

Manejo de modelos de evolución estelar

Julen Expósito

Se posee una muestra de modelos de evolución estelar que ofrecen información sobre la estructura y magnitudes macroscópicas de estrellas desde $0.8M_{\odot}$ a $120M_{\odot}$ y con metalicidad solar, tanto con rotación como sin ella. Los modelos cubren desde la ZAMS hasta el final de la fase de quema de carbono en núcleo para las estrellas más masivas, hasta el inicio de la rama asintótica de las gigantes para las estrellas de masa intermedia y hasta el flash de helio para las estrellas de baja masa (llamando aquí estrellas de baja masa a las estrellas cuyo núcleo se degenera antes del inicio de la quema central de helio).

En este trabajo estudiaremos la evolución de la muestra de estrellas sin rotación a lo largo de todo el rango de masas, centrándonos en las estrellas de masa baja e intermedia, y profundizando especialmente en la evolución completa calculada para el modelo de $5M_{\odot}$.

I. ANÁLISIS DE LOS MODELOS

i. Variación de la abundancia de H y He con el tiempo

Veamos cómo varía la abundancia central de hidrógeno y helio con el tiempo para dos estrellas de distinta masa: una de $5M_{\odot}$ y otra de $12M_{\odot}$.

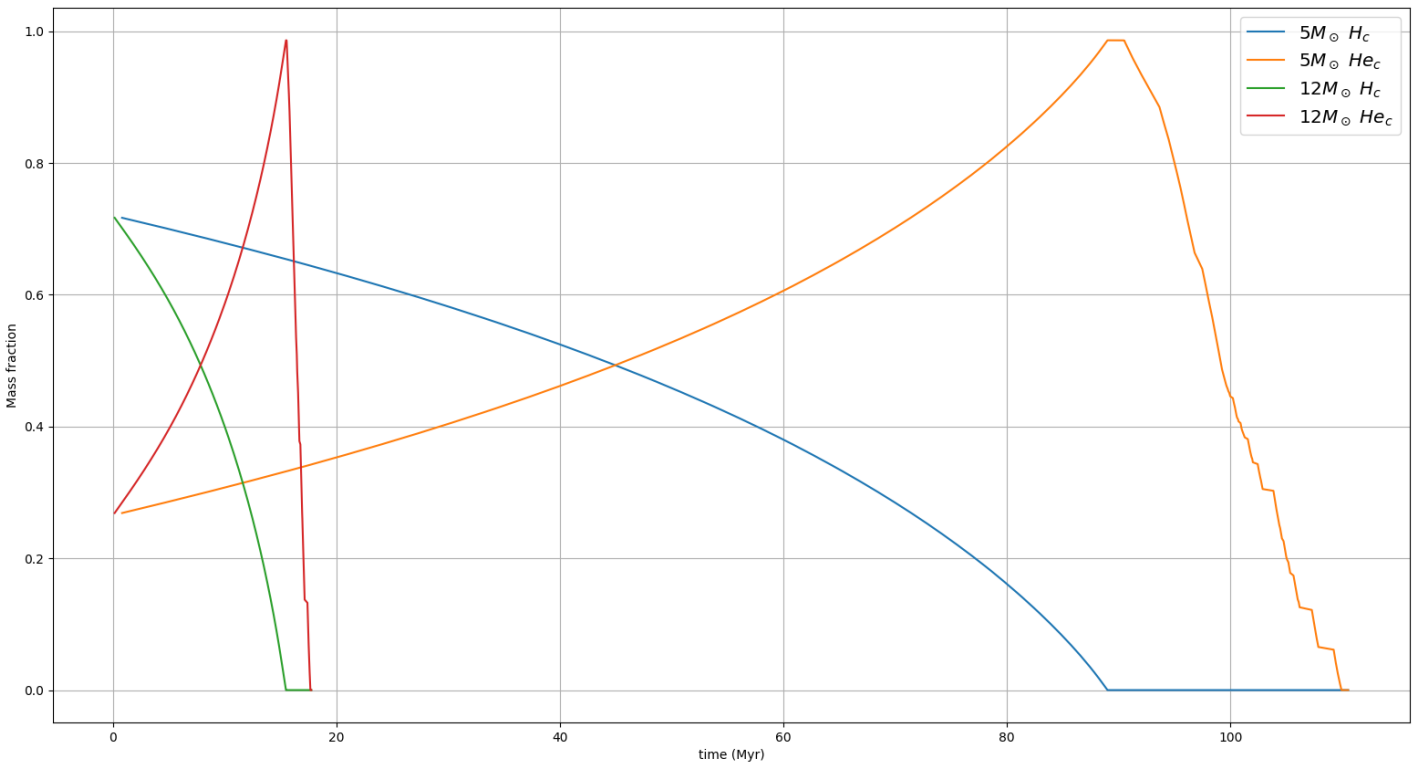


Figura 1: Variación de la fracción de masa central de hidrógeno y helio para dos estrellas de 5 y 12 masas solares, desde la ZAMS hasta que deja de haber helio en el centro de ambas estrellas.

Nótese que la relación cualitativa con el tiempo de las abundancias de hidrógeno y helio para ambas estrellas es similar: inicialmente se va reduciendo la cantidad de hidrógeno y la de helio crece en consonancia, hasta que deja de haber hidrógeno, tras lo cual comienza a reducirse la cantidad de helio. Esta reducción ocurre con mayor rapidez que la reducción de hidrógeno anterior.

Esto es coherente con nuestro entendimiento de la evolución de las estrellas. Tras llegar a la ZAMS, el núcleo

de ambas estrellas está suficientemente caliente como para consumir hidrógeno en cadenas de las que surgen átomos de helio, convirtiendo, pues, el hidrógeno en helio. De ahí la reducción de la abundancia de uno y el aumento de la abundancia del otro. Una vez se ha quemado todo el hidrógeno, llega un punto en el que la temperatura central es suficiente como para quemar helio mediante reacciones triple alfa, empezando entonces a reducirse su abundancia según se utiliza como combustible para formar elementos más pesados.

También puede observarse con claridad que todo este proceso ocurre con mucha mayor velocidad para la estrella de 12 masas solares que para la estrella de 5. Esto también era esperable: las estrellas con mayor masa consumen más rápido su combustible nuclear que las de baja masa. Esto es necesario para mantener el equilibrio termodinámico, pues la presión gravitatoria que sufre el núcleo crece con la masa.

La fase de secuencia principal de las estrellas finaliza cuando se consume todo su hidrógeno, por lo que esta gráfica nos da también el tiempo que pasa cada una de estas estrellas en la secuencia principal:

Sec. Princ. $5M_{\odot}$: 88.996 Myr.

Sec. Princ. $12M_{\odot}$: 15.498 Myr.

El tiempo de vida de la estrella será similar al tiempo que pasa en la secuencia principal, pues el resto de etapas evolutivas son mucho más rápidas. Podemos, pues, comparar estos resultados con el tiempo de escala nuclear. Tenemos:

$$\tau_{nuc} \propto \frac{M}{L}.$$

Si consideramos las relaciones de homología para estrellas en este rango de masas (se desarrollará esto en mayor detalle en la sección 2.3), tenemos que $L \propto M^3$, y, por tanto, $\tau_{nuc} \propto M^{-2}$. Esperaríamos, pues, que el tiempo de vida entre ambas estrellas tenga un ratio de $12^{-2}/5^{-2} \approx 0.17$. Si hacemos el cálculo:

$$\frac{\tau_{12}}{\tau_5} = \frac{15.498}{88.996} = 0.1741.$$

Parece ajustarse bastante bien.

Hay otro detalle llamativo en la gráfica; podemos ver en la estrella de 5 masas solares un periodo en el cual ya no queda hidrógeno en el núcleo, pero el helio aún no se está quemando. Esto no es inusual: para que comience a quemarse helio tienen que darse las condiciones necesarias para activar las reacciones triple alfa, y eso no ocurre automáticamente después de que termine de quemarse todo el hidrógeno. Lo que sucede en el caso de la estrella de 12 masas solares es que el periodo entre que termina de quemarse el hidrógeno y empieza a quemarse el helio es muy pequeño frente a la vida total de la estrella (de unos 5000 años, según el modelo), por lo que a la escala representada no puede apreciarse.

