АКАДЕМИЯ ЧАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 8

АВГУСТ, 1972

выпуск з

ЭВОЛЮЦИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА ПРИ АККРЕЦИИ БОГАТОГО ВОДОРОДОМ ВЕЩЕСТВА. II

Ю. Н. РЕДКОБОРОДЫЙ Поступила 1 ноября 1971

Исследуются возможные последствия теплового взрыва в водородной оболочке белого карлика. Показано, что изменение температуры в слоевом энергоисточнике от времени может быть исследовано с помощью несложных соображеняй, основанных на балансе энергии в слое горения водорода. Такой подход позволяет выявить роль эффекта экранирования в развитии водородной вспышки, а также сделать вывод о том, что предположение о достижении термически стабильного состояния является весьма маловероятным. В рамках той же аппроксимации показано, что при обычном квазистатическом подходе к эволюции белого карлика с возрастающей Н-оболочкой "точка зажигания" реакции ЗНе⁴-С¹³, по-видимому, принципиально недостижима.

1. Введение. В первой статье [1] была рассмотрена вволюция гелиевого белого карлика M = 0.5 M_☉, на поверхности которого имеет место аккреция вещества, богатого водородом. На основе численного системы уравнений структуры звезды построена интегрирования эволюционная последовательность моделей белого карлика с возрастающей во времени водородной оболочкой. Результаты расчетов говорят о том, что рост водородной оболочки приводит к нагреву внешних слоев звезды и образованию в области с заметным вырождением (1~2) максимума в распределении температуры; последуюшее зажигание термоядерных реакций имеет своим следствием возникновение в наиболее глубоких слоях водородной оболочки весьма тонкого слоя интенсивного горения водорода, в результате чего вблизи границы Не — Н приобретает ускоренный нагрев вещества характер.

Развитие термической неустойчивости во внешних слоях белого карлика удобно исследовать на плоскости (T_H , φ_H) [2], где T_H и φ_H —

соответственно температура и плотность на "дне" водородной оболочки. На рис. 1 представлена полученная в [1] зависимость $T_H(p_H)$; цифры указывают номер модели (пунктирная кривая на рис. 1 соответ-



Рис. 1. Зависимость температуры (T_H) от плотности $(?_H)$ для нижней границы водородной оболочки [1]. Цифрами отмечены номера моделей. Штрих-пунктиром указаны линии уровня параметра вырождения ψ . Пунктирная кривая соответствует результатам работы [2].

ствует результатам Джианноне и Вейгерта [2]). Вследствие трудностей численного характера расчет эволюции звезды в целом (как это

делается в работе [1]) был приостановлен на модели 84 (рис. 1). Однако вопрос о последующей эволюции звезды представляется весьма интересным. Настоящая статья посвящена исследованию возможных путей и последствий дальнейшего развития теплового взрына в водородной оболочке белого карлика, а также выяснению той роли, которую играет в данном случае эффект электронного экранирования в термоядерных реакциях [8].

В данной статье используются обозначения, принятые в [1]. Ссылки вида (I. 23), (I. рис. 2) или (I. табл. 3) означают, соответственно, формулу (23), рис. 2 или табл. 3 из работы [1].



Рис. 2. Зависимость $T_H(t)$ для различных значений параметра q. Точки отвечнют полученным в [1] моделям звезды (цифры указывают номер модели). Ловая крипая соответствует случаю, когда водородная оболочка остается неподвижной при тепловом взрыве ($\dot{p}_H = 0$, q = 0).

annamind's armicodifi, muyarmente, aumicatyonomi

2. Возможные последствия теплового взрыва. Альтернатива, предложенная Джианноне и Вейгертом [2], состоит в следующем:

1. Постепенное исчезновение термической неустойчивости — как результат чрезмерного увеличения ширины слоя горения водорода [3]. В пользу такого исхода говорит некоторое уменьшение наклона кривой $T_H(p_H)$ на последних стадиях расчета в работе [2] (см. рис. 1). В таком случае весьма вероятно, что подобного рода вспышки будут периодически повторяться и возникнут "термические пульсации" [4, 5], которые естественно связать с наблюдаемой активностью в некоторых тесных двойных системах, включающих белый карлик [6].

