



Universidad de Sonora
Departamento de Física

**Efectos de la pérdida de masa episódica
en estrellas supergigantes rojas (RSG) y
sobre el gas de su alrededor**

Tesis que para obtener el grado de Licenciado en Física

PRESENTA:

Luisa Cristina Rodríguez Ibarra

Director: Dra. Brenda Pérez Rendón

QB814
.R63

R.T170119



Agradecimientos

A mi mamá y a mi papá, por todo.

Siempre quise tener un espacio para darle las gracias a la persona que sin dudas me inspiró más que ninguna otra a mirar el cielo: Antonio. Gracias por haber coincidido conmigo y por haberme abierto un universo de posibilidades, por tu amistad y tu recuerdo. Dicho lo anterior, quiero agradecer Brenda por aceptar trabajar conmigo, por enseñarme tanto de astronomía, de las estrellas, de historia, de viajes, de libros y sobretodo por ayudarme a continuar el camino por el que he decidido aventurarme.

A mis hermanas María y Silvia, gracias por siempre estar conmigo. Las quiero un chorro.

A la sobrina más bonita del mundo: Elena. Y a su papi: Julio.

Al Gutu, gracias por tu cariño, comprensión, paciencia, los beatles y el cálculo.

A mis hermanas de otras mamás, Angélica. A.k.a. la Paloma y Mayra. A.k.a. la nena (y porsupuesto a sus mamás).

A mis amigos (personas, **pumas**, **perros**, **zorritos** y **borreguitos**) que ciertamente me tomaría bastante tiempo enlistar, pero que siempre han estado conmigo de alguna forma, me han apoyado en mis planes, y me han hecho sentir querida y feliz a pesar de cualquier distancia.

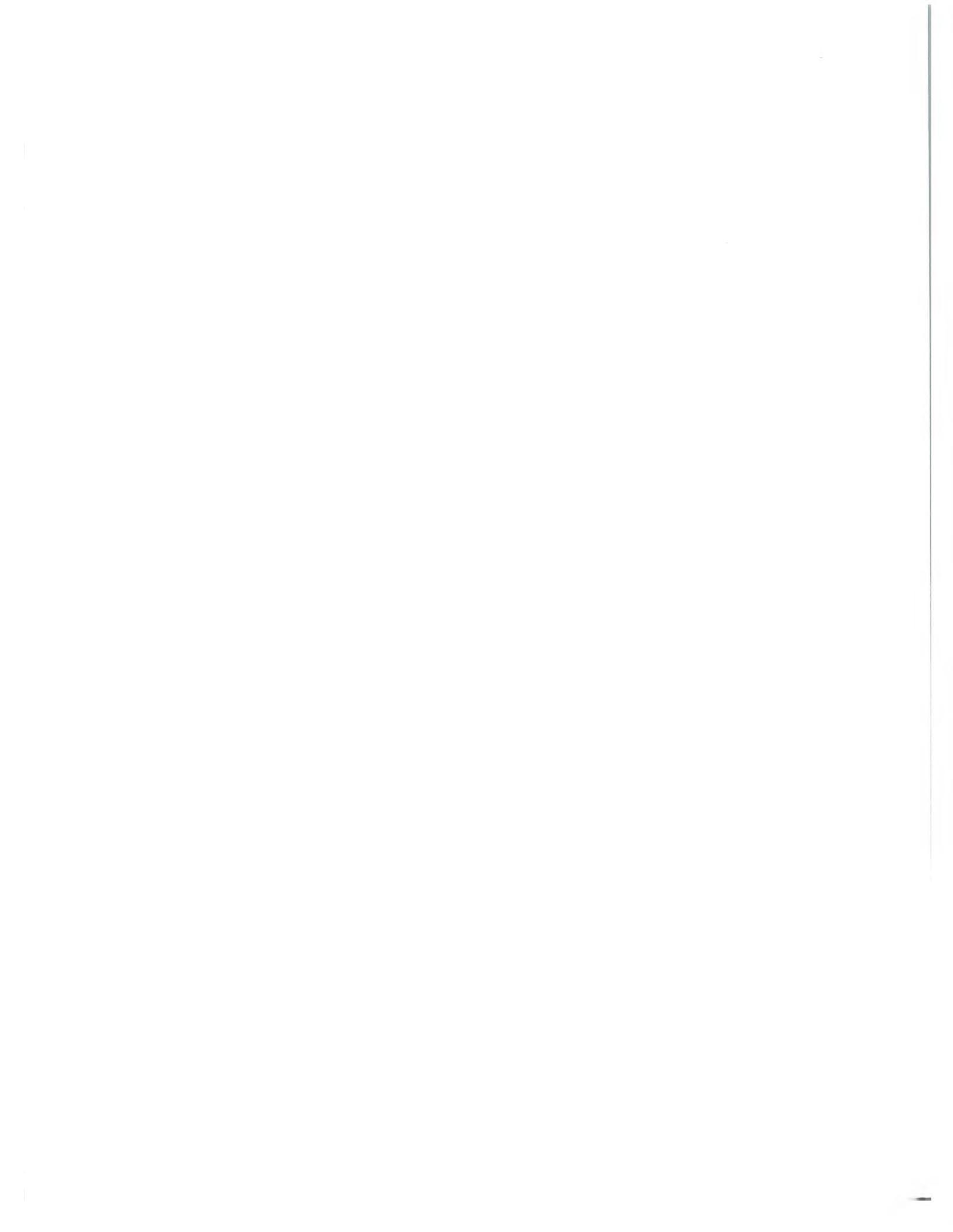
A Yasel, casi casi iniciamos este camino juntas. Gracias por tu amistad, mera.

A los Ibarra-Olmos. "Nunca te des por vencido ni aún vencidos".

A Raíces, me hacen muy feliz.

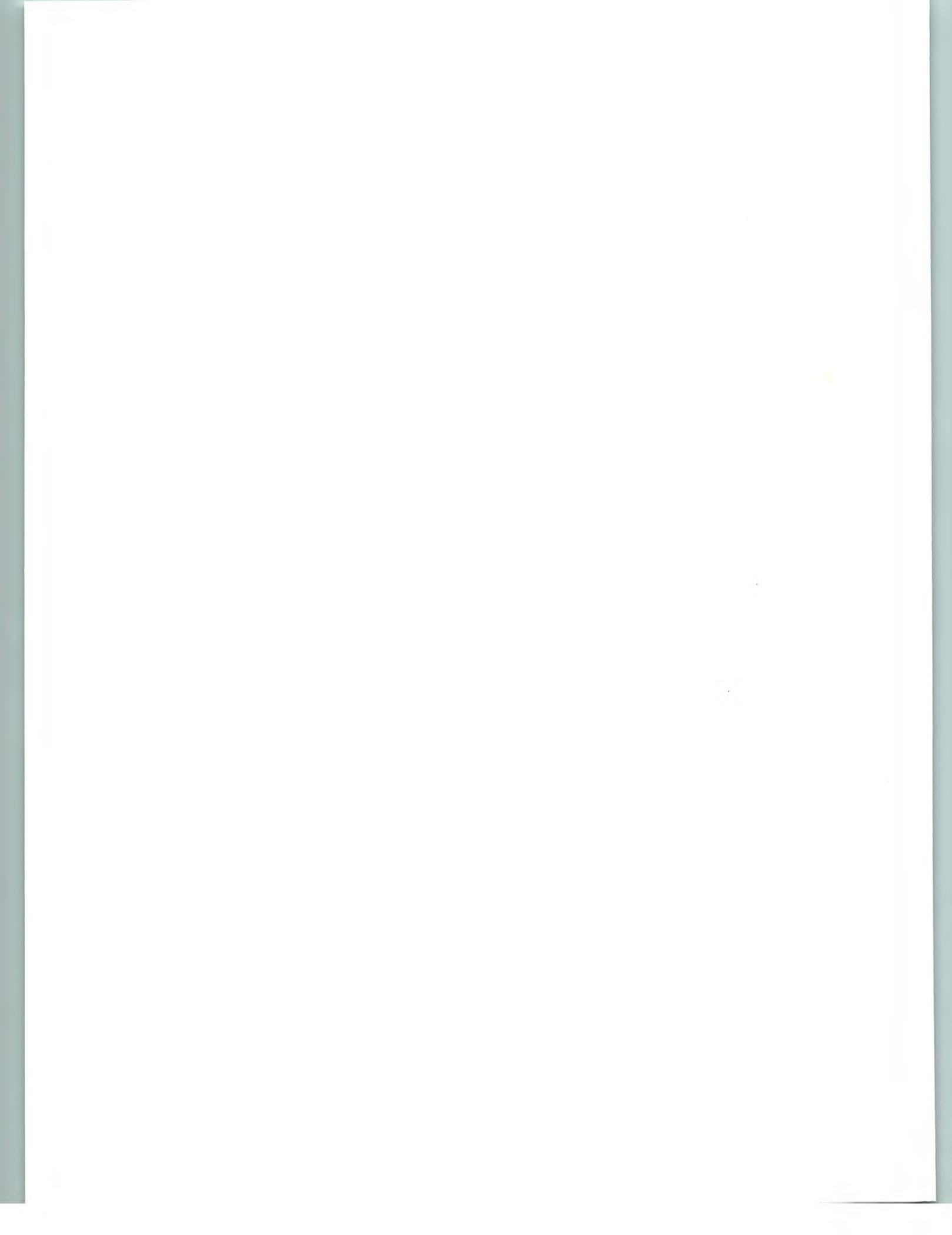
Quiero agradecer sobremanera a todos mis profesores de la licenciatura en física.

A mis sinodales, por su tiempo atención y comentarios.



Índice

1. Introducción	1
2. Marco teórico	2
2.1. ¿Qué es una estrella?	2
2.2. Ecuaciones básicas de evolución estelar	7
2.3. Mecanismo de transmisión de calor: criterio de convección	10
2.4. Pérdida de masa y viento estelar	16
2.5. Evolución del medio circunestelar	20
2.6. Etapas evolutivas avanzadas	25
3. Metodología	26
3.1. BEC	26
3.2. ZEUS-3D	28
4. Resultados	29
4.1. Diagramas	31
5. Discusión y conclusiones	54
6. Bibliografía	57



1. Introducción

Una supernova ha sido un fenómeno de gran interés desde su descubrimiento, siendo su origen uno de los aspectos de mayor interés de estudio. En el artículo de Meynet et al. (2015) se mencionan algunas propiedades de estrellas que explotan como SN. Aunque en el esquema clásico se asume que las estrellas progenitoras de SN-IIP son aquellas cuya masa inicial es mayor a $23-25 M_{\odot}$, observaciones de Smartt et al. (2009) revelan que estrellas con masas menores de hasta $15-17 M_{\odot}$ son progenitoras de SN-IIP, es decir, estrellas de menor masa que hasta las ahora consideradas tienen un final explosivo. ¿Es acaso la pérdida de masa durante la etapa de supergigante roja (RSG) la responsable de que ocurra esto? Es esta pregunta la principal motivación de nuestro trabajo. Estudiamos la evolución de la estrella y el envoltorio de gas como función de la tasa de pérdida de masa en el tiempo, esto se hizo generando modelos de estrellas de 15 y 17 masas solares (límite inferior) respectivamente, variando las tasas de pérdidas de masa. También simulamos la evolución de la interacción entre la materia expulsada mediante vientos estelares con el medio circunestelar.

Para ello, en el capítulo 2, **Marco teórico**, se hace una introducción sobre los conocimientos básicos de astrofísica y física estelar, esto es, la descripción física de las estrellas desde su nacimiento y durante su evolución, así como los diferentes caminos evolutivos que pueden seguir según sean las características estelares hasta su muerte. También se hace un resumen de las ecuaciones más importantes de evolución y viento estelar. Si bien no hay un consenso en la literatura actual sobre las causas de la pérdida de masa en la etapa de gigante roja, se sabe que contribuyen el intercambio binario, las grandes eyecciones de masa y los vientos estelares, en esta sección se explica qué se conoce actualmente sobre estas pérdidas y cómo se presentan en las estrellas.

Siguiendo en el capítulo 3, **Metodología**, se incluye el trabajo propiamente técnico, es decir, el trabajo con los códigos de simulación que se utilizaron: BEC y ZEUS. Se hace una breve descripción de cada uno de ellos, pero sin dejar de incluir todos los pasos que se siguieron para realizar las simulaciones y obtener los resultados. El principal propósito de este capítulo es que pueda verse de forma clara el trabajo que se hizo, que se pueda reproducir el estudio y se obtengan resultados similares.

Para continuar en el capítulo 4, **Resultados**, se muestran los resultados que obtuvimos. Para mayor completez del capítulo lo dividimos en tablas de datos y resultados gráficos. Las tablas muestran las principales características de los modelos como sus tiempos de vida, temperaturas finales, etc. Y gráficamente tenemos por un lado los diagramas Hertzsprung-Russell obtenidos graficando los resultados en el programa "Qtplot" y por otro los diagramas de vientos estelares realizados en "MatLab", que es un programa capaz de llevar a un ambiente gráfico datos guardados de forma matricial.

Y finalmente en el capítulo 5, **Análisis y conclusiones**, presentaremos la discusión que se hizo sobre los resultados, las interpretaciones de los datos y gráficos. Se dan de forma concisa las resoluciones más importantes de nuestro estudio para finalmente poder hablar de los posibles estudios y nuevos cuestionamientos que surgen a raíz de los resultados obtenidos aquí.

2. Marco teórico

2.1. ¿Qué es una estrella?

Una estrella es un cuerpo celeste capaz de generar su propia energía a través de reacciones termonucleares en su núcleo, está principalmente formada por hidrógeno, helio y dependiendo de su edad posee cierta metalicidad, enriquecida principalmente por elementos como carbono, nitrógeno, oxígeno entre otros, para fines prácticos en este estudio se consideró que las estrellas poseían una forma esférica. Las estrellas se clasifican de acuerdo a su masa en dos tipos: estrellas de baja masa ($M_{\star} \leq 8M_{\odot}$) y estrellas masivas ($M_{\star} \geq 8M_{\odot}$). Una estrella nace a partir de una nube molecular. En la figura 1 se puede apreciar un ejemplo de nube molecular que colapsa sobre sí misma por efectos gravitatorios, a partir de este momento comienzan a formarse pequeños núcleos que comienzan reunir material que se encuentra próximo a ellos, elevando la densidad del medio. A partir de este punto, la temperatura y la gravedad en la nube se incrementan considerablemente dando paso a la formación del núcleo de la protoestrella, seguido a esto se producen jets que liberan al espacio exterior el envoltorio de materia y energía que no fueron utilizados para producir la estrella. A partir de este momento es cuando la estrella pasa a tener un equilibrio hidrostático y comienza a radiar energía comenzando así su etapa de secuencia principal. La secuencia principal de una estrella es el periodo más estable de su vida, es donde se encuentra quemando hidrógeno en helio en el núcleo (combustible). Hasta este momento de la evolución hay gran similitud entre las estrellas de baja y alta masa, pero es cuando la estrella abandona la etapa secuencia principal que hay una verdadera distinción entre los tipos de estrellas.

Se supone que las estrellas radían como cuerpos negros y los elementos de su atmósfera se revelan en su espectro de absorción. Payne-Gaposchkin, C. (1925) propuso que las estrellas están compuestas únicamente de hidrógeno, pero Norris Russell, H. (1929) fue quien logró determinar finalmente cómo estaba dividida la composición química estelar. Sus resultados fueron: $n_x \approx 90\%$ de H y $n_y \approx 10\%$ de He y 'muy pequeñas' cantidades de otros elementos por número. Esta fracción de porcentaje que pertenece a los diversos elementos dentro de la estrella lleva el nombre de metalicidad, cuyo símbolo es Z y nos da información importante sobre la estrella, por ejemplo una estrella muy enriquecida en metales es más joven, pues la nube molecular que la formó tenía una mayor cantidad de elementos en ella, lo cual sólo es producto de explosiones estelares de estrellas más viejas. Los valores del modelo estándar del sol y que son utilizados al momento de hacer simulaciones son: $X=0.7$, es decir, el 70% de la masa total es hidrógeno. $Y=0.286$ de helio y $Z=0.014$ de otros metales, Asplund et al., (2005).

Clasificación de estrellas y diagrama de Hertzsprung-Russell (HR)

La mayor información que se ha obtenido del espacio es proveniente de la luz que nos llega, es por eso que la astronomía creció enormemente cuando se comenzó a utilizar la espectroscopía al momento de observar los cuerpos celestes. Un espectro es la distribución del flujo de energía respecto a la longitud de onda, es decir, el número de fotones por intervalo de energía. En física estelar existen dos tipos de clasificaciones espectrales: la clasificación de Harvard y la de Yerkes.