II. Trazas evolutivas

Veamos las trazas evolutivas de estrellas de distinta masa:

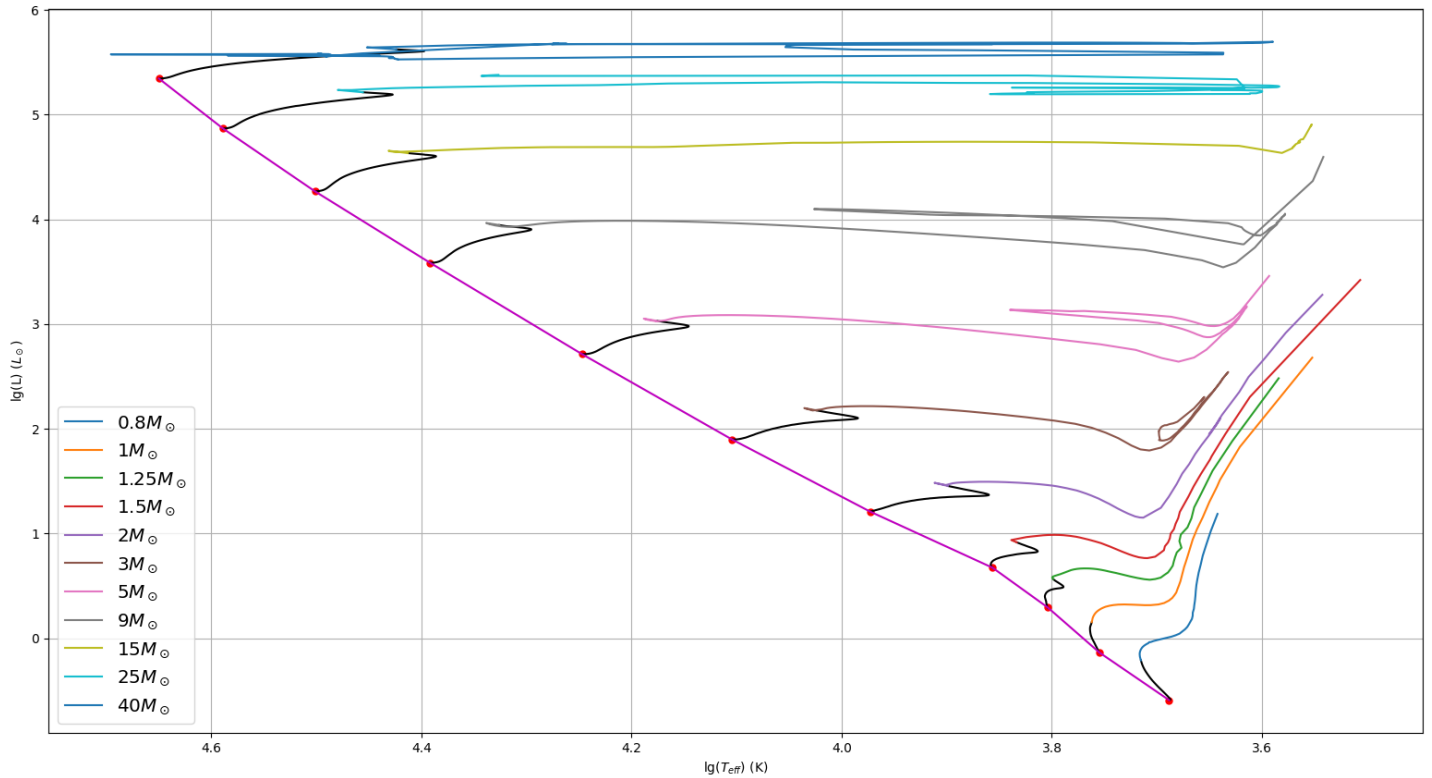


Figura 2: Diagrama HR durante toda la evolución modelada de las estrellas sin rotación con masas $M = 0.8, 1, 1.25, 1.5, 2, 3, 5, 9, 15, 25$ y $40 M_{\odot}$. La ZAMS entre 0.8 y 40 masas solares está representada por la línea morada, en la que los puntos rojos corresponden a la ZAMS de las distintas estrellas consideradas. La evolución de las estrellas durante la secuencia principal está representada en negro.

Y los tiempos de vida:

Masa (M_{\odot})	ZAMS (Myr)	Salida de la MS (Myr)
0.8	74.784	21463
1	44.870	8466.5
1.25	27.428	4213.1
1.5	15.987	2239.2
2	9.150	1017.0
3	2.860	323.21
5	0.833	88.996
9	0.249	26.509
15	0.118	11.133
25	0.060	6.371
40	0.036	4.477

Tabla 1: Tiempo de vida de cada estrella al llegar a la ZAMS y al salir de la secuencia principal.

Algo fácilmente observable en la gráfica la relación entre la masa de la estrella y su luminosidad y temperatura efectiva en la ZAMS. En la secuencia principal, las estrellas con mayor masa tienen luminosidades y temperaturas efectivas mayores. Nótese en la tabla 1 cómo el tiempo de vida al llegar a la ZAMS de las estrellas de mayor masa es más pequeño que el de estrellas de masas menores, tal y como se ha explicado en la sección anterior.

Durante el paso por la secuencia principal hay una clara diferencia cualitativa entre el camino realizado en el diagrama por las dos estrellas de masa menor a $1.25M_{\odot}$ y las de masa superior. Esto se debe a las diferencias en el comportamiento interno de la estrella para mantener el equilibrio.

Según se va quemando helio, el peso molecular medio aumenta, lo cual a su vez ocasiona un aumento de la luminosidad ($L \propto \mu^4$). En estrellas de alta masa, ρ_c y T_c no cambian excesivamente durante la MS, puesto que en dichas estrellas domina el ciclo CNO y la energía producida por el mismo varía muy fuertemente con la temperatura ($\epsilon_{CNO} = \rho T^{18}$). Como $P_c = \rho_c T_c / \mu \propto R^{-3}$, el radio aumenta en respuesta al aumento del peso molecular. Finalmente, debido a que $L \propto R^2 T_{eff}^4$, el aumento de luminosidad no compensa el aumento de radio y T_{eff} se reduce.

En cambio, en estrellas de baja masa domina la cadena pp, cuya energía producida varía más suavemente con la temperatura ($\epsilon_{pp} = \rho T^4$), haciendo más resaltante el aumento de ρ_c y T_c durante la evolución en la MS y compensando en mayor medida el aumento de μ . El radio de estas estrellas, por tanto, no crece tanto como en el caso de las más masivas y el aumento de luminosidad ocasiona un aumento de la temperatura efectiva.

Otra diferencia resaltante es el aumento repentino de temperatura efectiva que presentan las estrellas de alta masa al final de su evolución en la secuencia principal. Esto se debe a que, cuando queda demasiado poco hidrógeno, la energía nuclear no es capaz de mantener el equilibrio y la estrella experimenta una contracción de Kelvin-Helmholtz. Esta reducción del radio conlleva un aumento de la temperatura efectiva y la luminosidad. La contracción finaliza cuando la temperatura fuera del núcleo de helio crece lo suficiente como para que empiece a quemarse hidrógeno en las capas internas de la estrella, dando paso a la evolución post-secuencia principal.

Para las estrellas de mayor masa el análisis del diagrama se hace imposible a partir de este punto, debido a la rápida creación de elementos metálicos que van afectando bruscamente a la posición de la estrella en el diagrama HR. Respecto al resto, el comportamiento observado al inicio de la post-secuencia principal es similar para todas las estrellas. La quema de hidrógeno en capa produce efecto espejo: el núcleo de helio sigue contrayéndose por la falta de reacciones nucleares, mientras que las capas externas se expanden en consecuencia para mantener el equilibrio. Con el crecimiento de R viene el decrecimiento de T_{eff} . Esta etapa evolutiva es llamada la rama de las sub-gigantes. El crecimiento posterior de luminosidad, la rama de las gigantes rojas, se da debido a que las capas externas se hacen convectivas como consecuencia del aumento de opacidad que acompaña a la reducción de temperatura efectiva, iniciando un proceso de dragado. La eficiencia con la que la energía es transportada a la superficie crece notoriamente y eso lleva a un aumento de la luminosidad.