2. Не исключено, что тепловой взрыв вблизи границы He-H будет иметь гораздо большие катастрофические последствия. Темпе-

ратура на нижней границе слоевого источника энергии достигает весьма высоких значений [1], довольно близких к температуре зажигания реакции 3He⁴ → C¹² [7]. Следовательно, водородная вспышка может оказаться спусковым механизмом, включающим гораздо более мощный взрыв в гелиевом ядре белого карлика, сопоставимый с феноменом Новых, или даже Сверхновых звезд.

Результаты расчетов, представленные в предыдущей статье [1], не позволяют нам сделать вывод о преодолении термической неустойчивости (см. рис. 1), хотя не исключено, что это связано с еще довольно большой величиной шага Δt при получении модели 84. Как видно из (I. рис. 2), в пользу вывода (2) говорит и тенденция слоевого энергоисточника к большой локализации, а также явное приближение температурного максимума к поверхности гелиевого ядра [1].

Некоторый прогресс в разрешении данной альтернативы может быть достигнут с помощью следующей несложной аппроксимации, позволяющей экстраполировать представленную в (І. табл. 1) зависимость $T_H(t)$ на более поздние промежутки времени. Запишем баланс энергии для 1 г водорода вблизи скачка химсостава:

$${}^{8}_{H} - \left(\frac{\partial L_{r}}{\partial M_{r}}\right)_{H} = \frac{d}{dt} E_{H} + P_{H} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\dot{\gamma}_{H}}\right), \tag{1}$$

индекс "Н" указывает, что значения всех величин относятся к самой нижней части водородной оболочки. Отметим два обстоятельства, позволяющие значительно упростить уравнение (1).

Во-первых, если не интересоваться зависимостью T_H от времени, то экстраполяция кривой на рис. 1 не составляет труда, поскольку примерно после модели 69 зависимость $T_H(r_H)$ с хорошей точностью аппроксимируется выражением (см. рис. 1)

$$\lg T_H = -\lg \wp_H + C_H, \tag{2}$$

где $C_H = \text{const.}$ В этом соотношении нет ничего удивительного, если вспомнить о том, что изменение давления P_H определяется изменением веса водородной оболочки за счет аккреции, а при малых Δt в силу $\Delta M = \dot{M} \cdot \Delta t \approx 0$ и $r_H \approx \text{const}$ имеем

$$\dot{P}_H \approx 0.$$
 (3)

Согласно результатам расчетов в [1], для моделей 69 - 84 действительно

$$\lg P_H \cong 18.8. \tag{4}$$

ЭВОЛЮНИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА ПРИ АККРЕЦИИ И

Следовательно, если пренебречь незначительным вырождением электронного газа (как нидно из рис. 1, в области, где выполняется (2), уже $\psi \approx 0$), то вследствие

$$T_H = -\frac{\mu P_H}{R} \frac{1}{\gamma_H} \tag{5}$$

(роль давления излучения в данном случае ничтожна) приходим к соотношению (2), в котором постоянная $C_H = \lg (! P_H R)$ есть функция давления $P_H = \text{const}$ на дне водородной оболочки. Заметим, что такая простая однозначная связь между T_H и ψ_H справедлива в той степени, в которой мы пренебрегаем динамическими эффектами, т. е. пока можно считать водородную оболочку своего рода "поршнем", находящимся в квазистатическом равновесии под действием своего веса и давления P_H .

Во-вторых, для полученных в [1] моделей звезды характерно, что отношение

$$q = \frac{1}{\varepsilon_H} \left(\frac{\partial L_r}{\partial M_r} \right)_H \tag{6}$$

мало изменяется от модели к модели, т. е. почти постоянно. Величина q, характеризующая долю удельного теплоотвода по отношению к удельной мощности термоядерного энерговыделения в самых нижних слоях водорода, вычислялась по полученным в работе [1] моделям следующим образом:

$$q \simeq \frac{L_r^+ - L_r^-}{\varepsilon \Delta M},\tag{7}$$

где L_r^+ и L_r^- — значения локальной светимости L_r на внешней и внутренней сторонах узкой сферической оболочки массы $\Delta M = M_r^+ - M_r^$ над границей Не—Н (слой горения водорода); ϵ — среднее значение энерговыделения в этой области. Для моделей с 50 по 82 значение q, вычисленное по (7), изменяется от ≈ 0.8 до ≈ 0.3 — несмотря на то, что ϵ за вто время возрастает более чем на 3 порядка.

