2\Delta^2} \theta^{-3} e^{\delta/\theta}. \quad (6)$$

При $\theta = 0.1$ ($T = 6 \cdot 10^8$) время реакции (1) меньше, чем $\sim 3 \cdot 10^9$ сек, что по порядку величины сравнимо со временем охлаждения белого карлика из-за излучения плазменных нейтрино [9]. Поэтому медленное сжатие белого карлика не может быть обеспечено реакцией (1). Заметим, что время охлаждения белого карлика за счет излучения фотонов много больше времени реакции (1) (см. ниже, формулу (13)).

Время реакции (2) оказывается больше времени остывания белого карлика за счет излучения плазменных нейтрино. Однако и в

этом случае есть трудность, связанная с образованием слоя, богатого Ca^{40} , у звезды с Fe^{56} в ядре.

Независимо от того, верна модель [4] или нет, нам кажется более естественной модель медленно сжимающихся вследствие остывания горячих белых карликов. Покажем, что эта модель удовлетворяет требованиям, предъявляемым к предсверхновым I типа, о которых говорилось выше.

Оценим интервал масс белых карликов, для которых время охлаждения до момента потери устойчивости больше 10^7 лет.

При $T = 0$ критические параметры белых карликов с учетом малых эффектов ОТО были рассмотрены в [10]. Используя результаты этой работы, можно получить для гелиевого белого карлика, $A = 4$, $\mu_* = 2$

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{M_{\text{кр}}(T \neq 0) - M_{\text{кр}}(T = 0)}{M_{\text{кр}}(T = 0)} = 4 \cdot 10^{-4} T_7, \quad (7)$$

где $T_7 = T/10^7$.

Для большинства элементов (кроме гелия) потеря устойчивости белых карликов из-за β -захватов достигается при плотностях примерно на порядок меньше, чем из-за эффектов ОТО [11] (в отличие от выводов, сделанных в [12]). Используем рассмотренную в [13] зависимость μ_* от плотности, обусловленную β -захватами

$$\mu_* = \frac{166 + 1.26 A^{2/3}}{83.8 - 0.54(1 + x^2)^{1/2}} \quad (8)$$

и получим для случая переменного μ_* :

$$P\left(\gamma - \frac{4}{3}\right) = -\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3} \left(\frac{\rho}{\mu_* m_p}\right)^{2/3} \hbar c \frac{d \ln \mu_*}{d \ln \rho} + \frac{1}{18} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{m_*^2 c^3}{\hbar} \left(\frac{\rho}{\mu_* m_p}\right)^{2/3} + \frac{1}{3} \frac{\rho k T}{A m_p}, \quad (9)$$

причем из (8) с достаточной точностью имеем

$$\frac{d \ln \mu_*}{d \ln \rho} = 2.17 \cdot 10^{-3} x. \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в уравнения равновесия и устойчивости, полученные энергетическим методом в [10], находим для белого карлика произвольного μ_* и A

$$\frac{\Delta M}{M} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{24}{A} \frac{\mu_*}{2} T_7. \quad (11)$$

Из (7) и (11) получим для белых карликов с $T_7 < 3$, в случае, когда потеря устойчивости обусловлена эффектами ОТО

$$\frac{\Delta M}{M} \leq 10^{-3}, A = 4, \text{ ОТО} \quad (12a)$$

и в случае, когда потеря устойчивости обусловлена обратными β -распадами

$$\Delta M/M \leq 6 \cdot 10^{-4} (\mu_e/2) (24/A), \beta\text{-захват}, \quad (12b)$$

что в обоих случаях вполне удовлетворительно с точки зрения первого условия.

Время существования белого карлика с массой, больше критической при $T = 0$ до потери устойчивости можно найти, используя зависимость светимости [14] и полной энергии звезды [15] от температуры и плотности. В результате для времени жизни получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} \tau &\approx 10^8 T_7^{-2.5}, \text{ для гелиевого белого карлика, ОТО} \\ \tau &\approx 2 \cdot 10^8 T_7^{-2.5} \frac{24}{A} \frac{\mu_e}{2}, \text{ произвольное } A, \mu_e; \beta\text{-захват}. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом получаем, что

$$\tau > 10^7 \text{ лет при } \begin{aligned} &T_7 < 2, A \leq 60 \\ &T_7 < T, A = 4, \end{aligned} \quad (14)$$

что вполне достаточно с точки зрения второго условия. Заметим, что при $T_7 > 3$ сказываются потери энергии на излучение плазменных нейтрино [9], поэтому время остывания сильно уменьшается, и формула (13) неприменима при таких высоких температурах.

Резюмируем нашу картину сверхновых I типа: горячие белые карлики с критической температурой меньше $3 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ и с массой немного больше критической, при $T = 0$, охлаждаясь за время больше 10^7 лет, достигают критического состояния и срываются в коллапс до состояния нейтронных звезд. Эта модель не опирается на какой-либо специальный химический состав и является естественным следствием наличия предельной массы белых карликов.

Звезды большей массы теряют устойчивость при гораздо больших температурах [10, 13], и поэтому их время существования мало, так что они не могут представлять сверхновые I типа в старых скоплениях.

В заключение выражаем глубокую благодарность Я. Б. Зельдовичу за интерес к работе и ценные замечания.

Институт прикладной математики

АН СССР

Шемахинская астрофизическая обсерватория

АН АзССР

ON THE RELATION BETWEEN WHITE DWARFS AND TYPE I SUPERNOVAE

G. S. BISNOVATY-KOGAN, Z. F. SEIDOV

It is shown that the mass interval of the hot white dwarfs and their cooling times up to the moment of stability loss allow to present such white dwarfs as a model of type I supernovae in old clusters.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *F. Hoyle, W. Fowler*, *Ap. J.*, 132, 565, 1960.
2. *E. Schatzman*, In „Star Evolution“, New York, Acad. Press, 389, 1963.
3. *D. Arnett*, *Can. J. Phys.*, 45, 1621, 1967.
4. *A. Finzi, R. Wolf*, *Ap. J.*, 150, 115, 1967.
5. *K. Takado, H. Sato, Ch. Hayashi*, *Progress. theor. Phys.*, 36, 504, 1966.
6. *Б. С. Желепов, А. К. Пекер*, Схемы распада радиоактивных ядер, АН СССР, М., 1958.
7. *F. Hoyle, W. Fowler*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 91, 201, 1964.
8. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
9. *G. Beandet, V. Petrosian, E. Salpeter*, *Ap. J.*, 150, 979, 1967.
10. *Г. С. Бисноватый-Коган*, *Астрон. ж.*, 43, 89, 1966.
11. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1967.
12. *A. Baglin*, *Ap. J., Let.*, 1, 143, 1968.
13. *A. Baglin*, *C. r. Acad. Sci. Paris.*, 260, 2424, 1965.
14. *М. Шварцшильд*, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
15. *W. Fowler*, *Rev. Mod. Phys.*, 36, 545, 1964.