A partir de aquí la modelización de la evolución de las estrellas con una masa inferior a 5 masas solares se para. Esto se debe al siguiente proceso: con el colapso continuado del núcleo de helio, en las estrellas de baja masa este acaba volviéndose degenerado. Cuando la densidad y la temperatura son tales que permiten la fuertemente dependiente de la temperatura reacción triple alfa, el helio empieza a quemarse produciendo una cantidad enorme de energía nuclear. Debido a que la presión de un gas de electrones degenerado no depende de la temperatura, el núcleo no puede expandirse inicialmente debido a la nueva fuente de energía hasta dejar de estar degenerado. Tras unos segundos de una intensa explosión de energía derivada de las reacciones triple alfa, el núcleo deja de estar degenerado y empieza ya a expandirse como respuesta a la energía térmica, reduciéndose la densidad y la temperatura, y con ellas el ratio de reacciones nucleares. Todos estos cambios ocurren a gran velocidad y es imposible simularlos computacionalmente.

En estrellas de masa mayor el núcleo nunca llega a degenerarse. Por lo que el núcleo reacciona automáticamente con una expansión ante el inicio de las reacciones triple alfa. Esta expansión empuja hacia fuera la capa donde se está quemando hidrógeno, enfriándola y reduciendo la cantidad de energía nuclear producida. A esto se debe el decrecimiento abrupto de luminosidad tras la rama de las gigantes rojas, al que acompaña también un decrecimiento en el radio.

Lo siguiente que vemos es el inicio del llamado blue loop. La contracción de la estrella comprime la capa que está quemando hidrógeno, haciendo que vuelva a aumentar la energía que produce y calentando más las capas externas, por lo que la estrella aumenta su temperatura efectiva. Llega un punto en el que la energía generada por la quema de Helio no es suficiente para evitar el colapso del núcleo, por lo que el radio de la

estrella aumenta por efecto espejo, reduciendo la temperatura efectiva. Cuanto mayor es la masa de la estrella, más aumenta su temperatura efectiva antes de que se de este colapso; esa es la razón por la que el blue loop es más largo para masas mayores en el diagrama HR.

Finalmente, se termina todo el helio central y las estrellas experimentan un proceso análogo al que experimentó tras salir de la secuencia principal, pues ahora el núcleo está puramente formado por carbono y oxígeno, sin que haya suficiente temperatura como para generar reacciones que impidan el colapso del mismo, y en capas superiores tenemos quema de helio y quema de hidrógeno que van a llevar de nuevo al efecto espejo.

La rama vertical en la que termina la parte modelada de la evolución de las estrellas de masa intermedia es la rama asintótica de las gigantes, en la cual se produce un segundo proceso de dragado.

III. Relaciones de escala

Si consideramos estrellas completamente radiativas y homogéneas, compuestas por un gas ideal, todas con la misma composición química y opacidad constantes y con un ritmo de generación de energía nuclear dado por $\epsilon_{nuc} = \epsilon_0 \rho T^\nu$, podemos obtener unas sencillas relaciones para distintas magnitudes de las estrellas de la ZAMS.

En estas condiciones, tenemos que la luminosidad, densidad central y temperatura central de las estrellas cambian con la masa según las siguientes relaciones de proporcionalidad:

$$L \propto M^3, \quad \rho_c \propto M^{\frac{2(3-\nu)}{\nu+3}}, \quad T_c \propto M^{\frac{4}{\nu+3}}.$$

Para una estrella cuya energía nuclear proviene únicamente de las cadenas p-p, $\nu = 4$. Si, en cambio, proviene del ciclo CNO, $\nu = 18$. A la hora de graficar las relaciones de homología para la densidad y la temperatura, vamos a considerar un rango de estrellas de baja masa dominadas por cadenas p-p y un rango de estrellas de alta masa dominadas por ciclo CNO. La fuerte dependencia con la temperatura del ciclo CNO hace que a partir de ciertas temperaturas centrales domine por completo, pero su temperatura de ignición es mayor que la de la cadena p-p, por lo que esta domina a temperaturas centrales propias de las estrellas menos masivas.

Grafiquemos la relación Luminosidad-Masa para el rango de masas considerado en la sección anterior, junto con la relación de homología y un ajuste que considere dos rangos de masas y deje libre el exponente.

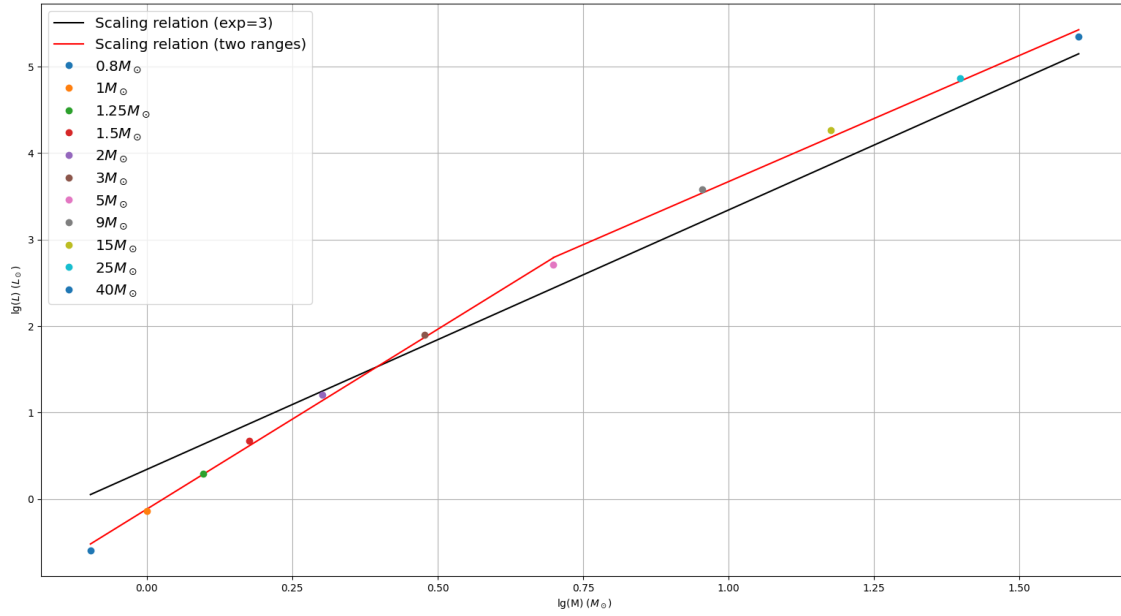


Figura 3: Relación L - M para las estrellas sin rotación con masas $M = 0.8, 1, 1.25, 1.5, 2, 3, 5, 9, 15, 25$ y $40 M_{\odot}$ en la ZAMS. La línea negra corresponde a la relación de homología $L \propto M^3$, considerando misma composición y opacidad para todas las estrellas. La línea roja corresponde al mejor ajuste de α en la relación $L \propto M^{\alpha}$ para dos rangos de masas: las masas inferiores a $2M_{\odot}$ ($\alpha = 4.16$) y las superiores ($\alpha = 2.92$).

Puede observarse cómo hay un cambio de pendiente claro al pasar de bajas masas a altas masas que la relación de homología no predice.

Esto puede deberse a que las estrellas no son completamente radiativas: las estrellas de menos de $1.5M_{\odot}$ tienen capas externas convectivas, y para masas mayores empiezan a tener un interior radiativo, que ocupa mayor radio cuanto más masiva es la estrella.

Aun así, es improbable que esto tenga mucho efecto: no hay ningún cambio de tendencia apreciable en los rangos de masas pequeñas en las que pasamos de exterior convectivo e interior radiativo a exterior radiativo e interior convectivo, ni tampoco el crecimiento de la zona interna convectiva para masas mayores parece afectar a la tendencia a masas más grandes. Una vez separas en dos zonas, el ajuste a una relación $L \propto M^{\alpha}$ es bastante sólido en ambos rangos.