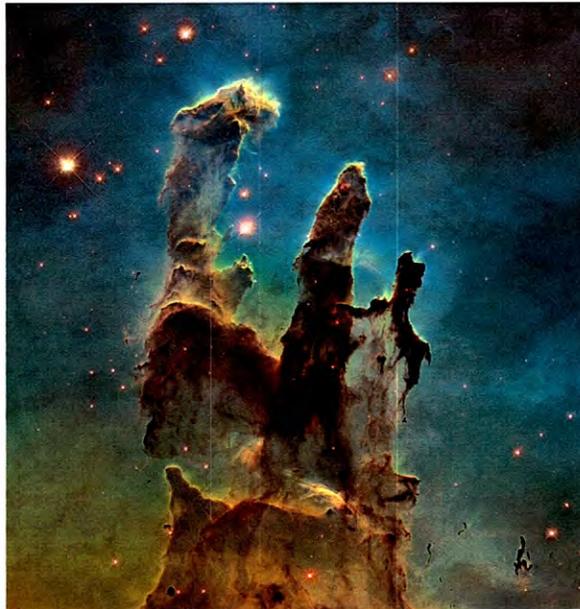
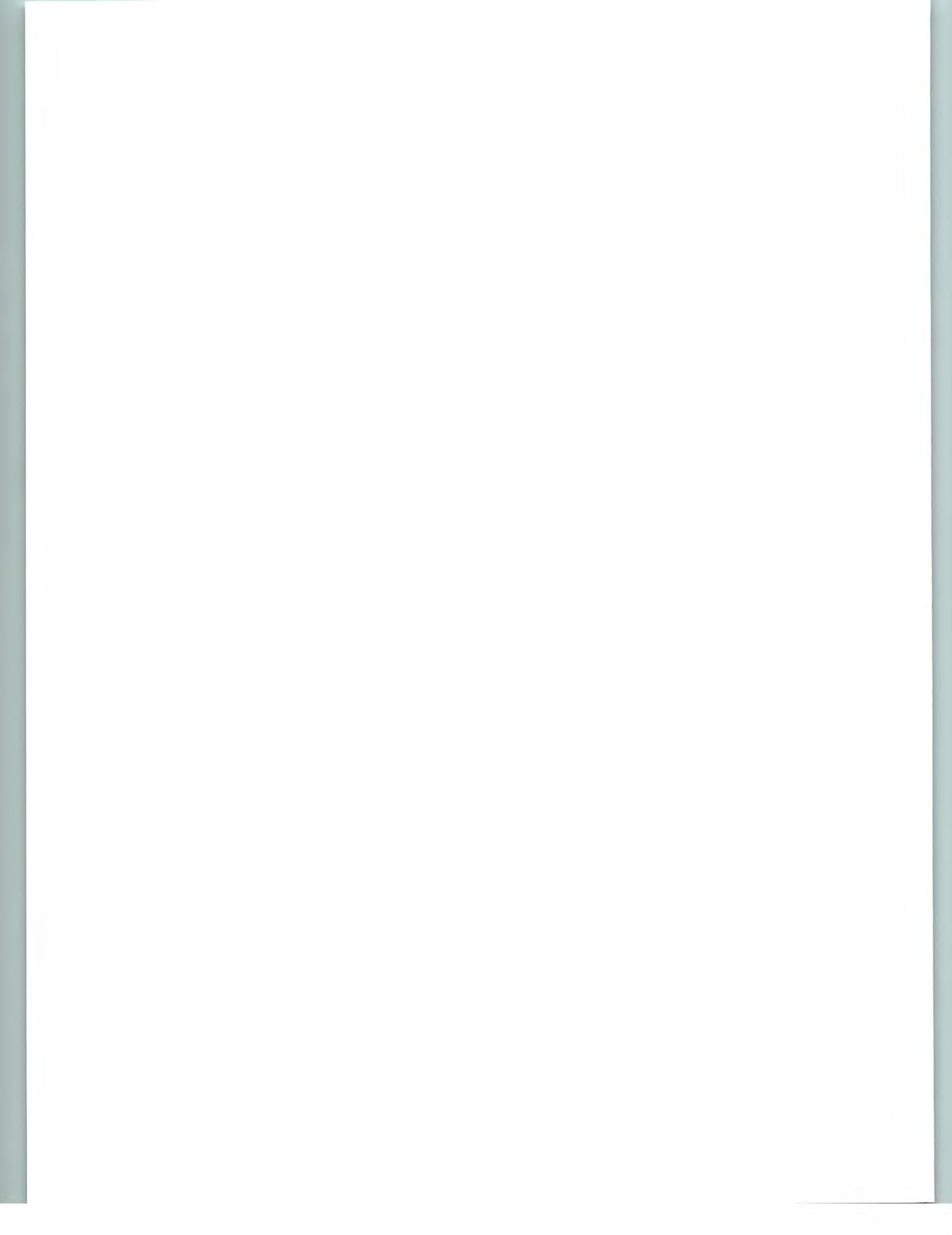


Figura 1: Nebulosa del águila. La nebulosa se localiza a uno 6.500 años luz de distancia en la región M16 en dirección a la constelación Serpens. En el interior de las estructuras, el ambiente turbulento y denso es ideal para la formación estelar, es probablemente similar al medio ambiente que se formó nuestro propio Sol. Primer fotografía del telescopio Hubble en 1995. Tomada de: <http://apod.nasa.gov/apod/ap150107.html>.



La clasificación de Harvard es actualmente la más utilizada y fue desarrollada en el observatorio de Harvard en Estados Unidos de América a principios del siglo XX. El trabajo de clasificación lo comenzó Henry Draper y es en honor a él que se nombró un extenso catálogo estelar. Dicho catálogo contiene la clasificación de aproximadamente 225,000 estrellas hasta magnitud 9. La forma en la que se basa principalmente el orden de las estrellas es en las líneas sensibles a la temperatura: líneas de Balmer, líneas de helio neutro, hierro, dobletes H, etc. A los tipos espectrales se les asignaron letras del alfabeto que están asociadas a la temperatura efectiva (T_{eff}). En orden decreciente de T_{eff} son: O, B, A, F, G, K, M. Sin embargo también existen algunos tipos de clasificación especial: Q correspondiente a una Nova, P (Nebulosa Planetaria), W (Wolf-Rayet), C (Clase temprana de tipos R y N), C-S (ramas paralelas a G-M, sólo difieren en la composición química de la superficie).

En la tabla 1 podemos observar las características de cada tipo espectral de estrella.

Clase	Color	Teff* (K)	Características de las líneas
O	Azul	20,000-30,000	Líneas de átomos ionizadas muchas veces. Se observa He I. Líneas de H débiles.
B	Azul/blanco	15,000	Se observa O II, Si II, Mg II. He I (4030) más fuerte en B2 luego se vuelve débil y desaparece en B9. Línea Ca II K se vuelve visible en B3. H I se vuelve más intenso.
A	Blanco	9,000	H I muy intensas en A0 y dominan el espectro, luego se vuelven más débiles. Las líneas H y K del Ca II se vuelven más intensas. He I invisible. Comienzan a aparecer líneas de metales neutros.
F	Bco/amarillo	7,000	H I se vuelve débil. H y K del Ca II fuertes. Líneas de muchos otros metales parecen más claras e intensas: Fe I, Fe II, Cr II, Ti II.
G	Amarillo	5,500	H I líneas débiles H y K fuertes en G0. Metales se vuelven fuertes. Se observa claramente la banda G. Se observan líneas de CN en estrellas gigantes.
K	Naranja	4,000	Dominado por líneas de muchos metales. H I insignificantes. Ca I 4227 visible claramente. H, K, G fuertes. TiO se vuelven visibles en K5.
M	Rojo	3,000	Muchas líneas de metales neutros. Ca I 4227 muy fuerte TiO se vuelven fuertes.

Cuadro 1: Clasificación de Harvard para estrellas. Datos obtenidos de Fundamental Astronomy. *Valores aproximados

A pesar de que esta clasificación es aparentemente muy completa no es suficiente para describir las características de algunas estrellas y es por lo que cada uno de los tipos espectrales se divide en 10 subgrupos, por ejemplo O0, O1, hasta O9. Donde la temperatura va disminuyendo conforme crece el número de subgrupo.

Ahora si bien la clasificación de Harvard toma en cuenta la temperatura, no incluye la luminosidad. Para ello es necesaria la clasificación **Yerkes**, esto con la intención de tener una mejor visión de otra de las características de gran importancia de las estrellas. La clasificación bidimensional (T,L) fue propuesta por W. W. Morgan, P.C. Keenan y E. Kellman del observatorio de Yerkes (a este

sistema de clasificación se le conoce también como sistema MKK o simplemente MK en una versión posterior). En la tabla número 2 se muestra explícitamente esta clasificación.

Clase luminosa	Tipo de estrella
I	Súper gigante luminosa
Ia-O, Ia, Iab, Ib	Subdivisión de súper gigantes de acuerdo a cómo decrece el brillo
II	Gigantes brillantes
III	Gigantes normales
IV	Subgigantes
V	Enanas o estrellas en secuencia principal
VI	Subenanas (raramente usada)
VII	Enanas blancas (raramente usada)

Cuadro 2: Clasificación de Yerkes

En el año 1905, Enjar Hertzsprung y Henry Norris Russel estudiaban la relación que existe entre la magnitud absoluta y los tipos espectrales de las estrellas. Este diagrama muestra estas dos variables y es conocido precisamente como diagrama Hertzsprung-Russel o simplemente diagrama HR y es un soporte de suma importancia al estudiar evolución estelar porque contiene información de cómo evoluciona la estrella según su temperatura efectiva y su luminosidad. Con solo estas dos cantidades es posible determinar otras características de la estrella como la etapa en la que se encuentran, la edad de la estrella e inclusive puede determinarse la evolución que seguirá dicha estrella.

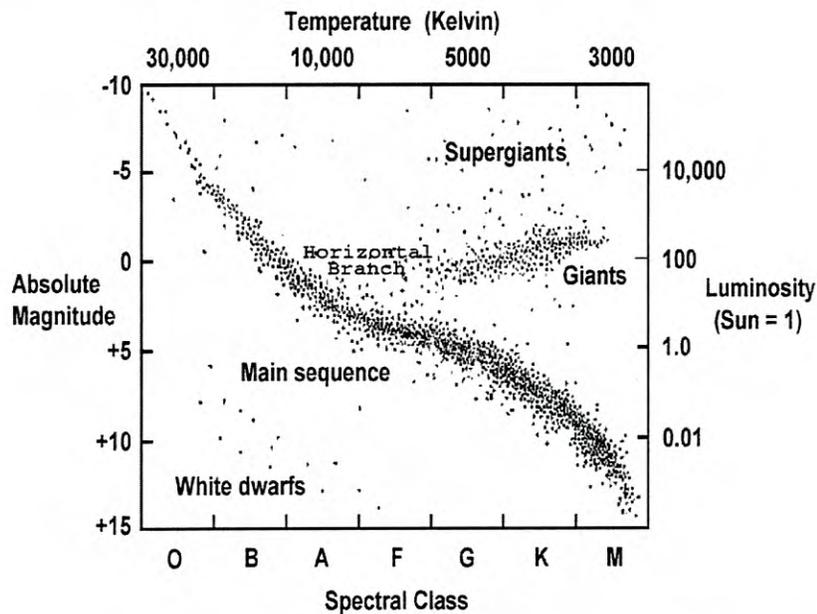


Figura 2: Diagrama HR. Imagen tomada de la página del observatorio Chandra

2.2. Ecuaciones básicas de evolución estelar

Cuando se estudia el comportamiento físico de una estrella suponemos que existe una geometría esférica donde la estrella está formada por capas (o shells) de cierto grosor y existe un gradiente en cada una de las propiedades físicas: presión, masa, luminosidad, densidad, temperatura, opacidad y energía. Hay ciertas ecuaciones que nos ayudan a describir la estructura y los procesos que se llevan a cabo en el interior de una estrella, como su estado estable durante la secuencia principal, la conservación de su masa, su tasa de generación de energía y las distintas formas en las que la transporta. Como se mencionó anteriormente el modelo estelar está formado por capas, por ello cada incógnita de interés se tiene que calcular dependiendo del radio correspondiente y la condiciones en la frontera.

Ecuación de equilibrio hidrostático

La fuerza gravitacional siempre es atractiva, por lo cual debe de existir una fuerza que se oponga a ésta de tal forma que evite el colapso de la estrella. Esta fuerza proviene de la presión en el interior de la estrella y para poder calcular cómo es que la presión varía de acuerdo a la profundidad se utiliza la segunda ley de Newton ($F=ma$) considerando un cilindro vertical de masa dm , cuya base inferior se localiza a una distancia r del centro de la estrella (considerando simetría esférica) con área transversal A y una altura dr . Además, supondremos que las únicas fuerzas que actúan sobre el cilindro son la gravedad y la fuerza de presión, que es siempre normal a la superficie y pueden variar con la distancia desde el centro de la estrella. La ecuación de movimiento es:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = F_g + F_{P,t} - F_{P,b}$$

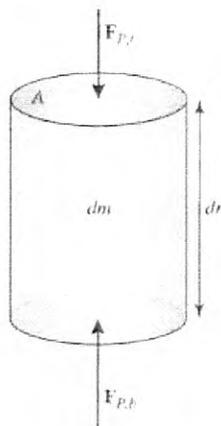


Figura 3: Cilindro con las características mencionadas. Tomada de An Introduction to Modern Astrophysics. Carroll & Ostlie, (2006).

O bien, podemos escribir explícitamente las fuerzas que actúan sobre el cilindro.

$$m\ddot{r} - (P + dP)dA - \rho Vg + PdA = 0$$

Como

$$V = drdA$$

y

$$m = \rho drdA$$

Nos queda

$$(\rho drdA)\ddot{r} = -(P + dP)dA - (\rho dr)dA + PdA$$

$$(\rho dr)\ddot{r} = -dP - \rho drg$$

$$\frac{-dP}{dr} = \rho\ddot{r} + \rho g$$

Cuando una estrella está en secuencia principal, se considera que su radio es prácticamente constante, por lo que la segunda derivada de r es igual a cero. Quedando la ecuación de equilibrio hidrostático como

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g \quad (1)$$

En el código se usa la ecuación en su forma completa, ya que el código es capaz de considerar las pequeñas variaciones que existen en el radio.

Ecuación de conservación de masa

La segunda ecuación describe cómo es la masa contenida en una capa de la estrella, para ello consideramos un cascarón esférico de espesor dr a una distancia r desde el centro de la estrella. Gráficamente tenemos:

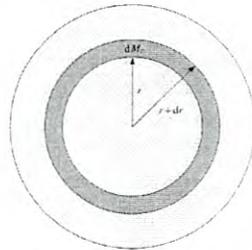


Figura 4: Imagen tomada de [KP07].

Al tratarse de una esfera con cascarones concéntricos, su masa es:

$$dm_r = 4\pi r^2 \rho dr \quad (2)$$

Y de aquí obtenemos precisamente la ecuación de conservación de la masa.

Ecuación de generación de energía

Esta tercer ecuación expresa cómo es que se genera la energía en el núcleo de la estrella para después ser llevada a la superficie y finalmente radiada hacia el espacio. Para obtenerla nuevamente consideramos un cilindro y dentro de él un cascarón circular de espesor dr, masa dm_r y radio r. Gráficamente lo que se observa es:

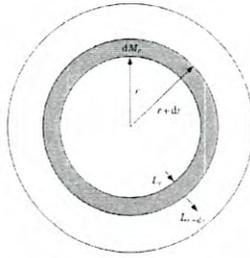


Figura 5: Imagen tomada de [KP07].

Sea L_r el flujo de energía, es decir, la cantidad de energía que pasa a través de la superficie r por unidad de tiempo y siendo ϵ el coeficiente de producción de energía o dicho de otra forma, la cantidad de energía liberada por la estrella por unidad de tiempo y masa, el cambio en el flujo de energía es:

$$dL_r = L_{r+dr} - L_r = \epsilon dm$$

O bien, tomando en cuenta la ecuación de conservación de masa:

$$dL_r = 4\pi r^2 \rho \epsilon dr$$

Con esto, la ecuación de generación de energía queda:

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon \quad (3)$$

Con $\epsilon = \epsilon_{nuc} + \epsilon_g - \epsilon_\nu$. Donde ϵ_{nuc} es la energía generada en el núcleo de la estrella por las reacciones termonucleares, ϵ_g la energía gravitacional y ϵ_ν es la energía de los neutrinos producidos, esta energía aparece negativa puesto que, como los neutrinos no interactúan con la materia escapan sin mayor esfuerzo y son considerados como sumideros de energía.

Ecuación de transporte radiativo

Hay tres formas de transporte de energía en el interior de las estrellas: conducción, convección y radiación. Dentro de las estrellas la transferencia por conducción es muy ineficiente porque son pocas las colisiones que ocurren entre los electrones que transportan energía. Este tipo de transporte energético se vuelve importante en estrellas compactas como enanas blancas o estrellas de neutrones, porque el número de colisiones entre electrones aumenta significativamente, pero en nuestro caso podemos despreciarlo.

Para obtener la ecuación de transporte de radiación partimos de la ecuación del cambio en flujo de energía F según la posición.

$$\frac{dF}{dr} = -\kappa \rho F$$

Siendo

$$\kappa$$

la opacidad del medio y modelando la estrella como un cuerpo negro, es decir, utilizando la ley de Stefan-Boltzmann $F = \sigma T^4$, nos queda:

$$4\sigma T^3 \frac{dT}{dr} = -\kappa \rho F$$

y como $F=L/4\pi r^2$, podemos escribir:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{-\kappa\rho L}{16\pi\sigma T^3 r^2} \quad (4)$$

Esta ecuación determina la estratificación de la temperatura en el interior de las estrellas donde el principal proceso físico de transporte es la radiación.

Ecuación de transporte convectivo

El movimiento hacia la superficie de los elementos gaseosos mezcla el material de la estrella y la composición de las partes convectivas se vuelve homogénea, para evitar esto consideraremos que el transporte de energía será mediante celdas convectivas adiabáticas. Estas celdas obedecen la ecuación de estado adiabática:

$$T \propto P^{1-\frac{1}{\gamma}}$$

con $\gamma = C_p/C_v$

Donde P es la presión del gas y γ es el componente adiabático. Derivando la ecuación de estado se obtiene el gradiente de temperatura convectivo:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{(\gamma - 1) T}{\gamma P} \frac{dP}{dr} \quad (5)$$

2.3. Mecanismo de transmisión de calor: criterio de convección

En una estrella los mecanismos de transporte de energía son tres: convección, radiación y conducción (este último solo cuando la densidad es muy alta, como en una estrella de neutrones). Para establecer cual transporte de energía será gobernante en cada región de la estrella se utiliza el criterio de convección de Schwarzschild, el cual es fundamental y se deduce de la siguiente forma:

Definimos el gradiente de temperatura

$$\nabla = \frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{P}{T} \frac{dT}{dP} \quad (6)$$

Las condiciones para la convección son dos, la primera es que durante el ascenso de la celda no haya transferencia de energía, es decir, es un proceso adiabático. La segunda es que la densidad de la celda que transporta energía es menor que la densidad del medio, es por ello que asciende sobre otras.

Con estas condiciones, el cambio de densidad de la celda es

$$\Delta\rho_{celda} = \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{ad} \Delta r < 0$$

$$\Delta\rho_{med} = \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{rad} \Delta r < 0$$

Y tenemos que:

$$|\Delta\rho_{celda}| > |\Delta\rho_{med}|$$

O bien,

$$\left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{ad} < \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{rad}$$

Como el proceso es adiabático tenemos:

$$P \propto \rho^\gamma$$

Donde $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$.

Reescribimos para obtener el criterio de convección de Schwarzschild:

$$\nabla_{ad} < \nabla_{rad} \quad (7)$$

Dentro del criterio de convección existen algunos parámetros libres de suma importancia y que es trascendental calibrarlos adecuadamente para asegurarnos que el código arroje resultados que estén de acuerdo a lo observado. Tales parámetros son:

Longitud de mezcla L/Hp

La teoría de Longitud de Mezcla o Mixing Length Theory (MLT) postula que la convección consiste en celdas de materia en ascenso y descenso dentro de la estrella. El proceso transporta energía desde las zonas interiores de la estrella (más calientes) a las zonas exteriores más frías. La teoría solo es una aproximación al complicado problema hidrodinámico que supone la convección de un fluido, por lo que hace varias simplificaciones como que las celdas ascendentes no intercambian calor con el medio circundante; o sea que ascienden de manera adiabática. Para que esto ocurra, suponemos que el tiempo de subida de la celda es mucho menor que el tiempo de intercambio de calor con los alrededores. Durante la subida de la celda llegará un momento en el que se disuelva con el medio circundante, entregando al ambiente prácticamente todo el calor que transportaba, llevando de esta forma energía del interior a zonas más superficiales.

El flujo de energía transportado en el interior de la estrella es:

$$F(r) = \frac{L}{4\pi r^2} = F_{rad} + F_{conv}$$

la diferencia de temperatura entre la celda y el medio está dada por:

$$\Delta T = T_{celda} - T_{med}$$

y la energía por unidad de volumen (E) que cede la celda al medio es

$$E = \rho c_p \Delta T$$

Se utiliza c_p porque se asume que la presión es igual tanto en la celda como con el medio circundante.

