



Gradu Amaierako Lana / Trabajo Fin de Grado  
Fisikako Gradua / Grado en Física

# Límites a la masa estelar y agujeros negros en Astrofísica

Egilea/Autor/a:  
Ethan James Larsen Adiego  
Zuzendaria/Director/a:  
Raül Vera Jiménez

© 2021, Ethan James Larsen Adiego

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Evolución estelar</b>	<b>2</b>
2.1. Evolución pre-secuencia principal . . . . .	3
2.2. Evolución en la secuencia principal . . . . .	5
2.3. Evolución post-secuencia principal de estrellas con una masa inferior a $8M_{\odot}$	6
2.3.1. Rama de las sub-gigantes (SGB) . . . . .	6
2.3.2. Rama gigante roja (RGB) . . . . .	6
2.3.3. Punta de las gigantes rojas . . . . .	6
2.3.4. Flash del núcleo de helio . . . . .	6
2.3.5. Rama horizontal (HB) . . . . .	7
2.3.6. Rama asintótica gigante (AGB) . . . . .	7
2.4. Evolución post-secuencia principal de estrellas con una masa superior a $8M_{\odot}$	8
<b>3. Límite superior de <math>150M_{\odot}</math></b>	<b>11</b>
<b>4. Límite superior estadístico</b>	<b>12</b>
<b>5. Cúmulos estelares con estrellas más masivas que <math>150M_{\odot}</math></b>	<b>20</b>
5.1. Sistemas binarios . . . . .	21
<b>6. Masa máxima de los agujeros negros por debajo del gap producido por las PISN</b>	<b>24</b>
6.1. Masa máxima obtenida al evolucionar núcleos de helio . . . . .	25
6.2. Masa máxima para metalicidades bajas teniendo en cuenta un modelo para las pérdidas de masa mejorado . . . . .	29
6.3. Masa máxima para metalicidades elevadas ( $Z_{\odot}$ ) . . . . .	31
<b>7. Conclusiones</b>	<b>34</b>

# 1. Introducción

Una de las preguntas fundamentales en astrofísica es la de si existe una masa superior para las estrellas. En estos últimos tiempos se ha pasado de pensar que las estrellas no tienen un límite superior para su masa a pensar que tienen un límite en torno a las 150 masas solares (una masa solar es la masa que tiene nuestro sol y la denotaremos con el símbolo  $M_{\odot}$ ). La mayoría de las estrellas se forman en cúmulos de estrellas de distintas masas. Las estrellas de masa superior a  $8M_{\odot}$  se forman en cúmulos de estrellas que tienen una masa por encima de  $100M_{\odot}$ , mientras que las estrellas que se aproximan a  $150M_{\odot}$  han sido observadas en 2 cúmulos de la Vía Láctea que tienen una masa superior a  $10^4M_{\odot}$  (Arches y NGC 3603). Uno por lo tanto se puede hacer la pregunta de si esta masa límite es un límite estadístico o uno físico.

Una estrella es un esferoide luminoso que se mantiene en equilibrio debido a su propia gravedad y a la presión que ejerce la radiación producida en su interior. La fuente de esta radiación son las reacciones nucleares que ocurren en el interior de la estrella.

Para que una estrella se forme, primero tiene que colapsar una nube de gas (principalmente compuesta por  $H_2$ ) del medio interestelar. Inicialmente, a medida que se calienta la nube, solamente se dan los dos primeros pasos de la cadena p-p I (cadena que produce  ${}^4He$  mediante la fusión de  ${}^1H$ ), produciendo  ${}^3He$  a partir del deuterio  ${}^2H$  y un protón, y las reacciones pertenecientes al ciclo CNO (cadena que produce  ${}^4He$  utilizando carbono (C) y nitrógeno (N) como catalizadores) que convierten  ${}^{12}C$  en  ${}^{14}N$ . Una vez la estrella empieza a quemar hidrógeno en su núcleo, entra dentro de la secuencia principal. La estrella permanecerá en la secuencia principal hasta que se deje de producir helio en su núcleo.

Cuando la estrella sale de la secuencia principal, seguirá teniendo reacciones en su núcleo, pero cada vez con elementos más pesados. Primero se quemará helio, después carbono y oxígeno, y así sucesivamente hasta que se produce hierro. La producción del hierro en el núcleo supone el final de la vida de una estrella masiva (masa superior a  $8M_{\odot}$ ) ya que ni su fusión ni fisión resultan favorables desde un punto de vista energético. Esto ocurre porque ya sea para fisiónarlo o combinarlo hace falta darle energía a la reacción. Cuando la acumulación de hierro en el centro de la estrella es tal que impide que sigan los procesos de fusión de silicio, el núcleo de hierro no es capaz de sostener las capas externas. Al no poder sostener las capas externas el núcleo colapsa produciendo una supernova (SN), dejando como remanente una estrella de neutrones o un agujero negro (AN). En el caso de las estrellas con una masa inferior a  $8M_{\odot}$ , nunca se va a llegar a producir hierro en el núcleo, de manera que el núcleo no colapsa produciendo una supernova. No obstante, la estrella sufre una gran pérdida de masa debido a sus vientos estelares, expulsando así prácticamente toda su envoltura convirtiéndose en una estrella enana blanca. Estos vientos estelares serán más fuertes cuanto mayor sea la metalicidad<sup>1</sup> ( $Z$ ) de la estrella. Por otro lado, si la estrella es muy masiva, debido a la producción de pares electrón-positrón en el interior de la estrella, se produce una supernova pair-instability (PISN) que destruye la estrella sin dejar ningún remanente.

La inestabilidad producida por la creación de los pares electrón-positrón (PI) es debida al aumento de la energía de los rayos gamma producidos en el interior estelar. La energía de estos rayos gamma produce estos pares electrón-positrón de manera que la presión de

---

<sup>1</sup>La metalicidad se utiliza para describir la abundancia relativa de elementos más pesados que el helio en una estrella ( $Z = 0.014$  quiere decir que el 1.4% de la estrella lo componen elementos más pesados que el helio).

radiación que resiste el colapso gravitacional de la estrella disminuye. Esto crea una inestabilidad haciendo que la estrella se contraiga comprimiendo y calentando el núcleo. Esta contracción y aumento de temperatura aumentan la energía producida por las reacciones nucleares. Parte de esa energía producirá más pares mientras que la otra intentará sostener la envoltura estelar. A medida que pasa el tiempo, la energía que se produce en el núcleo es cada vez mayor frenando el colapso. Sin embargo, esa energía que se produce es mucho mayor que la energía necesaria para que se produzca un “bote elástico” (que la estrella vuelva al equilibrio), pasando así de una implosión a una explosión. En algunos casos la energía liberada no es suficiente como para destrozarse la estrella, pero sí suficiente como para que la estrella pierda una parte importante de su envoltura mediante pulsaciones producidas por esta inestabilidad (PPI). De esta manera, la masa máxima que pueden tener los AN se ve acotada ya que a partir de una determinada masa las estrellas no dejan ningún remanente.

Este hecho lleva a hacerse la pregunta de cuál es la masa máxima que puede tener un AN, producido por el colapso de una estrella, por debajo del intervalo producido por las PISN (a partir de este momento se utilizará el término gap en vez de intervalo). La predicción de este gap en la distribución de masas de los AN a partir del colapso de una estrella existe desde los años 60 cuando la teoría de la evolución PI fue desarrollada. No obstante, no se ha podido probar esta teoría hasta ahora que se pueden medir las masas de los AN que forman un sistema binario mediante la detección de ondas gravitacionales, en particular, la detección de colisiones entre AN. La detección de ondas gravitacionales ha abierto una ventana para poder ver los AN del universo. Sin embargo, las masas observadas mediante las ondas gravitacionales muestran que los AN son más masivos de lo que se esperaba, como es el caso de GW190521 en el que las componentes de la colisión observada son dos AN de masas  $66_{-18}^{+17}M_{\odot}$  y  $85_{-14}^{+21}M_{\odot}$ .

La población de sistemas binarios de AN es compatible con que tengan un origen estelar, de manera que se pueden utilizar modelos evolutivos para interpretar el límite superior de la distribución de masa de los AN. En la última sección se verán los distintos resultados que se han obtenido utilizando distintos modelos evolutivos y teniendo en cuenta distintos parámetros.

A lo largo de este trabajo se verán las distintas conclusiones a las que han llegado distintos grupos de investigación ya sea mediante observaciones, a partir de la estadística o modelos evolutivos. Pero antes de ver cuál es el límite superior de la masa de las estrellas y cuál es la masa máxima que puede tener un AN por debajo del gap producido por las PISN, dedico una sección a la descripción de la evolución de las estrellas para poder conocer qué ocurre en su interior y por qué etapas pasan a lo largo de su vida.

## 2. Evolución estelar

La formación estelar se desarrolla en las nubes gaseosas llamadas nebulosas, que pertenecen al medio interestelar. Si se admite una geometría esférica en ausencia de campo magnético, turbulencia y momento angular, se puede deducir (considerando los efectos debidos a desviaciones hidrostáticas) una relación entre la densidad de una nube molecular ( $\rho_0$ ), la temperatura media del medio ( $T$ ) y el radio mínimo necesario para que colapse

$$R_J \simeq \left( \frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

llamado radio de Jeans, o la masa de la nube

$$M_J \simeq \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

llamada masa de Jeans, que haga inevitable el colapso de la nube.  $G$  es la constante de gravitación universal ( $6.674 \times 10^{-11} Nm^2/kg^2$ ),  $k$  es la constante de Boltzman ( $1.38 \times 10^{-23} J/K$ ),  $\mu$  es la masa molecular media de la nube y  $m_H$  es la masa de un átomo de hidrógeno.

En el caso en el que la nube empiece a colapsar, ésta libera energía potencial gravitatoria. Si esta energía se convirtiera directamente en energía interna, la temperatura de la nube aumentaría incrementando la masa de Jeans frenando el colapso. Sin embargo, en las etapas tempranas del colapso la nube es transparente a la radiación infrarroja y se enfría eficientemente. De esta manera convierte la energía cinética de sus partículas en radiación infrarroja de manera que el colapso es prácticamente isoterma. Debido a esto, al principio la masa de Jeans disminuirá (aumenta la densidad) haciendo que la nube se fragmente. Si el colapso fuera completamente isoterma durante todo el proceso, se crearían demasiadas estrellas debido a esta fragmentación constante. No obstante, el colapso pasa de ser isotérmico a adiabático, de manera que el aumento en la temperatura aumenta el valor de la masa de Jeans evitando que las nubes sigan fragmentándose.

Los sistemas estelares en proceso de formación se deshacen de su momento angular sobrante mediante unos jets protoestelares. Estos jets permiten que el material del sistema pueda depositarse sobre la superficie de la estrella debido a su pérdida de momento angular, influyendo en gran medida a la masa final de la protoestrella (cuando se expanden a través de la nube molecular disipan parte del material limitando la cantidad de materia depositada sobre el disco de acreción). El proceso de caída de materia a la protoestrella cesa cuando ésta inicia la fusión termonuclear y comienza a generar viento estelar disipando el halo a su alrededor.

## 2.1. Evolución pre-secuencia principal

Las estrellas con una masa por debajo de  $2M_\odot$  son completamente convectivas<sup>2</sup> durante sus primeros años debido a la alta opacidad<sup>3</sup> que tienen. La alta opacidad evita que la energía se pueda radiar fácilmente hacia fuera en la estrella haciendo que la energía se transporte por medio de convección.

En este periodo, el deuterio empieza a quemarse pero no es suficiente como para frenar el colapso que sufre la estrella. Mientras la temperatura central aumenta, se reduce la opacidad en el centro produciendo un núcleo radiativo que progresivamente abarca cada vez más masa de la estrella. En el punto de menor luminosidad, la existencia del núcleo radiativo permite que la energía escape a la envoltura convectiva con más facilidad haciendo que la luminosidad de la estrella aumente. Al aumentar la luminosidad, la temperatura en el núcleo es lo suficientemente elevada como para que las reacciones nucleares empiecen a tener más importancia y con el tiempo contribuyan más a la luminosidad del astro que la

<sup>2</sup>En las zonas convectivas el transporte de la energía se hace mediante la convección, esto es, se va mezclando el material más caliente con el frío constantemente. Un ejemplo puede ser el de calentar agua en una cazuela, a medida que se calienta el agua de abajo sube a la superficie mientras que el agua de arriba que está fría desciende.

<sup>3</sup>La opacidad de la estrella es la cantidad de energía absorbida por ésta en su trayecto desde el centro hacia la superficie evitando así que la radiación “escape”.

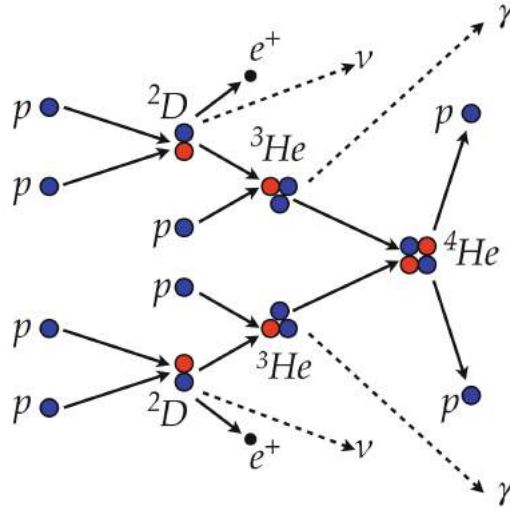


Figura 1: Esquema de la cadena de reacciones p-p I. Figura extraída de [1].

producida por el colapso gravitacional. Debido a que las reacciones CNO son altamente dependientes de la temperatura, se produce un gradiente de temperatura importante en el núcleo haciendo que se vuelva convectivo. Cuando el  ${}^{12}_6\text{C}$  se agota en el núcleo (al producir el  ${}^{14}_7\text{N}$ ), la estrella ya ha llegado a una temperatura suficientemente alta como para que se den todas las reacciones de la cadena p-p I.

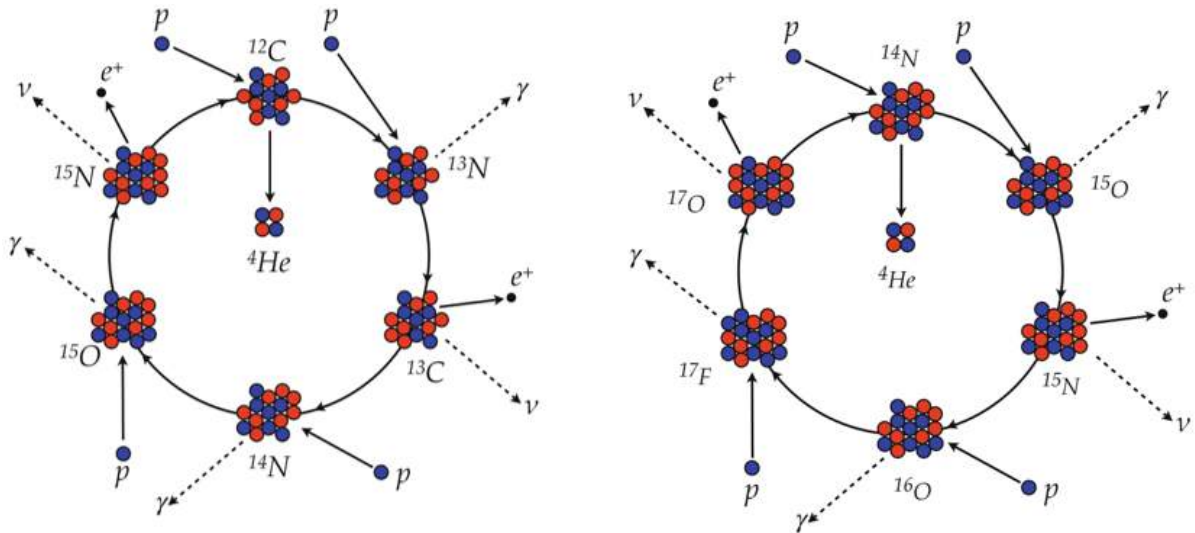


Figura 2: Cadenas CNO I y CNO II respectivamente. Figura extraída de [1].