Todo apunta a que el principal factor que causa el cambio de pendiente es la opacidad. La relación presentada anteriormente supone misma opacidad constante para todas las estrellas, pero en realidad no lo es. Su naturaleza varía mucho con la masa: para masas bajas, la opacidad crece con la densidad y decrece con la temperatura, ambas muy correlacionadas con la masa, según la ley de opacidad de Kramers $\kappa \propto \rho T^{7/2}$. Esto es lo que causa que la pendiente sea mayor en el modelo que lo que deduce la relación descrita anteriormente.

Para altas masas, en cambio, el scattering de electrones domina la opacidad y este depende principalmente de la composición de las estrellas. Como el modelo da composición solar inicial a todas las estrellas, no es esperable que tenga mucho efecto. Probablemente por ello tenemos una pendiente tan similar a 3, reforzando la idea de que es la opacidad el principal factor diferenciador aquí.

Veamos ahora la relación entre la densidad central y la masa con un acercamiento similar al anterior, esta vez dejando libres los valores ν en los ajustes:

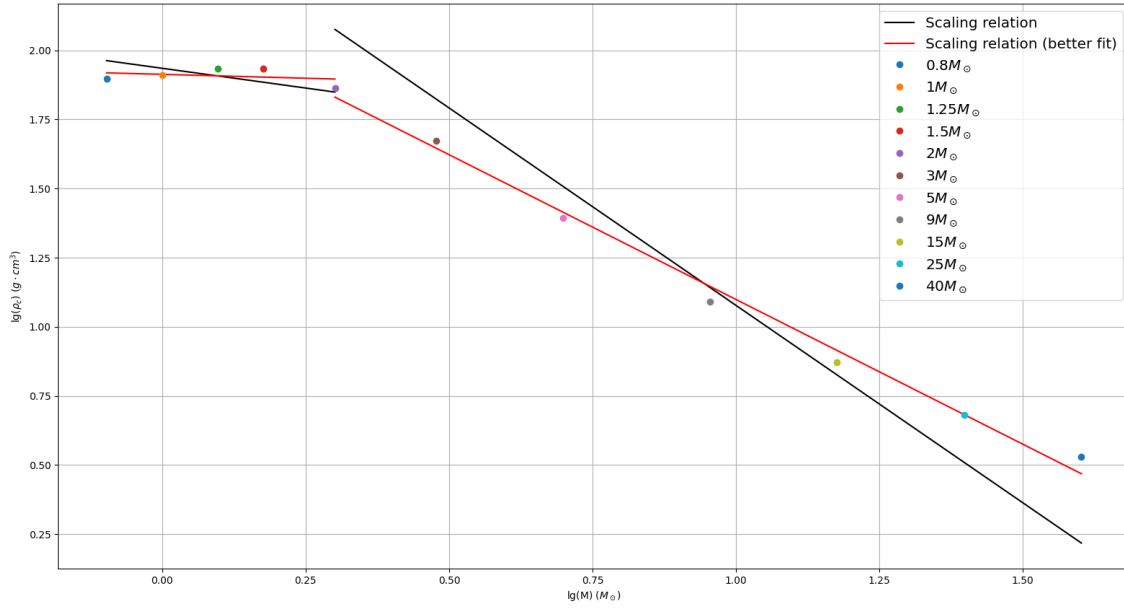


Figura 4: Relación ρ_c - M para las estrellas sin rotación con masas $M = 0.8, 1, 1.25, 1.5, 2, 3, 5, 9, 15, 25$ y $40 M_\odot$ en la ZAMS. Se consideran dos rangos de masas: las masas inferiores a $2M_\odot$ y las superiores. Ambas líneas corresponden a la relación de homología $\rho_c \propto M^{\frac{2(3-\nu)}{\nu+3}}$, considerando misma composición y opacidad para todas las estrellas. La línea roja corresponde al mejor ajuste de ν ($\nu = 3.17$ en masas bajas y $\nu = 9.60$ en masas altas) y la línea negra considera que toda la energía nuclear en bajas masas corresponde a la cadena p-p y toda la energía en altas masas a la cadena CNO ($\nu = 4$ y $\nu = 18$, respectivamente).

La aproximación de estrellas completamente radiativas que generan energía como $\epsilon_{nuc} = \epsilon_0 \rho T^4$ a bajas masas donde domina la cadena p-p es, ciertamente, ideal, pero ninguna corrección a la expresión de cómo depende exactamente la energía nuclear generada con la temperatura va a llevarnos a que la densidad aumente con la masa para estrellas de baja masa. Todo apunta, pues, a que de nuevo la discrepancia se debe principalmente a la opacidad y el efecto que esta tiene en la relación final, provocando un ligero aumento de la densidad con la masa hasta que la opacidad empieza a desligarse de la temperatura y la densidad.

Respecto a las estrellas de masa mayor, encontramos un valor de ν ajustado bastante menor a 18. Además, a diferencia de en la relación L-M, en este caso la tendencia no parece aproximarse demasiado bien a una recta: la reducción del logaritmo de la densidad central con el aumento de la masa va aplanándose ligeramente para masas crecientes.

Como hemos dicho antes, hay una característica de las estrellas de alta masa no considerada por las condiciones de las relaciones de proporcionalidad definidas: poseen un interior convectivo que va ocupando más y más volumen de la estrella según aumenta la masa. Esa es la fuente de error más probable: cuanto mayor parte de la estrella es convectiva, más se suaviza la reducción de la densidad central con la masa.

Finalmente, veamos qué pasa con la relación entre la temperatura y la masa:

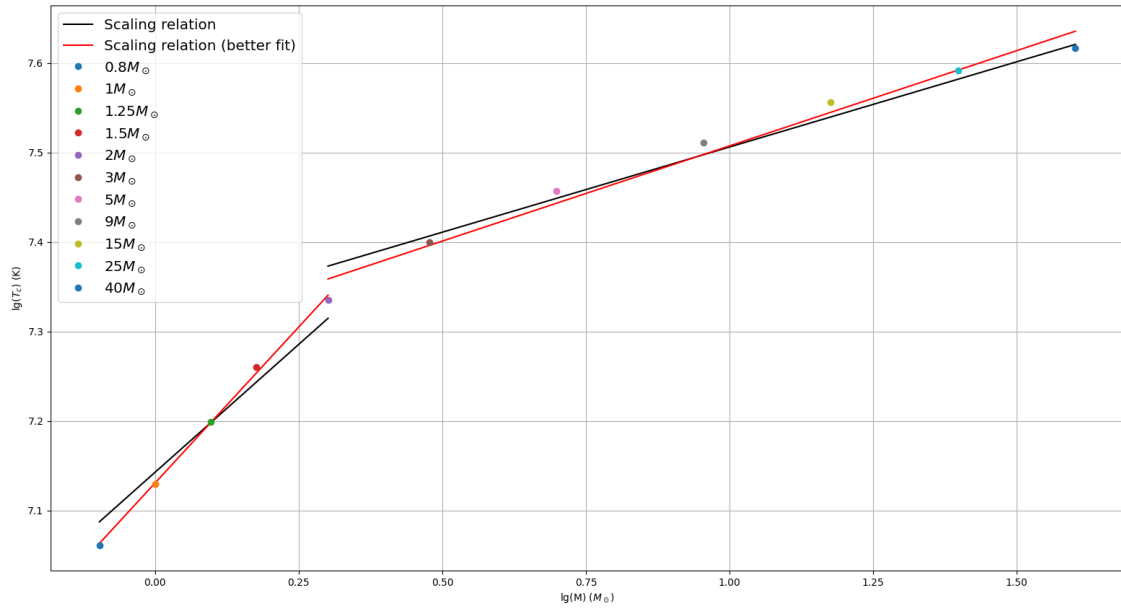


Figura 5: Relación T_c - M para las estrellas sin rotación con masas $M = 0.8, 1, 1.25, 1.5, 2, 3, 5, 9, 15, 25$ y $40 M_\odot$ en la ZAMS. Se consideran dos rangos de masas: las masas inferiores a $2M_\odot$ y las superiores. Ambas líneas corresponden a la relación de homología $T_c \propto M^{\frac{4}{\nu+3}}$, considerando misma composición y opacidad para todas las estrellas. La línea roja corresponde al mejor ajuste de ν ($\nu = 3.74$ en masas bajas y $\nu = 15.79$ en masas altas) y la línea negra considera que toda la energía nuclear en bajas masas corresponde a la cadena p - p y toda la energía en altas masas a la cadena CNO ($\nu = 4$ y $\nu = 18$, respectivamente).