La diferencia de temperatura se aproxima como:

$$\Delta T = \left[\left(\frac{-dT}{dr} \right)_{med} - \left(\frac{-dT}{dr} \right)_{cell} \right] \Delta r$$

Si ahora definimos la velocidad promedio de las celdas como \bar{V} , tenemos que el flujo convectivo es de la forma

$$F_{conv} = \rho c_p \Delta T \bar{V}$$

O bien,

$$F_{conv} = \rho c_p \bar{V} \left[\left(\frac{-dT}{dr} \right)_{med} - \left(\frac{-dT}{dr} \right)_{cell} \right] \Delta r$$

El flujo de energía convectiva es entonces igual a \bar{V} veces la densidad de energía que atraviesa por una superficie imaginaria.

Ahora, podemos reescribir:

$$\frac{dT}{dr} = T \frac{d \ln T}{dr} = T \frac{d \ln T}{d \ln P} \frac{d \ln P}{dr}$$

Usando la ecuación de equilibrio hidrostático:

$$\frac{d \ln P}{dr} = - \frac{\rho g}{P} = \frac{1}{H_p}$$

H_p es la escala de altura de presión y tiene unidades de longitud. Con esto, escribimos los diferenciales de temperatura de la siguiente forma:

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_{med} = - \frac{T}{H_p} \nabla_{med}$$

Donde

$$\nabla_{med} = \frac{P}{T} \frac{dT}{dP}$$

La aproximación de la teoría de longitud de mezcla establece un parámetro l que es la distancia promedio que viaja una celda convectiva antes de disolverse y establece que se evalúa convectivo a una profundidad específica. Las celdas que han cruzado el área imaginaria de muestreo han viajado en promedio $\Delta r = \frac{l}{2}$. Con esta aproximación el flujo de energía transportado por convección queda como:

$$F_{conv} = \rho c_p \bar{V} \Delta T$$

Overshooting

El overshooting es un parámetro de ajuste al considerar que las fronteras de las zonas convectivas no deben ser muy penetrables si consideramos la inercia de las celdas convectivas. El overshooting de una estrella se parametriza a través de la expresión:

$$\alpha_{ov} = \frac{l_{ov}}{H_p}$$

Generalmente un valor aceptado como estándar es $\alpha_{ov} \approx 0.1-0.2$ [Stothers & Chin (1991), Ekstrom et al. (2012), Chieffi & Limongi 0...(2013)]

El valor de la eficiencia convectiva solar comúnmente aceptado es de :

$$\alpha_{MLT} = 1,6$$

Estrellas de baja masa

Al salir de secuencia principal, como se mencionó anteriormente, es cuando comienzan las verdaderas diferencias entre los caminos evolutivos estelares y esto lo podemos ver reflejado especialmente en el tiempo que tarda en morir la estrella. La característica principal que determina el fin de esta etapa en una estrella es que agota la reserva de H en su núcleo. En las estrellas de baja masa,

domina la cadena protón protón como cadena de quemado de hidrógeno en helio. Acto seguido el núcleo (ahora formado de He) de la estrella se apaga y comienza a contraerse gravitacionalmente, lo cual se ve reflejado en un incremento de temperatura, provocando que la siguiente capa al núcleo comience a quemar hidrógeno en helio y producir un exceso de energía que genera un incremento en el radio de la estrella. La luminosidad de la estrella permanece constante, lo cual implica que la temperatura efectiva tiene que disminuir (por aquello de que el radio está aumentando), puesto que $L \propto R^2 T^4$.

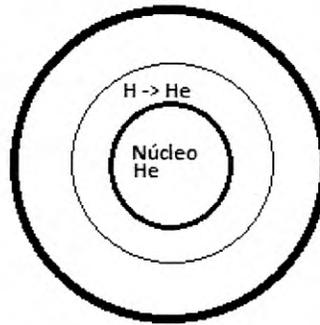


Figura 6: Dibujo que ejemplifica cómo la estrella al salir de secuencia principal se queda con un núcleo de helio, el cual al contraerse aumenta su temperatura y enciende la capa consiguiente del núcleo de la estrella de hidrógeno en helio.

La estrella se localiza ahora en la parte de las subgigantes en el diagrama HR. La temperatura alcanza un límite y las capas superiores al núcleo se vuelven convectivas haciendo más eficiente el transporte de energía hacia la superficie, aumentando así la luminosidad de la estrella (lo que se percibe en el diagrama HR es como sube por la rama de las subgigantes) mientras que el núcleo se encuentra en un estado de mínima energía (está degenerado), sin embargo la contracción de éste continúa hasta alcanzar una temperatura suficiente para fusionar He en carbono y oxígeno. Debido a esto se incrementa considerablemente la tasa de generación de energía suficiente como para romper la degeneración y ocurre un proceso llamado flash de helio que consiste en que grandes cantidades de helio se convierten a carbono (3 núcleos de He se transforman en uno de C), para que ocurra este proceso es necesario que el núcleo de la estrella esté a una temperatura alrededor de 10^8 grados Kelvin. A partir de este momento las capas siguientes al núcleo se reajustan a esta nueva condición. El tamaño del núcleo aumenta, pero el radio de la estrella disminuye porque el aporte de energía también baja. Por consecuencia de esto la luminosidad de la estrella también disminuye. Se alcanza la rama horizontal en el diagrama HR lo cual implica una constante entre la luminosidad y la temperatura de la estrella. El quemado de helio en carbono y oxígeno continúa hasta agotarse del núcleo y

ahora este nuevo núcleo de carbono y oxígeno se comienza a contraer, lo cual hace que la temperatura se eleve. A partir de este momento tanto el radio como la luminosidad aumentan por esta nueva generación de energía, sigue habiendo transporte convectivo de las capas hacia la superficie (segundo “dredge-up”).

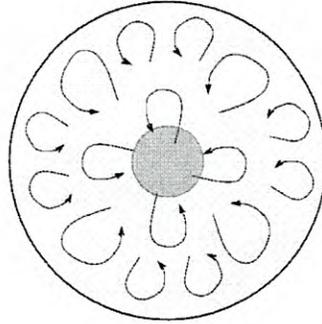


Figura 7: Ilustración del envolvente convectivo, es decir, de las celdas de convección. Los tamaños y profundidades de las celdas es variado. Imagen tomada de <http://spiff.rit.edu/classes/phys230/lectures/planneb/planneb.html>

En el diagrama HR, la estrella asciende por la “Rama asintótica de las gigantes”. Durante el quemado de He en cascarón, se enciende un cascarón más externo de quemado de H. La estrella crece hasta convertirse en una gigante o supergigante roja (RSG). Después de esto, la estrella comienza a pulsar debido a la energía térmica (depende de la opacidad de la estrella en cuestión). Hay una gran pérdida de masa de la envolvente estelar con la misma que se forma una nebulosa planetaria alrededor de la estrella. El núcleo eleva más su temperatura hasta el punto de comenzar a quemar carbono, mientras que los cascarones de H y He se empiezan a apagar a medida que la estrella va disminuyendo su tamaño hasta quedarse como un objeto compacto muy caliente (10^4 K) y poco luminoso, compuesto principalmente de C/O mejor conocida como enana blanca y así continuará hasta radiar toda la energía que tiene almacenada, para finalmente quedar como una enana negra. Sin embargo la tasa de enfriamiento de una enana blanca es tan lenta que actualmente no se tiene registro de la presencia de una enana negra.

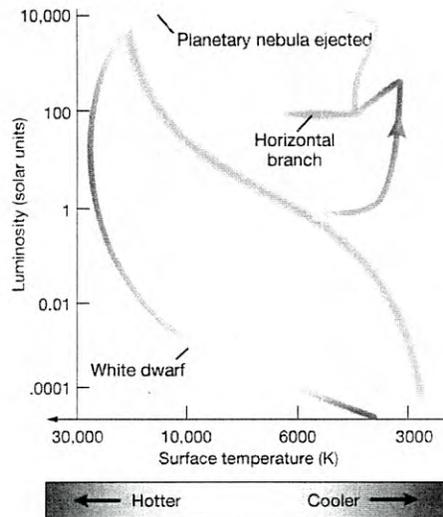


Figura 8: Diagrama HR que muestra la evolución de una estrella de $1 M_{\odot}$, como nuestro Sol. Imagen tomada de: <https://www.education.psu.edu/astro801/content/l6p3.html>

Estrellas masivas

Al igual que las estrellas de baja masa, al abandonar la secuencia principal es cuando comienzan los verdaderos cambios en la estrella, empieza por encenderse un cascarón de quemado de H alrededor del núcleo de He. Lo que provoca que la estrella se expanda mientras el núcleo se contrae. Dicha expansión ocurre a luminosidad prácticamente constante, por lo que la temperatura efectiva de la estrella decrece y la estrella se vuelve una supergigante roja (RSG). Debido a las altas temperaturas a las que se encuentra el material, el núcleo no está degenerado por lo que el proceso de encendido de He (en el core) se da de forma suave. Al agotarse el He en el núcleo (ahora formado de C,O) se crea un cascarón de quemado de He en su exterior. El cascarón de quemado de H sigue encendido. Nuevamente el núcleo se calienta y se enciende ahora el quemado de C en el núcleo de la estrella. Al agotarse el quemado de carbono en el core, se crea un cascarón de quemado de C exterior. Los cascarones de quemado de He y de H rodean este sistema. Los procesos de quemado se repiten hasta que el núcleo de la estrella se convierte en Fe, rodeado por una estructura de “capas de cebolla” de diferente procesamiento termonuclear a su alrededor.

La cadena de quemado de elementos que se sigue es la cadena CNO que comienza quemando hidrógeno que se transforma en helio (etapa de secuencia principal, donde la estrella permanece la mayor parte de su vida), que a su vez quema para generar oxígeno y carbono, seguido de neón y magnesio, el cual quema hasta dejar un núcleo de oxígeno que en un tiempo aproximado de tres años convierte en uno de silicio y azufre. Para finalmente en menos de un año

transformarlo en hierro, donde termina la cadena.

Para este punto la estrella ya habrá explotado como supernova (SN) y depende de las características de la estrella progenitora el remanente que dejará, entre sus opciones tiene:

- **Estrellas de neutrones**

Si la masa del remanente excede $M \geq 1,5M_{\odot}$ la presión de degeneración de electrones no puede detener el colapso y la estrella continúa contrayéndose, hasta que los protones y electrones se combinan para formar neutrones, y la contracción se detiene por degeneración neutrónica. La densidad es muy alta $\rho_{NS} \approx 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, es decir, mayor a la de un núcleo atómico. Una estrella de neutrones (NS) es sumamente pequeña, su radio es de aproximadamente 10 km.

- **Agujeros negros**

Si la masa del remanente excede $M \geq 2,7M_{\odot}$ (límite incierto) la presión de degeneración de neutrones no puede detener el colapso y la estrella continúa contrayéndose hasta formar un Agujero Negro. El radio de un agujero negro es aproximadamente $R_s = 2.95 \text{ km} \frac{M}{M_{\odot}}$ y es considerado un objeto con densidad sumamente grande. El gas que cae dentro de un agujero negro emite en rayos X y es esta emisión una de las formas en las que es posible detectarlos.

Como resumen de esta subsección presentamos el siguiente diagrama.

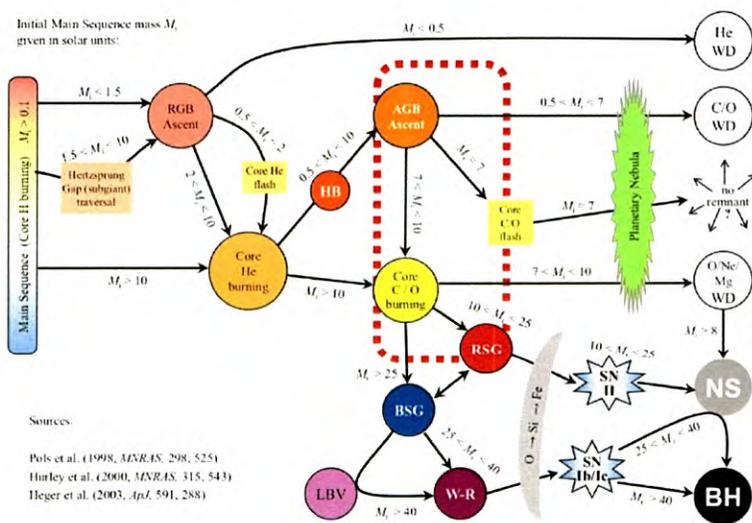
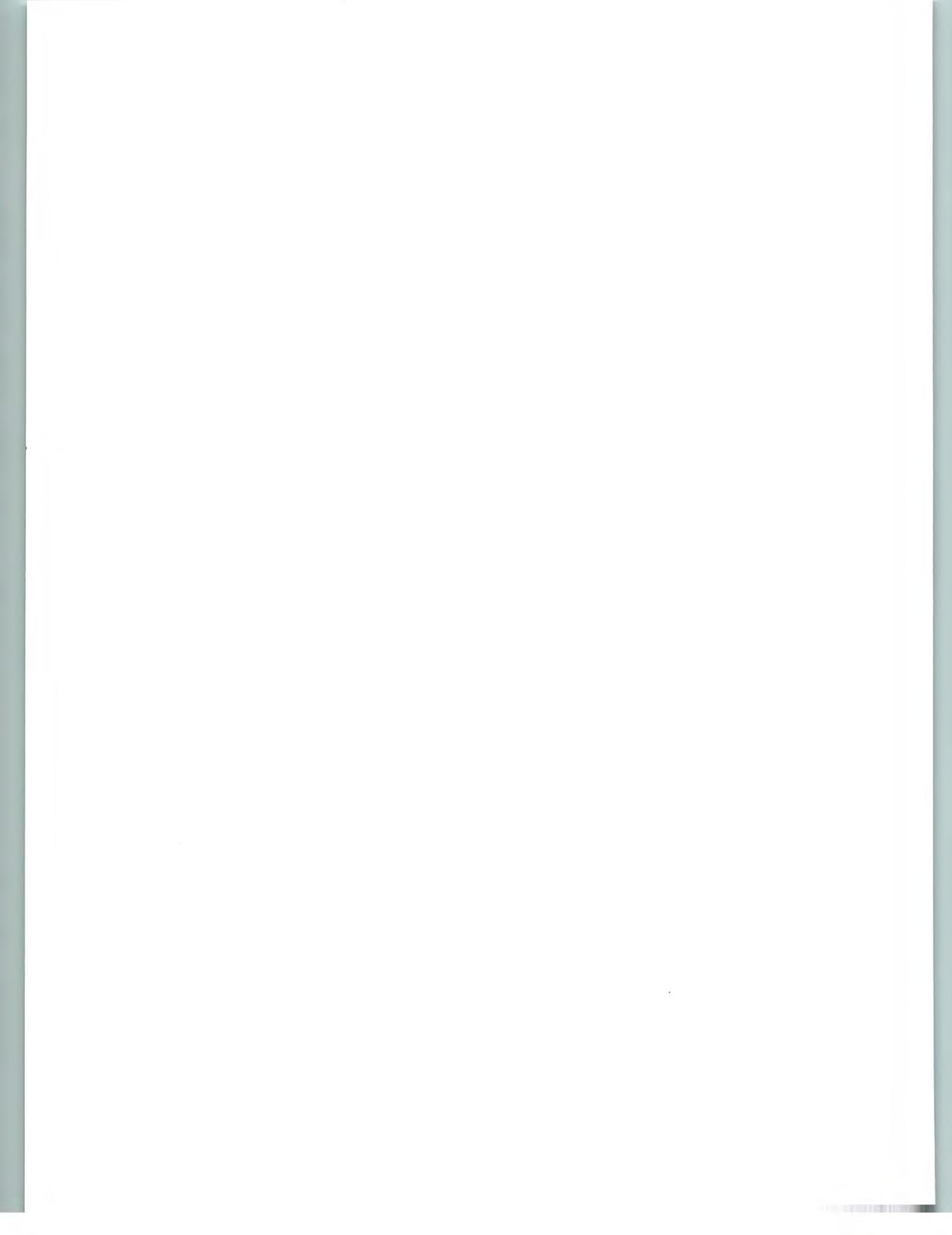


Figura 9: Diagrama de evolución estelar, de manera muy resumida y simple explica cómo evoluciona una estrella según su masa.

2.4. Pérdida de masa y viento estelar

La pérdida de masa de una estrella es un proceso físico que ha sido ampliamente observado, especialmente en las estrellas de baja masa al igual que nuestro Sol, donde es mejor conocida como viento solar y que alcanza tasas de pérdidas de masa hasta de $10^{-14} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$ con una velocidad promedio aproximada



de 500 km/s en la órbita terrestre. En estrellas de este tipo los vientos estelares no producen pérdidas significantes porque son muy débiles y no arrastran gran cantidad de materia.

Por otra parte no existe actualmente un consenso en la literatura respecto al mecanismo que da origen a la pérdida de masa de las estrellas masivas durante la etapa de supergigante roja. Se sabe que contribuyen el intercambio binario, las grandes eyecciones de masa y los vientos estelares. Éstos últimos son flujos de masa que van desde la superficie estelar y escapan de la fuerza de atracción de la estrella hacia el espacio, con distintas velocidades. Las características del viento dependen fuertemente de los parámetros físicos de la estrella emisora. La pérdida de masa estelar afecta la estructura estelar (luminosidad, tiempos de quemado, etc.), la evolución de la estrella a través del cociente $\frac{M_{corona}}{M_{env}}$ y el medio circunestelar (gas que rodea a la estrella). La primera evidencia de la pérdida de masa por medio de vientos estelares se dio a través de la observación de los espectros estelares de las "novas": la presencia de líneas muy anchas de emisión asociadas a los estallidos de emisión óptica característicos de estos objetos, y que empezaron a relacionarse con la eyección de material a altas velocidades.

El perfil de una estrella con vientos recibe el nombre de P Cygni. Estos perfiles, que también han sido detectados en otro tipo de estrellas (que no son novae y/o LBV) como las estrellas Wolf-Rayet que se caracterizan precisamente por la gran pérdida de masa que experimentan por medio de fuertes vientos. Desde principios del siglo XX ha sido posible fotografiar directamente, en algunos casos, los cascarones de masa eyectados por las estrellas por medio de vientos y/o eyecciones eruptivas.

Los vientos estelares suelen agruparse de forma general en tres categorías:

- **Vientos de estrellas calientes O y B.** Son transportados por presión de radiación, producto de la alta luminosidad de las estrellas. (Owocki, 1994; Lamers 1997)

- **Vientos coronales.** Son vientos de estrellas "frías", en el rango de estrellas tipo solar. Fluyen desde la estrella hacia el espacio por presión térmica debido a las altas temperaturas del gas ($T_{corona\odot} \sim 2 \times 10^6 K$), y su comportamiento ha sido descrito por Parker (1958, 1960), que desarrolló la teoría del viento coronal y fue quien acuñó los términos de viento solar y viento estelar. [Lamers y Cassinelli, 1999].