Si la masa de la estrella que colapsa es menor que  $0.072M_{\odot}$ , el núcleo nunca llega a una temperatura suficiente como para generar la energía necesaria para estabilizar la estrella contra el colapso gravitacional. Por lo tanto, la masa de  $0.072M_{\odot}$  da el límite de masa inferior de la secuencia principal.

En el caso de las estrellas masivas, la temperatura en el centro aumenta hasta tener la temperatura suficiente para comenzar a quemar  ${}^{12}\text{C}$  y hacer que se den los dos primeros pasos de la cadena p-p I. Esto hace que las estrellas tengan luminosidades mayores y

evolucione prácticamente horizontalmente en el diagrama Hertzsprung-Russell (HR)<sup>4</sup>. Debido a que las temperaturas en el centro de estas estrellas son tan elevadas, los ciclos CNO completos se convierten en las reacciones dominantes. Por lo tanto, las estrellas más masivas mantienen su núcleo convectivo hasta después de haber llegado a la secuencia principal.

El punto en el que comienza la fusión de hidrógeno produciendo helio en equilibrio hidrostático en el núcleo estelar se denomina ZAMS (Zero-Age Main Sequence). Este punto da comienzo a la secuencia principal.

## 2.2. Evolución en la secuencia principal

Aunque todas las estrellas en la secuencia principal queman hidrógeno convirtiéndolo en helio mediante las cadenas p-p o los ciclos CNO, existen algunas diferencias. Las estrellas con masas superiores a  $1.2M_{\odot}$  tienen núcleos convectivos y están dominadas por los ciclos CNO, mientras que las estrellas con una masa entre  $0.3M_{\odot}$  y  $1.2M_{\odot}$  están dominadas por las cadenas p-p y tienen un núcleo radiativo con envoltura convectiva. Las estrellas de la ZAMS con una masa inferior a  $0.3M_{\odot}$  son completamente convectivas.

Para una estrella de masa intermedia, su luminosidad, radio y temperatura aumentan lentamente desde que llega a la ZAMS. Como las cadenas p-p convierten el hidrógeno en helio, la masa molecular media del núcleo aumenta. Según la ley de los gases ideales, si la densidad y/o la temperatura del núcleo aumenta, la presión del núcleo disminuye. Por lo tanto, éste ejercerá una presión insuficiente para mantener las capas superiores de la estrella. Debido a esto, el núcleo se comprime aumentando su densidad y liberando energía que incrementa la temperatura de las regiones cercanas al núcleo aumentando la región capaz de tener reacciones nucleares. Debido a esto, la luminosidad, el radio y la temperatura efectiva de la estrella aumentan lentamente. Al agotarse el hidrógeno en el núcleo, la temperatura de éste disminuye y se vuelve isoterma disminuyendo la presión interna de manera que el núcleo se contrae. Al contraerse, la temperatura de la capa que rodea al núcleo aumenta hasta el punto en el que la fusión de hidrógeno continúa en una capa gruesa alrededor del núcleo pequeño de helio.

En el caso de las estrellas más masivas el núcleo produce helio pero mantiene la composición homogénea debido a la convección. Por lo tanto, una vez se acaba el hidrógeno en el núcleo, éste se vuelve inerte e isoterma lo que lleva a una caída de la presión haciendo que la estrella al completo se contraiga. Al ocurrir esto, la luminosidad de la estrella aumenta ligeramente y su temperatura efectiva aumenta haciendo que las regiones cercanas al núcleo se activen y quemen hidrógeno. La luminosidad que se genera en la capa gruesa excede a la que se estaba produciendo en el núcleo. Parte de la energía generada expande la estrella disminuyendo su luminosidad y temperatura efectiva. El helio creado en la capa cae al núcleo haciendo que su masa aumente.

En los dos casos, las estrellas salen de la secuencia principal cuando la masa del núcleo isoterma se hace tan grande que no puede sostener el material que tiene encima y colapsa. Este límite fue estimado por M. Schönberg y Chandrasekhar en 1942, y está dado por la relación

<sup>4</sup>El diagrama Hertzsprung-Russell es un diagrama en el cual se representan las estrellas según su temperatura superficial y luminosidad. Los astros más calientes ocupan la zona izquierda mientras que los fríos la derecha y al mismo tiempo los luminosos se colocan en la parte superior y los menos luminosos en la parte inferior.

$$\left(\frac{M_{ic}}{M}\right)_{SC} \simeq 0.37 \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_{ic}}\right)^2, \quad (3)$$

donde  $\mu_{env}$  y  $\mu_{ic}$  son las masas moleculares medias de la envoltura y del núcleo isotérmico respectivamente.

Una vez pasada la secuencia principal, comienza una secuencia complicada de etapas evolutivas que pueden incluir reacciones nucleares tanto en los núcleos como en las capas concéntricas. En varias ocasiones, las reacciones en el núcleo y/o en las capas pueden pararse acompañadas por un reajuste de la estructura de la estrella. Estos ajustes implican la expansión o contracción del núcleo y su envoltura y el desarrollo de zonas convectivas extensas. Mientras el final se acerca, la pérdida de masa extensiva de las estrellas también juega un papel crítico en el desenlace del astro.

## 2.3. Evolución post-secuencia principal de estrellas con una masa inferior a $8M_{\odot}$

### 2.3.1. Rama de las sub-gigantes (SGB)

La energía gravitacional liberada en el proceso de contracción del núcleo hace que la envoltura de la estrella se expanda. Al expandirse, la temperatura disminuye y hace que la estrella evolucione al rojo en el diagrama de HR. A medida que el núcleo se contrae, la temperatura y densidad de la capa que está quemando hidrógeno aumentan aumentando la energía producida, provocando la expansión de la envoltura al absorber ésta parte de la energía liberada.

### 2.3.2. Rama gigante roja (RGB)

En esta etapa la opacidad de la fotosfera aumenta creando una zona convectiva cerca de la superficie. Debido a la eficiencia que tiene la estrella de radiar la energía a la superficie, la estrella comienza a ascender rápidamente a lo largo de la rama RGB en el diagrama HR. Al mismo tiempo, la zona convectiva se profundiza hasta regiones de la estrella donde la composición química ha sido alterada mediante los procesos nucleares mezclando estos elementos con los de la envoltura (primer dragado).

### 2.3.3. Punta de las gigantes rojas

En la cima de la rama de las gigantes rojas, para las estrellas con una masa superior a  $1.8M_{\odot}$ , la temperatura y densidad central son lo suficientemente elevadas como para que el proceso triple alpha ( $3\alpha$ ) comience creando carbono y oxígeno en el núcleo estelar a partir de los núcleos de helio. Debido a la nueva fuente de energía, el núcleo se expande empujando la capa que quema hidrógeno enfriándolo. Al enfriarse la capa, la cantidad de energía producida disminuye reduciendo drásticamente la luminosidad de la estrella. Al mismo tiempo, la envoltura empieza a contraerse haciendo que la temperatura efectiva vuelva a aumentar.

### 2.3.4. Flash del núcleo de helio

Para las estrellas con una masa inferior a  $1.8M_{\odot}$ , se forma un gas degenerado de electrones en el núcleo, de manera que cuando comienza el proceso  $3\alpha$  la energía liberada es prácticamente explosiva. Inicialmente, el proceso empieza en la capa que está alrededor



del núcleo, pero se propaga rápidamente por todo el núcleo. No obstante, esta liberación de energía dura unos pocos segundos y la mayor parte de la energía no llega a la superficie ya que la absorbe la envoltura de la estrella haciendo que ésta pierda algo de masa.

### 2.3.5. Rama horizontal (HB)

En esta etapa la energía producida por la capa de hidrógeno y por toda la estrella aumenta. Con el incremento de la temperatura efectiva la zona de convección en la envoltura se acerca a la superficie y la estrella empieza a desarrollar un núcleo convectivo. Cuando la estrella llega al punto más caliente, la masa molecular media del núcleo ha incrementado hasta el punto en el que el núcleo se contrae, haciendo que la envoltura se expanda y enfríe haciendo que la estrella se enrojezca. Poco después el núcleo de helio se agota y el núcleo de carbono y oxígeno (CO) inerte se contrae. Con el aumento de la temperatura debido a la contracción, se genera una capa gruesa fuera del núcleo que quema helio. A medida que el núcleo se contrae, la capa que quema helio se hace más fina y produce más energía empujando la capa que quema hidrógeno hasta que se apaga.

### 2.3.6. Rama asintótica gigante (AGB)

En esta fase evolutiva la envoltura en expansión absorbe la mayor parte de la energía producida por la capa que está quemando helio. A medida que la temperatura de la estrella decrece, la zona convectiva se extiende desde la envoltura hasta la capa de helio (segundo dragado). Pasado el tiempo, la capa de hidrógeno se vuelve a reactivar y empieza a dominar la producción de energía de la estrella. Al mismo tiempo, la capa de helio empieza a encenderse y apagarse periódicamente (flashes de helio). Para las estrellas que son lo suficientemente masivas ( $M > 2M_{\odot}$ ) la capa que está quemando helio y la que está quemando hidrógeno se unen y extienden hasta zonas donde se ha llegado a sintetizar carbono (tercer dragado).

A medida que suceden las reacciones  $3\alpha$  en la capa de helio, la masa del núcleo CO aumenta produciendo un aumento en la densidad y la degeneración del núcleo. Para estrellas con una masa menor de  $4M_{\odot}$  en la ZAMS, el núcleo de carbono y de oxígeno nunca se hará lo suficientemente grande como para que se produzcan reacciones nucleares. Sin embargo, las estrellas con una masa entre  $4M_{\odot}$  y  $8M_{\odot}$ , siguen siendo capaces de tener reacciones nucleares en su núcleo. Esto conduce a un núcleo formado por oxígeno, neón y magnesio que mantiene siempre su masa debajo del límite de Chandrasekhar<sup>5</sup>.

La velocidad a la que estas estrellas pierden masa aumenta ya que la luminosidad y radio de la estrella aumentan mientras que su masa disminuye haciendo que la gravedad superficial del astro decrezca de manera que el material en la superficie esté menos sujeto a la estrella. En los últimos momentos se produce un superviento que hace que una estrella pueda llegar a perder  $\dot{M} \sim 10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$ . Esto hace que la envoltura restante de la estrella sea expulsada dejando una capa muy fina de material sobre el núcleo de manera que las capas que quemaban helio e hidrógeno se apagan. El objeto central caliente que queda se irá enfriando hasta convertirse en una enana blanca. La capa gaseosa (material expulsado por medio de los vientos estelares) que se expande alrededor de la enana blanca recibe el nombre de nebulosa planetaria.

---

<sup>5</sup>Límite de masa más allá del cual la degeneración de electrones no es capaz de contrarrestar la fuerza de gravedad en un remanente estelar, produciéndose un colapso que origina una estrella de neutrones o un AN.

## 2.4. Evolución post-secuencia principal de estrellas con una masa superior a $8M_{\odot}$

La evolución de las estrellas más masivas se puede resumir mediante el siguiente esquema [2]:

$$\begin{aligned}
 M > 85M_{\odot} &: O \rightarrow Of \rightarrow LBV \rightarrow WN \rightarrow WC \rightarrow SN \\
 40M_{\odot} < M < 85M_{\odot} &: O \rightarrow Of \rightarrow WN \rightarrow WC \rightarrow SN \\
 25M_{\odot} < M < 40M_{\odot} &: O \rightarrow RSG \rightarrow WN \rightarrow WC \rightarrow SN \\
 20M_{\odot} < M < 25M_{\odot} &: O \rightarrow RSG \rightarrow WN \rightarrow SN \\
 10M_{\odot} < M < 20M_{\odot} &: O \rightarrow RSG \rightarrow BSG \rightarrow SN
 \end{aligned}$$

Las estrellas Of son estrellas supergigantes de clasificación espectral O con líneas de emisión marcadas. Las estrellas LVB son estrellas variables luminosas azules y son las estrellas más luminosas que se conocen. Su número es escaso debido a que representan una fase breve en la evolución de las estrellas más masivas. Relacionadas a las estrellas LVB están las estrellas Wolf-Rayet (WR). Estas estrellas tienen líneas de emisión fuertes, son muy calientes (temperaturas efectivas de  $25000K - 100000K$ ) y sufren grandes pérdidas de masa debido a fuertes vientos estelares ( $10^{-5}M_{\odot}yr^{-1}$ ). Hoy día, se conocen 3 tipos de estrellas WR: WN, WC y WO.

El espectro de las estrellas WN está dominado por las líneas de emisión del helio y del nitrógeno aunque también se pueden detectar líneas pertenecientes al hidrógeno, oxígeno y carbono. El de las estrellas WC está dominado por las líneas de emisión de helio y de carbono con ausencia de líneas de emisión pertenecientes al hidrógeno y al nitrógeno. Las estrellas WO (mucho menos frecuentes que las estrellas WN y WC) tienen un espectro dominado por las líneas de oxígeno. Debido a la pérdida de masa que sufren las estrellas, las estrellas WR que empiezan siendo estrellas WN pasan a convertirse en WC y en algunas ocasiones terminan convertidas en WO. Las estrellas WN han perdido prácticamente todas sus capas dominadas por el hidrógeno y enseñan los materiales sintetizados mediante reacciones nucleares en el interior de la estrella (la convección hace que el material creado mediante las reacciones CNO salga a la superficie). A medida que la estrella pierde masa, estos materiales obtenidos en los procesos CNO son expulsados revelando el material obtenido mediante las reacciones  $3\alpha$ .

Las estrellas más masivas son capaces de retener su envoltura con más firmeza que las estrellas menos masivas de manera que las fases de combustión termonuclear del carbono no suponen el final de la estrella. De esta manera, la combustión termonuclear del carbono pasa a una capa que rodea el núcleo compuesto por oxígeno, neón y magnesio que al principio permanece inerte. La contracción que sigue al cese de la fusión del carbono aumenta la temperatura central dando comienzo a la combustión termonuclear de neón. Estos procesos termonucleares avanzados ya no consisten en una adición de núcleos, si no que implican la desintegración de los núcleos de neón que se produce mediante procesos de fotodesintegración<sup>6</sup>.