En este caso la relación de proporcionalidad parece corresponderse bastante adecuadamente a los datos, teniendo en cuenta lo simplificadas e ideales que son nuestras condiciones. Sumado al fuerte cambio de pendiente, todo parece indicar que la temperatura central depende principalmente del ritmo de generación de energía nuclear y que nuestras consideraciones al respecto no se alejan demasiado de la realidad para las estrellas de la ZAMS.

iv. Relación entre la temperatura y la densidad central

Veamos la relación entre la temperatura central y la densidad central de estrellas de distinta masa durante su evolución modelada:

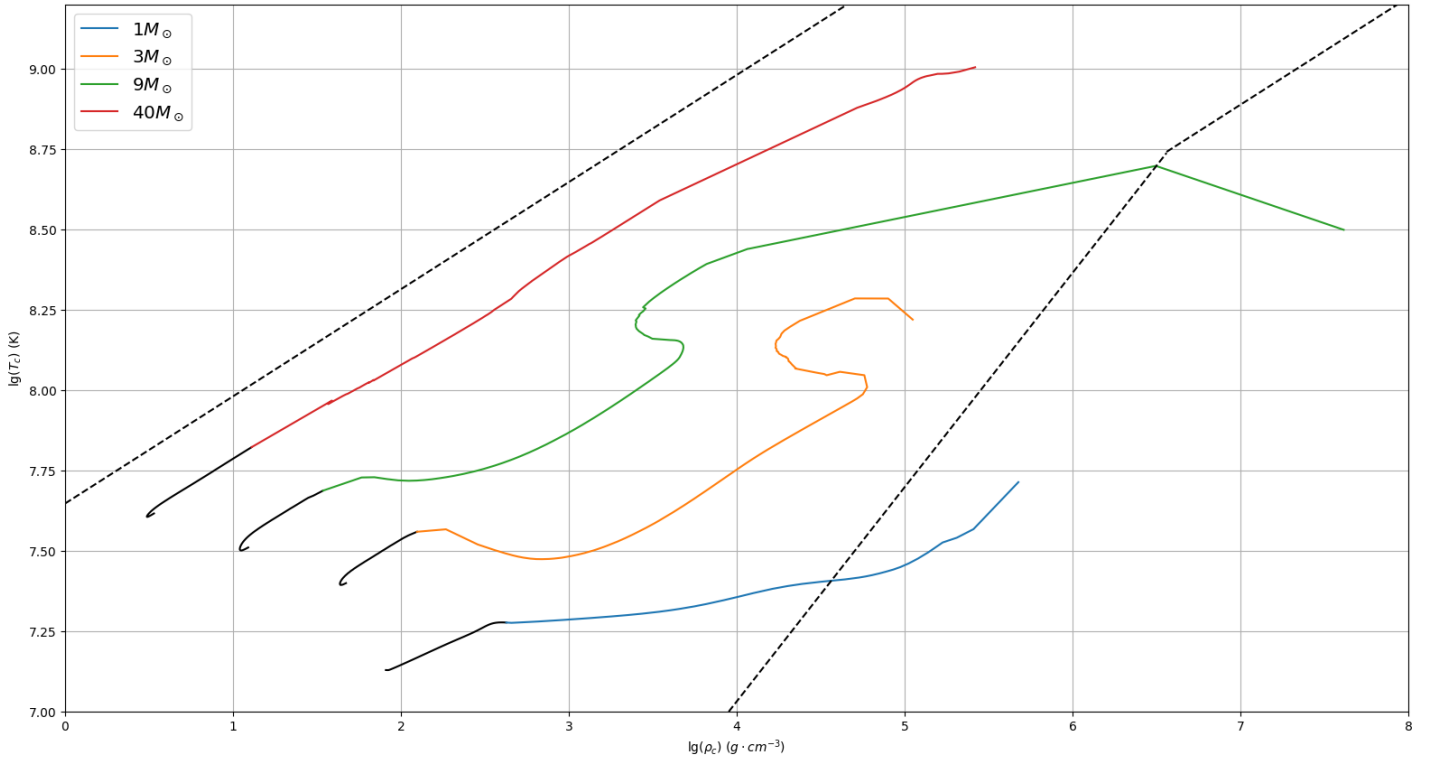


Figura 6: Logaritmo de la temperatura central frente a logaritmo de la densidad central para estrellas de $M = 1, 3, 9$ y $40 M_{\odot}$. La parte de la evolución de las estrellas correspondiente a la secuencia principal está remarcada en negro. Las líneas discontinuas separan de forma aproximada, en orden de izquierda a derecha, la zona donde domina la presión de radiación, la zona donde domina la presión de gas ideal y la zona donde domina la presión de gas degenerado de electrones.

La presión dominante en el núcleo es extremadamente relevante de cara a los procesos que puedan ocurrir en él y el efecto de los mismos. Como tanto la presión de radiación, como la correspondiente a un gas ideal, como la correspondiente a un gas degenerado de electrones dependen de la densidad y/o de la temperatura, es posible determinar en un diagrama temperatura-densidad qué presión domina en cada punto.

Sabemos:

$$P_{rad} = \frac{1}{3} \frac{4\sigma}{c} T^4,$$

$$P_{g,ideal} = \frac{\rho}{\mu m_h} k_B T,$$

$$P_{e,deg,n,rel} = K'_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3},$$

$$P_{e,deg,rel} = K'_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3},$$

siendo P_{rad} la presión de radiación, $P_{g,ideal}$ la presión correspondiente a un gas ideal, $P_{e,deg,n,rel}$ la presión de un gas degenerado de electrones no relativistas y $P_{e,deg,rel}$ la presión de un gas degenerado de electrones puramente relativistas.

La línea discontinua izquierda, que separa la zona de radiación de la de gas ideal, representa las temperaturas y densidades para las que $P_{rad} = P_{g,ideal}$ (considerando composición solar).

La sección límite de la derecha es más compleja, puesto que la resolución de la integral de presión para un gas degenerado es harto complicada.

Consideremos $\mu_e = 2$, que será el valor aproximado para μ_e de cualquier estrella cuyo núcleo pueda degenerarse, ya que eso ocurrirá tras haber quemado todo el hidrógeno y $\mu_e^{-1} \approx 0.5(1 - X)$, siendo X la fracción en masa del hidrógeno. Entonces, $P_{e.deg.n.rel} = P_{e.deg.rel}$ cuando $\rho_c = 6.58$. Podemos calcular una aproximación del límite entre zonas de la siguiente manera: para densidades menores de 6.58, consideraremos $P_{g.ideal} = P_{e.deg.n.rel}$, y para densidades mayores, $P_{g.ideal} = P_{e.deg.rel}$.

Respecto a las estrellas en si, puede observarse como en la ZAMS (extremo izquierdo de la línea graficada para cada una), y en general durante toda su evolución, mayores masas implican mayor temperatura central y menor densidad central. Esto hace que sean las estrellas de baja masa las que tengan más facilidad para desarrollar degeneración en su núcleo, pues la zona degenerada se da para densidades altas y temperaturas pequeñas.

Esto es justo lo que vemos que ocurre con la estrella de $1M_\odot$. La estrella de $9M_\odot$ también llega a tener un núcleo degenerado en las partes finales de su evolución, debido a que su densidad central aumenta lo suficiente tras dejar de quemar helio como para entrar en la zona degenerada. En realidad, si avanzamos lo suficiente en la evolución de cualquier estrella, todas antes o temprano acabarán con un núcleo degenerado: es el futuro inevitable de un núcleo en colapso en el que ya no se dan reacciones nucleares.

Puede apreciarse en esta gráfica consecuencias de otra diferencia entre masas pequeñas y grandes ya comentada en la sección anterior: el aumento de la densidad de la estrella de $1M_\odot$ es mayor durante la secuencia principal que en el resto de estrellas.