- **Vientos fríos (no coronales).** Ocurren en la zona fría (roja) de las estrellas masivas y se cree que son producidos principalmente por presión de radiación en granos de polvo, o bien, por pulsación estelar. Sin embargo, actualmente no hay una respuesta exacta de cual es el mecanismo que los produce, aunque son observados de forma evidente en la emisión UV de muchas estrellas y en la observación de sus perfiles P Cygni.

El modelo más utilizado para describir a los vientos de estrellas calientes es el de Lucy y Solomon (1970) quienes proponen que la pérdida de masa en este tipo de estrellas resulta de la presión ejercida sobre el gas por la absorción de radiación de ciertas líneas metálicas (que le van transfiriendo su momento). De esta forma la gravedad de la superficie estelar es menor que la fuerza ejercida por la presión de radiación y las partículas de gas fluyen alejándose de la estrella. En este caso, si consideramos que la longitud de onda del fotón incidente sea la

apropiada para determinado ión, se tiene que

$$\frac{d}{dt}p = \dot{M}v = \frac{L}{c}$$

suponiendo que la transferencia fuera 100% eficiente, pero como no lo es, Lucy y Solomon (1970) incluyeron un factor η para cuantificar la eficiencia de la absorción, haciendo que la ecuación que se tenía anteriormente quede:

$$\dot{M}v = \eta \frac{L}{c}$$

esta teoría recibe el nombre de 'Radiation-driven wind theory'.

En general, observacionalmente se encuentra que los vientos estelares de estrellas masivas pueden ser parametrizados como función de ciertas variables estelares básicas, de la forma:

$$\dot{M} = \kappa M^\alpha R^\beta L^\gamma Z^\delta$$

donde κ es una constante de proporcionalidad, M es la masa de la estrella, R es su radio, L la luminosidad, Z la metalicidad y los exponentes $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ son determinados empíricamente por medio de las líneas ópticas, perfiles $H\alpha$, P Cygni, etc. La tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal del viento, pueden derivarse de los perfiles P Cygni observados [Lamers et al.,(1995)].

El impacto de la metalicidad en la tasa de pérdida de masa de las estrellas en la rama de gigante roja (RGB) se estudia a través de su efecto sobre los parámetros de la rama horizontal (HB). Los factores de escala de Reimers (1975) y Schroder y Cuntz (2005) se determinaron en estrellas de 56 cúmulos globulares galácticos bien estudiados (GCS), la determinación es:

$$\dot{M} = 2 \times 10^{-6} \eta \frac{L_*}{L_\odot} \frac{R_*}{500R_\odot} \frac{M_\odot}{M_*} M_\odot / yr$$

Otra determinación obtenida empíricamente por Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) de 247 estrellas luminosas. Es un ajuste para todo diagrama HR y tiene un error intrínseco igual a su desviación estándar, que depende de la zona y es:

$$\dot{M} = 9,63 \times 10^{-15} \left(\frac{L_*}{L_\odot}\right)^{1,24} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{0,16} \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{0,81} M_\odot / yr$$

En todos estos casos, la parametrización describe el comportamiento de un viento suave y homogéneo, que además está "promediado en el tiempo" [Lamers et al.,(1995)] sin tomar en cuenta procesos eruptivos/explosivos.

Otras determinaciones más recientes que no son totalmente empíricas, si no que también tienen base teórica. [Vink et al.(2001)]:

$$\begin{aligned} \log \dot{M} = & -6,697 + 2,194 \log\left(\frac{L}{10^5}\right) - 1,313 \log\left(\frac{M}{30}\right) \\ & - 1,226 \log\left(\frac{V_\infty}{2v_{esc}}\right) + 0,933 \log\left(\frac{T_{eff}}{4 \times 10^4}\right) \\ & - 10,92 \log\left(\frac{T_{eff}}{4 \times 10^4}\right)^2 + 0,85 \log\left(\frac{Z}{Z_\odot}\right) \end{aligned}$$

donde el valor de C está definido según el rango de temperatura efectiva de la estrella. Por ejemplo:

$$\begin{aligned} 1,00 &\rightarrow T_{eff} < 10,000K \\ 1,40 &\rightarrow 1 \times 10^4 < T_{eff} < 21,000K \\ 2,65 &\rightarrow T_{eff} > 21,000K \end{aligned}$$

La densidad del viento en cada punto del espacio está dada por la ecuación de continuidad (conservación de masa):

$$\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_\infty} \quad (8)$$

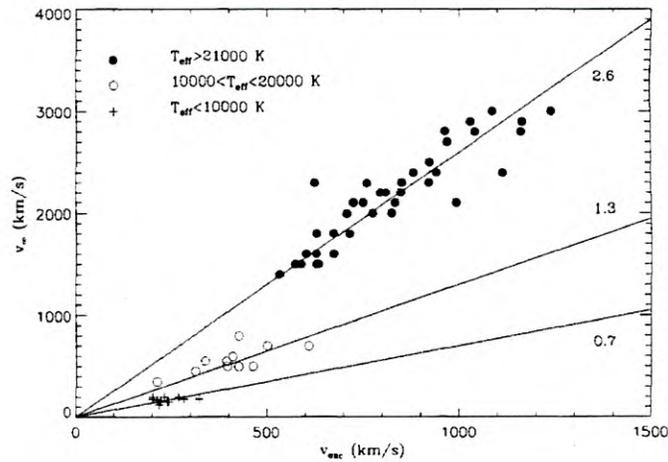


Figura 11: Velocidades terminales de los vientos v_∞ , contra las velocidades de escape v_{esc} para estrellas tipo O, B y A. Los símbolos denotan los diferentes intervalos de temperatura. La incertidumbre en las velocidades terminales es típicamente de 10 a 20 %. Note las tres relaciones lineales. Henny, Lamers & Cassinelli (1999)

2.5. Evolución del medio circunestelar

La masa que la estrella va liberando a través de los vientos impacta directamente con el medio que la rodea, dejando la huella de su interacción con este, de una forma muy característica a lo largo de la evolución de la estrella. El viento estelar es un flujo de masa y puede describirse a través de su luminosidad mecánica, expresada como:

$$L_w = \frac{1}{2} \dot{M} v_\infty^2$$

Siendo la luminosidad mecánica sólo una pequeña fracción de la luminosidad de radiación. Si denotamos con L_f a la luminosidad de fotones que es absorbida para producir el viento estelar tenemos que:

$$\dot{M} v_\infty = \frac{L_f}{c}$$

de donde podemos encontrar una relación entre estas luminosidades, más específicamente de datos observacionales:

$$L_w \approx 10^{-3;-4} L_f$$

para la etapa de secuencia principal y

$$L_w \approx 10^{-2;-3} L_f$$

para la etapa de Wolf-Rayet.

Cuando el viento estelar impacta en un medio gaseoso denso, al ser su velocidad supersónica produce una onda de choque en el medio circunestelar que se propaga hacia afuera (visto desde el marco de referencia de la onda de choque), pero también se propaga en dirección de la estrella chocando el gas del viento mismo. Para encontrar el movimiento del cascarón de gas chocado se utiliza la segunda ley de Newton en la forma:

$$\frac{d}{dt}[M_s(t)\dot{R}] = 4\pi R^2 P$$

donde M_s es la masa del gas envolvente chocado y R la posición del cascarón, suponiendo que la cáscara de gas es extremadamente delgada. La luminosidad mecánica produce un cambio en la energía térmica del gas circunestelar y del viento propio, al mismo tiempo hace un "barrido" por el medio alrededor de la estrella construyendo un cascarón de gas (gas shell). En este caso, la luminosidad mecánica es:

$$L_w = \dot{E} + \dot{W}_{exp} = \dot{E} + 4\pi R^2 P \dot{R}$$

donde W_{exp} es el trabajo realizado sobre la capa de gas ya sea por expansión o compresión. Si ahora consideramos que la presión total del gas está dada por la densidad de energía:

$$P = \frac{(\gamma - 1)E}{4/3\pi R^3}$$

Si ahora usamos esta expresión de densidad de energía en la ecuación de movimiento y en la ecuación para luminosidad mecánica tenemos respectivamente:

$$\frac{d}{dt}[4/3\pi R^3 \rho_0(t)\ddot{R}] = \frac{4\pi R^2(\gamma - 1)E}{4/3\pi R^3} \quad (9)$$

y

$$\frac{dE}{dt} = L_w - \frac{4\pi R^2(\gamma - 1)E}{4/3\pi R^3} \dot{R}$$

Las cuales deben de resolverse. La masa del cascarón es la masa barrida a causa de la presión del viento chocado y está dada por la expresión:

$$M_s = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_0$$

donde ρ_0 es la densidad del medio interestelar. Si desarrollamos la ecuación (9) obtendremos las dos ecuaciones que deben de resolverse para encontrar la estructura del medio circunestelar afectado por el viento estelar, que son:

$$R^3 \ddot{R} + 3R^2 \dot{R}^2 - \frac{3E}{2\pi R \rho_0} = 0$$

$$\dot{E} - \frac{2\dot{R}E}{R} - L_w = 0$$

Nótese que hasta ahora se consideró que la luminosidad mecánica se mantiene constante durante toda esta etapa, lo cual no es necesariamente cierto. Para resolver las dos ecuaciones anteriores se propondrá una solución aproximada en una serie de potencias como función del tiempo:

$$R = R_0 t^\alpha \quad (10)$$

y

$$E = E_0 t^\beta \quad (11)$$

Las cuales sustituiremos para obtener:

$$(4\alpha^2 - \alpha)R_0^4 t^{4\alpha-2} - \frac{3E_0 t^{\beta-\alpha}}{2\pi R_0 \rho_0} \\ \beta E_0 t^{\beta-1} + 2\alpha t^{\beta-1} E_0 - L_w = 0$$

de $[4\alpha - 2 = \beta - \alpha]$ y $[\beta - 1 = 0]$ obtenemos que $\alpha = \frac{3}{5}$ y $\beta = 1$, con lo cual podemos llegar a las soluciones:

$$E = \frac{5}{11} L_w t \quad (12)$$

$$R = \left(\frac{125 L_w}{154 \pi \rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (13)$$

$$P = \frac{7}{(3850\pi)^{2/5}} L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5} \quad (14)$$

Los resultados de estas soluciones nos describen cómo cambiarán en el tiempo la energía, la posición del cascarón y la presión del gas barrido.

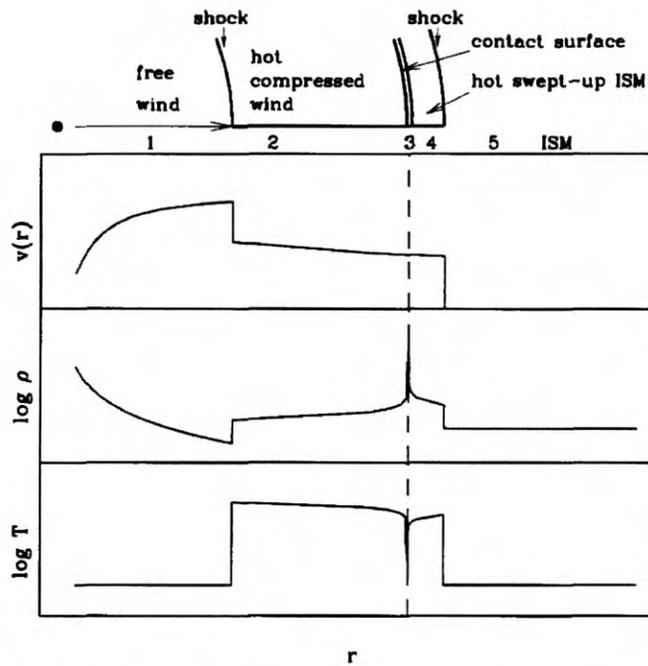


Figura 12: Ilustración de la estructura básica de un viento que formó un cascarón muy delgado interactuando con el medio circunestelar. Se alcanza a apreciar la región del viento libre y viento de choque. Henny, Lamers & Cassinelli (1999)

Durante la fase de supergigante roja (RSG) el viento de la estrella es más denso y lento (la tasa de pérdida de masa es mayor a la de secuencia principal en varios órdenes de magnitud) y la presión dinámica del viento disminuye, las velocidades del viento en RSG son entre 10 y 80 km/s. El choque terminal adiabático pierde su posición de equilibrio y empieza a moverse hacia la estrella, hasta que la presión dinámica del nuevo viento se iguala con la presión térmica de la siguiente región de viento y se encuentra una nueva posición de equilibrio para comenzar a formar un nuevo cascarón, pero ahora del viento de RSG (que llamaremos cascarón RSG)

Al final de RSG tendremos dos cascarones densos alrededor de la estrella separados por una región menos densa y caliente de viento chocado de MS. El radio del cascarón RSG está determinado por la duración de esta etapa y por el balance de la presión dinámica del viento de RSG con la presión térmica del gas chocado de MS, así como de otros parámetros por ejemplo la conducción térmica entre cascarones. D'Ercole (1992).

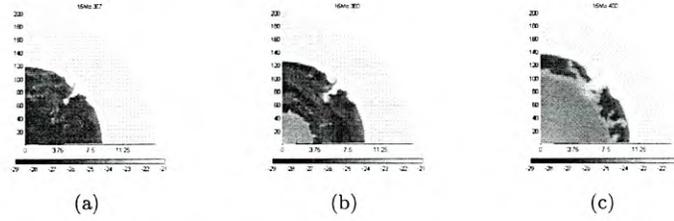


Figura 13: Ejemplo de cómo se van formando los cascarrones de material alrededor de la estrella conforme interacciona con el CSM. Este modelo en particular es de una estrella de 15 masas solares con una pérdida de masa clásica. Estas imágenes las obtuvimos simulando con el código ZEUS. (a) Modelo 367. La estrella se encuentra en su etapa de RSG, pero aún no ha formado el cascarrón, sin embargo se alcanza a apreciar el cascarrón de MS. (b) Modelo 380. Se aprecia tanto el cascarrón de RSG como el de MS. (c) Modelo 400. Se nota cómo ha crecido el cascarrón del tiempo, casi llegando a colisionar con el cascarrón de MS.

Las soluciones que obtuvimos anteriormente son aproximaciones de la interacción del viento estelar con el medio circunestelar (CSM), donde se ha supuesto simetría esférica y conservación de energía y momento, además como ya se mencionó antes se consideró la luminosidad mecánica L_w de la estrella constante. Las soluciones no son apropiadas, entonces, para casos asimétricos o no adiabáticos o estrellas evolucionando cuya L_w dependa del tiempo. Lo que debe hacerse para encontrar la estructura morfológica del gas alrededor de una estrella con estas características, es resolver las Ecuaciones de Euler para un gas (Ecuaciones de Navier-Stokes, sin la presencia de viscosidad):

Ecuación de conservación de masa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (15)$$

donde ρ es la densidad de una parcela de gas y las componentes de su velocidad son $\vec{u} = (u, v, w)$.

Ecuación de conservación de momento

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)(\rho \vec{u}) + \vec{\nabla} P = 0 \quad (16)$$

Desarrollándola tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(P + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(P + \rho v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(P + \rho w^2)}{\partial z} &= 0 \end{aligned}$$

donde P es la presión del gas.

Conservación de energía

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}(E + P)) = 0 \quad (17)$$

siendo E la densidad de energía total del gas por unidad de volumen. Con esto, tenemos tres ecuaciones a resolver en cada punto del espacio, con seis incógnitas (ρ, u, v, w, E, P). Para cerrar el sistema se utiliza la ecuación de estado:

$$P = \rho(\gamma - 1)e \quad (18)$$

Donde e es la densidad de energía interna del gas por unidad de masa y tomando en cuenta que $E = \rho e + \rho(u^2 + v^2 + w^2)/2$.

El código hidrodinámico ZEUS-3D resuelve numéricamente (explícitamente) las ecuaciones diferenciales parciales acopladas que hemos planteado para describir la morfología del gas como función del tiempo y de la posición en una malla especial euleriana con las siguientes restricciones:

- Fluido ideal (adiabático y sin viscosidad)
- No-relativista
- Carga eléctrica neutra
- La escala de tiempo está sujeta a la condición de Courant

2.6. Etapas evolutivas avanzadas

Cuando una estrella termina su etapa de secuencia principal, como ya se ha mostrado, sigue un camino evolutivo de acuerdo a las características físicas propias. Para una estrella masiva se ha observado que tienen las siguientes opciones de evolución:

• Súper gigante roja (RSG)

Es la etapa que le sigue a una estrella masiva después de salir de secuencia principal y generar modelos que reproduzcan esta etapa ha sido un reto como se ha discutido recientemente por Massey & Olsen (2003), los modelos de evolución estelar producen RSG más calientes y menos luminosas que las observadas. Tal discrepancia no es sorprendente, dados los grandes cambios que sufre la estrella en esta etapa. Las RSG poseen una característica sumamente importante que las distinguirán: su temperatura es menor a 4500 grados Kelvin. Las opacidades RSG son inciertas debido a las posibles deficiencias en el conocimiento de las opacidades moleculares. Las atmósferas de estas estrellas están muy extendidas, pero en general los modelos asumen geometría plana y paralela.

• Estrellas Wolf-Rayet

En 1867 dos astrónomos franceses, Charles Wolf y Georges Rayet descubrieron un tipo muy raro de estrella. Se caracterizaba por tener una fuerte emisión de helio y prácticamente una ausencia total de hidrógeno. Este tipo de objeto es una etapa evolutiva avanzada de una estrella, es decir, post RSG. Las temperaturas efectivas que tienen van desde los 10,000°K hasta aproximadamente los 200,000 °K y se caracterizan por sus fuertes vientos estelares. Dentro de esta clasificación existen subtipos de acuerdo a las líneas de emisión de su espectro, pueden presentar líneas fuertes de Nitrógeno (WN), de Carbono (WC) y oxígeno (WO) Kingsburgh, R. L.; Barlow, M. J.; Storey, P. J. (1995).

A su vez existe otra clasificación según su temperatura y la vida media que tienen. Las estrellas Wolf Rayet tempranas (WNE) y las tardías (WNL).

- **Súper gigante amarilla (YSG)**

Una gigante amarilla es una estrella con un tipo espectral A hasta K, es decir, que su rango de temperatura efectiva está entre 5000°K y 7500°K. Tipo de luminosidad Ia y Ib. Dada su temperatura, el polvo envolvente y las grandes pérdidas de masa que poseen son excelentes candidatas para tener etapas de evolución posteriores a RSG [2016 ApJ, 825, 50.].

3. Metodología

En el estudio realizado se utilizaron dos códigos numéricos distintos: BEC y ZEUS-3D. Estos códigos generan simulaciones de fenómenos diferentes. Por un lado, BEC es un código de evolución estelar mientras que ZEUS-3D resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes (o el caso particular de las Ecuaciones de Euler) para describir la interacción que hay entre el viento estelar con el gas que rodea a la estrella.