Los núcleos que salen de estas desintegraciones quedan disponibles para experimentar una diversidad de reacciones que liberan más energía que la del fotón inicial que desintegró el núcleo de neón. Por lo tanto, el balance de energía es positivo y la estrella logra mantener su estructura. Los productos principales de estas reacciones son el silicio, neón y magnesio. Los productos de estas reacciones vuelven a acumularse en el centro estelar haciendo

<sup>6</sup>Los núcleos absorben fotones de alta energía que hacen que se separen en núcleos más pequeños.

Tabla 1: Fases de la fusión nuclear de una estrella de  $25M_{\odot}$ . En la primera columna se indican los elementos principales que participan en las reacciones. Datos extraídos de [3].

Proceso de fusión nuclear	Temperatura central ( $K$ )	Densidad central ( $kg/m^3$ )	Duración de la fase (años)
Fusión de hidrógeno ( $H \rightarrow He$ )	$37 \times 10^6$	3800	$7.3 \times 10^6$
Fusión de helio ( $He \rightarrow C + O$ )	$180 \times 10^6$	620000	$6.6 \times 10^5$
Fusión de carbono ( $C \rightarrow Ne$ )	$720 \times 10^6$	$640 \times 10^6$	165
Fusión de neón ( $Ne \rightarrow Mg + Si$ )	$1.4 \times 10^9$	$3.7 \times 10^9$	1.2
Fusión de oxígeno ( $O \rightarrow Si$ )	$1.8 \times 10^9$	$13 \times 10^9$	0.5
Fusión de silicio ( $Si \rightarrow Fe$ )	$3.4 \times 10^9$	$110 \times 10^9$	$4.1 \times 10^{-3}$

que la combustión del neón se desplace a una capa exterior. Una vez la temperatura central alcanza los  $1.8 \times 10^9 K$  empiezan a producirse las reacciones de fusión del oxígeno apareciendo elementos como el azufre y el fósforo. Cabría esperar que algunos de estos elementos pudieran servir como base de las nuevas reacciones en el núcleo. Pero como en el caso anterior, las condiciones en el centro del astro son tales que se vuelve a producir la fotodesintegración de los núcleos.

A lo largo de todos estos procesos el interior estelar se ha ido configurando en una estructura de capas. Tras unas capas enormes compuestas por hidrógeno y helio en las que no se producen reacciones termonucleares, yace el núcleo dispuesto en capas sucesivas en las que se producen todos los pasos comentados hasta ahora: desde la fusión de hidrógeno en la capa más externa a la fusión de silicio en el centro que proporciona un núcleo de hierro.

La producción del hierro en el núcleo supone el final de la vida de una estrella masiva ya que ni su fusión ni fisión resultan favorables desde un punto de vista energético. Cuando la acumulación del hierro en el centro de la estrella es tal que impide que sigan los procesos de fusión de silicio, el astro se encuentra ante una crisis energética. La fusión nuclear que ocurre en las capas no es suficiente para sostener la estructura de la estrella y el núcleo isoterma de hierro no es capaz de sostener las capas. Esto hace que el núcleo colapse produciendo un aumento de la temperatura en él que hace que los fotones sean lo suficientemente energéticos como para fotodesintegrar el hierro  ${}^{56}Fe + \gamma \rightarrow 4n + 13{}^4He$ .

La fotodesintegración del hierro provoca que la temperatura del núcleo decaiga acelerando la contracción de éste. A medida que la densidad del núcleo aumenta, los electrones se combinan con los protones produciendo neutrones haciendo que la carga eléctrica desaparezca (una de las barreras para el colapso) y creando también una gran cantidad de neutrinos. Al colapsar el núcleo, las capas externas no tienen nada que las sostenga de manera que éstas también colapsan aumentando la temperatura y la densidad del material de las capas, haciendo que el ritmo de las reacciones aumente considerablemente. En esta fase, las reacciones termonucleares adquieren un carácter explosivo, sobre todo en la frontera donde la materia estelar colisiona con el centro formado por neutrones. El rebote de esta materia contra el núcleo, el incremento de las reacciones en las capas y el flujo de neutrinos procedentes del interior estelar hacen que se invierta el movimiento de colapso de las capas estelares de manera que el hundimiento se convierte en una explosión (supernova). Este tipo de supernova recibe el nombre de Core-Collapse supernovae.

En el caso de que las estrellas sean muy masivas ( $140M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 260M_{\odot}$  (dependiente de la metalicidad)) y tengan un núcleo de helio con una masa  $40M_{\odot} \leq m$  [4], se

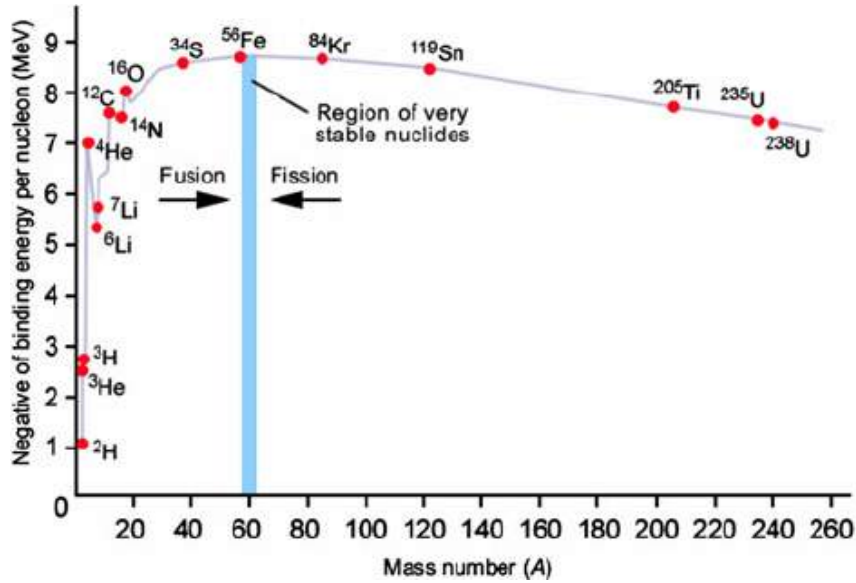


Figura 3: Energía de enlace para distintas masas atómicas. Para producir energía mediante fusión hay que moverse hacia la derecha hasta alcanzar el hierro y mediante fisión hacia la izquierda.

produce una supernova de tipo pair-instability (PISN). Al ocurrir este tipo de supernova no queda ningún remanente de la estrella. Estas supernovas ocurren debido a que después de la quema de helio las estrellas se contraen a un ritmo acelerado y la energía que debería de haber aumentado la temperatura y presión, produce pares electrón-positrón haciendo que la presión de radiación que mantiene las capas externas de la estrella decrezca. Esto hace que la estrella se contraiga aumentando más la temperatura, haciendo que se creen más pares acelerando así la implosión. La energía nuclear generada a partir de la quema del carbono y del neón no es suficiente como para parar la contracción, pero la quema de oxígeno sí puede frenar la caída. Aún así, el colapso de la estrella en este punto ya es dinámica haciendo que se supere la temperatura y densidad que podrían aportar una estabilidad hidrostática. La energía que se produce en el interior de la estrella hace que el colapso se frene, pero es más que la energía necesaria para que se produzca un bote elástico (que la estrella vuelva al equilibrio), haciendo que la implosión estelar se convierta en una explosión. Para las estrellas muy masivas la quema del oxígeno no es suficiente como para revertir la implosión y por lo tanto, la estrella se convierte en un AN directamente.

Para que una estrella muera con un núcleo de helio de masa superior a  $40M_{\odot}$ , no es solamente necesario que su masa inicial sea muy superior a  $100M_{\odot}$  [5], también es necesario que la masa que pierda debido a vientos estelares dependientes de la metalicidad o pulsaciones nucleares no erosione el núcleo. Por lo tanto, no es probable que ocurran este tipo de supernovas en estrellas con la misma metalicidad que el sol ( $Z = Z_{\odot} = 0.0134$ ), debido a que la estrella habría perdido demasiada masa mediante vientos estelares. Sin embargo, sí se pueden dar PISN para estrellas con una baja metalicidad ya que los vientos estelares se pueden despreciar. Por lo tanto, las estrellas con núcleos de helio de  $65-133M_{\odot}$  o masas estelares  $140-260M_{\odot}$  al inicio de la secuencia principal explotan sin dejar ningún remanente. En el caso en el que la estrella tenga un núcleo de helio con una masa  $42M_{\odot} \leq m \leq 65M_{\odot}$  [6] entra en la región de inestabilidad de pares (PI) después de la quema del carbono, donde la estrella sufrirá pulsaciones violentas. No obstante, las pulsaciones

pueden no ser lo suficientemente fuertes como para destruirla. Si la masa del núcleo de helio es superior a  $133M_{\odot}$  ( $260M_{\odot}$ ), el núcleo colapsa directamente creando un AN. Por lo tanto, para ver cual es la masa máxima por debajo del gap producido por las PISN, se estudian estas regiones de masas y las que están justo por debajo utilizando distintos modelos evolutivos.

### 3. Límite superior de $150M_{\odot}$

Aunque no está claro si existe un límite superior para la masa de las estrellas, Figer [7] sugiere que este límite ronda los  $150M_{\odot}$ . Él llega a esta conclusión tras estudiar el cúmulo de estrellas de Arches, cúmulo lo suficientemente masivo como para esperar estrellas con masas de hasta  $400M_{\odot}$  y suficientemente joven como para que sus estrellas más masivas sigan siendo visibles. Al mismo tiempo el cúmulo es lo suficientemente mayor como para que esté libre de su nube molecular natal y a una distancia suficientemente cercana como para distinguir estrellas individuales.

Aunque se han llegado a computar modelos evolutivos de estrellas masivas que llegan a describir la evolución de estrellas de hasta  $1000M_{\odot}$ , no se ha llegado a observar estrellas con esta masa. En el proceso de formación estelar, se forman más estrellas menos masivas que masivas de manera que la masa inicial media de las estrellas es de  $0.5M_{\odot}$ . Por lo tanto, para que un cúmulo pueda contener una estrella con una masa superior a  $150M_{\odot}$ , la masa del cúmulo tiene que ser superior a  $10^4M_{\odot}$ . Este requerimiento hace que el número de grupos estelares que puedan albergar una estrella de masa superior a la propuesta sea reducido.

Para ver si existen estrellas con una masa superior a la sugerida, obtiene información mediante una cámara Near-infrared y un espectrómetro multi-objeto para medir la función de masa de los cúmulos más jóvenes y densos del centro galáctico. Extrayendo la fotometría de las fuentes estelares en las imágenes y corrigiendo los efectos de absorción debido al polvo interestelar utiliza el modelo de evolución estelar Geneva para inferir una masa inicial a cada estrella.

Una vez obtenidos los resultados para el cúmulo de Arches, aprecia un déficit de estrellas con una masa superior a  $\sim 130M_{\odot}$ . Figer estima que el error acumulado es del  $\sim 10\%$  llegando a la conclusión de que el límite para la masa máxima de una estrella es de  $\sim 150M_{\odot}$ .

El déficit de estrellas con una masa superior es significativo ya que en el caso de que no existiera un límite superior, la probabilidad de no identificar una estrella con una masa superior es de  $10^{-8}$  y de  $10^{-14}$  para los casos en los que se esperen 18 y 33 estrellas con masa superior respectivamente. Por otro lado, la masa máxima esperada es de  $\sim 500 - 1000M_{\odot}$ , muy superior a las masas obtenidas al observar el cúmulo.

La edad de los cúmulos que se observan es muy importante, ya que en el caso de que sea muy elevada ( $t > 3Myr$ ), los astros más masivos ya no serían visibles debido a la evolución estelar produciendo un corte superior en la masa. En el caso de que sea muy joven ( $t \sim 1Myr$ ), los modelos darían masas iniciales mucho más elevadas para los miembros más brillantes, aunque seguiría teniendo un límite superior no muy elevado (en comparación con el de  $150M_{\odot}$ ). Como el cúmulo de Arches tiene una edad de  $2 - 2.5Myr$ , sus estrellas con una masa por encima de  $150M_{\odot}$  deberían seguir siendo visibles.

En el caso de detectar un sistema estelar con una masa superior a este límite, Figer [7] sugiere que esta masa pertenece a un sistema binario en lugar de a una estrella solitaria, o

que la masa sí pertenece a una estrella individual producto de la combinación de estrellas de masas menores.

## 4. Límite superior estadístico

Oey & Clarke [8] obtienen el valor esperado de la masa de la estrella más masiva de un cúmulo de estrellas en función del corte de masa superior que se le da a la función de masa inicial (IMF) y del número de astros que forman el cúmulo.

La IMF es una función de distribución de probabilidad empírica cuya integral es la unidad y da la distribución inicial de las masas para una población de estrellas. Esta función es un resultado del proceso de formación estelar y se puede utilizar para construir la distribución de masa de un cúmulo de estrellas. Las propiedades y la evolución de las estrellas están estrechamente relacionadas con su masa y por lo tanto, la IMF es una herramienta importante para el estudio de las estrellas.

La IMF universal [9], se puede expresar en términos de una serie de ley de potencias

$$\xi(m) \propto m^{-\alpha_i}, \quad (4)$$

donde

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= +0.3 \pm 0.7 & 0.01 \leq m/M_\odot < 0.08 \\ \alpha_1 &= +1.3 \pm 0.5 & 0.08 \leq m/M_\odot < 0.50 \\ \alpha_2 &= +2.3 \pm 0.3 & 0.50 \leq m/M_\odot < 1.00 \\ \alpha_3 &= +2.3 \pm 0.7 & 1.00 \leq m/M_\odot, \end{aligned} \quad (5)$$

y  $\xi(m)dm$  da el número de estrellas individuales con una masa  $m$  que se encuentra en el intervalo  $m + dm$ .

La IMF observada hoy día es entendida como una ley de potencias invariante de Salpeter ( $\alpha = 2.35$ ) por encima de  $0.5M_\odot$ , siendo independiente de la densidad de los cúmulos y de sus metalicidades siempre y cuando tengan una metalicidad  $Z \geq 0.002$ .

El límite superior de la IMF es un parámetro muy importante para entender los cúmulos de estrellas, la formación estelar y las estrellas masivas en las galaxias. En la práctica, se suele asumir un límite de masa superior  $m_{up} \sim 100 - 150M_\odot$ , aunque existe la duda de si el límite superior aparente representa un límite estadístico que tiene lugar debido a una falta de muestras de estrellas que se encuentran en cúmulos individuales.

Antes de que el telescopio espacial Hubble se pusiera en funcionamiento, se pensaba que existían estrellas con masas superiores a  $1000M_\odot$ . Debido a la información recogida por el telescopio, las candidatas a ser estrellas con estas masas resultaron ser un conjunto de estrellas menos masivas. Aunque se demostrase que estas estrellas en realidad eran conjuntos de estrellas menos masivas, la posibilidad de la existencia de estrellas supermasivas recibe atención, ya que existe la posibilidad de que en el universo temprano se formaran estrellas con estas masas.