La evolución de las demás estrellas en lo que al diagrama temperatura-densidad central es cualitativamente similar y se comentará en mayor profundidad en la siguiente sección. Llama la atención, eso sí, la reducción con el aumento de masa de la pequeña fase de reducción de temperatura efectiva tras el turn-off point y la disminución de densidad al empezar a quemar helio. Esto puede deberse a que en ambos casos tenemos un cambio relativamente brusco en la estrella que se estabilizará llevando a una situación donde la temperatura y la densidad central crecen con el tiempo. Cuanto más masa tienen las estrellas, más rápido suceden estos procesos, y por tanto es posible que estos cambios bruscos vayan quedando escondidos en el graficado.

v. Evolución del modelo $M=5$, $V=0$

Grafiquemos lo siguiente para una estrella de 5 masas solares y sin rotación: el diagrama HR durante toda su evolución modelada, la variación con el tiempo de sus abundancias centrales de H, He, C y O, la relación entre la temperatura central y la densidad central durante toda su evolución modelada, y su radio respecto al tiempo. Esto nos permitirá corroborar y profundizar en lo descrito en la sección sobre las trazas evolutivas de las estrellas.

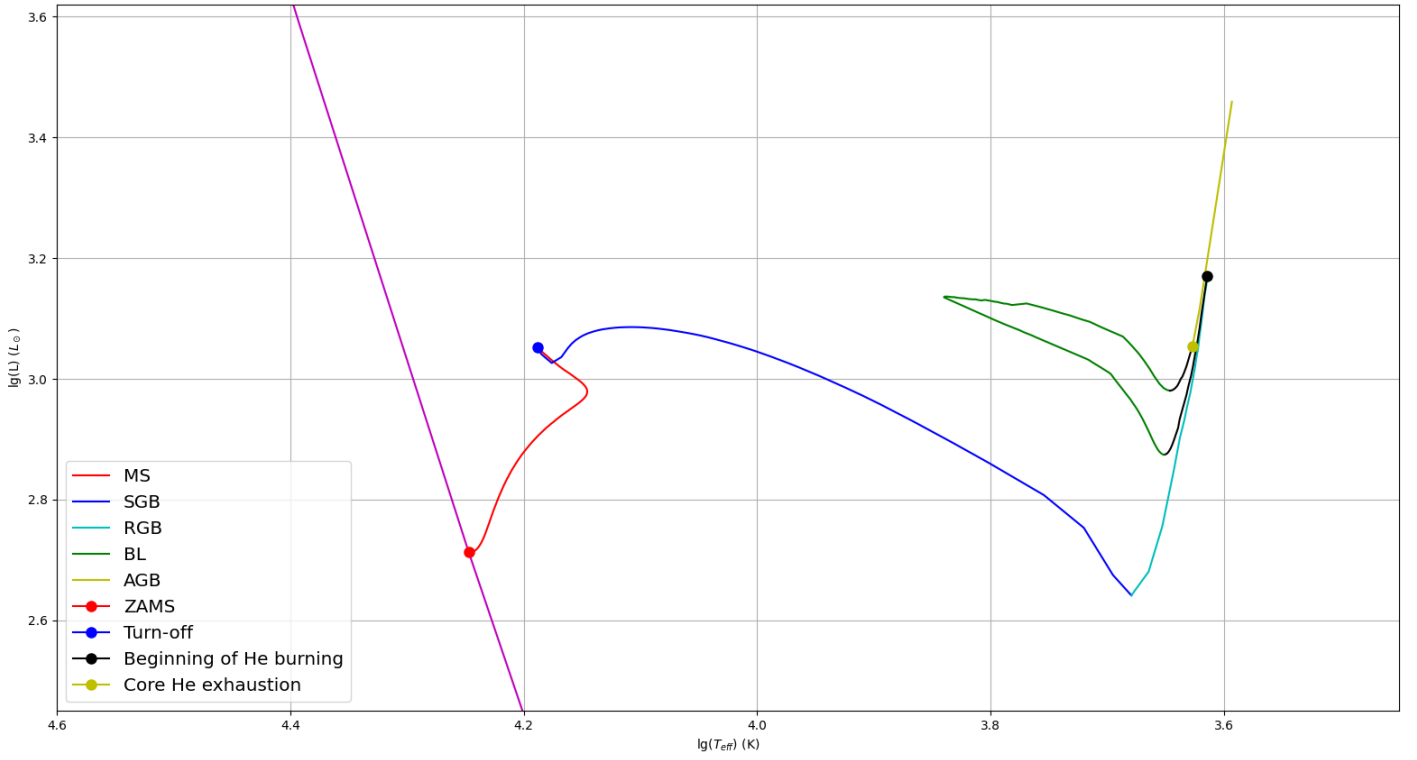


Figura 7: Diagrama HR para toda la evolución modelada de la estrella sin rotación de masa $M = 5M_{\odot}$. Las diferentes etapas evolutivas están diferenciadas por colores. Los puntos resaltados marcan momentos relevantes de la evolución. La línea de la ZAMS está coloreada de morado.

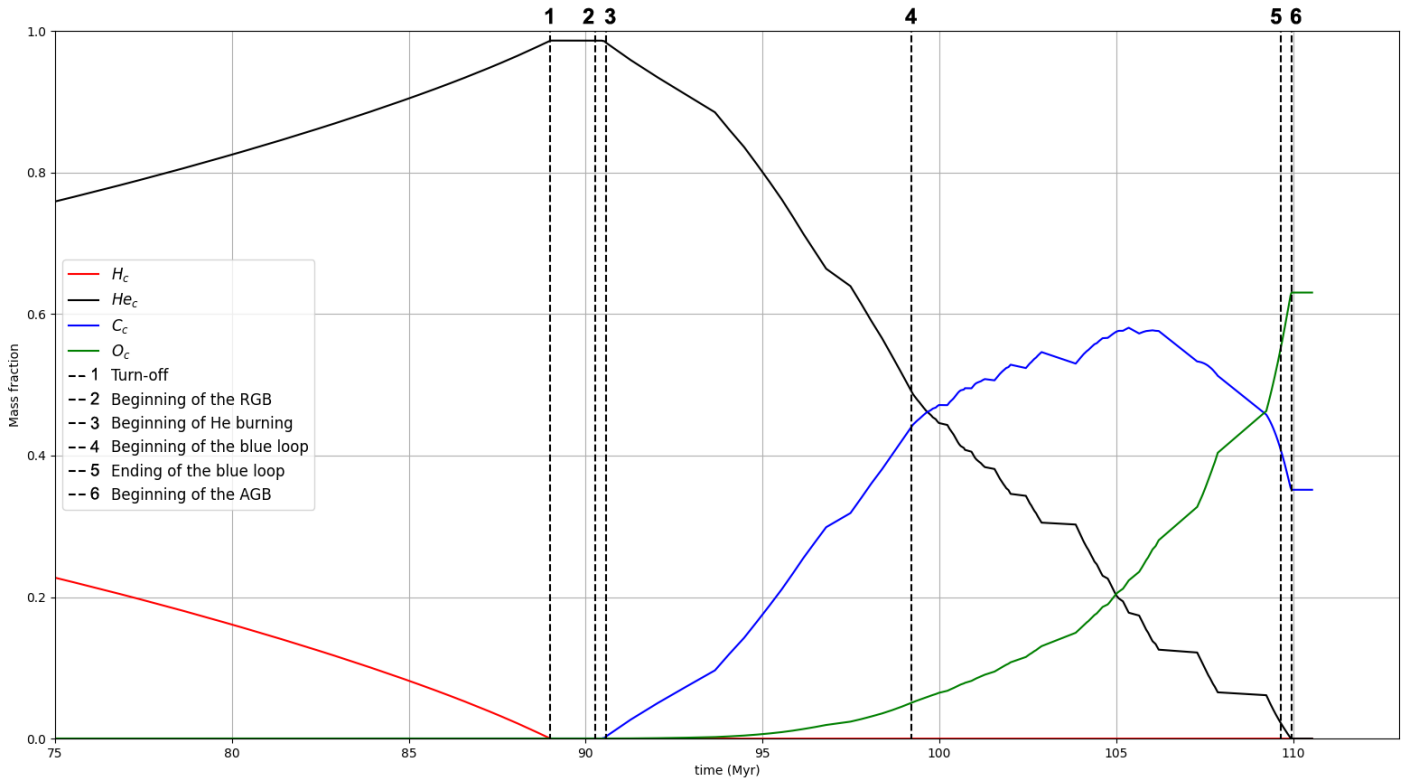


Figura 8: Variación con el tiempo de la fracción de masa central de hidrógeno, helio, oxígeno y carbono para la estrella sin rotación de masa $M = 5M_{\odot}$, durante toda la evolución modelada. Las líneas verticales discontinuas separan diferentes etapas evolutivas.