Считая для простоты водород совершенно невырожденным $(E_H = c_V T_H)$ и лишенным примесей ($\mu = 1/2$), с помощью (3) и (5) получим вместо (1) уравнение

$$\varepsilon_H(1-q) = 5R \, \frac{d}{dt} \, T_H \tag{8}$$

относительно функции $T_H(t)$, решение которого при условии q = const сводится к квадратуре:

397

$$t(T_H) = \frac{5R}{1-q} \int_{T_0}^{T_H} \frac{dT_H}{\epsilon_H (T_H, \rho_H)}$$

поскольку, согласно (3) и (5), ρ_H является функцией T_H .

Результаты конкретных расчетов с помощью (9) представлены на рис. 2. Значения интеграла в (9) были получены численным методом на ЭВМ "Проминь". В качестве начальной мы выбрали температуру $\lg T_0 = 7.4528$, соответствующую модели 72 (см. рис. 1); скорость энерговыделения ε_H , которая при $T_H > T_0$ определяется практически только реакциями углеродно-азотного цикла [7], вычислялась по формуле [9]

$$\epsilon_{H} = 8 \cdot 10^{27} X \, \lambda_{N} \, \gamma_{H} \left(\frac{10^{6}}{T_{H}} \right)^{2/3} f_{N} \, \exp \left[-152.28 \left(\frac{10^{6}}{T_{H}} \right)^{1/3} \right]; \tag{10}$$

 $(X=0.996, X_N=0.185 \cdot 10^{-3};$ изменением химсостава при горении водорода по-прежнему пренебрегаем [1]); поправочный множитель на электронное экранирование f_N рассчитывался по (I. 11), (I.12). Постоянные величины в (5) были приняты равными $\mu = 1/2$ и $P_H = 10^{18.8}$ дн/с m^2 (см. выше). Поскольку для моделей 72 + 78 величина q весьма близка к 50 %, было положено q = 0.5.

Как видно из рис. 2, зависимость (9) при q = 0.5 довольно хорошо согласуется с результатами, заимствованными из рассчитанных в [1] моделей и представленными на рис. 2 точками (цифры соответствуют номеру модели), и по кривой q = 0.5 можно судить о моменте взрыва. Для сравнения на том же рисунке представлена и кривая q = 0, соответствующая "адиабатическому" взрыву. Доля теплоотвода q, очевидно, должна уменьшаться со временем — это подтверждается вычислениями на основе (7) и хорошо видно из рис. 2: точки, отвечающие точным моделям [1], переходят из области $q \ge 0.5$ в область 0 < q < 0.5. Поэтому кривая q = 0.5 дает лишь верхний предел для момента взрыва, и вывод, который мы можем сделать на основе рис. 2, состоит в том, что тенденция к установлению стабильности, по-видимому, не имеет места и предположение (1) является маловероятным.

Для иллюстрации роли динамических эффектов на рис. 2 представлена еще одна кривая, соответствующая "ультрадинамическому" пределу, когда скорость изменений в слое горения водорода настолько велика, что — если продолжить аналогию водородной оболочки с поршнем — в силу конечности своей массы оболочка-поршень остается практически неподвижной в процессе теплового взрыва. В таком слу-

398

(9)

чае надо принять $\rho_H = 0$ (и, разумеется, q = 0) и вместо (1) получаем уравнение

$$\varepsilon_{H} = c_{V} \frac{d}{dt} T_{H},$$

решение которого отличается от (9) лишь другим численным коэффициентом перед интегралом.