Debido a la ley de potencias decreciente de la IMF, la masa característica de la estrella más grande de un cúmulo de  $N$  estrellas decrece a medida que disminuye el número de estrellas. Este efecto se puede ver en la figura 4. El valor de  $N$  se obtiene para cúmulos de estrellas individuales de la ley de potencias universal en  $N$

$$n(N)dN \propto N^{-2}dN, \quad (6)$$

y las masas estelares para cada cúmulo de  $N$  estrellas viene dada por la IMF de Salpeter [10]

$$\xi(m)dm \propto m^{-2.35}dm, \quad (7)$$

con un rango de masas de  $20 - 100M_{\odot}$ .

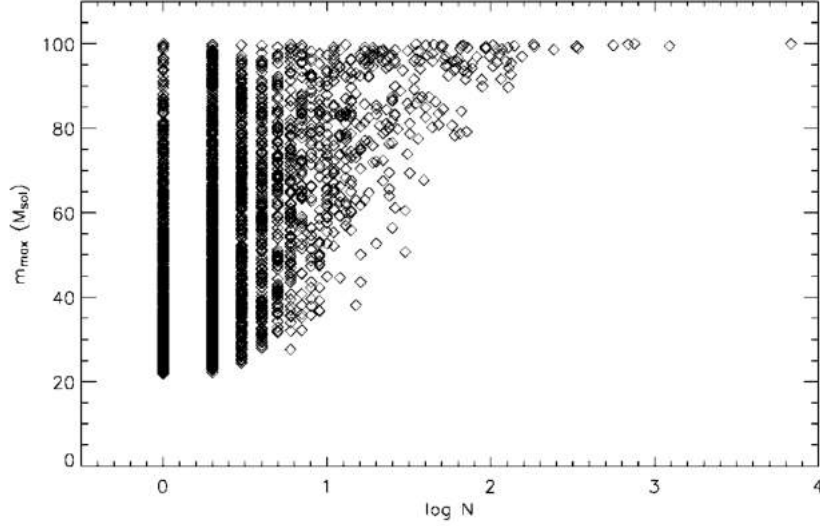


Figura 4: Simulación de Montecarlo enseñando la masa estelar máxima de cada cúmulo frente al número de estrellas  $\log N$  para 5000 cúmulos distintos. La distribución de  $N$  viene dada por (6) y se utiliza la IMF con masas estelares entre 20 y  $100 M_{\odot}$ . Figura extraída de [8].

Como se puede ver en la figura 4, es de esperar que cuando el número de estrellas en el cúmulo es elevado, el valor de la masa máxima sea  $m_{max} \simeq m_{up}$ . En cambio si  $N$  es pequeño, la masa de la estrella más masiva puede que sea mucho menor.

El valor esperado de la masa máxima de la estrella más masiva se puede obtener analíticamente mediante el siguiente procedimiento. Si se tiene un cúmulo de  $N$  estrellas, la probabilidad de que todas las estrellas tengan una masa entre 0 y  $M$  es

$$P(0, M) = \left[ \int_0^M \xi(m) dm \right]^N, \quad (8)$$

donde  $\xi(m)$  corresponde a la IMF.

La probabilidad de que todas las estrellas se encuentren con una masa entre 0 y  $M+dM$  se puede escribir como

$$P(0, M + dM) \simeq \left[ \int_0^M \xi(m) dm \right]^N + \frac{d}{dM} \left[ \int_0^M \xi(m) dm \right]^N dM, \quad (9)$$

al expandirlo en una serie de Taylor:

De esta manera la probabilidad de que la estrella más masiva tenga una masa que se encuentre entre  $M$  y  $M + dM$  es

$$P(M, M + dM) = \frac{d}{dM} \left[ \int_0^M \xi(m) dm \right]^N dM. \quad (10)$$

Por lo tanto, la masa esperada para la estrella más masiva del cúmulo se puede escribir como

$$\langle m_{max} \rangle = \int_0^{m_{up}} M \frac{d}{dM} \left[ \int_0^M \xi(m) dm \right]^N dM. \quad (11)$$

Integrando por partes se obtiene

$$\langle m_{max} \rangle = m_{up} - \int_0^{m_{up}} \left[ \int_0^M \xi(m) dm \right]^N dM, \quad (12)$$

que confirma que cuando el número de estrellas en un cúmulo es elevado, la masa máxima esperada se aproxima al límite superior de la IMF.

Integrando (12) numéricamente (utilizando como límite inferior  $m = 10M_\odot$  para poder utilizar la IMF de Salpeter) para distintas  $N$  se obtiene la figura 5.

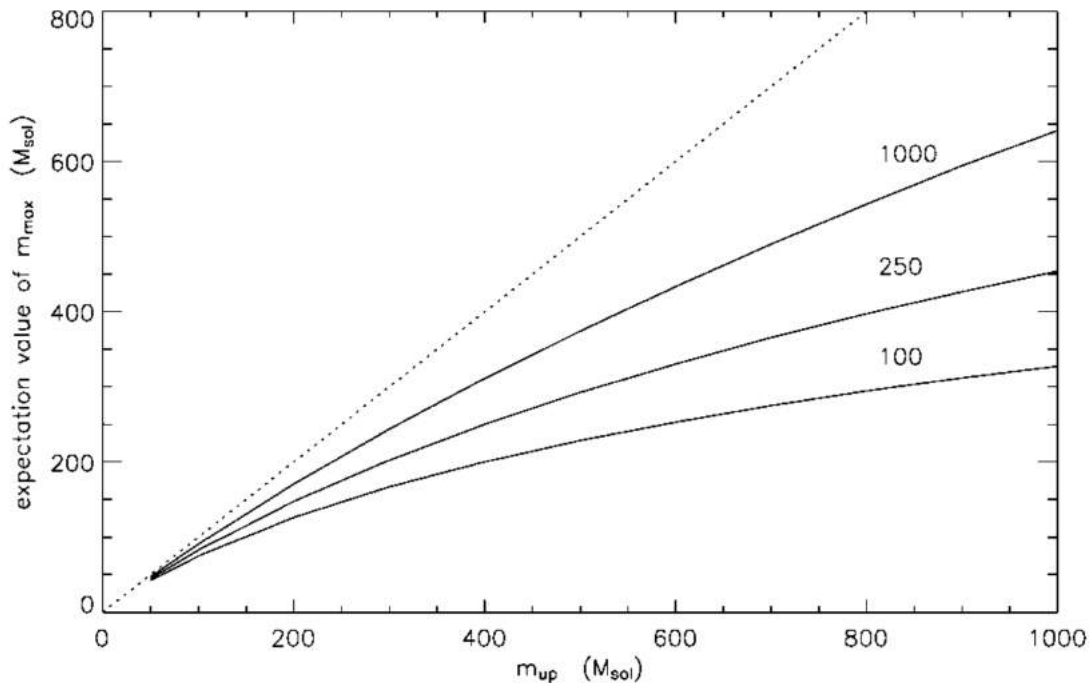


Figura 5: Valor esperado de la masa máxima de una estrella en función de  $m_{up}$  para  $N=100, 250$  y  $1000$ , suponiendo que las estrellas tienen una masa superior a  $10M_\odot$  y utilizando la IMF de Salpeter. La línea de puntos representa  $m_{max} = m_{up}$ . Figura extraída de [8].

Estos resultados se pueden comparar al cúmulo R136, que se encuentra en la región 30 Doradus y del que más adelante se hablará. Si se consideran solamente las estrellas con una masa superior a  $10M_\odot$ , el número de estrellas que cumplen esta condición es de  $N=650$ . Aunque este número representa un límite inferior ya que la cuenta del número de estrellas con una masa entre  $10 - 15M_\odot$  está incompleta de momento. Considerando esto, la figura 5 indica que el valor esperado para la masa máxima de la estrella más masiva será bastante superior al límite observado ( $120 - 200M_\odot$ ) a no ser que se tome un valor bajo para  $m_{up}$  ( $\ll 500M_\odot$ ).

El significado estadístico de este resultado se puede evaluar calculando la probabilidad de obtener una masa máxima  $m_{max}$  para un  $m_{up}$  dado,  $p(m_{max}|m_{up})$ . Los resultados que



se obtienen utilizando (10) para el cúmulo R136 y otros de estrellas jóvenes OB están presentados en la tabla 2.

Tabla 2: Tabla con la probabilidad de encontrar estrellas con una cierta masa máxima dependiendo del valor de  $m_{up}$ ,  $p(m_{max}|m_{up})$ , para distintos valores de  $m_{up}$  ( $10^4, 10^3, 200, 150$  y  $120$ ) para distintos grupos de estrellas. Datos obtenidos de [8].

Cúmulo	N ( $> 10M_{\odot}$ )	$m_{max}$	p( $10^4$ )	p( $10^3$ )	p(200)	p(150)	p(120)
R136	650	$120M_{\odot}$	$10^{-10}$	$10^{-10}$	$10^{-5}$	0.002	1.000
R136	650	$200M_{\odot}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	1.000	...	...
Tr 14/16	82	$120M_{\odot}$	0.055	0.064	0.231	0.464	1.000
Tr 14/16	82	$200M_{\odot}$	0.236	0.276	1.000	...	...
IC 1805	24	$100M_{\odot}$	0.335	0.350	0.510	0.626	0.784
LH 10	65	$90 M_{\odot}$	0.032	0.037	0.102	0.176	0.324

Esto nos revela que la probabilidad de que R136 pertenezca a un cúmulo de estrellas cuyas masas se extiendan a las  $1000M_{\odot}$  es casi nula ( $\ll 10^{-5}$ ), proporcionando un límite superior de  $120 - 200M_{\odot}$ . Para el caso de las otras asociaciones de estrellas OB, no proporcionan restricciones muy estrictas para la masa superior, pero apuntan en la misma dirección que el cúmulo R136. Por lo tanto, los resultados que se obtienen de estas asociaciones de estrellas apuntan a que el límite superior de masa de la IMF se encuentra entre los valores  $120 - 200M_{\odot}$ .

Por otro lado, Weidner y Kroupa [11] muestran que si la IMF se toma como una ley de potencias con el exponente de Salpeter ( $\alpha = 2.35$ ), las estrellas más masivas del cúmulo R136, que se encuentra en la Gran Nube de Magallanes, deberían tener masas superiores a  $750M_{\odot}$ . Sin embargo, si la IMF se formula incorporando una masa fundamental superior, llegan a obtener la masa máxima observada. Por lo tanto, llegan a la conclusión de que existe una masa máxima fundamental de  $150M_{\odot}$  a no ser que la IMF real tenga como exponente  $\alpha > 2.8$ . A continuación veremos cómo llegan a obtener estos resultados.

Llegan a estas conclusiones al intentar calcular la masa esperada que debe tener la estrella más masiva de un cúmulo estelar en función de la masa de éste ( $M_{ecl}$ ). Ellos ven que la masa que se espera para la estrella más masiva en los cúmulos de masa muy elevada ( $M_{ecl} = 10^4M_{\odot}$ ) es muy superior a la masa límite observada. Para ello, toman la IMF universal [9] observada y muestran como hay un corte de masa mucho antes de llegar a la masa máxima que se espera para el caso de no existir un límite superior. Esto implica la existencia de una masa límite  $m_{max*}$  que sea  $m_{max} \leq m_{max*}$  para cualquier  $M_{ecl}$ .

Para los cálculos, utilizan la siguiente ley de potencias de cuatro componentes (IMF):

$$\xi(m) = k \left\{ \begin{array}{ll} \left( \frac{m}{m_h} \right)^{-\alpha_0} & m_{low} \leq m \leq m_h \\ \left( \frac{m}{m_h} \right)^{-\alpha_1} & m_h \leq m \leq m_0 \\ \left( \frac{m_0}{m_h} \right)^{-\alpha_1} \left( \frac{m}{m_0} \right)^{-\alpha_2} & m_0 \leq m \leq m_1 \\ \left( \frac{m_0}{m_h} \right)^{-\alpha_1} \left( \frac{m_1}{m_0} \right)^{-\alpha_2} \left( \frac{m}{m_1} \right)^{-\alpha_3} & m_1 \leq m \leq m_{max}, \end{array} \right. \quad (13)$$

donde  $k$  es la constante de normalización que viene dada por la masa del cúmulo de estrellas y las masas son las correspondientes a la IMF vista anteriormente.

$$M_{ecl} = \int_{m_{low}}^{m_{max}} m \xi(m) dm, \quad (14)$$

y los exponentes que toman son

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= +0.30 & 0.01 \leq m/M_\odot \leq 0.08 \\ \alpha_1 &= +1.30 & 0.08 \leq m/M_\odot \leq 0.50 \\ \alpha_2 &= +2.30 & 0.50 \leq m/M_\odot \leq 1.00 \\ \alpha_3 &= +2.35 & 1.00 \leq m/M_\odot. \end{aligned} \quad (15)$$

Para ver el número de estrellas  $N$  que se encuentran con una masa superior a  $m$  utilizan

$$N = \int_m^{m_{max*}} \xi(m) dm. \quad (16)$$

Tomando la IMF de Salpeter para las masas superiores a  $1M_\odot$ , la no existencia de un límite ( $m_{max*} = \infty$ ) y haciendo los cálculos pertinentes, ven que el número de estrellas con una masa superior a  $150M_\odot$  en el cúmulo R136 sería de 10 estrellas tomando la masa del cúmulo como  $5 \times 10^4 M_\odot$  y de 40 en el caso de que la masa sea  $2.5 \times 10^5 M_\odot$ . Sin embargo, este número de estrellas tan masivas no ha sido observado.

Por lo tanto, primeramente examinan el caso en el que existe un límite superior. En este caso, se tiene que la masa máxima que puede tener la estrella más masiva del cúmulo es menor que el límite superior  $m_{max} \leq m_{max*}$ . Al mismo tiempo, sólo habrá una estrella con la masa máxima. Estas dos condiciones se pueden escribir mediante

$$N = \int_{m_{max}}^{m_{max*}} \xi(m) dm = 1. \quad (17)$$

Si metemos la función (15) en (17), se obtiene la expresión

$$1 = k \left[ \left( \frac{m_h}{m_0} \right)^{\alpha_1} \left( \frac{m_0}{m_1} \right)^{\alpha_2} m_1^{\alpha_3} \right] \left( \frac{m_{max*}^{1-\alpha_3}}{1-\alpha_3} - \frac{m_{max}^{1-\alpha_3}}{1-\alpha_3} \right), \quad (18)$$

cuando  $m_{max} > m_1$ .