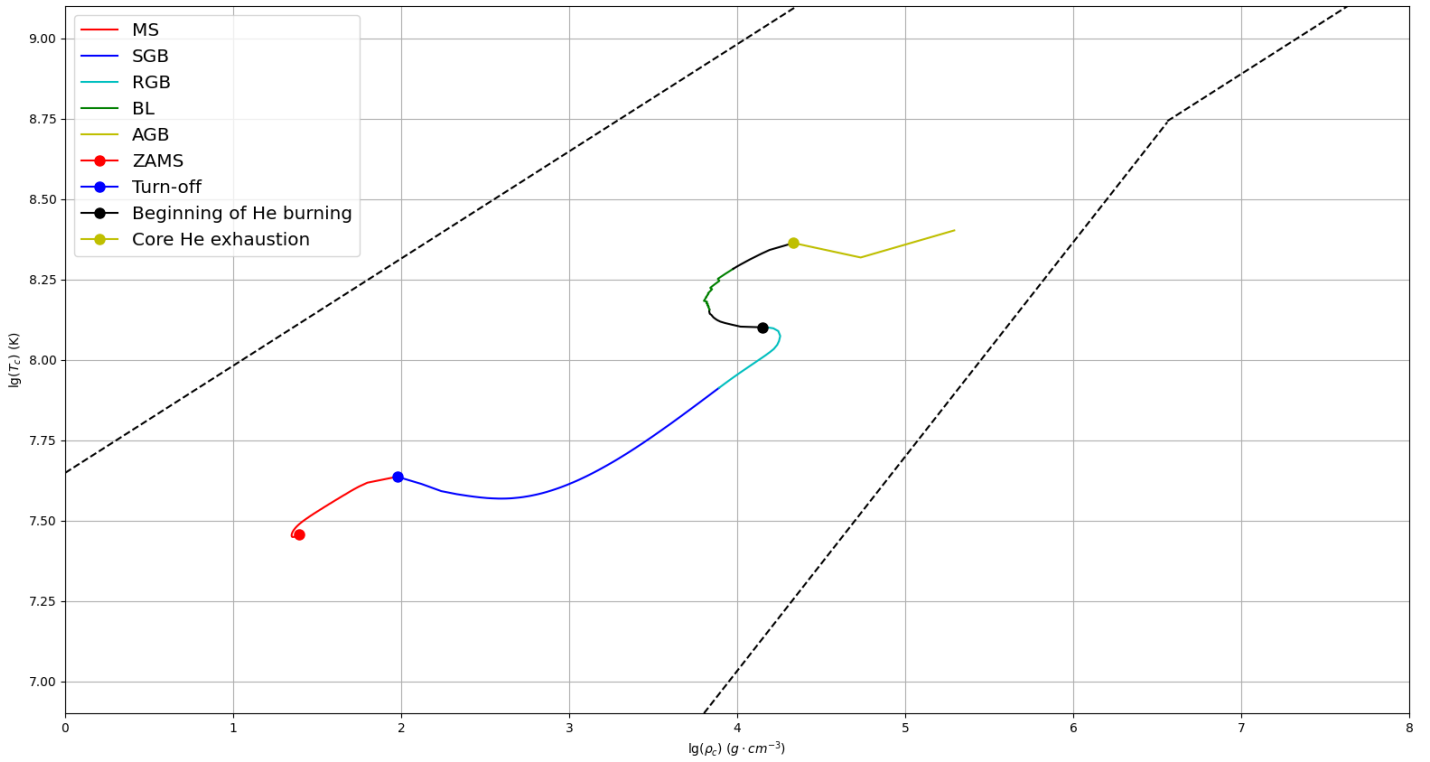


Figura 9: Logaritmo de la temperatura central frente a logaritmo de la densidad central para la estrella sin rotación de masa $M = 5M_{\odot}$, para toda la evolución modelada. Las diferentes etapas evolutivas están diferenciadas por colores. Los puntos marcan momentos relevantes de la evolución. Las líneas discontinuas separan de manera aproximada, en orden de izquierda a derecha, la zona donde domina la presión de radiación, la zona donde domina la presión de gas ideal y la zona donde domina la presión de gas degenerado de electrones.

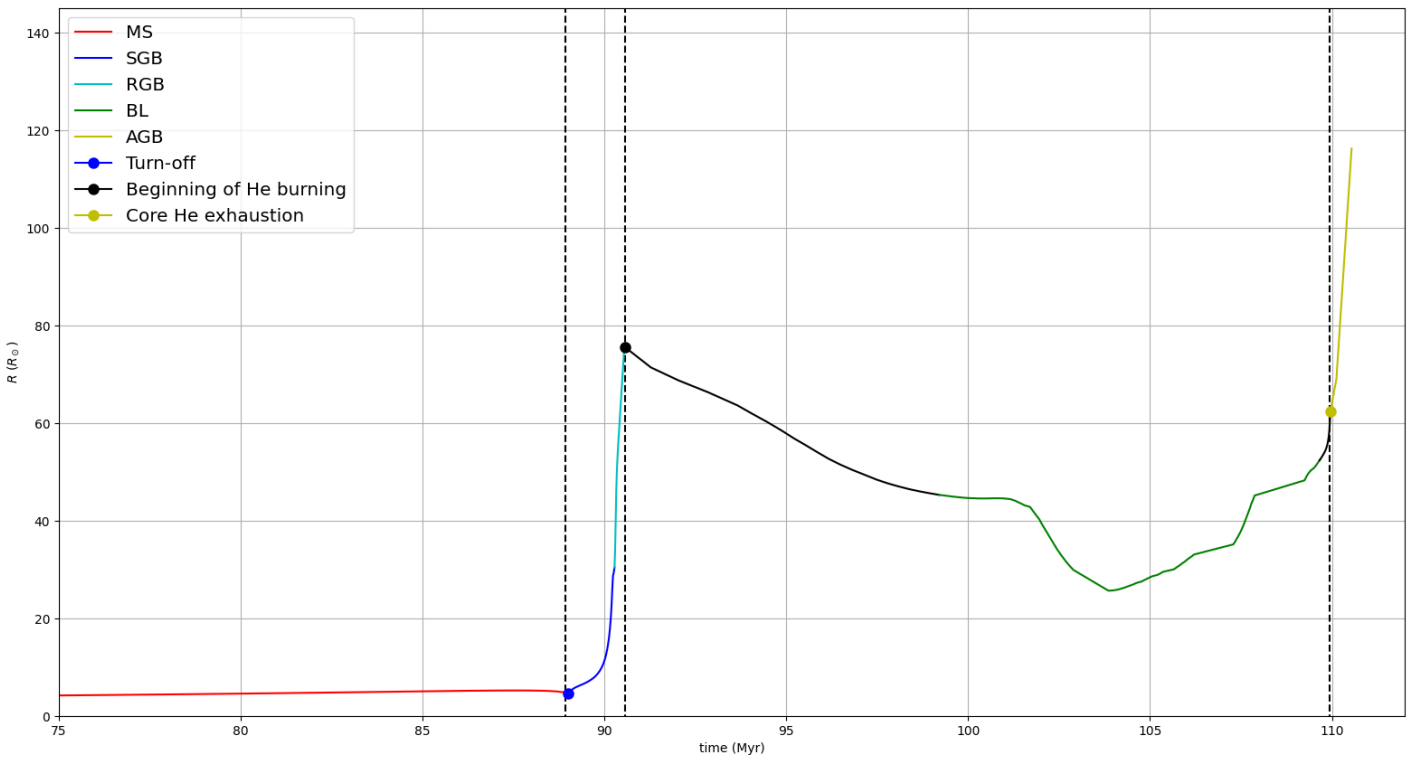
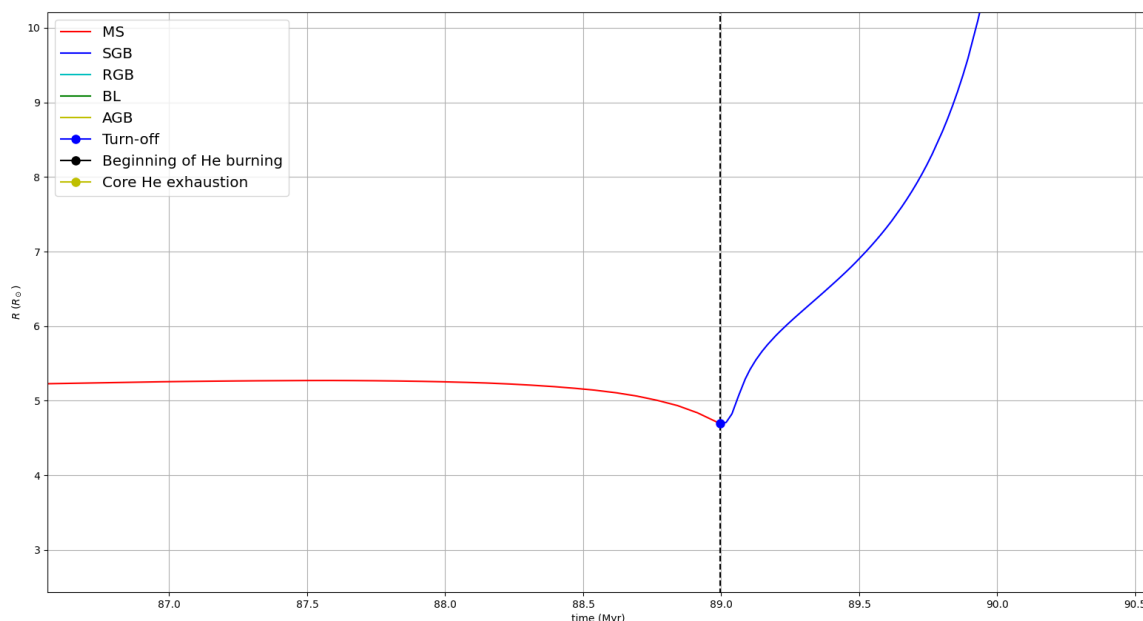


