

COMUNICACIÓN DE TRABAJO – CONTRIBUTED PAPER

Formación de enanas blancas DA con envolturas delgadas de hidrógeno

Marcelo Miguel Miller Bertolami, Leandro Gabriel Althaus y Alejandro Hugo Córscico

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, IALP-CONICET, Argentina. mmiller, althaus, acorsico@fcaglp.unlp.edu.ar

Abstract. We study the formation and evolution of DA white dwarfs, whose progenitor have experienced a Late Thermal Pulse (LTP) after the departure from the thermally pulsing Asymptotic Giant Branch. To this end, we compute the complete evolution of an initially $2.7 M_{\odot}$ star from the Zero Age Main Sequence through the thermally pulsing AGB and up to the ZZ Ceti domain in the white dwarf cooling track. We find that most of the H-rich material of the post-AGB remnant star is burnt during the post-LTP evolution, with the result that, at entering the ZZ-ceti domain the remaining H envelope becomes $4 \times 10^{-7} M_{\odot}$. In addition we studied the effect of possible mass loss rates during the PG1159 stage on the final H-mass of the star. We also add an appendix regarding an observation from the audience.

Resumen. Estudiamos la formación y la evolución de enanas blancas DA cuyo progenitor haya experimentado un pulso térmico tardío (LTP) luego de abandonar la etapa de los pulsos térmicos en la Rama Asintótica de las Gigantes (TP-AGB). Para esto se calculó la evolución completa de una estrella de $2.7 M_{\odot}$ de masa inicial desde la secuencia principal de edad cero (ZAMS), a través de la etapa de los pulsos térmicos en la cima de la AGB y hasta la región de las estrellas ZZ Ceti sobre la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas. Encontramos que la mayoría del material rico en hidrógeno es quemado durante la evolución posterior al LTP, de manera que al llegar a la región de las ZZ Ceti la masa de la envoltura de hidrógeno es de solo $4 \times 10^{-7} M_{\odot}$. Por completitud, se estudió el efecto de posibles pérdidas de masa durante la etapa de PG1159 sobre la masa final de la envoltura de hidrógeno. Además se agrega un apéndice relacionado con una de las observaciones de la audiencia.

1. Introducción

Es bien sabido que las enanas blancas constituyen el final de la vida de las estrellas de masa baja e intermedia. La mayoría de estas estrellas han pasado por la AGB y están caracterizadas por envolturas ricas en hidrógeno (H) y suelen ser mencionadas como enanas blancas DA (EB-DA) debido a su clasificación espectroscópica. De hecho las EB-DA conforman el 80 % de las enanas blancas analizadas espectroscópicamente.

Parte del avance en el entendimiento de estos objetos ha sido posible gracias a que algunos de ellos presentan variaciones multiperiódicas de luminosidad, las cuales han sido identificadas como debidas a pulsaciones no radiales de la estructura. El estudio del patrón pulsacional de estos objetos ha permitido imponer cotas a determinadas propiedades fundamentales de las EB-DA pulsantes (ZZ Ceti) como son; la composición del núcleo de carbono-oxígeno (C-O), la masa total y la estratificación química de la estrella. En particular esto último permite inferir la masa de la envoltura pura de H. El valor de ésta es de especial importancia para la teoría de evolución espectral (Fontaine y Wesemael 1987) de las enanas blancas que intenta explicar la dependencia de la fracción de enanas blancas deficientes en hidrógeno con la temperatura a lo largo de la secuencia de enfriamiento. La mayoría de los ajustes astrosismológicos sugieren que el tamaño de la envoltura pura de H es de $\sim 10^{-4}$ de la masa estelar (M_{\star}), lo cual esta en acuerdo con la teoría canónica de evolución estelar. Sin embargo, envolturas mas delgadas han sido inferidas para algunas ZZ Ceti (Bradley 2001), sugiriendo que posiblemente exista un rango de valores posibles para el contenido de hidrógeno de las EB-DA.