Para poder resolver (18), es necesario añadir una ecuación ya que  $k$  y  $m_{max}$  son dos incógnitas. Esta ecuación es

$$\begin{aligned} M_{ecl} &= k \left( \frac{m_h^{\alpha_0}}{2-\alpha_0} (m_h^{2-\alpha_0} - m_{low}^{2-\alpha_0}) + \frac{m_h^{\alpha_1}}{2-\alpha_1} (m_0^{2-\alpha_1} - m_h^{2-\alpha_1}) \right) \\ &+ \frac{\left( \frac{m_h}{m_0} \right)^{\alpha_1} m_0^{\alpha_2}}{2-\alpha_2} (m_1^{2-\alpha_2} - m_0^{2-\alpha_2}) + \frac{\left( \frac{m_h}{m_0} \right)^{\alpha_1} \left( \frac{m_0}{m_1} \right)^{\alpha_2} m_1^{\alpha_3}}{2-\alpha_3} (m_{max}^{2-\alpha_3} - m_1^{2-\alpha_3}), \end{aligned} \quad (19)$$

donde  $m_{max} > m_1$  y  $m_{low} = 0.01M_\odot$ .

Despejando  $k$  en (18) e insertándola en (19) se obtiene la masa del cúmulo de estrellas en función de la masa de la estrella más masiva. Por lo tanto, se puede obtener la masa de la estrella más masiva de cada cúmulo.

Si no se tiene en cuenta un límite superior  $m_{max*} = \infty$ , las ecuaciones (16) y (19) se mantendrán igual, pero (17) y (18) pasan a ser

$$N = \int_{m_{max}}^{\infty} \xi(m) dm = 1 \quad (20)$$

y

$$1 = -k \left[ \left( \frac{m_h}{m_0} \right)^{\alpha_1} \left( \frac{m_0}{m_1} \right)^{\alpha_2} m_1^{\alpha_3} \right] \left( \frac{m_{max}^{1-\alpha_3}}{1-\alpha_3} \right) \quad (21)$$

respectivamente (siempre y cuando  $m_{max} > m_1$  y  $\alpha_3 > 1$ ).

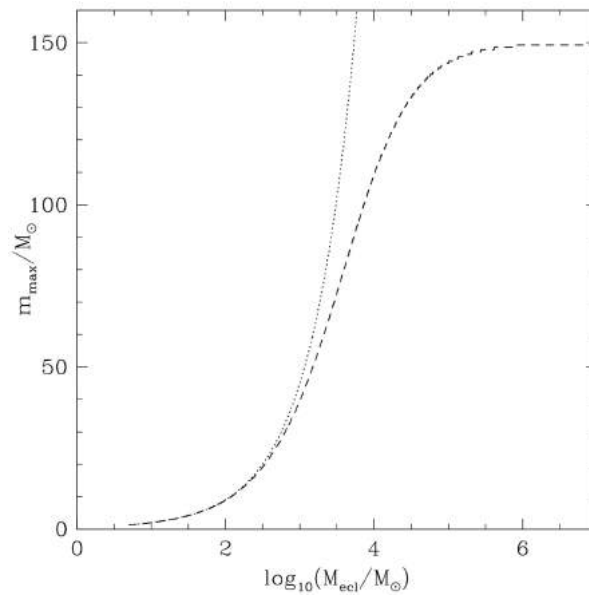
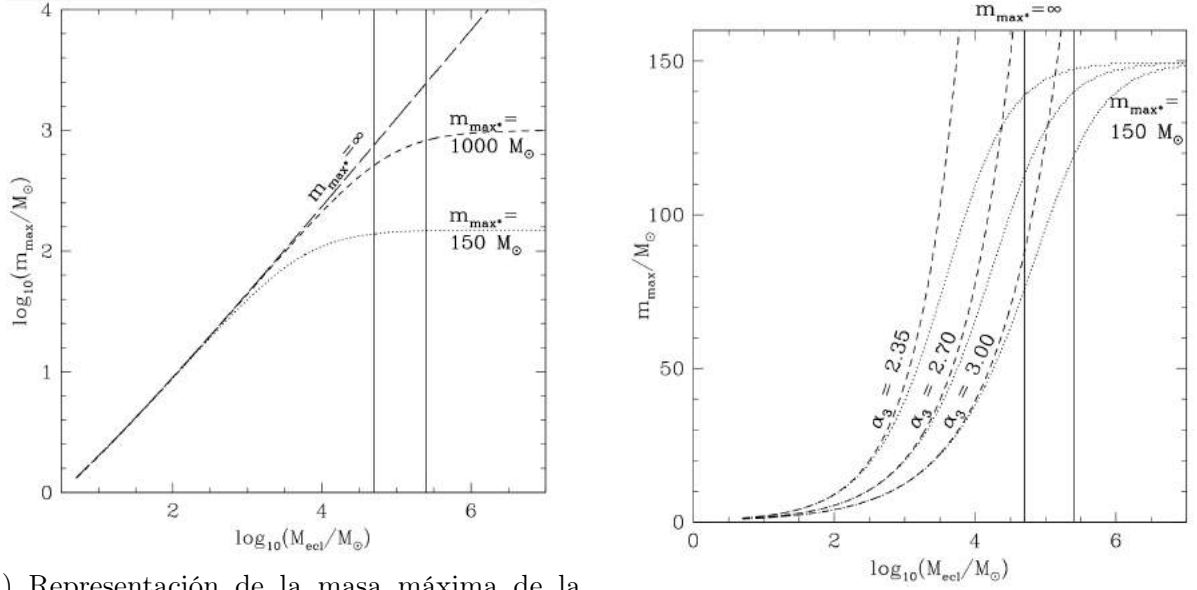


Figura 6: Dependencia de la masa máxima de una estrella en un cúmulo con la masa del cúmulo  $M_{ecl}$  siendo  $\alpha_3 = 2.35$ . La línea discontinua es para  $m_{max*} = 150M_{\odot}$  y la de puntos para  $m_{max*} = \infty$ . Figura extraída de [11].

En la figura 6 se muestran las soluciones para estos dos casos. Como se puede ver, la solución para el caso en el que no se tenga una masa límite (línea de puntos suspensivos), la masa de la estrella más masiva crece más rápidamente que para el caso en el que se toma  $150M_{\odot}$  como masa límite. Por lo tanto, si no hubiese un límite superior, la IMF de Salpeter predeciría masas estelares mucho mayores que  $200M_{\odot}$  para cúmulos de estrellas con una masa  $M_{ecl} > 10^{4.5}M_{\odot}$ , siendo estas masas mucho mayores que las masas que se han observado.

Si se resuelven las ecuaciones para el intervalo  $5M_{\odot} - 10^7M_{\odot}$  de  $M_{ecl}$  teniendo como límite superior  $150M_{\odot}$ ,  $1000M_{\odot}$  y  $\infty$ , se puede ver cómo en el intervalo de  $M_{ecl}$  correspondiente a la masa del cúmulo R136 se deberían tener estrellas con una masa superior a  $750M_{\odot}$  en el caso de tener como límite masas superiores a  $1000M_{\odot}$  (figura7a). Sin embargo, no se han encontrado estrellas con estas masas en dicho cúmulo. En cambio, al tomar como límite superior  $150M_{\odot}$  se obtiene que la masa de la estrella más masiva tiene que rondar esas  $150M_{\odot}$ .

Como es raro encontrar estrellas muy masivas, el exponente de la IMF se basa en una estadística limitada y solamente suele ser válido para masas menores a  $40M_{\odot}$ . Debido a esto, Weidner y Kroupa [11] consideran la posibilidad de que el exponente de Salpeter  $\alpha = 2.35$  sea válido hasta una cierta masa y que a partir de esa masa cambie de valor.



(a) Representación de la masa máxima de la estrella más masiva de un cúmulo de estrellas  $m_{max}$  en función de la masa del cúmulo  $M_{ecl}$  para los casos en los que los límites a la masa máxima sean  $150M_{\odot}$ ,  $1000M_{\odot}$  o  $\infty$ . Las líneas verticales marcan la masa empírica del cúmulo R136. Figura extraída de [11].

(b) Representación de la masa máxima de la estrella más masiva de un cúmulo de estrellas  $m_{max}$  en función del logaritmo de la masa del cúmulo  $M_{ecl}$  para distintos valores del exponente  $\alpha_3$ . Las líneas verticales marcan la masa empírica del cúmulo R136. Figura extraída de [11].

Figura 7

La influencia que tiene el exponente en  $m_{max}(M_{ecl})$  se puede ver en la figura 7b. En esta figura se toman distintos valores de  $\alpha_3$  para el caso en el que no se tenga un límite máximo y para el caso en el que sí se tenga  $m_{max*} = 150M_{\odot}$ . En ella se puede ver como cuando el exponente es  $\alpha_3 > 2.8$  la relación  $m_{max}(M_{ecl})$  permite que la masa máxima que tenga la estrella más masiva en el cúmulo R136 tenga una masa  $\sim 150M_{\odot}$  en el caso sin límite. Sin embargo, si el exponente cambia al llegar a una masa de  $40M_{\odot}$  tendría que tener el valor  $\alpha_n = 3.6$  para el caso en el que  $M_{R136} = 5 \times 10^4$ , o  $\alpha_n = 4.5$  para el caso en el que sea  $M_{R136} = 5 \times 10^4$ . Al hacer esto, habría un descenso en el número de estrellas con una masa superior a  $40M_{\odot}$ . No obstante, no se ve este descenso en la población de estrellas en los cúmulos estelares lo suficientemente masivos como para albergar estos astros. Por lo tanto, es más probable que el límite superior sea  $m_{max*} \simeq 150M_{\odot}$ .

Por otro lado, Elmegreen [12] utiliza un modelo en el que las masas estelares se eligen de manera aleatoria a partir de la IMF sin tener en cuenta el lugar donde se forman. De esta manera la IMF de todas las regiones en las que se están formando estrellas en la galaxia es la misma. Esto concuerda con las observaciones que sugieren que la IMF obtenida a partir de la luz integrada de una galaxia entera es la misma que la de un cúmulo individual.

Por lo tanto, el conjunto entero de nubes moleculares es un continuo que se extiende a lo largo de un espacio amplio. Esta continuidad significa que la IMF podría ser una muestra de una masa gaseosa total (suma de las masas de distintas nubes), en vez de la masa de una nube molecular individual.

Integrando (14) teniendo en cuenta como límite superior  $m_{max*} = \infty$  y límite inferior

$0.3M_{\odot}$  Elmegreen [12] obtiene que la masa de un cúmulo es

$$M_{ecl} = \int_{m_{low}}^{m_{\infty}} m\xi(m) dm = 3 \times 10^3 \left( \frac{m_{max}}{100M_{\odot}} \right)^{1.35} M_{\odot}. \quad (22)$$

Por lo tanto, como la masa total de la nube gaseosa se puede asemejar a  $10^6 M_{\odot}$ , la masa máxima que se obtiene es de  $\sim 600M_{\odot}$ .

Si se tiene que la vida de una estrella masiva es de  $2Myr$ , y el ritmo de creación de las estrellas es de  $5M_{\odot}yr^{-1}$ , habrá  $10^7 M_{\odot}$  de estrellas en la secuencia principal al mismo tiempo. Si se consideran estas estrellas como una muestra estadística de la IMF, la masa máxima que se obtendría sería de  $40000M_{\odot}$  (valor obtenido utilizando (22)). De aquí se puede sacar como conclusión que a partir de una cierta masa ( $\sim 100M_{\odot}$ ) la IMF se reduce considerablemente ya que estrellas con estas masas desorbitadas no han sido observadas. Por lo tanto, para explicar el número reducido de estrellas que tienen una masa superior a  $130M_{\odot}$  supone que hay una disminución en la probabilidad de que se forme una estrella después de un tiempo dado (turbulent crossing time). Esto se considera debido a que las estrellas menos masivas se forman mucho más rápido que las estrellas masivas, de manera que tienen la capacidad de crear turbulencias en el medio interestelar. Estas turbulencias son capaces de fragmentar la nube que colapsaría formando una estrella con una masa elevada, formando así estrellas de menos masa.

Sin embargo, el modelo tiene el siguiente problema: La función de Salpeter concuerda con el número de estrellas de masas  $100 - 130M_{\odot}$  en cúmulos densos, pero al mismo tiempo no explica la falta de estrellas de  $\sim 300M_{\odot}$  en una galaxia entera. Esto último se puede explicar mediante un corte en la IMF a partir de las masas máximas observadas evitando así que se formen estrellas demasiado masivas en la galaxia. Para justificar los resultados Elmegreen [12] propone lo siguiente:

1. Las estrellas supermasivas existen pero no han sido observadas hasta el momento.
2. Una limitación autoimpuesta en el proceso de formación estelar debido a los vientos estelares o a la presión de radiación impide la formación de estrellas con una masa por encima de un cierto límite. Esta limitación es razonable pero no hay ninguna observación del proceso hasta la fecha.
3. Las estrellas muy masivas existen pero evolucionan tan rápidamente que no salen de sus nubes primordiales con sus masas iniciales, haciendo que solamente sean observables como fuentes ultra-luminosas del infrarrojo.
4. Puede existir un límite en la masa de la nube a partir del cual no se crean muestras coherentes de formación estelar.
5. Es posible que las estrellas se puedan formar aleatoriamente en cualquier sitio, pero una vez que una estrella lo suficientemente masiva se crea, la nube es destruida y ya no se forman más estrellas.
6. Hay distintas IMF dependiendo de las regiones, con pendientes llanas para cúmulos densos y pendientes empinadas en las otras regiones limitando aún más la masa máxima que se puede formar en esa región (límite de masas bajo).

## 5. Cúmulos estelares con estrellas más masivas que $150M_{\odot}$

Con la intención de encontrar estrellas con masas superiores al límite establecido, Crowther et al. [13] analizan los miembros más luminosos del cúmulo de estrellas NGC 3603 y los miembros de R136 por dos razones: la primera es que A1 es un sistema binario eclipsante perteneciente al cúmulo NGC 3603 cuyas estrellas son masivas y la segunda que R136 es lo suficientemente joven y masivo como para investigar la posibilidad de que se encuentren estrellas con una masa superior al límite establecido.

Utilizando el código de evolución estelar Geneva, calculan una red de modelos evolutivos para estrellas de la secuencia principal con una masa de 85, 120, 150, 200, 300 y  $500 M_{\odot}$ . La secuencia principal de las estrellas con estas masas no tiene problemas de estabilidad. Los modelos utilizados tienen en cuenta la rotación de la estrella y también la pérdida de masa que ésta sufre. En estos modelos consideran que la pérdida de masa que sufre la estrella es la correspondiente a la pérdida que sufren las estrellas de clasificación espectral de tipo O desarrollada por Vink et al. [14].

Como la rotación de las estrellas afecta a su evolución, tienen en cuenta estrellas rotantes y no rotantes. Para el caso de las estrellas rotantes, se toma que la relación entre la velocidad inicial de la rotación con la velocidad crítica sea  $v_{init}/v_{crit} = 0.4$ . Esta velocidad corresponde a velocidades ecuatoriales de  $350kms^{-1}$  para estrellas de  $85M_{\odot}$  y de  $450kms^{-1}$  para las de  $500M_{\odot}$ .