Figura 10: Variación con el tiempo del radio de la estrella sin rotación de masa $M = 5M_{\odot}$, durante toda la evolución modelada. Las diferentes etapas evolutivas están diferenciadas por colores. Los puntos resaltados y las líneas verticales discontinuas marcan momentos relevantes de la evolución.

Durante la evolución en la secuencia principal vemos cómo se reduce el hidrógeno y aumenta el helio debido a la combustión del primero. En concordancia con lo comentado anteriormente, tanto la luminosidad como la densidad central aumentan en esta etapa, mientras que la temperatura efectiva se reduce. De igual forma, el radio también aumenta, llegando a duplicarse entre la ZAMS y el final de la quema de hidrógeno.

Haciendo zoom a la figura 10 podemos ver la reducción de radio acompañada del aumento de la temperatura efectiva que vemos durante la rápida contracción que sufre la estrella al final de la secuencia principal:



Tras terminarse la quema de hidrógeno en núcleo toda presión de radiación desaparece. Vemos en la figura 9 que el núcleo está lejos de degenerarse, por lo que se comporta como un gas ideal y empieza a colapsar gravitacionalmente, produciendo el espejo explicado anteriormente, que lleva al radio de la estrella a crecer tal y como vemos en la figura 10.

Vemos en la figura 9 que la densidad central va creciendo, como es esperable ante la contracción del núcleo. La temperatura central también crece en consecuencia, tras pasar por una pequeña reducción inicial al salir de la secuencia principal. Como se ha comentado antes, esta reducción es quizá derivada de una respuesta al cese de generación de energía nuclear en el núcleo, antes de que el colapso empiece a hacer crecer de nuevo la temperatura central.

En la figura 8 puede verse cómo, efectivamente, no hay cambio en la composición del núcleo durante esta parte de la vida de la estrella. El paso de la rama de las subgigantes a la rama de las gigantes rojas no viene acompañado de ningún cambio de tendencia resaltante en ninguna de las magnitudes de la estrella más allá de la luminosidad, lo cual parece apoyar la teoría de que este aumento se debe principalmente a la actividad convectiva de la estrella derivada del aumento de opacidad que viene acompañado con la reducción de temperatura efectiva.

Una vez entramos en el blue loop tras comenzar a quemarse el helio en el centro ocurre lo comentado en la sección sobre las trazas evolutivas. Nótese en la figura 10 que el radio pasa de decrecer a aumentar en medio del proceso; ese es el punto en el que la temperatura efectiva deja de aumentar y empieza a disminuir.

La figura 8 resulta interesante durante esta etapa. Vemos que el helio empieza a decrecer y se forma carbono. Poco después empieza a formarse oxígeno también en menor cantidad, y las abundancias de carbono y oxígeno suben mientras el helio baja.

Aproximadamente en la segunda mitad del blue loop el carbono empieza a decrecer también. La temperatura de ignición del carbono es de aproximadamente $5 \cdot 10^8$ K, y en la figura 9 podemos ver que esa temperatura central no se ha alcanzado (corresponde a aproximadamente un valor del logaritmo de la temperatura de 8.7). El decrecimiento del carbono se debe a que se está formando carbono por reacciones triple alfa, pero el oxígeno que

se crea, se crea por la reacción del carbono con el helio. El punto en el que la abundancia de carbono empieza a decrecer es el punto en el que hay más capturas alfa por parte de una partícula de carbono que reacciones triple alfa.

Una vez se acaba el helio en el núcleo tenemos un proceso similar al acontecido cuando se acabó el hidrógeno, pues no hay suficiente temperatura como para empezar a generar energía con reacciones C+C. Nótese cómo la figura 9 muestra el mismo comportamiento que cuando salió de la secuencia principal al entrar en la rama asintótica de las gigantes; un aumento de la densidad central, debida a la contracción del núcleo, acompañada de una reducción rápida de la temperatura central, que posteriormente comienza a aumentar junto con la densidad. La expansión de la estrella se produce, de nuevo, por efecto espejo.

Dicha expansión causa un enfriamiento en las capas externas que para la quema de hidrógeno que estaba sucediendo en ellas (sigue quemándose hidrógeno en partes más internas). Vuelve a formarse un exterior convectivo, se inicia un segundo proceso de dragado, y la estrella vuelve a subir por un camino muy similar a la traza de Hayashi.

Sigamos hasta el final: una estrella de $5M_{\odot}$ no va a llegar a tener suficiente temperatura en su núcleo como para generar reacciones nucleares en su núcleo de carbono y oxígeno. Durante la AGB se va produciendo el siguiente proceso: la quema de hidrógeno en capa va aumentando la masa de la capa de helio bajo ella; esta capa, por tanto, se contrae hasta que su base llega a una temperatura a la cual puede iniciarse la quema de helio. Esto inestabiliza térmicamente la capa; la quema de la parte inferior de la capa genera energía que a su vez permite quemar más helio... y se forma un flash de capa de helio. La capa de hidrógeno absorbe la energía emitida, se expande y se enfría lo suficiente para apagarse, expulsando las capas más externas en el proceso. El helio sigue quemándose, aumentando por tanto la masa del núcleo de carbono y oxígeno, que sigue colapsando y se vuelve degenerado durante esta fase. Llega un punto en el que la parte más externa de la capa de quema de helio enciende de nuevo el hidrógeno que tiene por encima. Tras un tiempo la capa de helio desaparece mientras la combustión de hidrógeno vuelve a crear otra, permitiendo que este proceso se repita.

Tras una serie de flashes de capas de helio, la estrella saldrá de la AGB y acabará volviéndose únicamente un núcleo degenerado de carbono y oxígeno con una temperatura del orden de 10^5 K, el cual ionizará las capas externas que ha ido expulsando, formando una nebulosa planetaria. Esta es su fase evolutiva final; se habrá vuelto una enana blanca de carbono y oxígeno. La enana blanca tendrá unas capas externas formadas por helio o por hidrógeno, dependiendo de en qué parte del ciclo explicado en el párrafo anterior haya acabado muriendo.