Что же касается включения реакции тройного столкновения 2-частиц, то на основе развитой выше аппроксимации $P_H = \text{const}$ могут быть сделаны и определенные заключения о величине z_{37}/z_H на последних стадиях водородной вспышки. На рис. З представлена зависимость $z_{37}/z_H(T_H)$ в предположении, что T_H и p_H связаны соотношением (5), где по-прежнему $p = p_H = 1/2$, $P_H = 10^{18.8}$ дн/см². Значения знаменателя z_H вычислялись с помощью (10), для величины z_{32} использовалось выражение [9]

$$s_{3a} = 3.5 \cdot 10^{17} Y_1^3 \rho_1^2 \left(\frac{10^6}{T_H}\right)^3 f_a \exp\left[-\frac{4.320 \cdot 10^9}{T_H}\right]$$
 (11)

с коэффициентом экранирования ($Z_1Z_2 = 8$, см. [8])

$$f_e = \exp\left[\frac{5\sqrt{2}e^{5/2}}{4k} \left(\frac{\pi m_e}{\hbar^2 m_H}\right)^{1/4} \frac{8 r_1^{1/4} (1+X_1)^{1/4}}{T_H}\right],$$
 (12)

где $X_1 = 0$, $Y_1 = 0.996$, φ_1 — параметры химсостава и плотность с внутренней стороны границы He—H [1]. Заметим, что φ_1 связано с φ_H посредством

$$\frac{p_1}{p_H} = \frac{\mu_{He}}{\mu_H} = \frac{8}{3}$$

Как видно из рис. 3, при $T_H \lesssim 10^8$ °К величина s_{3a} совершенно ничтожна по сравнению с s_H (любопытно, что формальное распространение зависимости $s_{3,}/s_H$ (T_H) в область $T_H > 10^8$ °К (см. рис. 3) указывает на существование максимума, в котором тем не менее $s_{3a}/s_H \approx 10^{-3}$). Таким образом, мы можем сделать фундаментальный вывод о том, что реакция $3\text{He}^4 - \text{C}^{12}$ начинает играть заметную роль во всяком случае не раньше, чем возникает необходимость в учете динамических эффектов при расчете теплового взрыва. Иными словами, в рамках обычного квазистатического подхода к вволюции белого карлика на стадии аккреции водорода принципиально невозможно достижение "точки зажигания" гелия. Учет динамических членов в уравнениях структуры звезды должен привести к отклонению трека на рис. 1 вверх от прямой (2), т. е. к нарушению условия $P_H = \text{const}$, что значительно может облегчить загорание гелия (предельный случай $\gamma_H = 0$ на рис. 2 соответствует, очевидно, вертикальному треку на рис. 1).



Рис. 3. Отношение ϵ_{3n}/ϵ_H в функции температуры T_H на границе Hc—H при $T_H \sim 1/\rho_H$.

Кривая на рис. 1, полученная нами в [1], заметно отличается от пунктирной кривой, соответствующей результатам Джианноне и Вейгерта [2]. Представляет интерес выяснение того, насколько это обусловлено различием в учете экранирования (в нашей работе и в [2]), а также, в какой степени вообще экранирующий эффект определяет форму кривой $T_H(\varphi_H)$. К сожалению, роль вышеуказанного различия трудно отделить от остальных — таких, как уточнения в непрозрачности, граничных условиях, скорости ядерных реакций и т. д. [1], однако некоторые заключения все же могут быть сделаны. Полученная нами кривая, как видно из рис. 1, целиком расположена выше линии $f = f_{солп}$, где f соответствует (I. 11), а $f_{солп}$ — салпетеровским выражениям [10]. Это означает, что для всех полученных в [1] моделей $f > f_{солп}$, т.е. учет экранирования по (I.11), (I.12) приводит

ЭВОЛЮЦИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА ПРИ АККРЕЩИИ. П

к меньшим временам эволюции по сравнению с формулами Салпетера. В этом можно убедиться и с помощью табл. 1, в которой предстанлены значения $f u f_{conn}$ на дне водородной оболочки ($p = p_{HP}$ $T = T_{H}$, X = 0.996) для полученных в [1] моделей белого карлика (см. (I табл. 1) и рис. 1). Для моделей 1 – 31 оба коэффициента мало отличаются друг от друга и близки к единице — на этом этапе роль экранирования