El efecto de la rotación en una estrella es importante, ya que al rotar se produce una mezcla adicional. Esta mezcla adicional hace que el helio que se encuentra en el núcleo se mezcle con el material que se encuentra en las capas exteriores. Al ocurrir esto, la opacidad de las capas externas decrece y la masa molecular media  $\mu$  aumenta. Esto permite que la estrella pueda mantener temperaturas mayores que las estrellas no rotantes llegando a alcanzar los  $45000 - 55000K$ , mientras que las no rotantes tienen una temperatura de  $20000 - 25000K$ . Por otro lado, la rotación afecta a la luminosidad. La luminosidad se puede obtener mediante

$$L \simeq \mu m^{1.5}, \quad (23)$$

de manera que las estrellas rotantes tienen una mayor luminosidad. La metalicidad que tenga la estrella también contribuye a la luminosidad haciendo que las estrellas con metalicidad baja sean más luminosas. Esta mayor luminosidad se debe a la poca masa que pierde la estrella mediante vientos estelares.

Teniendo esto en cuenta, Crowther et al. [13] miran si el cúmulo R136 puede representar estrellas rotantes a gran velocidad con una masa inicial de  $150M_{\odot}$ . Para ello, ven lo que ocurre para una estrella con una masa inicial de  $150M_{\odot}$ , metalicidad  $0.14Z_{\odot}$  (metalicidad de la Pequeña Nube de Magallanes (SMC)) y una velocidad inicial  $v_{int} = 450kms^{-1}$ . Al hacer esto, obtienen que la estrella tiene una luminosidad de  $\log L/L_{\odot} \simeq 6.65$  después de  $1.5Myr$  y  $\log L/L_{\odot} \simeq 6.67$  después de  $2.5Myr$ . Estos resultados son compatibles a los de Lager et al. [15], ya que ellos obtienen  $\log L/L_{\odot} \sim 6.75$  para una metalicidad de  $0.05Z_{\odot}$  y  $\log L/L_{\odot} \sim 6.5$  para una de  $0.2Z_{\odot}$ . No obstante, excluyen la posibilidad de que las estrellas WN5 pertenecientes al cúmulo R136 tengan una masa inicial por debajo de las  $150M_{\odot}$  por las siguiente razones:

1. La metalicidad del complejo en el que se encuentra el cúmulo R136 es tres veces mayor que la metalicidad de la SMC.
2. El cúmulo R136 tiene una edad menor que  $2Myr$  ya que su población de estrellas masivas es análoga a los cúmulos estelares jóvenes Car OB1 y NGC 3603.

3. La pérdida de masa corregida para las estrellas WN del cúmulo R136 concuerda bien con las predicciones de metalicidad de la LMC.

En el caso de que la mezcla debida a la rotación no fuese tan efectiva como predice su modelo, las masas que se obtendrían seguirían siendo igual o mayores a las masas obtenidas como se ve en (23). Una mezcla menos eficiente haría que las estrellas con una masa alrededor de  $150M_{\odot}$  no llegasen a tener luminosidades tan elevadas como predicen Lager et al. [15], dando más fuerza a la idea de que las estrellas son más masivas.

Tabla 3: Propiedades físicas de las estrellas del cúmulo NGC 3603 obtenidas a partir del análisis espectroscópico de las estrellas. Datos obtenidos de [13].

Estrella	A1a	A1b	B	C
$\log(L/L_{\odot})$	$6.39 \pm 0.14$	$6.18 \pm 0.14$	$6.46 \pm 0.07$	$6.35 \pm 0.07$
$X_H$ (%)	$60 \pm 5$	$70 \pm 5$	$60 \pm 5$	$70 \pm 5$
$M_{inicial}(M_{\odot})$	$148^{+40}_{-27}$	$106^{+23}_{-20}$	$166^{+20}_{-20}$	$137^{+17}_{-14}$
$M_{actual}(M_{\odot})$	$120^{+26}_{-17}$	$92^{+16}_{-15}$	$132^{+13}_{-13}$	$113^{+11}_{-8}$

Tabla 4: Propiedades físicas de las estrellas del cúmulo R136 obtenidas a partir del análisis espectroscópico de las estrellas. Datos obtenidos de [13].

Estrella	a1	a2	a3	c
$\log(L/L_{\odot})$	$6.94 \pm 0.09$	$6.78 \pm 0.09$	$6.58 \pm 0.09$	$6.75 \pm 0.11$
$X_H$ (%)	$40 \pm 5$	$35 \pm 5$	$40 \pm 5$	$30 \pm 5$
$M_{inicial}(M_{\odot})$	$320^{+100}_{-40}$	$240^{+45}_{-45}$	$165^{+30}_{-30}$	$220^{+55}_{-45}$
$M_{actual}(M_{\odot})$	$265^{+80}_{-35}$	$195^{+35}_{-35}$	$135^{+25}_{-20}$	$175^{+40}_{-35}$

Comparando los resultados que se obtienen al simular los modelos de estrellas rotando con una velocidad inicial  $V_{int}/v_{crit} = 0.4$  y  $V_{int}/v_{crit} = 0.0$ , con las propiedades físicas obtenidas a partir de un análisis espectroscópico (tablas 3 y 4) de las estrellas pertenecientes a los cúmulos NGC 3603 y R136 se obtienen las figuras 8 y 9.

En las figuras 8 y 9 se puede ver como las estrellas que pertenecen a NGC 3603 tienen una masa que se asemeja a la masa máxima propuesta, pero que en el caso de las estrellas de R136 tienen una masa superior a  $150M_{\odot}$ , donde destaca la estrella a1 por tener una masa superior a  $300M_{\odot}$ .

## 5.1. Sistemas binarios

Se sabe que las estrellas A1 y C de NGC 3603 y R136c son sistemas binarios, mientras que se cree que R136a1, a2, a3 y la estrella B de NGC 3603 son estrellas individuales. Cuando el cociente de las dos masas se aleja de la unidad, las propiedades físicas observadas representan las propiedades de la estrella primaria. Por lo tanto, es interesante centrarse en la posibilidad de que las estrellas pertenecientes a R136 sean estrellas binarias masivas cuyos ratios se acercan a la unidad.

Si se toma que la masa molecular media  $\mu$  es parecida para las dos estrellas, si se quieren obtener las mismas propiedades que se observan de la estrella R136a1, las masas de las estrellas que compondrían el sistema binario tendrían que ser  $150M_{\odot} + 150M_{\odot}$ ,  $200M_{\odot} + 100M_{\odot}$  o  $220M_{\odot} + 55M_{\odot}$  para los cocientes 1, 0.5 y 0.25 respectivamente. En el

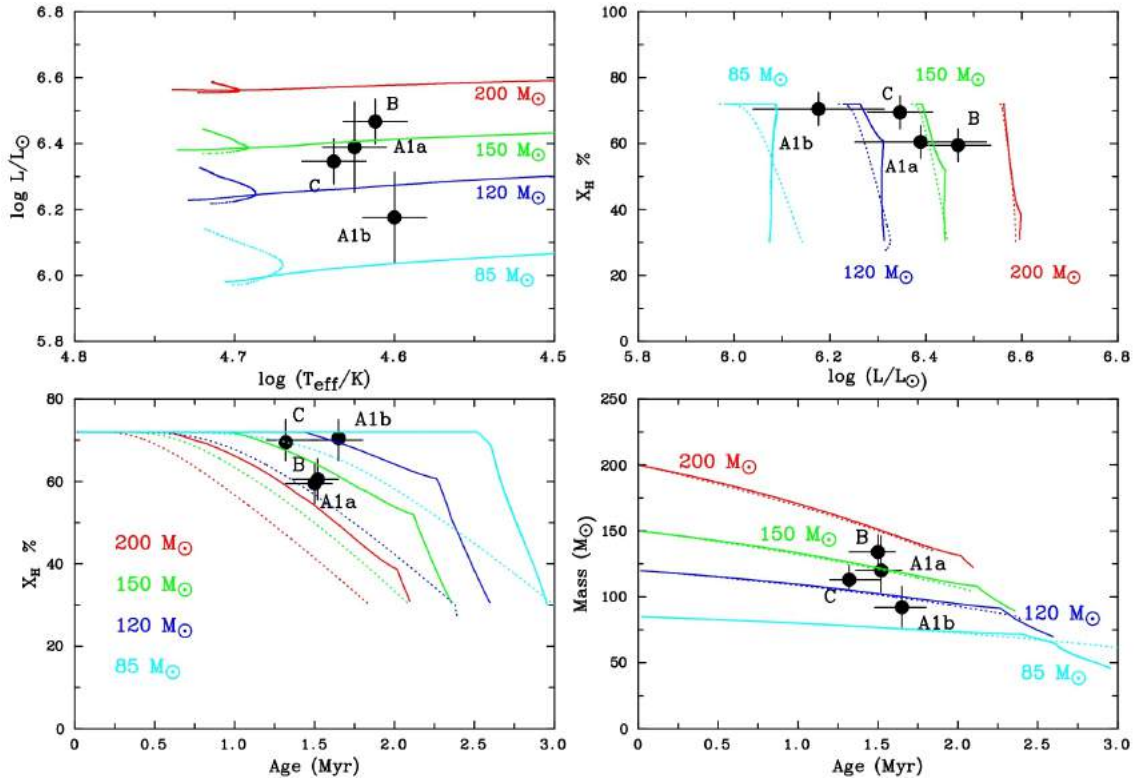


Figura 8: Comparación entre lo obtenido mediante los modelos evolutivos de la secuencia principal para estrellas con una masa  $85 - 200M_{\odot}$  y metalicidad  $Z_{\odot}$ , y lo obtenido a partir de un análisis espectroscópico de las estrellas del cúmulo NGC 3603. Para  $V_{int}/v_{crit} = 0.4$  se utiliza la línea de puntos y para  $V_{int}/v_{crit} = 0$  la línea sólida. Figura extraída de [13].

caso de que las estrellas que forman un sistema binario estén cerca la una de la otra, se espera ver variaciones en la velocidad radial. Como no se ven estas variaciones se descarta que las estrellas compongan un sistema binario en el que las estrellas se encuentren juntas la una a la otra.

Si las dos componentes del sistema binario tienen masas similares, la colisión de sus vientos produciría una emisión de rayos X más fuerte que la que se esperaría de una estrella individual. La luminosidad intrínseca de los rayos X de una estrella individual se puede aproximar a  $L_X/L_{Bol} \sim 10^{-7}$ , mientras que empíricamente la producida en un sistema binario de estrellas de clase O tiene  $L_X/L_{Bol} \sim 10^{-6}$ .  $L_{Bol}$  es la luminosidad bolométrica que tiene en cuenta la radiación de todas las longitudes de onda incluyendo aquella que se ha perdido por el camino. No obstante, sistemas binarios de estrellas con vientos estelares más fuertes (estrellas WR) tienen una emisión de rayos X más elevada.

Basándose en la luminosidad obtenida espectroscópicamente, Crowther et al. [13] obtienen  $L_X/L_{Bol} \geq 5 \times 10^{-6}$  para NGC 3603 C y unos resultados similares para R136c. Por lo tanto, suponiendo que las estrellas a1, a2 y a3 tienen un valor similar, se deberían obtener valores 15 veces mayor a los observados. De este resultado se pueden sacar 3 conclusiones:

1. Las estrellas R136a son estrellas individuales.
2. Las estrellas tienen un compañero de masa baja.
3. Las dos estrellas que componen el sistema binario están muy separadas entre sí.



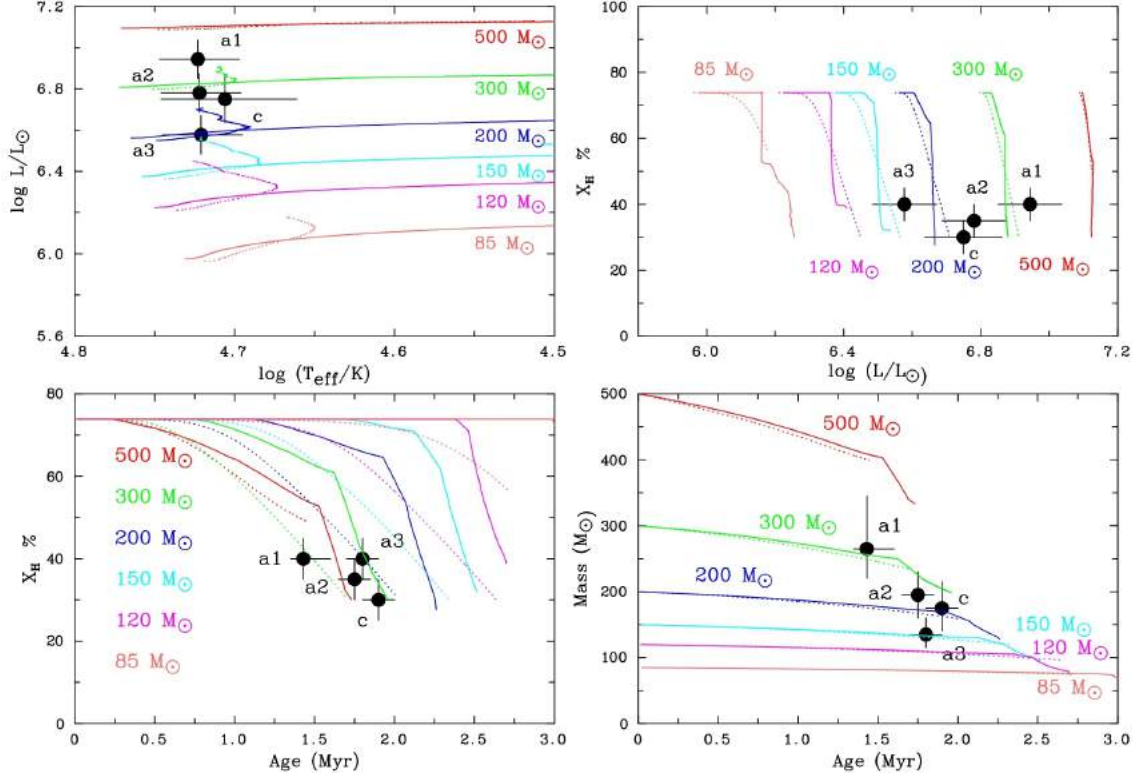


Figura 9: Comparación entre lo obtenido mediante los modelos evolutivos de la secuencia principal para estrellas con una masa  $85 - 500M_{\odot}$  y metalicidad  $Z = 0.006$  y lo obtenido a partir de un análisis espectroscópico de las estrellas del cúmulo R136. Para  $V_{int}/v_{crit} = 0.4$  se utiliza la línea de puntos y para  $V_{int}/v_{crit} = 0$  la línea sólida. Figura extraída de [13].

Para que un sistema binario se asemejase a R136a1, tiene que tener las siguientes características: Las dos estrellas tienen que tener una masa  $\sim 150M_{\odot}$ , el periodo de una órbita circular donde la separación de las estrellas es de 3UA tiene que ser de 100 días, la pérdida de masa debido a los vientos estelares tiene que ser  $\dot{M} = 2.8 \times 10^{-5}M_{\odot}yr^{-1}$  y el viento producido debe tener la velocidad  $v_{\infty} = 2600kms^{-1}$ .