3.1. BEC

El código BEC simula el camino evolutivo que siguen las estrellas según sean las características de las cuales se interese modelar. Tiene parámetros que pueden ser dados por las condiciones iniciales, otros que son calculados y algunos libres. Para garantizar que el código reproduce algo apegado a la realidad, por aquello del uso de parámetros libres, lo más usual es 'calibrar' el código simulando una estrella conocida y comparandola con los resultados observacionales.

Los parámetros físicos que el código necesita son ingresados en un archivo de entrada llamado m.dat dónde se encuentran las características de nuestro modelo y el archivo que tomará de entrada "nombre".bin1 que contiene propiedades iniciales de la estrella como velocidad de rotación o metalicidad, etc. Los parámetros principales del archivo m.dat que variábamos son el paso de tiempo, la longitud de mezcla y el overshooting. Estos últimos dos son libres.

```

***** NUMERICS *****
ENAME = 15          NR = 9902          IOUT = 050          IFRN = 400000
MAXZAL= 20000      FNET = 1          FTSE = 0.05        FTSHE = 0.05
FTS = 0.01        FTSIM = 5.0e-4      ECHE = 0.005       ECHEB = 0.02
MAXIMP= 50        NFMDO= 1          ALPRED= 1.0        IAGNOS= 1
AZOVER= 1.5       IEG = 0           ERMU = 0           FILOB = 1
HT = 1d-6         PLOTF = 0         ALPVAR= 0          HILFPA= 0
FWIND = 1.05      FDIFF = 10.0      NCONV = 2
EPS = 1.0d4       ,1.0d-04      , 1d-04      , 1d-04      ,1d35
***** GRID PARAMETER *****
DLNIMA= 0.12      DLNIMI= .04        XRESMI= 1.0d-2     LCORE = T
CRESMI= 1.5d-3   CRESRA= 1.0d-2    NGHIS = 2          NGHISI= 0
NGINS = 0        NGINSI= 2         NSDEL = 2          NGDELI= 0
IRADFM= 2        IINMAX= 45        IOUMAX= 45
***** PHYSICS *****
FOVER = 0.2       L/Hp = 2.5        CLPMIN= 1.0d-5     IHAY = 0
AHAY = 77.5      BHAY = 287.5      ALROT = 0.0        IP = 1.0
ICON = 2          MTU = 53          FC12A = 0.63       SEM = 1
THC = 2.0d0      PBETA = 1.0       PALPHA= 1.0        IAL = 1
DEPS = 2.0d-2    PPRED = 4         HRCMIN= 1          WWD = 0
FTMIN = 5.5d-1   FPMIN = 7.5d-1    FTWARN= 5.5d-1     FFWARN= 7.5d-1
IDMROT= 1        DMSFAC= 1.0d0     DMSREM= 1.0d-1     DMSKHF= 1.0d3
DMSDYP= 5.0d-2  IKAP = 3          IMDT = 0.0         IMDT = 4
GAMTAU= 1.0d2   IGAMME= 0         LEV = 0            FSYNC = 1.0d0
ALFRAC= 4.2d-5  IVISC = 2         IGRW = 0
***** ROTATIONAL MIXING *****
NMIX = 1          RMY = 5.0d-2      FC = 3.33d-2       FJC = 1.0d0
FJDSI = 1.0      FJSHI = 0          FJSSI = 1.12       FJEZ = 1.12
FJGSF = 1.12     RCRIT = 2.5d3     RICRIT= 2.5d-1    ANGSMT= 0.2
ANGSMT= 1.0d-3  ANGML = 1.0d-3    NANGMC= 2
***** MAGNETIC FIELD *****
MAGNET= 2        MAGMU = 1.0       MAGET = 1.0        MAGENU= 1.0
MAGFDF= 1.0     TWEIGH= 0.5       NMED = 0
***** INITIALIZATION *****
NR1 = 1          NR2 = 0            PORS = 0           CMRS = 1
INIT =          ORBSEP= 3.03638d52 ZMETAL= 0.014     VSURF = 150.
***** PRIMARY *****
DTMIN = 3.0d4     DTMAX = 4.0d12    DTIN = 4.0d05      ALPHA = 1.00
F = 0            TRGEL = 7.0d2     LEN = 1            GMD = 15
ITMIN = 4        ITMAX = 180       ITERDT= 20         XMRGCO= 4.1d-5
NOQ = -0.99      DYNFAK= 1         ISB = 0

```

Figura 14: Archivo m.dat donde se ingresan todos los parámetros que necesita el código BEC. Este archivo es sólo de entrada, al momento de correr el código usará todos los parámetros físicos que necesite contenidos aquí. Para una explicación detallada de cada parámetro puede consultarse el "Binary Evolution Code manual", van der Sluyus (2003).

La calibración del código se hace simulando una estrella conocida (en nuestro caso utilizamos como referencia al Sol). Tomando los parámetros físicos que actualmente conocemos de radio, masa, metalicidad, rotación. Haciendo variaciones y combinaciones de los valores de los parámetros libres hasta encontrar la combinación que mejor reproduzca los resultados obtenidos observacionalmente, con esto podemos afirmar que los parámetros libres no son tan libres como se piensa sino que hay muy buenas aproximaciones de ellos. Una vez que se le haya dado al código todas las condiciones iniciales, se procede a echarlo a andar procediendo a tomar una muestra a la edad actual de Sol y repetimos el mismo procedimiento con todas las posibles combinaciones de valores para longitud de mezcla y overshooting hasta encontrar una que nos arroje los resultados más cercanos a los de las observaciones. De esta manera encontramos que la combinación de $L/H_p = 1.6$ de longitud de mezcla y $FOVER = 0.2$ de overshooting es la que arroja los resultados más parecidos a los observables. Para la parte de gigante roja aumentamos el parámetro de longitud de mezcla hasta $L/H_p =$

2.5, esto con la intención de que la zona convectiva de la estrella se hiciera más profunda y hubiera un transporte más eficiente de energía para ajustar la localización de nuestras RSG con los datos observacionales.

```

Model  t      dtn kdtn  om5  omw  omr  L/Ls  Teff  R/Rs  RI/Rs  TBC  RHOC  Engc  Egc  nconv  w/w_c  Ys  Yc  Cc  Oc  NTH  N  n  IT
139302  1.1713+7  1  1.0e-855  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  893  2964143839  5
139303  1.1713+7  1  1.0e-855  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  893  2968143931  5
139304  1.1713+7  1  1.0e-855  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  893  2972142643  5
139305  1.1713+7  1  1.0e-850  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  893  2972142641  5
139306  1.1713+7  1  1.0e-856  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  894  2972142637  6
139307  1.1713+7  1  1.0e-856  12.68  9.123  0.00  5.072  3393  993.8*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  894  2972142434  6
139308  1.1713+7  1  1.0e-856  12.68  9.123  0.00  5.072  3393  993.8*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  894  2972142232  5
139309  1.1713+7  1  1.0e-854  12.68  9.123  0.00  5.072  3393  993.8*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  894  2968142133  5
139310  1.1713+7  1  1.0e-853  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5028  894  2968141332  5
139311  1.1713+7  1  1.0e-853  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5029  894  2964141637  5
139312  1.1713+7  1  1.0e-853  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5029  894  2968140538  5
139313  1.1713+7  1  1.0e-853  12.68  9.123  0.00  5.072  3394  993.7*****  1.932  9.99+2  5.84-1.85  3.295-2.74  356  3901  5029  894  2968142337  5

```

Figura 15: Imagen de pantalla de salida en la terminal del código BEC corriendo.

3.2. ZEUS-3D

Para abordar el problema de cómo interacciona el viento estelar con el medio circunestelar se hizo uso de un código de carácter numérico, puesto que no es posible obtener soluciones analíticas dada la gran cantidad de parámetros físicos involucrados. Sin embargo existen autores que han construido soluciones analíticas autosimilares para problemas de este tipo, más Weaver et al. (1977) reconocen que el problema se restringe sobremanera puesto que limitan en gran medida los fenómenos implicados.

ZEUS-3D es un código euleriano tridimensional derivado de ZEUS-2D (Stone & Norman, 1992 a,b; Stone et. al. 1992). El método que utiliza consiste en tomar una malla (donde el usuario define las dimensiones) e integra las ecuaciones de Euler (Navier-Stokes, con viscosidad nula). Al ser un código también newtoniano asume la neutralidad de la carga del fluido. La presión térmica es isotrópica y dependiendo del problema el gas puede ser adiabático (como en nuestro caso).

Algunos de los procesos que es capaz de incluir este código y que son de gran interés astrofísico son el campo magnético, ionización, aumento y disminución de calor, etc... Dichos procesos son integrados de forma coherente y autoconsistente con las ecuaciones básicas de HD.

Lo que el código hace es en cada punto de la malla, resolver las ecuaciones:

- Ecuación de conservación de masa
- Ecuación de conservación de momento
- Ecuación de energía interna
- Ecuación de estado

Por otra parte, a partir del código de evolución estelar BEC obtuvimos las tasas de pérdidas de masa de cada estrella como función del tiempo, con las que, haciendo uso de un programa llamado wPSN.f se calcularon las velocidades del viento (v_∞). El archivo de salida que nos genera este programa es precisamente el que necesita el código ZEUS como archivo de entrada. Una muestra de este archivo se muestra en la Figura 15.

```

#Time(yr)      Rstar(Rsun)  Mdot(Msun/yr)  Vinf(kn/s)  |Vrot (kn/s)  teff      gamma
1.274494891880D+03  6.08873D+00  1.93381D-09  2.62013D+03  1.49901D+02  2.96639D+04  2.10363D-01
2.795523106954D+03  6.07459D+00  1.92651D-09  2.62274D+03  1.50365D+02  2.97483D+04  2.10885D-01
4.063046619515D+03  6.05859D+00  1.97605D-09  2.62580D+03  1.50688D+02  2.98321D+04  2.11291D-01

```

Figura 16: Pantalla de salida del programa wPSN. La velocidad del viento es calculada haciendo uso de la ecuación $v_\infty = C v_{esc}$. Este archivo de salida lo nombramos PSN.

Este archivo, que llamamos PSN (uno por modelo), lo llevamos a una computadora remota donde fue posible correr el código ZEUS, esto porque era necesario tener un mayor número de procesadores no solo por reducir el tiempo de cómputo, sino que este código no es soportado por una computadora convencional pues está haciendo múltiples tareas en distintos procesadores simultáneamente. Para echar a andar el código son indispensables tres archivos: el primero es el **PSN**, en él están la pérdida de masa y velocidades de los vientos estelares como función del tiempo. El segundo es **chgzeus34** donde se encuentran los parámetros físicos del medio circunestelar (como su densidad) y la forma en que el viento es inyectado. En este archivo solamente modificamos los datos de entrada. Con este archivo se genera el ejecutable para correr el código tomando como archivo de entrada el PSN. Por último el **inzeus** que es dónde se encuentran las condiciones de frontera, las dimensiones espaciales de la malla en la que se resolverán las ecuaciones de Euler, la cantidad de modelos que se generarán, la duración de los mismos y el tiempo total de vida de la estrella.

Una vez generado el ejecutable llamado "xzeus34", lo siguiente es echarlo a correr. Cada modelo que obtuvimos como resultado corresponde a una matriz de 90x200 datos que nos fue posible graficar usando Matlab, escogiendo los modelos correspondientes a los tiempos que nos interesaba conocer.

4. Resultados

En nuestro estudio, utilizamos el código de simulación estelar BEC (el cual es capaz de resolver las ecuaciones de evolución estelar con simetría esférica) para explorar el efecto que tiene la pérdida de masa episódica durante la etapa de supergigante roja (RSG) de las estrellas masivas. Evidencias de pérdida de masa episódica se han observado en Ohnaka (2014), Danchi et al. (2001).

Para la simulación, construimos modelos estelares con diferente masa inicial: $15 M_{\odot}$ y $17 M_{\odot}$ con eventos de pérdida de masa "episódica" en su etapa de RSG (definida cuando $T_{\text{eff}} < 4500 \text{ K}$). La tasa de pérdida de masa es calculada como función parametrizada que depende de las características de la estrella (M,R,L,Z) excepto en los eventos eruptivos. Estudiamos la evolución de la estrella y el gas circunestelar como función de la tasa de pérdida de masa. Los resultados que obtuvimos son para estrellas rotando con una velocidad inicial de $V_{\text{rot}} = 150 \text{ km/s}$. Esta velocidad se puede cambiar en el archivo de entrada m.dat del código BEC. También se simuló el comportamiento del gas circunestelar de la estrella para cada uno de los casos, con ayuda del código ZEUS-3D.

Los modelos mdotx2 indican una pérdida clásica de masa (Nieuwenhijzen & de Jager (1990) y Vink et al. (2001) en secuencia principal; luego multiplicadas en un factor $\times 2$ en RSG). Los mdotx10 son los que tienen la tasa de pérdida de masa amplificada por 10 y finalmente los modelos mdotxBurst son los que tienen los eventos eruptivos.

A continuación presentaremos los resultados obtenidos para cada caso.

Modelo	t (años)	$M_{\text{fin}} (M_{\odot})$	$R_{\text{fin}} (R_{\odot})$	Teff (K)	log L/L $_{\odot}$
15M $_{\odot}$ x2	15,149,591	6.4	835.1	3,862	5.15
15M $_{\odot}$ x10	15,119,798	5.3	2.6	67491	5.09
15M $_{\odot}$ xBurst	14,304,503	5.5	218.6	6999	5.06
17M $_{\odot}$ x2	12,104,384	7.9	1,276.3	3,856	5.16
17M $_{\odot}$ x10	13,051,472	5.8	2.3	74552	5.15
17M $_{\odot}$ xBurst	12,244,536	6.5	224.1	7539	5.08

Cuadro 3: Tabla de últimos modelos obtenidos para cada masa estelar, donde se presentan las características físicas más importantes. La primer columna indica el modelo del que se habla (pérdida de masa clásica, por un factor de diez y por último los modelos con eyección episódica). La segunda columna los tiempos totales de vida en años. La tercer columna la masa final en masas solares. La cuarta columna el radio final, en radios solares. La quinta columna muestra las temperaturas efectivas finales y por último la sexta columna nos muestra las luminosidades.

Modelo	Y_s	C_c	T8c	Progenitor
15M $_{\odot}$ x2	0.481	0.048	7.8	RSG
15M $_{\odot}$ x10	0.987	0	21.38	WR
15M $_{\odot}$ xBurst	0.603	0.256	5.57	YSG
17M $_{\odot}$ x2	0.592	0.057	9.32	RSG
17M $_{\odot}$ x10	0.987	0	17.46	WR
17M $_{\odot}$ xBurst	0.609	0.260	5.56	YSG

Cuadro 4: Las dos primeras columnas presentan las abundancias de He superficial y carbono central de los últimos modelos. La tercer columna nos indica la temperatura del núcleo ($\times 10^8$ K) y la última indica el tipo de estrella progenitora de supernova.

Modelo	Masa pérdida durante RSG (M_{\odot})	Duración RSG (años)
15M $_{\odot}$ x2	8.46	1,271,195
15M $_{\odot}$ x10	8.50	247,210
15M $_{\odot}$ xBurst	8.43	338,297
17M $_{\odot}$ x2	8.93	794,373
17M $_{\odot}$ x10	9.84	183,090
17M $_{\odot}$ xBurst	8.70	213,387

Cuadro 5: Resultados obtenidos de la pérdida de masa que presenta la estrella durante su etapa de súpergigante roja y la duración de la misma.

4.1. Diagramas

Al igual que los resultados numéricos obtenidos, es también de interés e importancia visualizar de forma gráfica qué es lo que está ocurriendo, para de esta forma darnos una mejor idea del comportamiento de los distintos procesos que está teniendo la estrella. Los diagramas estelares que presentamos de cada estrella son tres: el diagrama HR, que nos describe el camino evolutivo de la estrella, el diagrama de pérdida de masa respecto al tiempo, donde se pueden apreciar las diferencias de pérdida de masa particularmente en la parte de RSG, y finalmente, la gráfica de la velocidad del viento estelar, en ella podemos ver con mayor precisión la formación de los cascarones a causa de los vientos.

En los diagramas las dimensiones de la malla son de 15 pársecs en dirección radial y 90 grados en la dirección angular, que se dividen en una malla de 200×90 puntos, donde 200 celdas corresponden a la dirección radial ($d = 0.075$ pc por celda) y 90 en la dirección angular ($\theta = 1^\circ$ /celda).

Pérdida de masa clásica x2 $15M_{\odot}$

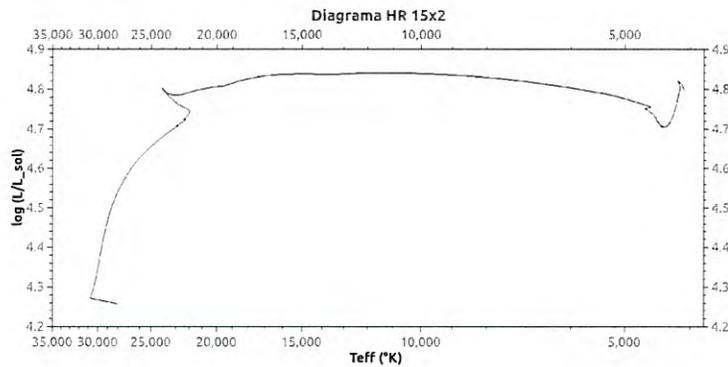


Figura 17: Diagrama HR de una estrella de $15M_{\odot}$ con pérdida de masa clásica. Esta estrella explota como RSG.

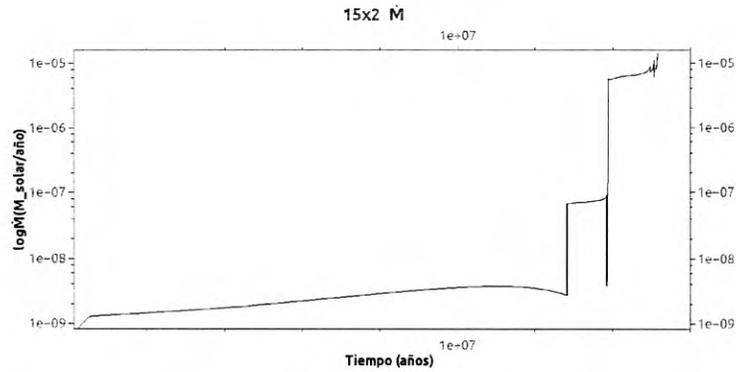


Figura 18: Gráfica de pérdida de masa clásica (x2) de una estrella de $15 M_{\odot}$. Puede observarse que durante la secuencia principal la tasa de pérdida de masa es baja ($\sim 2 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$) y se incrementa sustancialmente en la etapa de RSG.