Примечание Z ₁ Z ₂ =1 (рр-цикл)		f/f _{cuAn}	<i>f</i> _{солп} 1.176	f 1.179	Мод. 3
		1.003	1.151	1.154	31
Z ₁ Z ₂ =7 (СN-цикл)		1.062	1.993	2.116	50
19		1.114	1.657	1.846	63
11	19	1.149	1.394	1.603	76
11	17	1.155	1.244	1.437	84

(как и самих термоядерных реакций) совершенно ничтожна и расхождения с [2] обусловлены различиями в непрозрачности и граничных условиях. После образования слоевого источникам энергии f заметно превышает $f_{\rm солд}$ (с переходом к реакциям CN-цикла произведение $Z_1 Z_2$ увеличивается), причем с ростом температуры отношение f/f_{coan} возрастает, втим, возможно, и объясняется некоторое различие формы кривых на рис. 1 при переходе к неустойчивости типа вспышки $(\mu_H \approx 0)$. Однако, несмотря на дальнейшее увеличение f/f_{coan} (CM. табл. 1), различие между f и f сол вскоре снова становится несущественным, т. к. после модели 63 форма кривой $T_H(\rho_H)$ определяется соотношением (2) и практически не зависит от эффекта экранирования (разумеется, до тех пор, пока можно пренебречь динамическими эффектами, т. е. пока $P_{\mu} \simeq \text{const}$). Следовательно, можно сделать вывод о том, что вид зависимости $T_H(\rho_{\mu})$ в целом слабо изменяется при более точном учете экранирования, за исключением, быть может, периода вспышки, соответствующего р_и ~ const. Однако влияние экранирующего эффекта заметно сказывается на времени эволюции, т. е. на скорости "движения" вдоль кривой $T_{\mu}(\phi_{H})$: длительность вспышки ($\rho_H \approx 0$) уменьшается за счет экранирования более чем в два раза (см. табл. 1). Эффект экранирования существенно уменьшает

401

время эволюции и на стадии, когда T_H и ρ_H связаны соотношением (2), в этом можно убедиться из рис. 4, на котором представлены результаты расчета зависимости (9) (при q = 0.5) в трех различных случаях: 1) $f_N \equiv 1$ (без учета экранирования); 2) с учетом экранирования по Салпетеру [10]; 3) с учетом f_N согласно [8].



Рис. 4. Зависимость (9) при q = 0.5, рассчитанная для случаев: 1) без экранирующего эффекта в энерговыделении; 2) с учетом экранирования по формулам Салпетера [10]; 3) с учетом f_M согласно [8].

Таким образом, результаты расчетов говорят о важности точного учета эффекта влектронного экранирования в термоядерных реакциях при исследовании тепловой неустойчивости во внешних слоях белого карлика.

Главная астрономическая обсерватория АН УССР

EVOLUTION OF A WHITE DWARF WITH ACCRETION OF HYDROGEN RICH MATTER. II

Yu. N. REDKOBORODY

The thermal runaway in hydrogen envelope of a white dwarf is investigated without calculating the stellar models. It is shown that one can obtain the temperature at the bottom of the hydrogen envelope from the energy balance in the hydrogen burning shell source.

ЭВОЛЮЦИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА ПРИ АККРЕЦИИ. П

Such an approximation permits to reveal the role of the screening effect in the development of the flash and to draw two important conclusions: a) the probability of overcoming the thermal instability is very small: b) the ignition point of helium can never be reached when stellar evolution is treated guasistatically.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Реднобородый, Астрофизика, 8. 261, 1972.

2. P. Giannone, A. Wetgert, Z. Astrophys., 67, 41, 1967.

3. M. Schwarzschild, R. Härm, Ap. J., 142. 855, 1965.

4. A. Welgert, Z. Astrophys., 64, 395, 1966.

5. W. K. Rose, Ap. J., 146, 838, 1966.

6. Р.Крафт, Варывные переменные как двойные звезды, Мир. М., 1965.

7. М. Шварциильд, Строение и эволюция звезд. ИЛ, М., 1967.

8. В. В. Порфирьев, Ю. Н. Редкобородый, Астрофизика, 5, 393, 1969.

9. Landolt-Börnstein, Num. data and functional relations in sci. and techn., New series, Gr. VI, Vol. 1, Springer-Verlag, 1965.

10. E. Salpster, Austr. J. Phys., 7, 373, 1954.