Para ver si la estrella R136 en realidad es un sistema binario con estas características, se tiene que calcular  $L_X$  y ver que el valor obtenido se asemeja al observado. Para ello, utilizan las ecuaciones

$$\chi = \frac{v_8^4 d_{12}}{\dot{M}_{-7}} \quad (24)$$

y

$$L_X \simeq \frac{1}{2} \frac{\dot{M} v_{\infty}^2 \Xi}{\chi}, \quad (25)$$

donde  $\Xi \sim 1/6$  es la fracción de potencia cinética producida por el viento estelar,  $v_8$  la velocidad del viento estelar en unidades de  $10^8 cms^{-1}$ ,  $d_{12}$  la distancia a la región de interacción en  $10^{12}cm$  y  $\dot{M}_{-7}$  la velocidad a la que las estrellas pierden su masa en  $10^{-7}M_{\odot}yr^{-1}$ .

Aplicando (24) y (25) se obtiene  $\chi \simeq 3.7$  y  $L_X = 2.7 \times 10^{36}$  respectivamente para cada estrella. Estos resultados muestran que la luminosidad que se obtiene es 200 veces mayor a la luminosidad observada. Por lo tanto, R136a1 no puede ser un sistema binario con las características mencionadas.

Si el sistema binario tiene componentes de igual masa separados una distancia 600UA, la luminosidad producida por los rayos X es  $L_X = 2.7 \times 10^{34} \text{erg}$ , comparable a la luminosidad intrínseca de R136a ( $2.4 \times 10^{34} \text{erg}$ ). De esta manera, si cualquiera de las estrellas R136a fuese un sistema binario, la distancia entre los dos astros debería de ser superior a 200UA. Pero al ser el cúmulo R136 un cúmulo de estrellas muy denso, uno se puede hacer la pregunta, ¿a qué distancia pueden estar dos estrellas que forman un sistema binario en un cúmulo tan denso?

Para responder a esta pregunta, hay que considerar las interacciones dinámicas que tienen las estrellas con su entorno. La frecuencia con la que las estrellas de un sistema binario interactúan con otras del cúmulo es proporcional a la distancia de separación al cuadrado. Por lo tanto, cuanto más alejados estén los dos astros con mayor frecuencia se encontrarán con otros. Esos encuentros crearán un sistema múltiple inestable que volverá a una situación de estabilidad mediante la expulsión de la estrella menos masiva. De esta manera, los sistemas que tengan una separación superior a 100UA reducirán su distancia mediante las interacciones con las estrellas masivas del cúmulo estelar.

Sin embargo, puede ocurrir que uno de los “sistemas binarios” R136a eluda esta interacción con otra estrella manteniendo una separación considerable entre las estrellas del sistema. Si esto ocurriese, un sistema binario con estrellas de masa  $150M_\odot$  separadas  $\sim 300\text{UA}$  podría imitar la luminosidad observada. Para ello, se tendría que considerar que el 30% de la energía producida por la colisión de los vientos estelares contribuye a la luminosidad de rayos X junto a las luminosidades intrínsecas ( $L_X/L_{Bol} \sim 10^{-7}$ ) de las estrellas individuales.

## 6. Masa máxima de los agujeros negros por debajo del gap producido por las PISN

Al final de su vida, se espera que una estrella muy masiva colapse formando un agujero negro. Las masas de estos AN son de vital importancia para comprender la evolución y el destino de estas estrellas más masivas, la evolución del universo y la cantidad de AN que puede haber. Por lo tanto, es importante averiguar si se pueden formar AN más masivos que  $\sim 50M_\odot$ , límite máximo aproximado para los AN por debajo del gap producido por las PISN que no dejan ningún remanente de la estrella progenitora.

La detección de las ondas gravitacionales producidas por la colisión de dos AN que forman un sistema binario permite observar los AN estelares más masivos del universo. La teoría estelar actual predice la existencia de un gap en la distribución de masa de los AN debido al PI. Hasta ahora la población actual de agujeros negros observados era consistente con una falta de AN con una masa superior a  $45M_\odot$ . Sin embargo, las masas observadas estos últimos años mediante las ondas gravitacionales muestran que éstos son más masivos de lo que se esperaba, como es el caso de GW190521 en el que las componentes de la colisión observada son dos AN de masas  $66_{-18}^{+17}M_\odot$  y  $85_{-14}^{+21}M_\odot$ .

La existencia de este gap es esperada debido a las PISN que destroran la estrella sin dejar ningún remanente. No obstante, el límite inferior del gap es dado por la pérdida de masa que ocurre debido a las pulsaciones que sufre una estrella al producirse una supernova de pulsaciones pair-instability (PPISN). Las PPISN se esperan para las estrellas que son menos masivas que las que producen las PISN. Visto esto, uno se puede preguntar: ¿Cuál puede ser la masa del AN más masivo por debajo del gap?

A partir de una población de las colisiones de AN detectados mediante las ondas

gravitacionales, se pueden obtener su frecuencia y su distribución de masa. Sin embargo, la escala de tiempo para que dos AN colisionen es del orden de Gyr. De manera que aunque se pueda determinar en qué galaxia ocurre, la población de estrellas que se observa puede que se haya formado en un tiempo posterior a la formación de los AN. Esto hace que la metalicidad de las estrellas observadas y la de los AN pueda ser distinta. Este hecho complica estimar la frecuencia en la que se forman los AN, ya que es necesario conocer la frecuencia de formación estelar y la evolución de la metalicidad en el universo.

No obstante, la masa máxima de un AN por debajo del gap se puede determinar con mayor facilidad, ya que es independiente de la frecuencia a la que se forman los AN. Debido a esto, no es necesario conocer la frecuencia de formación estelar dependiente de la metalicidad.

### 6.1. Masa máxima obtenida al evolucionar núcleos de helio

Farmer et al. [16] obtienen la masa máxima para un AN por debajo del gap evolucionando una serie de núcleos de helio individuales hasta que se produzca una PPISN o una PISN. Ellos eligen evolucionar núcleos de helio porque es de esperar que las estrellas en este rango de masas pierdan su envoltura rica en hidrógeno antes de morir. Por lo tanto, evolucionan los núcleos de helio con masas iniciales de  $30 - 105M_{\odot}$ .

A medida que estas estrellas evolucionan a partir de la ZAHB (Zero Age Helium Branch), están quemando helio en sus núcleos convectivos (90 % de la masa de la estrella). Una vez se ha quemado todo el helio en el núcleo, queda un núcleo compuesto por carbono y oxígeno rodeado por una capa que quema helio que a su vez está envuelta por otra rica en helio. Si la masa de la estrella es lo suficientemente elevada, la región interna de la estrella entra en la región PI. Debido a la producción de los pares electrón-positrón, el núcleo se contrae y calienta. Finalmente, llegará el momento en el que la región se calienta lo suficiente como para que empiece a quemarse el carbono residual que hay en el núcleo y empiece a quemar el oxígeno de manera explosiva. Esta quema hace que se genere un pulso propagador hacia fuera contrarrestando el colapso. Ese pulso hace que la región interna de la estrella se expanda y enfríe. Una vez llega a la superficie de la estrella se convierte en una onda de choque que expulsa la materia de la estrella (PPI). Algunas estrellas pasarán por pulsaciones débiles en las cuales no pierden mucha masa  $\simeq 0.1M_{\odot}$ , mientras que otras perderán una cantidad de masa importante  $\sim 10M_{\odot}$ .

En su simulación utilizan que la masa del AN que se forma es la masa sujeta por una energía de enlace superior a  $10^{48}erg$  y con velocidades inferiores a la velocidad de escape medida al colapsar un núcleo de hierro. El valor de  $10^{48}erg$  es una estimación conservativa de la energía emitida debido a la emisión de neutrinos de una estrella al colapsar formando un AN.

A la hora de hacer un modelo de evolución estelar se tienen que tener en cuenta distintos parámetros. Estos parámetros pueden ser algoritmos que no están suficientemente contrastados por las observaciones (mezcla convectiva), o cantidades físicas que solamente se pueden medir en regiones que son distintas al caso que se quiere estudiar, de manera que se tenga que extrapolar (reacciones nucleares). Por lo tanto, para ver cuánto cambian las masas de los AN finales utilizan un modelo en el que varían los parámetros que se comentan a continuación.

La metalicidad afecta la evolución del núcleo de helio, ya que dependiendo de la metalicidad del astro éste perderá más o menos masa mediante los vientos estelares. Las estrellas con una metalicidad baja no pierden una cantidad de masa significativa, mien-

tras que las estrellas con metalicidades elevadas pierden más masa evitando así entrar en la región PI. Al evitar esta región, la estrella evolucionará en equilibrio hidrostático quemando carbono, oxígeno y silicio en su interior hasta llegar al hierro, de donde la estrella colapsará formando un AN.

La evolución de las estrellas masivas también depende de la pérdida de neutrinos, ya que a medida que evolucionan a temperaturas y densidades mayores la pérdida térmica de neutrinos aumenta. Debido a la aniquilación de los pares electrón-positrón en el núcleo, se crea una cantidad elevada de neutrinos de manera que el núcleo se enfría. Cuanto mayor es la pérdida de energía debido a los neutrinos, mayor tiene que ser la energía generada mediante las reacciones nucleares para compensar la pérdida.

Otro parámetro que afecta la evolución estelar es la mezcla de los elementos que ocurre debido a la convección. Por eso tienen en cuenta el parámetro de eficiencia de la teoría MLT<sup>7</sup>  $\alpha_{MLT}$  y el parámetro de rebasamiento convectivo  $f_{ov}$ <sup>8</sup>.

Por otro lado, las reacciones nucleares son altamente dependientes de la temperatura a la que ocurren. Debido a esta dependencia, la incertidumbre de las reacciones es fuertemente dependiente de la temperatura, de manera que si se varían las reacciones nucleares (dentro de los márgenes de incertidumbre), el impacto que tiene esa variación sobre la estructura estelar es grande. Por eso ven qué ocurre al variar las reacciones  $3\alpha$ , las reacciones del carbono ( $^{16}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ) y las del oxígeno ( $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ ).

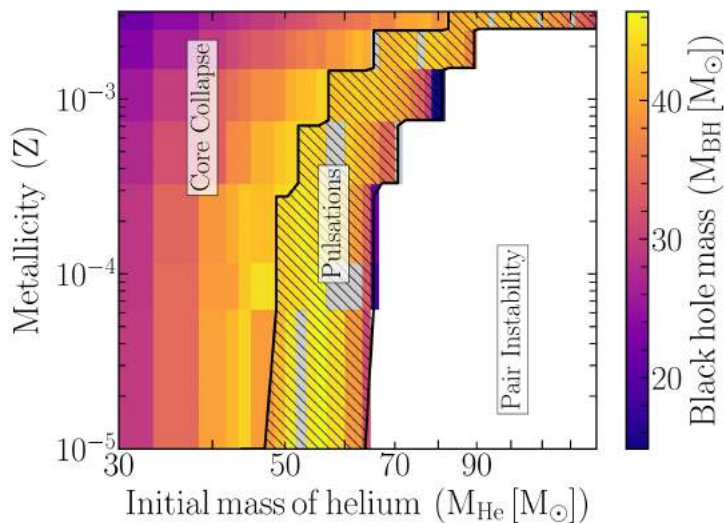


Figura 10: Masa del AN que se forma en función de la metalicidad de la estrella y la masa inicial del núcleo de helio. Las zonas grises indican que el núcleo no llega a colapsar. Figura extraída de [16].

Como se puede ver en la figura 10, la masa de los AN que se obtiene incrementa a medida que lo hace la masa del núcleo inicial de helio. Sin embargo, una vez entra en la región en la que se dan las pulsaciones, la estrella pierde masa hasta llegar a un punto en el que disminuye la masa final del AN. A medida que la masa del núcleo aumenta,

<sup>7</sup>La mixing length theory (MLT) es un sistema de ecuaciones que captura la física de convección y radiación de la estrella. Con ella se puede determinar la presión de radiación, la presión de convección y otros parámetros del interior estelar en función del recorrido libre medio de las masas macroscópicas transportadoras de energía.

<sup>8</sup>El parámetro de rebasamiento indica la penetración convectiva de las capas inestables a las capas estables que extienden la zona de mezcla efectiva afectando a la estructura térmica y a la evolución estelar.

disminuye el número de pulsos que sufre la estrella, aunque los pulsos se hacen más energéticos expulsando cada vez más masa. Debido a estas pérdidas los núcleos terminan formando agujeros negros de  $\sim 15M_{\odot}$ .

Por otro lado, a medida que la metalicidad aumenta, la masa del AN final decrece para una masa del núcleo de helio fija. Esto se debe a la pérdida de masa que sufre la estrella debido a los vientos estelares antes de entrar en la región PI, donde las pulsaciones disminuyen aún más la masa de la estrella. La masa del núcleo de helio inicial necesaria para que ocurran los procesos PI aumenta a medida que lo hace la metalicidad, ya que al perder más masa mediante los vientos es necesario un progenitor más masivo para poder sufrir las pulsaciones.

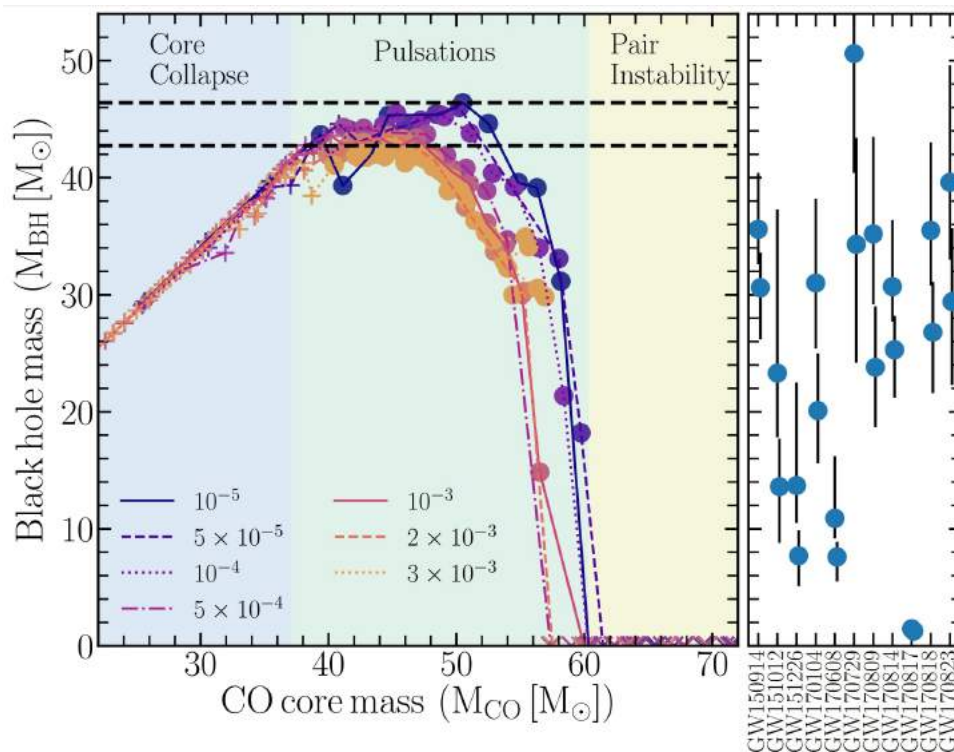


Figura 11: Masa final de un AN en función de la masa del núcleo CO para distintas metalicidades. Los círculos significan que el modelo ha sufrido al menos una pulsación dando paso al colapso del núcleo y las cruces indican que ocurre un PISN. Las líneas discontinuas horizontales resaltan la masa máxima de los AN por debajo del gap. A la derecha se muestran las masas de algunos AN observados. Figura extraída de [16].