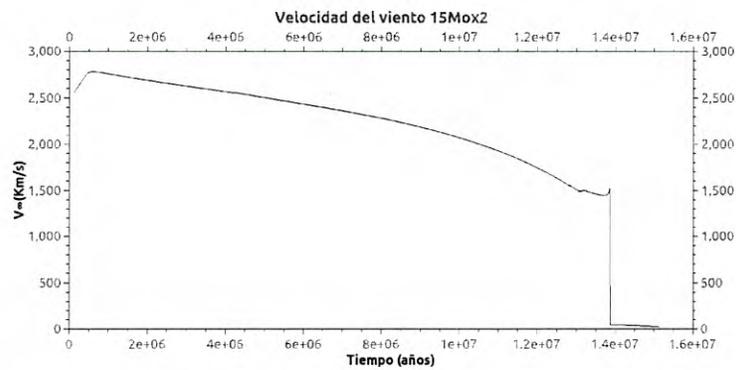


Figura 19: Gráfica de velocidad del viento estelar como función del tiempo, en una estrella de $15 M_{\odot}$ con pérdida de masa clásica. Puede observarse que el viento de secuencia principal es un viento rápido ($\langle V_{\infty} \rangle \sim 2000 \text{ km/s}$), mientras que el viento de RSG tiene velocidades lentas, alrededor de de 20-70 km/s. Este comportamiento y el de la figura anterior, se presenta también en el resto de los modelos.

17M_☉

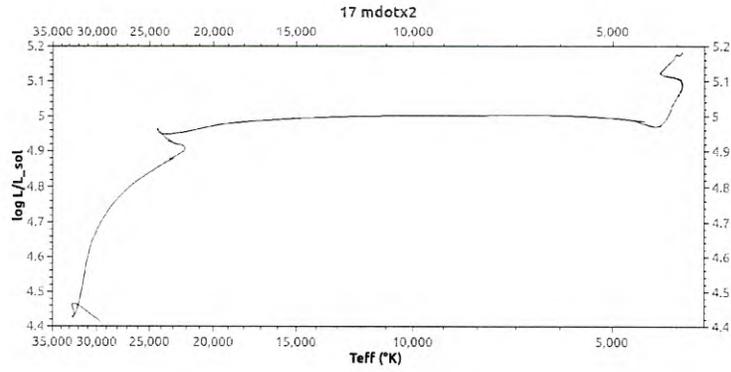


Figura 20: Diagrama HR de una estrella de 17 M_☉ con pérdida de masa clásica. Esta estrella explota como RSG.

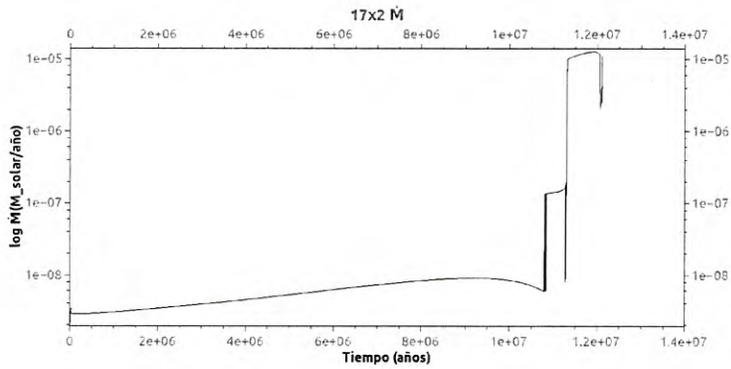


Figura 21: Gráfica de pérdida de masa clásica (x2) de una estrella de 17 M_☉

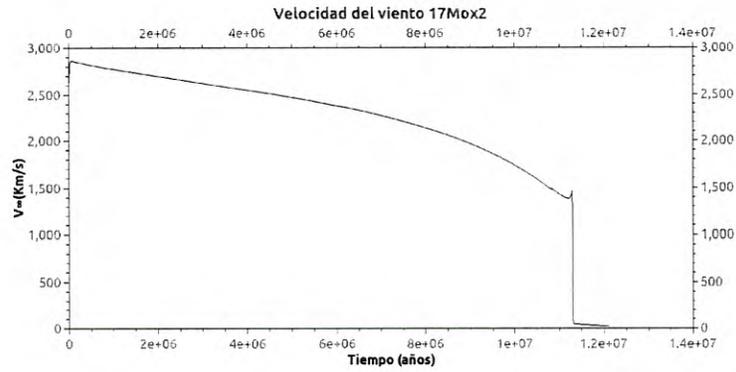


Figura 22: Gráfica de velocidad del viento estelar en una estrella de $17 M_{\odot}$ con pérdida de masa clásica.

**Pérdida de masa incrementada por 10
15M \odot**

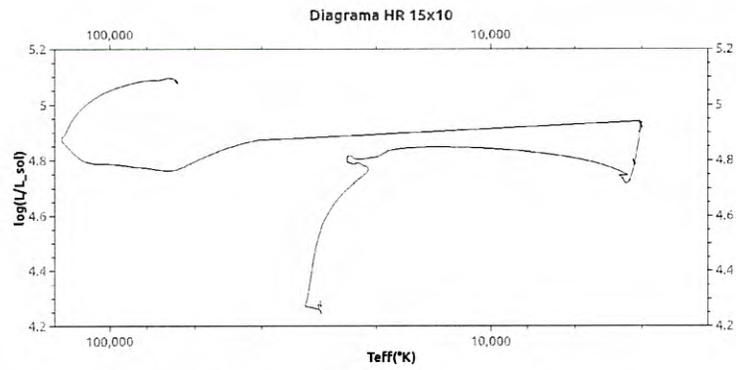


Figura 23: Diagrama HR de una estrella de $15 M_{\odot}$ con pérdida de masa aumentada por un factor de 10. Esta estrella muere como estrella Wolf-Rayet tipo WNE.

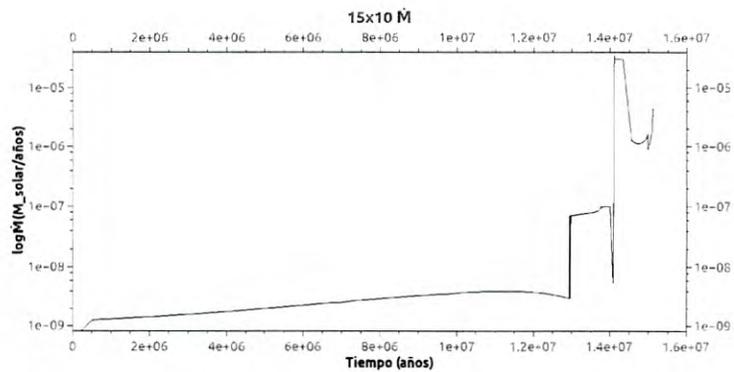


Figura 24: Gráfica de pérdida de masa aumentada por un factor de 10 de una estrella de $15 M_{\odot}$. Puede observarse que hay evolución post-RSG, en donde la tasa de pérdida de masa disminuye con respecto a la tasa en RSG aunque no llega a los valores de secuencia principal.

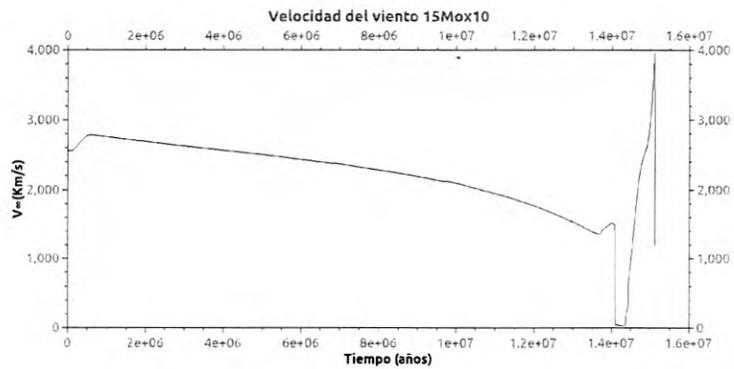


Figura 25: Gráfica de velocidad del viento estelar en una estrella de $15 M_{\odot}$ con pérdida de masa aumentada por 10. Puede observarse que en la evolución post-RSG el viento vuelve a aumentar su velocidad, alcanzando los valores de vientos rápidos de estrellas tipo WR.

17M_⊙

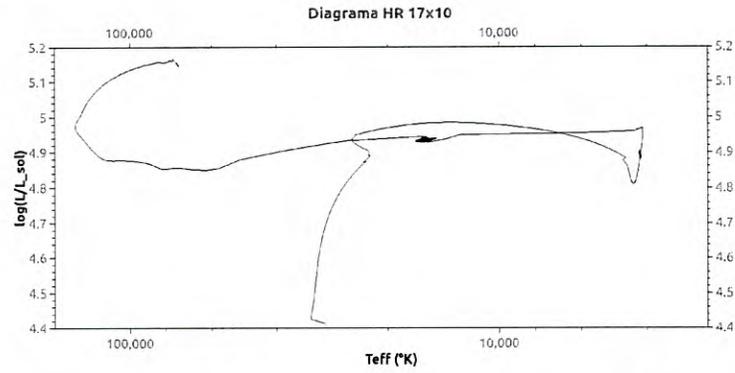


Figura 26: Diagrama HR de una estrella de 17 M_⊙ con pérdida de masa aumentada por un factor de 10. Esta estrella muere como WR.

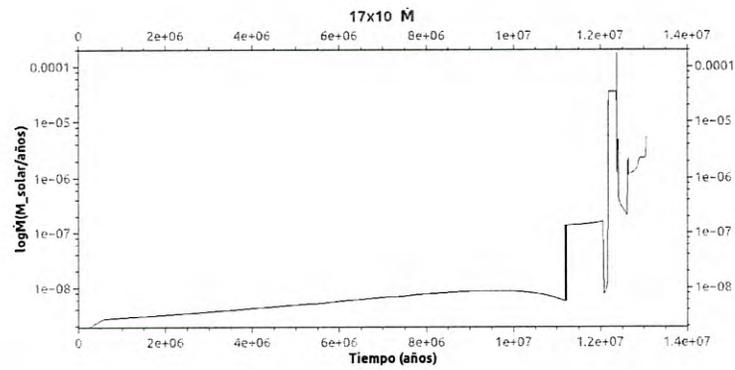


Figura 27: Gráfica de pérdida de masa aumentada por un factor de 10 de una estrella de 17 M_⊙. Nótese como varía la tasa de pérdida de masa después de la etapa de RSG.

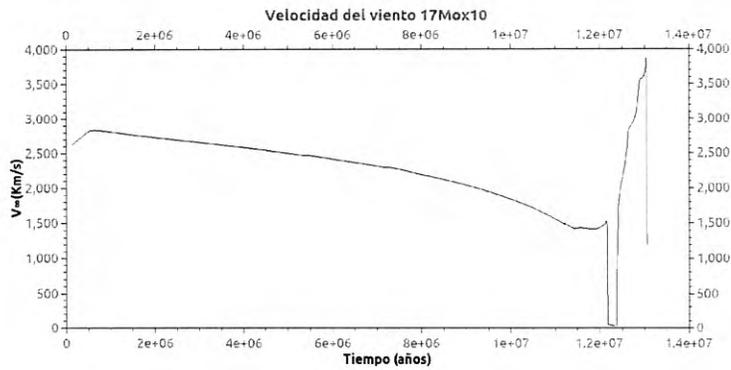


Figura 28: Gráfica de velocidad del viento estelar en una estrella de $17 M_{\odot}$ con pérdida de masa aumentada por 10.

**Pérdida episódica de masa
15 M_{\odot}**

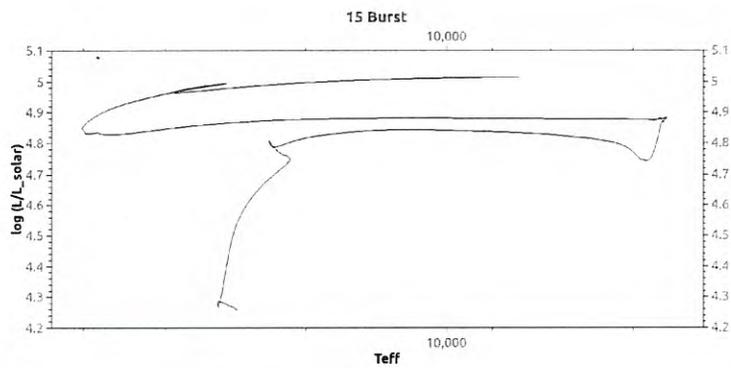


Figura 29: Diagrama HR de una estrella de $15 M_{\odot}$ con pérdida de masa episódica durante su etapa de RSG. Esta estrella muere como YSG.

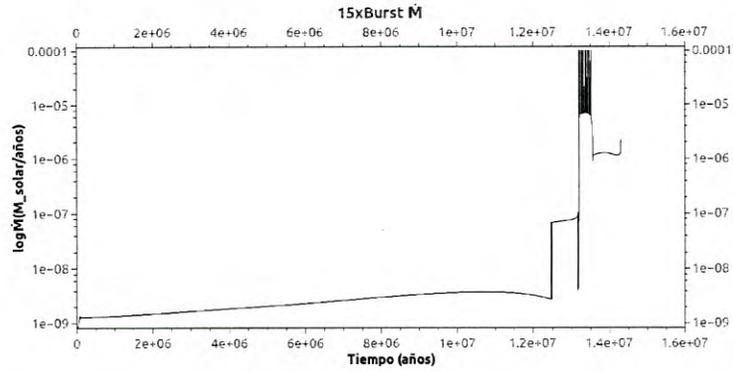


Figura 30: Gráfica de pérdida de masa episódica, con episodios de pérdida con una tasa del orden de $10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$ durante la etapa RSG de una estrella de $15 M_{\odot}$

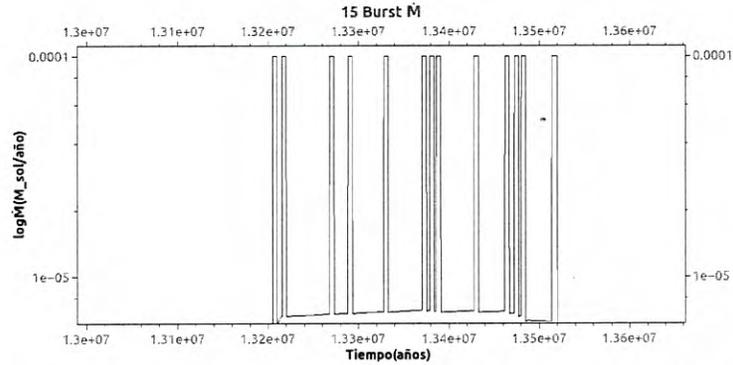


Figura 31: Amplificación de la etapa de RSG de la gráfica anterior. Muestra de forma más clara los episodios de pérdida de masa (Burst).

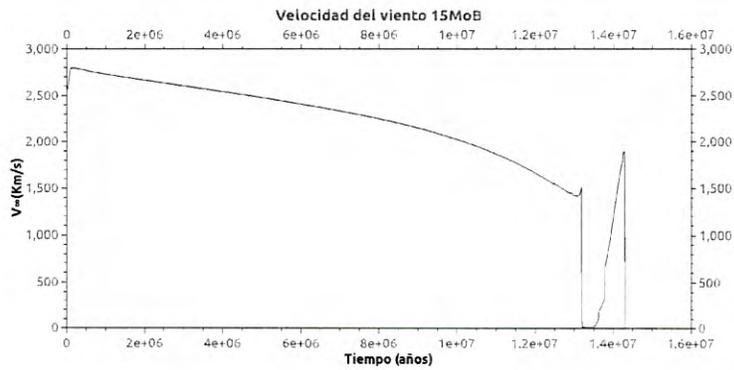


Figura 32: Gráfica de velocidad del viento estelar en una estrella de 15M_⊙ con pérdida de masa episódica. Pueden observarse las variaciones en la velocidad del viento como función del tiempo, dependiendo de las etapas evolutivas por las que atraviesa la estrella.

17M_⊙

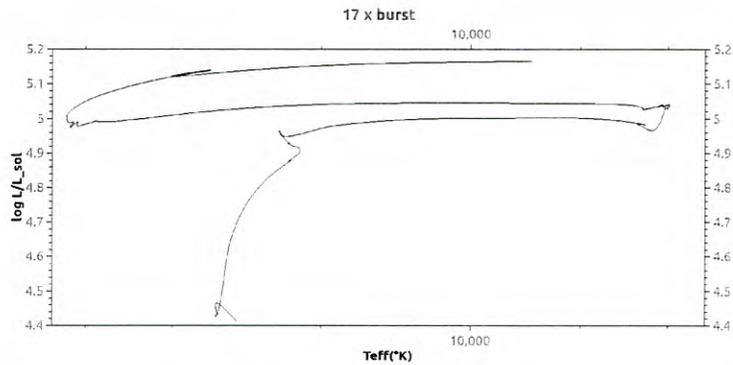


Figura 33: Diagrama HR de una estrella de 17 M_⊙ con pérdida de masa episódica durante su etapa de RSG. Esta estrella muere como YSG.

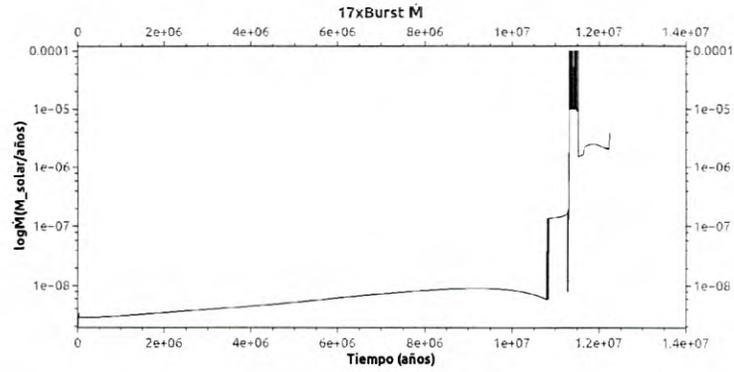


Figura 34: Gráfica de pérdida de masa episódica (con episodios de pérdida del orden de $10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$) durante la etapa RSG de una estrella de $17 M_{\odot}$

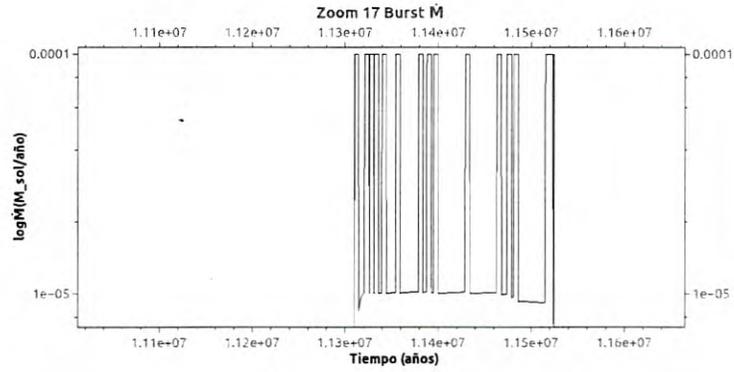


Figura 35: Acercamiento a la etapa de RSG de la gráfica anterior. Muestra de forma más clara los episodios de pérdida de masa (Burst).