El propósito del presente trabajo es analizar la posibilidad de que una fracción de las EB-DA (aquellas con envolturas delgadas de H) sean descendientes de estrellas post-AGB que han sufrido un LTP después de la salida de la AGB. Durante un LTP el H es diluido como consecuencia de la penetración del borde inferior de la envoltura convectiva (en regiones deficientes en H) que ocurre luego de un flash de Helio (He) intenso. Como consecuencia de este flash de He la estrella es empujada nuevamente hacia la región de las gigantes, al tiempo que sus abundancias superficiales son fuertemente alteradas, mostrando finalmente abundancias de He, C y O típicas de los objetos PG1159 (Bloeker 2001). Analizamos la posibilidad de que durante la evolución posterior al LTP, el H que ha sido llevado hacia las regiones mas internas (durante el LTP) sea quemado mientras el remanente se va contrayendo hacia la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas. De manera que el contenido total de H sea fuertemente disminuido y luego la acción de los procesos de difusión formaran una EB-DA con envoltura delgada de H.

Presentamos entonces el cálculo evolutivo completo de una estrella de inicialmente $2,7 M_{\odot}$, que sufre en LTP a la salida de la AGB, desde la ZAMS hasta la etapa de las ZZ Ceti. Los cálculos aquí presentados han sido realizados con un código de evolución estelar detallado (Althaus 2003 y referencias allí mencionadas). De especial importancia para el presente trabajo es la inclusión en el modelado de procesos de mezcla extra mas allá del borde convectivo formal dado por el criterio de Schwarzschild-Ledoux, los cuales son necesarios para obtener abundancias superficiales ricas en O en acuerdo con las observaciones de estrellas PG1159 (Herwig 2001). Las etapas evolutivas previas a la salida de la AGB han sido descritas de manera detallada en Althaus et al. (2005). Para el presente trabajo la pérdida de masa durante la TP-AGB fue elegida para que luego de experimentar 10 pulsos térmicos en la AGB la estrella sufriese un último pulso térmico mientras evolucionaba a luminosidad constante hacia la secuencia de enfriamiento y su temperatura era de ~ 100000 K.

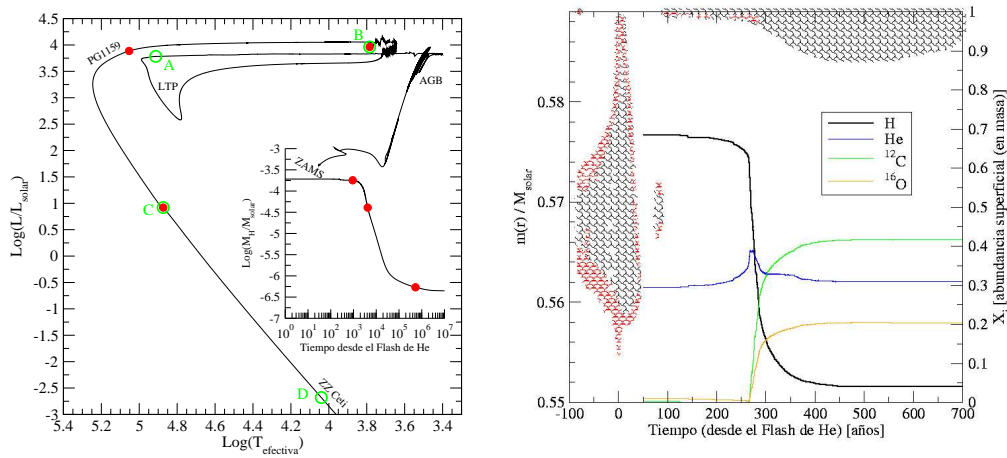


Figura 1. *Izquierda:* (1a) Diagrama HR de la secuencia evolutiva presentada en este trabajo. Las letras indican la ubicación de los modelos correspondientes a los diferentes paneles de la Figura 2. El gráfico interno muestra la evolución temporal del contenido de H luego del LTP (los puntos rojos corresponden a los marcados de igual manera en el HR). *Derecha:* (1b) Evolución de las zonas convectivas durante y luego del LTP (eje y izquierdo). Las curvas denotan la evolución de las diferentes abundancias superficiales (eje y derecho).