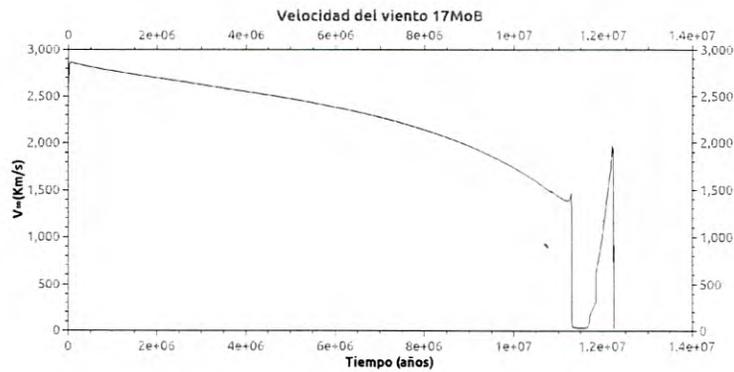


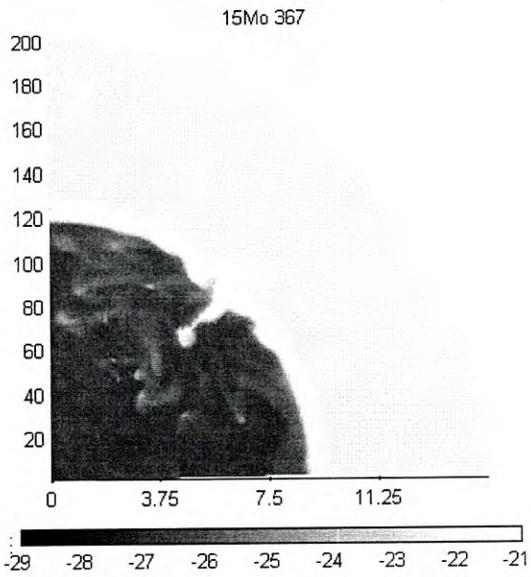
Figura 36: Gráfica de velocidad del viento estelar en una estrella de $17M_{\odot}$ con pérdida de masa episódica.

Gráficas del CSM

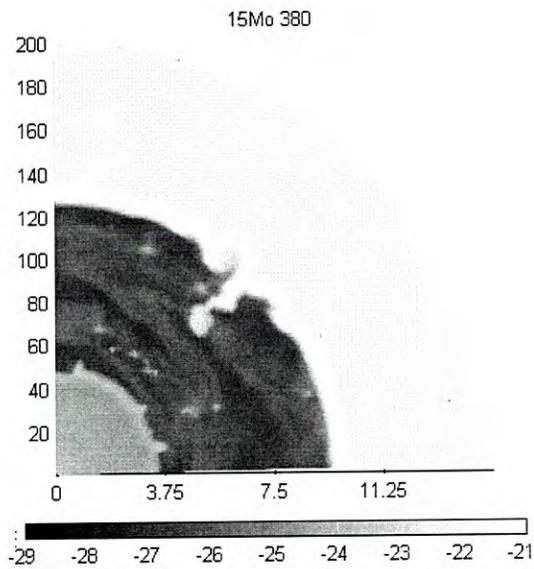
Como ya se mencionó antes, se utilizó también el código de simulación ZEUS-3D para visualizar la interacción del viento estelar con el medio circunestelar. Estas imágenes nos muestran la evolución de dicho comportamiento y a su vez podemos apreciar en qué momento ocurre la formación de los cascarones de material característicos de cada etapa de la estrella: el cascarón de MS, el de RSG y en algunos casos también el de WR. Cada cascarón tiene características propias que dependen del tipo de viento con el que fueron formados.

Pérdida de masa clásica

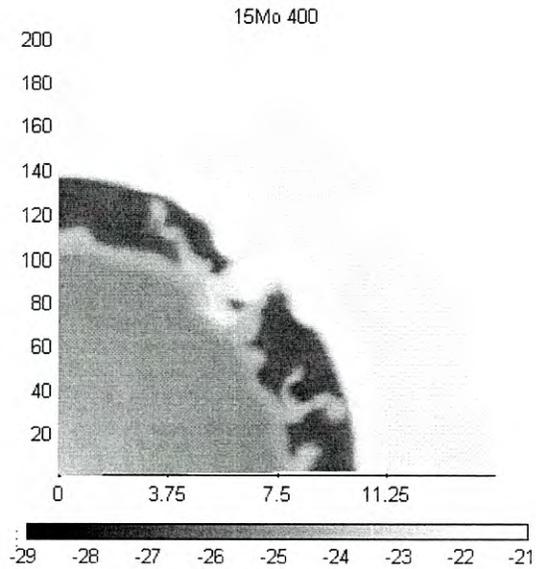
$15M_{\odot}$



(a) $t = 13,799,739$ años



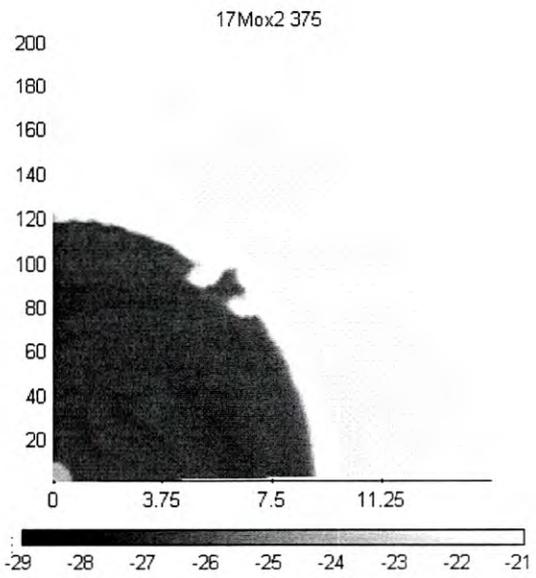
(b) $t = 14,288,559$ años



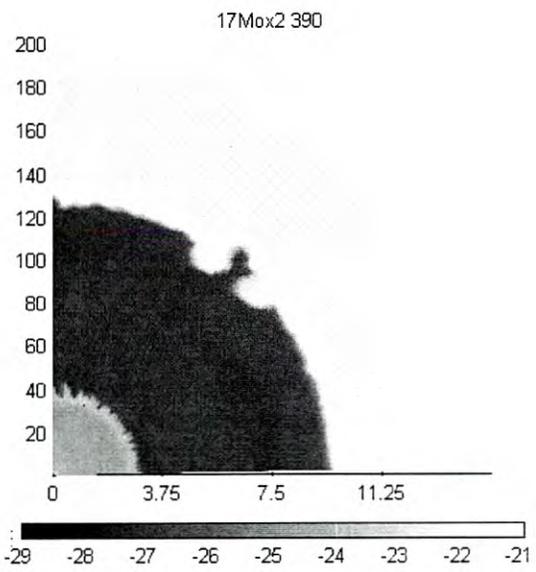
(c) $t = 15,149,591$ años

Figura 37: La imagen muestra un gajo de la densidad del medio circunestelar (g/cm^3) de una región de 12 pc de radio (200 celdas computacionales) y 90° en la dirección angular (90 celdas), en coordenadas esféricas. La estrella está en el origen de la malla. El código de grises que se muestra en la barra de abajo está en unidades de $\log \rho$ y lo mismo ocurre para el resto de las figuras (nótese que en algunas simulaciones cambia la dimensión radial en pc). (a). La estrella se encuentra en su etapa de RSG, pero aún no se ha formado el cascarón, sin embargo se aprecia el cascarón de secuencia principal, además se nota cierta turbulencia en el gas. (b) Tenemos tanto el cascarón de RSG como el de MS. (c) Se nota cómo ha crecido el cascarón en función del tiempo, casi llegando a colisionar con el cascarón de MS.

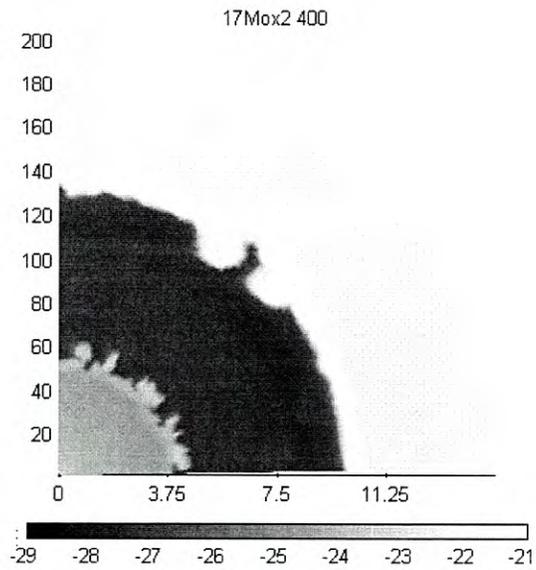
17M_⊙



(a) $t = 11, 347, 384$ años



(b) $t = 11,801,774$ años

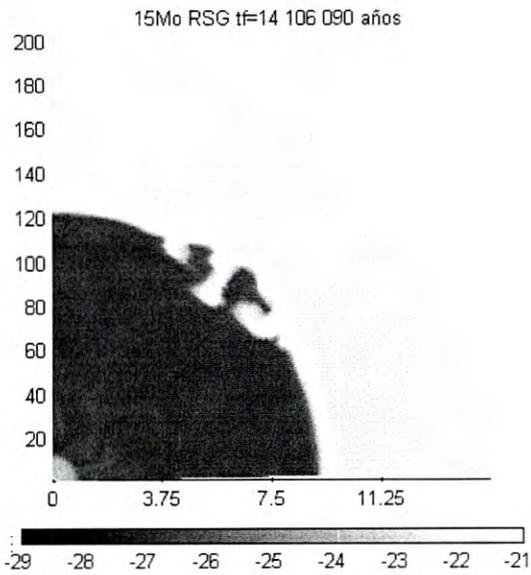


(c) $t = 12, 104, 384$ años

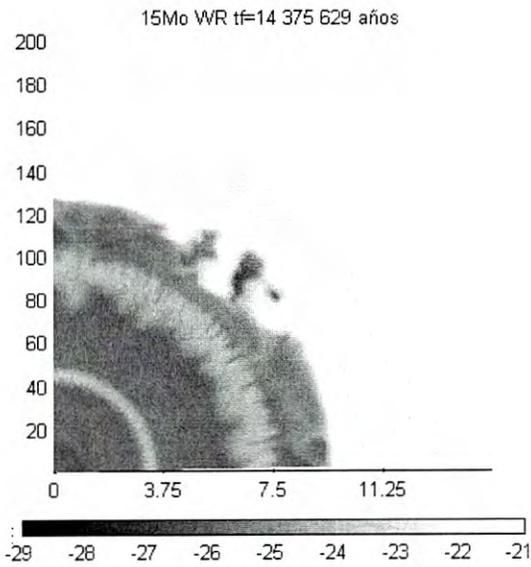
Figura 38: (a) La estrella se encuentra en su etapa de RSG y se alcanza a ver cómo se está comenzando a formar el cascarón de esta etapa. (b) El cascarón de RSG sigue creciendo. (c) Es muy notorio cómo ha crecido el cascarón en función del tiempo a pesar de que no llegó a colisionar con el cascarón de MS.

Pérdida de masa por 10

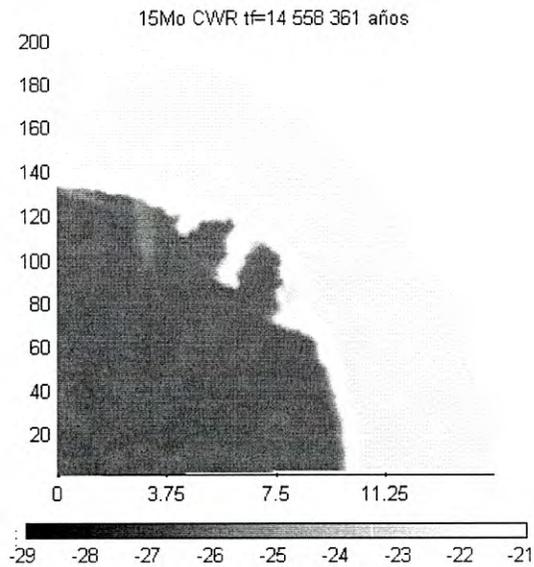
$15M_{\odot}$ b



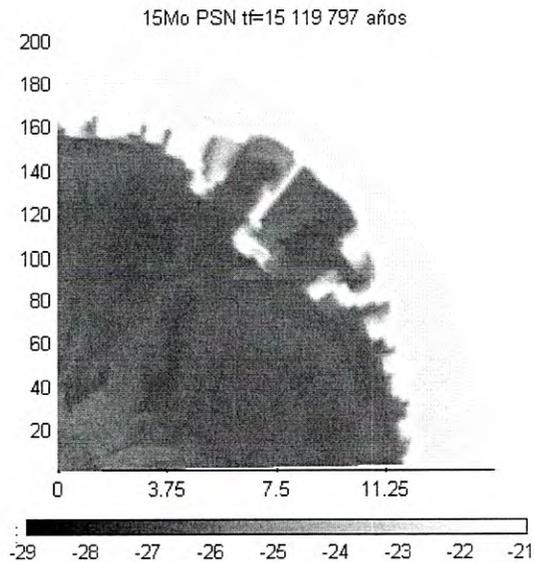
(a) $t = 14, 106, 090$ años



(b) $t = 14, 375, 629$ años



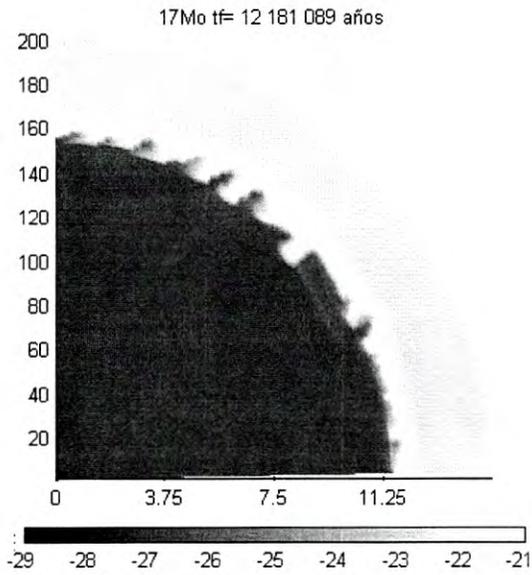
(c) $t=14,558,361$ años



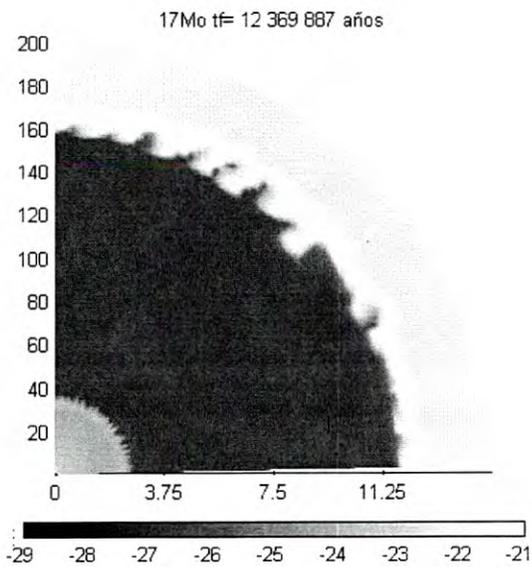
(d) $t=15,119,797$ años

Figura 39: (a) La estrella se encuentra en su etapa de RSG y se alcanza a ver levemente cómo se está comenzando a formar el cascarón característico de esta etapa. (b) Se pueden notar perfectamente las diferentes estructuras de cada uno de los cascarones: el de MS, el de RSG y el de WR. (c) Los cascarones de RSG y WR colisionarán dejando una región poco densa de gas chocado. (d) Se aprecia cómo ahora la onda de choque llega hasta el cascarón más superficial de MS y se forma esta estructura irregular a causa de la colisión.

17M_⊙



(a) t = 12, 181, 089 años



(b) t = 12, 369, 887 años

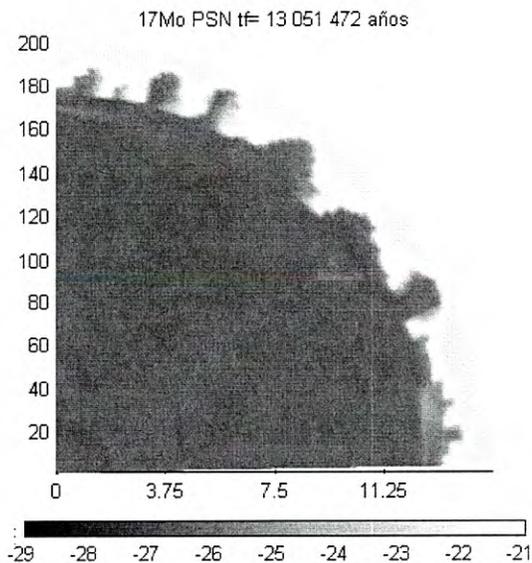
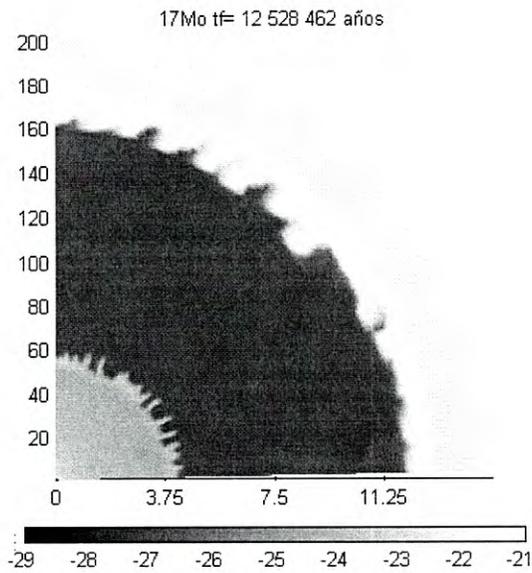
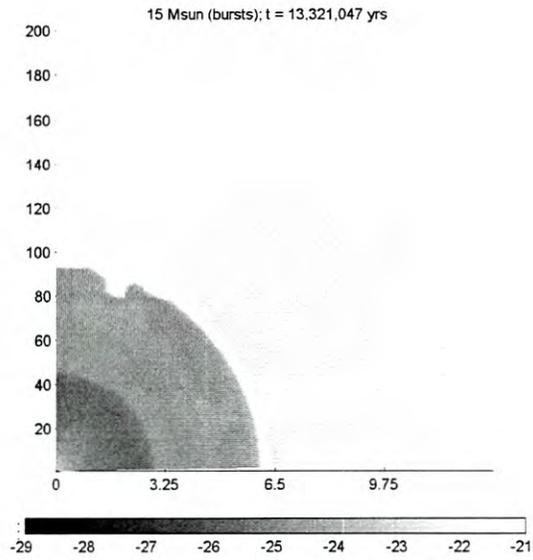


Figura 40: (a) La estrella se encuentra en su etapa de RSG aún no se distingue la formación del cascarón, sin embargo el cascarón de MS ya está formado y en su interacción con el CSM formó estas estructuras irregulares. (b) El cascarón de RSG ya está formado, la estrella está en este punto comenzando a evolucionar como WR, se pueden observar irregularidades en el cascarón en RSG a causa del choque de la materia con el gas chocado. (c) El cascarón de RSG se sigue expandiendo e interactuando con el gas chocado creando estructuras irregulares. (d) Los cascarones colisionan con el cascarón de MS, el viento rápido barre con cualquier estructura previa que se haya formado.

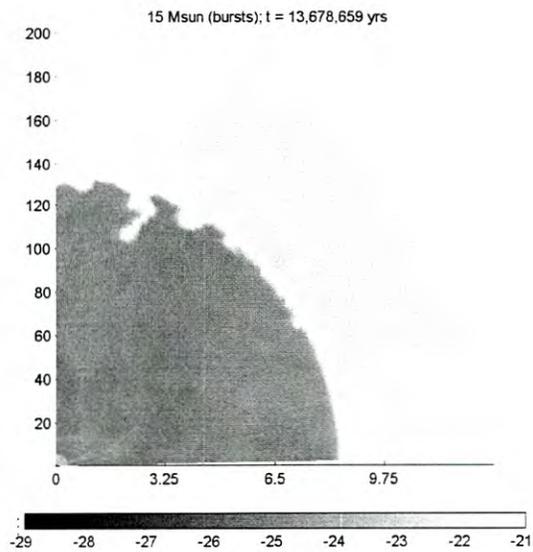
R. Tizollig

Pérdida de masa episódica

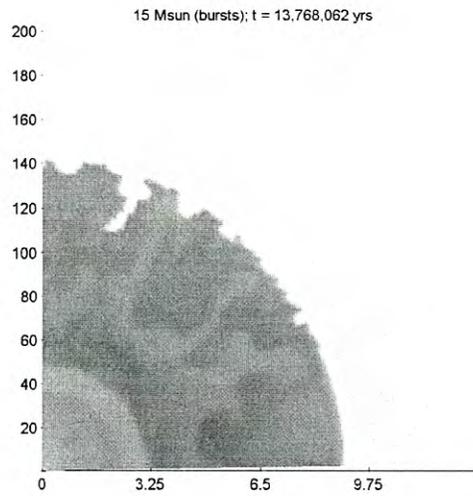
$15M_{\odot}$



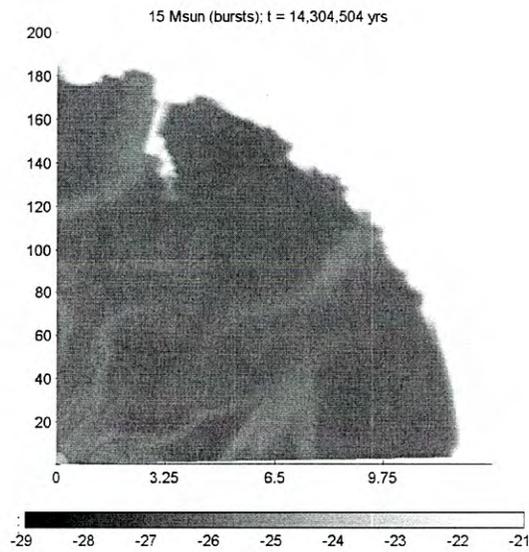
(a) $t = 13,321,047$ años



(b) $t = 13,678,659$ años



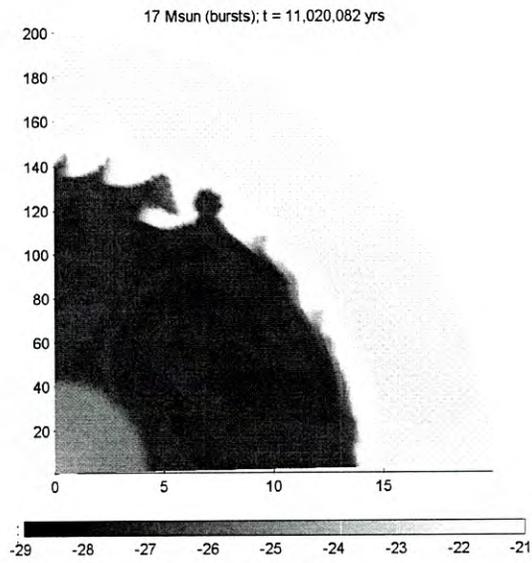
(c) $t = 13,768,062$ años



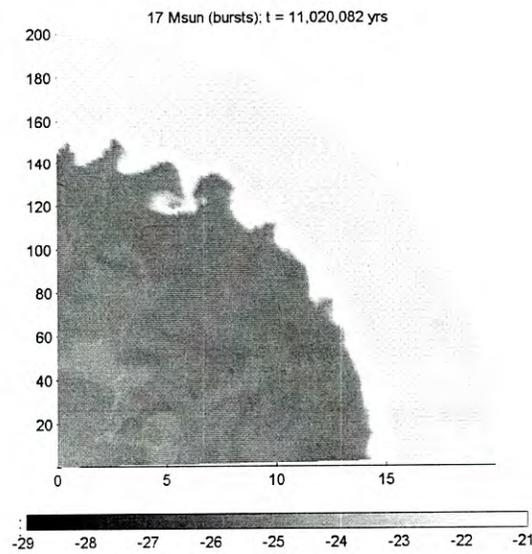
(d) 14,304,504 años

Figura 41: Para estos modelos la velocidad del viento de los burst fue de 500 km/s. (a) La estrella se encuentra en su etapa de RSG, se pueden ver las diferentes densidades que nos muestran el viento de uno de los burst. (b) Se alcanza a apreciar como se gesta otro de los burst. (c) El cascarón de MS y el de RSG ya colisionaron (d) Tras el paso del cascarón de RSG queda una estructura turbulenta en el medio con densidad baja.

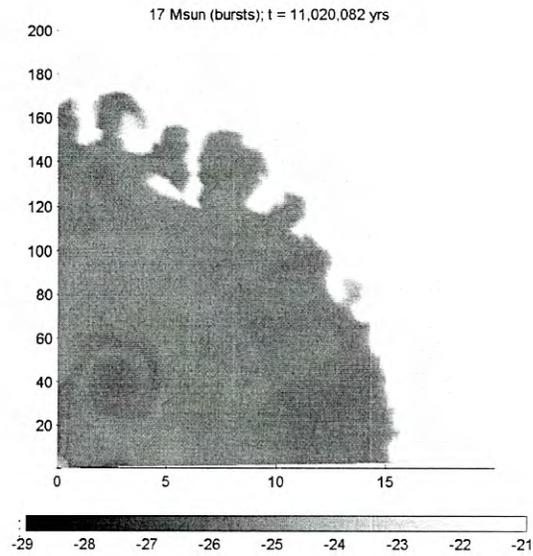
17M_☉



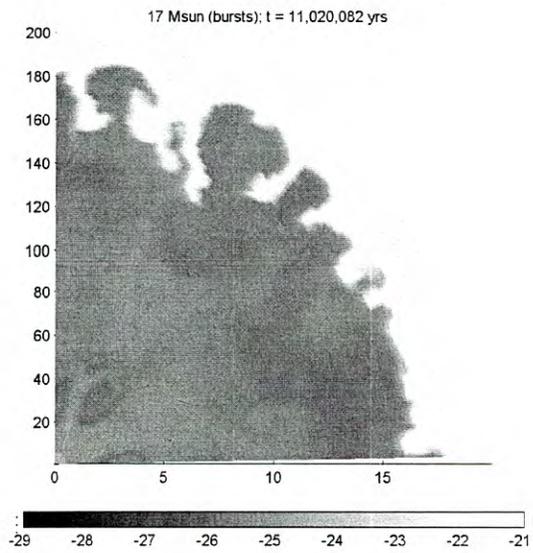
(a) t = 11, 020, 082 años



(b) t = 11, 386, 669 años



(c) $t = 11,615,931$ años



(d) $t = 11,768,772$ años

Figura 42: Para estos modelos la velocidad del viento de los burst fue de 500 km/s. (a) La estrella se encuentra en su etapa de RSG y en la figura se pueden observar el cascarón de MS y de RSG. (b) El cascarón de RSG avanza borrando a su paso cualquier estructura anteriormente formada dejando una región de gas no tan denso, pero sí turbulento. (c) Se observa turbulencia que dejó el paso del viento de RSG (d) Estructura final de la colisión de los cascarones y la estructura irregular que deja.

5. Discusión y conclusiones

Este trabajo se centró en simular casos específicos de evolución de estrellas masivas para explorar los efectos de la pérdida de masa en un rango en particular de masas estelares, esto con la intención de reproducir lo que se ha visto en las observaciones: Smartt et al. (2009) establecen que existen estrellas de hasta $15\text{-}18M_{\odot}$ que pueden estallar como SNIIP, encontrando que los progenitores de SNIIP observados no tienen progenitores mayores a éste límite en su masa estelar inicial.

Para la simulación, generamos modelos de estrellas de 15 y $17 M_{\odot}$ respectivamente variando las tasas de pérdidas de masa en RSG como una propuesta para explicar este fenómeno. También simulamos la evolución de la interacción entre la materia expulsada mediante vientos estelares con el medio circunestelar para observar la formación de cascarones según la etapa de vida de la estrella. Analizamos y comparamos mediante tres tablas nuestros resultados.

Primeramente obtuvimos para cada estrella su tiempo de vida: en promedio las tres estrellas de $15M_{\odot}$ tuvieron una vida de 15 millones de años y por su parte las de $17M_{\odot}$ vivieron poco más de 12 millones de años. Las temperaturas y radios finales de los modelos tanto de $15M_{\odot}$ como de $17M_{\odot}$ nos describen como será el progenitor de SN, los dos modelos con pérdida clásica terminaron como RSG, es decir, poseen radios superiores a $800M_{\odot}$ y $1000M_{\odot}$ respectivamente y temperaturas de 3800°K . La temperatura y abundancia de sus núcleos nos indican que llegaron a agotar el helio del core y casi por completo el carbono. Por otro lado, tuvimos como resultado que los modelos de pérdida amplificada por diez y episódica tuvieron una evolución post-RSG, las estrellas de $15M_{\odot}$ y $17M_{\odot}$ con pérdida por 10 terminaron como WNE, esto significa, radios de apenas 2.6 y 2.3 radios solares y temperaturas efectivas de 67491°K y 74552°K correspondientemente, a su vez de que son estrellas ricas en helio superficial y con núcleos súpercalientes que ya agotaron toda su reserva de helio y carbono. Mientras que las estrellas con pérdida de masa episódica tanto de $15M_{\odot}$ como $17M_{\odot}$ terminaron como YSG, que son estrellas mucho más pequeñas que las RSG, pues cuentan con apenas poco más de $200R_{\odot}$ y temperaturas aproximadas a los 7000°K . Si bien estas estrellas son más calientes que las RSG, debe notarse que nuestros modelos no alcanzaron a quemar completamente el carbono central y por lo tanto podrían no tratarse de modelos pre-SN.

Se observó que hubo variación considerable entre la masa y la luminosidad final de las estrellas de $15M_{\odot}$ entre sí, así como en los modelos de $17M_{\odot}$. Entre las estrellas de $15M_{\odot}$ la de mayor luminosidad resultó ser la de pérdida clásica con $\log L/L_{\odot} = 5.15$ y una masa de $6.4M_{\odot}$, seguida por la estrella con pérdida de masa por diez con 5.09 de luminosidad y una masa de $5.3M_{\odot}$ y finalmente la $15x\text{Burst}$ con una luminosidad de 5.06 y una masa de $5.5M_{\odot}$. Por su parte, las estrellas de $17M_{\odot}$ comparten el orden descendente de luminosidad con las de $15M_{\odot}$, primero tenemos la más luminosa $17x2$ con $\log L/L_{\odot} = 5.16$ y una masa final de $7.9M_{\odot}$, seguida por la de pérdida amplificada con un 5.15 de luminosidad y masa final de $5.8M_{\odot}$ y posteriormente la de pérdida episódica con 5.08 de luminosidad y masa final de $6.5M_{\odot}$.

La pérdida de masa en la etapa de RSG fue muy similar entre los tres modelos de $15 M_{\odot}$ como entre los tres de $17 M_{\odot}$: en los modelos de $15M_{\odot}$ x2, x10 y xBurst se perdieron $8.46M_{\odot}$, $8.50M_{\odot}$ y $8.43M_{\odot}$ respectivamente. Lo

que varió fue el tiempo que tardaron en perder dicha masa, mientras que la de pérdida clásica duró más 1,200,000 años en esta etapa (de hecho, así terminó), la de 15x10 la perdió en un lapso de 247,210 años y la de 15xBurst en 338,297 años. La cantidad de masa perdida en los modelos de $17M_{\odot}$ sí fue un poco más variada: el modelo 17x2 perdió $8.93M_{\odot}$, el de 17x10 perdió $9.84M_{\odot}$ y el de 17xBurst $8.70M_{\odot}$. Al igual que en los modelos de $15M_{\odot}$ la principal variante fue el tiempo de duración de esta etapa, por un lado la estrella de 17x2 duró 794,373 años y murió como RSG, lo cual no ocurrió con las estrellas de 17x10 y 17xBurst que solo estuvieron 183,090 años y 213,387 años en su etapa RSG para después seguir evolucionando.

En los diagramas HR, podemos visualizar cómo fueron los caminos evolutivos de cada estrella, por ejemplo los modelos con pérdida clásica mueren como gigante roja, es decir, del lado derecho del diagrama (estrellas frías), sin embargo los que tuvieron evolución post-RSG como el resto muestran claras diferencias, por un lado los de 15x10 y 17x10 es muy notorio cómo al final de su vida terminan pegados al lado izquierdo del diagrama lo cual indica temperaturas muy altas, correspondientes a estrellas Wolf-Rayet. A diferencia de las 15xBurst y 17xBurst en las que podemos ver una incursión hacia la zona azul del diagrama HR y su regreso a la zona fría (blueloop), que indica que las estrellas regresaron a poseer altas temperaturas pero después comenzaron a enfriarse nuevamente.

En los diagramas de pérdida de masa clásica tanto de 15 como $17 M_{\odot}$, a diferencia de los otros dos tipos de tasa de pérdida, se observa una pérdida de masa baja y vientos estelares no tan masivos. En ambos modelos con pérdida de masa amplificada por 10 se ve cómo sube abruptamente en poco tiempo la masa eyectada con vientos rápidos y finalmente en los modelos con pérdida de masa eruptiva hicimos un acercamiento a la parte de RSG para poder apreciar cómo eran las estructuras de los burst, así como la aleatoriedad de los mismos.

En resumen, nuestras principales conclusiones son:

1. La pérdida de masa en RSG influye fuertemente en favorecer una evolución post-RSG. Si bien no podemos concluir tajantemente que la pérdida de masa es la única responsable del cambio en la evolución estelar, se puede notar que la relación entre la pérdida de masa y el tiempo en el que la pierde (su etapa de RSG) sí afecta considerablemente el final de la estrella.
2. Tanto en los modelos de pérdida de masa episódica como en los modelos de pérdida de masa incrementada por diez, las estrellas tuvieron una etapa post gigante roja, lo cual no ocurrió en los casos de pérdida de masa estándar.
3. Como era de esperarse los modelos con pérdida de masa clásica tuvieron una etapa final como RSG, sin embargo como mencionamos anteriormente en los otros casos hubo un evolución posterior, los modelos con pérdida por diez evolucionaron hasta convertirse en WNE, que son estrellas muy calientes no tan comunes en el universo, pero que sí hay registro de ellas. Por su lado, los modelos con pérdida de masa episódica terminaron ambos como YSG, aunque en estos casos podría no tratarse de modelos pre-SN debido a que estas estrellas todavía no han agotado todo el C de su núcleo.
4. Entre mayor sea la tasa de pérdida de masa durante RSG, menor será la duración de esta etapa.
5. En cuanto al CSM se puede ver cómo hay ciertas etapas en las que se crean los cascarones de las mismas, sin embargo el viento de las etapas post-

RSG barren con la materia borrando las estructuras previas.

6. Bibliografía

Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleo synthesis, ed. T. G. Barnes, III, & F.

Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie. (2006). An Introduction to Modern Astrophysics. Editorial Pearson.

Brott, I.; de Mink, S. E.; Cantiello, M.; Langer, N.; de Koter, A.; Evans, C. J.; Hunter, I.; Trundle, C.; Vink, J. S. 2001, A&A, 530, 115

Danchi, W. C.; Green, W. H.; Hale, D. D. S.; McElroy, K.; Monnier, J. D.; Tuthill, P. G.; Townes, C. H. 2001, ApJ, 555, 405.

de Jager, C.; H. Nieuwenhuijzen, van der Hucht, K. A. 1998. A&ASS, 72,31.

Espey, B.R., Crowley, C. 2008, ASPC, 401, 166

Friend, D.B. & Abbott, D.C. 1986, 311, 701

La parte teórica de vientos estelares se tomó de:

Lamers H. J. and Cassinelli J. P. Introduction to stellar winds. Cambridge University Press.

Hamann, W. R., Koesterke, L., Wessolowski, U. 1995, A&A, 299, 151

J.; Hunter, I.; Trundle, C.; Vink, J. S. 2001, A&A, 530, 115

Karttunen, H.; Kröger, P.; Oja, H.; Poutanen, M.; Donner, K.J. 2007. Fundamental Astronomy. New York: Springer.

Kudritzki & Puls 2000, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 38, 613

Levesque, E. M., Massey, P., Plez, B., Josselin, E., Maeder A., Meynet, G.

Lucy & Solomon 1970, ApJ, 159, 879

Meynet, G., Chomienne V., Ekström, S., Georgy, C., Granada A., Groh J., Maeder. A., Eggenberger P., Levesque, E. & Massey P. 2015, A&A 575, A60

N. Bash (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser., 336, 25 Nieuwenhuijzen & de Jager 1990, A&A, 231, 134

Norman, J.M., Stone, M.L. 1992, ApJL, 80, 753.

Nugis, T., Lamers, H. J. G. L. M. 2000, A&A, 360, 227

Ohnaka, K. 2014, A&A, 568, A17.

Pérez, B. (2006) *Estrellas progenitoras de supernovas en el rango de 23 a 33 masas solares y su relación con el remanente de supernova Cassiopeia A*. Tesis doctoral. Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM). México, D.F.

Philips, A. 1994. *Physics of the stars*. John Wiley and Sons Ltd., primera edición.

Smith, N. 2014, ARA&A, 52, 487

Vink et al. 2001, A&A, 369, 5745.

Walker, R. 2014. Spectroscopic atlas for amateur astronomers. A spectroscopic guide to astronomical objects and terrestrial light sources, 5.218.

Yoon, S.-C., Langer, N., & Norman, C. 2006, A&A, 460, 199