2. Resultados

En la Figura 1a se muestra la evolución en el diagrama HR de la secuencia calculada en este trabajo, allí se indica la ubicación de varias etapas relevantes para la formación de la EB-DA con envoltura delgada. En particular puede verse como después de los pulsos térmicos en la cima de la AGB (cuando su masa se ha reducido a $0.589 M_{\odot}$) la estrella sufre un LTP cuando su temperatura es $\text{Log}(T_{\text{eff}}) \sim 5$ que la lleva nuevamente hacia la región de las gigantes en aproximadamente 100 años. Es en la región de las gigantes donde se producen fuertes cambios en las abundancias superficiales (ver figura 1b) cuando el material de la pequeña envoltura remanente rica en hidrógeno es mezclada con el material de regiones ya procesadas por la quema de H (Figura 1b donde se muestra la penetración del borde inferior de la envoltura convectiva, ver también Bloeker 2001). Como consecuencia de estos fenómenos de mezcla las abundancias superficiales alcanzan valores típicos de los objetos PG1159, es decir una superficie rica en He/C/O (31/42/20 en masa respectivamente). Es interesante notar que el H ha sido diluido a valores muy bajos (4%), cerca del límite de detección en objetos PG1159 (Werner 2001), lo cual ocurre debido a que el hidrógeno inicialmente en la pequeña envoltura ha sido desparramado en una región mucho más amplia (ver panel B de la figura 2), hasta una profundidad de $4,5 \times 10^{-3} M_{\odot}$. Luego de permanecer en la región de las gigantes (a $\text{Log}(T_{\text{eff}}) < 3,8$) durante aproximadamente 2800 años, el remanente comienza a contraerse nuevamente hacia la secuencia de enfriamiento. Esta compresión (y el consecuente cambio en el perfil

de temperaturas de la estrella) produce que el hidrógeno que ha sido depositado por la convección en las regiones más internas se reencienda. Para el momento en que la estrella llega a la región de las PG1159 el contenido de hidrógeno en la estrella ha disminuido de $1,8 \times 10^{-4}$ a $4 \times 10^{-5} M_{\odot}$. El cambio en el contenido de H de la estrella puede verse en el gráfico interior de la figura 1a donde se muestra la evolución del contenido total de H en la estrella como función del tiempo. Allí también puede verse que la mayor parte de la quema de H ocurre en los primeros 100000 años luego del LTP, luego de los cuales el contenido total de hidrógeno del remanente es $\sim 4,2 \times 10^{-7} M_{\odot}$. Es interesante notar que como la quema del H ocurre, mediante el ciclo CNO, en un ambiente extremadamente rico en ^{12}C , gran parte del ^{12}C de esas regiones es transformado en ^{13}C y ^{14}N , lo que produce regiones con abundancias inusualmente grandes de ^{13}C y ^{14}N (ver panel C de la figura 2). Finalmente en la secuencia de enfriamiento de las enanas blancas el asentamiento gravitacional (producido por el alto campo gravitacional de la enana blanca) lleva a la separación de los elementos más pesados, como consecuencia de lo cual el objeto se transforma en una estrella enana blanca con una delgada envoltura pura de hidrógeno de $\sim 2,6 \times 10^{-7} M_{\odot}$ (Panel D, figura 2). Observar también que, como consecuencia también del asentamiento gravitacional al llegar a la etapa de las ZZ Ceti la estrella posee una estructura altamente estratificada, donde pueden apreciarse: Una envoltura pura de H, una envoltura pura de He y debajo de esta y por encima del núcleo de C-O una región rica en C, O, He y N. Otro efecto interesante a notar es el de la mezcla Rayleigh-Taylor que tiene lugar en $\text{Log}(m(r)/M_{\star}) \sim -1$ debido a la inversión del peso molecular medio. Esta mezcla produce el aplanamiento de los picos de C y O en el núcleo de la estrella (comparar paneles C y D de la figura 2). Además del cálculo comentado arriba se realizó un cálculo complementario a fin de analizar el efecto de una posible pérdida de masa de $5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ durante su evolución en la etapa PG1159 (desde $\text{Log}(T_{\text{eff}}) \sim 5$ a $\text{Log}(T_{\text{eff}}) \sim 5,2$) similares a las observadas por Koesterke et al. 1998. Se encontró que esas pérdidas de masa podían reducir el contenido de H en más de un factor 2 y por lo tanto reducir el tamaño de la envoltura de H en la etapa ZZ Ceti.

3. Conclusiones

Este trabajo fue específicamente diseñado para estudiar la posibilidad de que estrellas post-AGB que sufren un LTP evolucionen, en la secuencia de enfriamiento de enanas blancas, hacia estrellas EB-DA con envolturas delgadas de hidrógeno. Para eso se realizó un cálculo evolutivo completo desde la ZAMS a través de la TP-AGB y la región de las estrellas PG1159 hasta la etapa de enana blanca. Nuestros cálculos muestran que luego del LTP mientras la estrella evoluciona hacia la etapa de enana blanca casi todo el H contenido en la estrella es quemado, reduciéndose a unas pocas $10^{-7} M_{\odot}$; valor más de dos órdenes de magnitud inferior al que tenía la estrella al abandonar la AGB. Además hemos realizado un cálculo complementario donde se muestra que el contenido total de H podría reducirse en más de un factor 2 si ocurriesen episodios de pérdida de masa similares a los observados. Dado que una fracción importante de las estrellas que abandonan la AGB es esperable que sufran un LTP (Bloeker 2001), es esperable también que una fracción no despreciable de las estrellas EB-DA

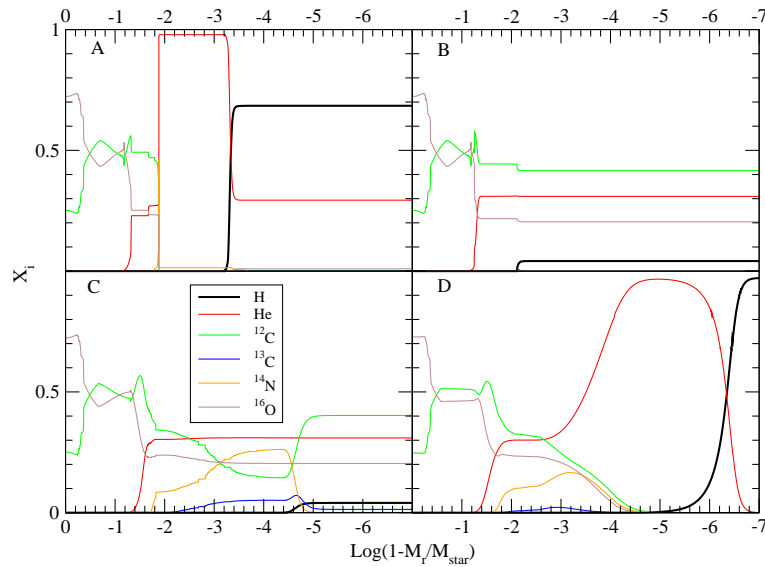


Figura 2. Abundancias químicas en los interiores de los modelos marcados en la Figura 1a. Notar especialmente la pequeña envoltura de H que se ha formado cuando la estrella alcanza la región de las ZZ Ceti (Panel D).

posean envolturas delgadas de H. Este resultado está en acuerdo con las inferencias astrosismológicas en estrellas ZZ Ceti (Bradley 2001), que parecen indicar la existencia de un rango de masas posibles (entre 10^{-4} y 10^{-7}) para las envolturas de H de estos objetos. Los resultados presentados en este trabajo muestran que es posible formar tales envolturas delgadas de H en el contexto de la teoría de evolución estelar estandar.

Referencias

- Althaus, L. G., Serenelli, A.M. et al. 2003, *A&A*, 404, 593
 Althaus, L. G., Serenelli, A.M. et al. 2005, *A&A*, 435, 631
 Blöcker, T. 2001, *ApSS*, 275, 1
 Bradley, P. 2001, in “White Dwarfs”, Proc. of the 12th European Workshop on white dwarf stars, Kluwer, 445
 Chapman, S. y Cowling T. 1939, “The mathematical theory of non-uniform gases”, Cambridge University Press.
 Fontaine G., y Wesemael, F. 1997, Proc. of the 10th European Workshop on white dwarf stars, Kluwer, 173
 Herwig, F. 2001, *ApSS*, 275, 15
 Koesterke L., Dreizler, S, Rauch, T. 1998, *A&A*, 330, 1041
 Huang, K. 1987, “Statistical Mechanics”, John Wiley & Sons
 Vauclair, S., et al. 1979, *ApJ*, 227, 526, 1979

Werner, K. 2001, ApSS, 275, 27

4. Apéndice: Estimación del efecto de los campos magnéticos sobre la difusión en enanas blancas

Una de las observaciones surgidas en la audiencia durante la presentación de este trabajo se refería al posible efecto de los campos magnéticos sobre la difusión en las enanas blancas (efecto que no fue considerado en el presente trabajo). En lo que sigue presentamos una estimación ruda de este efecto.

Es bien sabido que el efecto de un campo magnético fijo (\vec{B}) sobre el movimiento de los iones en el material estelar es el de producir que entre dos choques sucesivos los iones se muevan describiendo trayectorias helicoidales alrededor de la dirección de \vec{B} . Esto produce que las componentes de la velocidad en el plano perpendicular a \vec{B} sean alteradas, mientras que la componente en la dirección de \vec{B} permanece igual que en ausencia de \vec{B} . Como derivan Chapman y Cowling (1939) bajo la aproximación de camino libre, la presencia de \vec{B} produce que las velocidades de difusión paralelas a \vec{B} permanezcan inalteradas mientras que la componente perpendicular al campo es disminuida en un factor $(1 + \omega^2\tau^2)$ (ver también Vauclair et al. 1979), donde ω es la frecuencia angular de rotación de los iones alrededor de \vec{B} $\omega = \frac{ZeB}{m_i c}$ (en e.s.u.) y τ es el tiempo medio entre colisiones, el cual siguiendo a Huang (1987) puede estimarse

por $\tau = \frac{\sqrt{\pi/8}}{n\sigma_{\text{tot}}v}$, (n es la densidad numérica y σ_{tot} es la sección eficaz total de las partículas que colisionan). El efecto del campo magnético será apreciable cuando $\omega\tau \sim 1$. Escribiendo a B en gauss y reemplazando en la expresión anterior los valores de e , m y c obtenemos que $\omega \sim 10^4 \times B$. Para estimar el tiempo medio entre choques debemos estimar la sección eficaz. En muy buena aproximación puede pensarse que la interacción entre dos iones es electrostática. En el interior de las estrellas la situación usual es que alrededor de un ion se forme una nube de electrones libres que apantallan su potencial. Como consecuencia de esto la energía potencial entre iones es $V = \frac{V_0 e^{-r\alpha}}{r}$ con $\alpha = 1/r_D$ $V_0 = Z_1 Z_2 e^2$. Esto corresponde a un potencial tipo Yukawa, cuya sección eficaz es $\sigma_T = \frac{4\mu^2 V_0^2}{\hbar^4} \frac{4\pi}{\alpha^2(\alpha^2 + 4k^2)}$ (μ es la masa reducida de la colisión considerada y $k \sim \frac{mv}{\hbar}$). Usando que $e/\hbar \sim c/137$ y estimando v según el valor térmico a 10^7 K (a mayores temperaturas el H, que es el elemento que nos interesa, se quema), tenemos que $v \sim 4 \times 10^7$ cm/seg y por lo tanto $k \sim 6,60 \times 10^{12} m^{-1}$. Reemplazando estos valores en la expresión de σ se obtiene $\sigma_T \sim 1,35 \times 10^{34} \mu^2 (Z_1 Z_2)^2$. Para las colisiones ion-ion tenemos entonces $\sigma_i \sim 10^{-20} m^2$, mientras que para las colisiones ion-electron el valor es muy inferior (μ es mucho menor y v mucho mayor, mientras que el resto de los términos (y la densidad numérica) es similar. De manera que σ_e puede despreciarse y considerar $\sigma_T \sim \sigma_i$. La densidad numérica de los blancos para las colisiones (ion-ion en nuestro caso) puede estimarse como $n_i \sim \rho/m_H$. Usando estos valores obtenemos para τ la expresión $\tau \sim \frac{2,5 \times 10^{-15}}{\rho}$ con ρ en c.g.s. Por lo tanto $\omega\tau \sim 1$ implica que $B_{\text{gauss}} \sim \rho_{\text{cgs}} \times 10^{11}$. Vemos entonces que aún para densidades tan pequeñas como 10^{-3} gr/cm³ (valores menores a los típicos en las envolturas de enanas blancas), se tiene que el campo magnético debería ser de aproximadamente 10^8 gauss para ser relevante para la difusión. En vistas de la estimación anterior y de que solo una pequeña fracción de las enanas blancas ($\sim 5\%$) poseen campos magnéticos por encima de 10^5 gauss, podemos decir que no parece ser necesario incluir este efecto en el estudio de la difusión de la mayoría de las enanas blancas (salvo, quizás, en regiones de la atmósfera donde $\rho \sim 10^{-6}$ gr/cm³).