En la figura 11 se puede ver la masa del AN final en función de la masa del núcleo CO para distintas metalicidades. En ella se ve como los pulsos PPI expulsan una cantidad de masa significativa para los núcleos con una masa entre  $38M_{\odot}$  y  $60M_{\odot}$ . También se ve como el límite de la región PPISN decrece hasta  $M_{CO} = 56M_{\odot}$  a medida que la metalicidad aumenta. Al mismo tiempo, se puede ver como los AN más masivos no vienen de los núcleos más masivos, si no que vienen de los núcleos con una masa  $\sim 50M_{\odot}$ . Estos resultados son consistentes con los que se han obtenido a partir de las detecciones de ondas gravitacionales.

En la figura 12 tienen en cuenta la variación de los parámetros que se han mencionado anteriormente (vientos estelares, física de neutrinos, mezcla convectiva y reacciones nucleares). En la figura 12a se aprecian 2 grupos, uno en el que  $M_{AN} \simeq 44M_{\odot}$  y otro en el que  $M_{AN} \simeq 48M_{\odot}$ . El primer grupo produce AN menos masivos y entra en la región

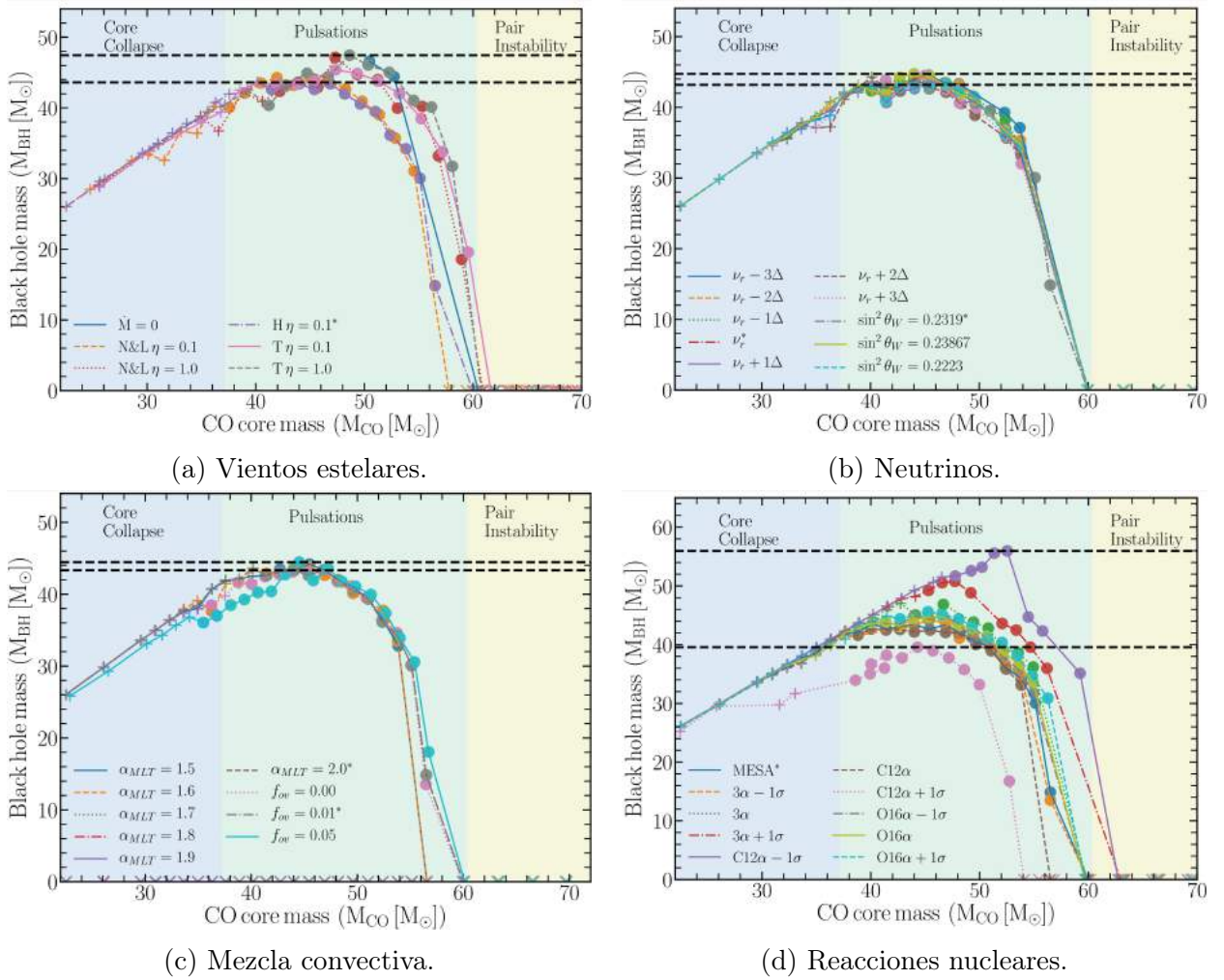


Figura 12: Masas máximas de los AN en función de las masas de los núcleos de CO al variar distintos parámetros a una metalicidad constante  $Z = 10^{-3}$ . En el primer panel utiliza los modelos evolutivos de Hamann & Koesterke [17], Nugis & Lamers [18] y Tramper et al. [19], mientras que  $\eta = \dot{M}v_{\infty}/(L/c)$  cuantifica la eficiencia de la transferencia de momento de la presión de radiación que hay en una estrella al gas de ésta. Dicha eficiencia varía entre 0.1 y 1. El segundo panel representa la variación que hay al variar la física de los neutrinos debido a las incertidumbres numéricas en los ajustes (cada  $\Delta$  representa el módulo de un tercio de las incertidumbres); y el ángulo de Weinberg. En el tercer panel se enseña la variación para distintos modelos convectivos variando  $\alpha_{MLT}$  y los valores de rebasamiento convectivo  $f_{ov}$ . En el cuarto panel varían las reacciones nucleares teniendo en cuenta las incertidumbres  $\pm 1\sigma$ . Los símbolos tienen el mismo significado que para la figura 11. Figuras extraídas de [16].

PISN con núcleos CO menos masivos. Este grupo tiene una masa final menor debido a que pierde más masa por vientos estelares que las estrellas del segundo grupo. En la figura 12b se ve que el efecto de las variaciones que se han hecho sobre el ritmo de producción de neutrinos no afecta mucho a la masa máxima de los AN, de manera que la masa máxima que se obtiene es de  $\sim 44M_{\odot}$ . En el caso de variar los parámetros relacionados a la mezcla convectiva, ocurre lo mismo que en el caso anterior y la masa de los AN no varía.

Por otro lado, en la figura 12d se ve como aunque el efecto de variar el ritmo de las reacciones  $^{16}O(\alpha, \gamma)^{20}Ne$  ( $O16\alpha$ ) es pequeño, el efecto de variar el de las reacciones

$3\alpha$  y  $^{16}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  ( $C12\alpha$ ) tiene un gran impacto en la distribución de masa de los AN. A medida que el ritmo de las reacciones  $^{16}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  decrece, la masa máxima de los AN aumenta. Para  $+1\sigma$  obtienen una masa máxima de  $\sim 40M_{\odot}$  mientras que para  $-1\sigma$  obtienen  $\sim 58M_{\odot}$ , de manera que dentro del intervalo de confianza de 68% para  $C12\alpha$  la masa máxima varía  $18M_{\odot}$ . En el caso de las reacciones  $3\alpha$ , a medida que el ritmo de las reacciones aumenta también lo hacen las masas finales, de manera que para  $3\alpha + 1\sigma$  la masa máxima ronde las  $50M_{\odot}$ , mientras que para  $3\alpha - 1\sigma$ , las  $44M_{\odot}$ .

A medida que la fracción de masa del carbono aumenta en el núcleo, también lo hace la masa máxima del AN. A fracciones de carbono mayores, el rango en el que la estrella pasa por pulsaciones se reduce, de manera que ocurren menos PPISN. También decrece el número de estrellas que sufren grandes pérdidas debido a las pulsaciones ya que debilitarán los pulsos de manera que no se expulse mucha masa. Debido a esto, serían necesarias estrellas más masivas para que se produjeran las PISN y PPISN.

Por lo tanto, mediante simulaciones de núcleos de helio (suponiendo que la estrella ha perdido toda su envoltura de hidrógeno) Farmer et al. [16] llegan a la conclusión de que la masa máxima para un AN debajo del gap producido por las PISN se encuentra entre las  $40M_{\odot}$  y  $58M_{\odot}$  (dependiendo de los parámetros que tenga cada estrella).

## 6.2. Masa máxima para metalicidades bajas teniendo en cuenta un modelo para las pérdidas de masa mejorado

Por otro lado, Vink et al. [20] muestran que es posible que estrellas con una masa de  $90 - 100M_{\odot}$  y metalicidad reducida ( $Z/Z_{\odot} \leq 0.1$ ) puedan producir estrellas supergigantes azules con un núcleo lo suficientemente ligero como para mantenerse bajo el límite PI, mientras que al mismo tiempo no pierdan una cantidad importante de masa debido a vientos estelares. De esta manera, llegan a la conclusión de que se pueden formar AN de  $85M_{\odot}$ . La clave de esto se encuentra en tener en cuenta el rebasamiento convectivo que ocurre en el núcleo y un modelo mejorado para las pérdidas de masa debido a los vientos estelares.

La manera más directa de mantenerse lejos del límite en el que ocurren los procesos PPISN o PISN es tomando como masa inicial de la estrella una masa no muy elevada ( $90 - 100M_{\odot}$ ), ya que las estrellas más masivas tienen núcleos convectivos más grandes.

Vink et al. [20] ven que es necesario tener pequeñas cantidades de rebasamiento convectivo para que se puedan formar estrellas supergigantes azules que puedan retener gran parte de su envoltura de hidrógeno. En el caso en el que el rebasamiento sea mayor, la estrella evolucionará a una supergigante roja en vez de una gigante azul. Al ocurrir esto, la masa de la envoltura disminuye considerablemente reduciendo la masa del AN futuro. Por lo tanto, es preferible que el rebasamiento sea pequeño para mantener un núcleo compacto.

Para ver las masas máximas que se pueden obtener para un AN, evolucionan las estrellas hasta la quema de oxígeno en el núcleo y miran si se producen PPISN. Para que estos modelos den el resultado buscado se deben cumplir dos condiciones: la masa del núcleo CO tiene que ser menor que  $37M_{\odot}$  y la envoltura tiene que tener una masa  $M_{env} \geq 40M_{\odot}$ .

Para todos los modelos tienen en cuenta que la estrella está rotando con una velocidad  $v/v_{crit} = 0.2$  que corresponde a una rotación de  $\sim 150\text{kms}^{-1}$  en el ecuador de la estrella. Como la rotación hace que el núcleo de la estrella sea mayor, cuanto más lenta sea la rotación mayor será el AN que se pueda formar. Estrellas con una rotación elevada no

solamente formarán un AN de menor masa debido al tamaño del núcleo, si no que a partir de un cierto punto, hace que la estrella evolucione hasta convertirse en una estrella WR perdiendo así una gran cantidad de masa debido a sus vientos estelares.

La pérdida de masa debida a los vientos estelares que sufren las estrellas es muy importante en la evolución del astro. No obstante, la pérdida de masa es una función compleja que depende de ciertas propiedades estelares como la temperatura efectiva, metalicidad... Algunas de estas propiedades como la temperatura efectiva van variando según pasa el tiempo haciendo que los modelos evolutivos tengan que depender de descripciones físicas, empíricas o teóricas para ciertos intervalos de la temperatura efectiva.

Tabla 5: Parámetros fundamentales de los modelos calculados. Las masas están dadas en unidades de  $M_{\odot}$ . Datos obtenidos de [20].

Modelo	$Z/Z_{\odot}$	$M_{int}$	$M_f$	$M_{env}$	$M_{He}$	$M_{CO}$	Final
A1	0.1	90	80.4	42.9	37.5	32.7	CC
A1-Alt	0.1	90	74.0	35.2	38.8	33.8	CC
A2	0.1	110	...	...	45.1	39.5	PI
B1	0.01	90	87.0	46.1	40.9	34.6	CC
B2	0.01	110	...	...	52.8	45.6	PI

Utilizando un modelo para el viento estelar mejorado, obtienen los parámetros fundamentales que aparecen en la tabla 5. Como se puede ver, los modelos A1 y B1 mantienen gran parte de su envoltura de hidrógeno, mientras que el modelo A1-Alt (simulación utilizando el modelo estándar) pierde una masa adicional.

La razón por la que A1-Alt pierde esa masa adicional es que pasa rápidamente del tratamiento de estrella caliente al de estrella fría. La descripción de pérdida de masa para las regiones frías se utiliza para describir las estrellas RSG que tienen una temperatura de  $3000 - 4000K$ , pero si se utiliza el modelo estándar, ese cambio ocurre a  $10000K$ . En la región de temperaturas  $8000 - 12000K$ , las estrellas BSG son demasiado calientes como para formar polvo y sus vientos vienen de las opacidades de gas dominadas por el hierro y no por el polvo. Por lo tanto, al tener en cuenta la pérdida de masa debido al polvo, se pierde más masa de la que se pierde en realidad. En el modelo mejorado toman que a una temperatura superior a  $8000K$  la estrella es una supergigante azul. De esta manera, la estrella retiene suficiente envoltura de hidrógeno (siendo la envoltura más masiva que el núcleo) como para crear AN en el rango de  $80 - 87M_{\odot}$ .

Como se puede ver en la tabla 5, al tener una metalicidad menor, el límite de la masa máxima por debajo del gap PI aumenta. No obstante, no todas las estrellas con una metalicidad baja van a poder formar un AN. En la figura 13 se puede ver la dependencia de la masa máxima en función de la metalicidad. En esta figura se puede observar como si se incluye en el colapso la envoltura de la estrella, se obtiene una masa casi el doble del que se predice. También se puede ver como la masa máxima a la que se evitan las pulsaciones no cambia mucho por debajo de una metalicidad determinada.

Para que la masa final de estos AN sea verdaderamente la masa obtenida, el colapso del núcleo no debe ir acompañado por una supernova, ya que si se produjera una supernova habría una pérdida de masa considerable. Para que esto ocurra es necesario que el núcleo y la envoltura sean lo suficientemente compactos. Una medida común para la compacidad del núcleo es el parámetro  $\xi_M$  [21], que se obtiene utilizando la relación

$$\xi_M = \frac{M/M_{\odot}}{r(M)[1000km]}, \quad (26)$$



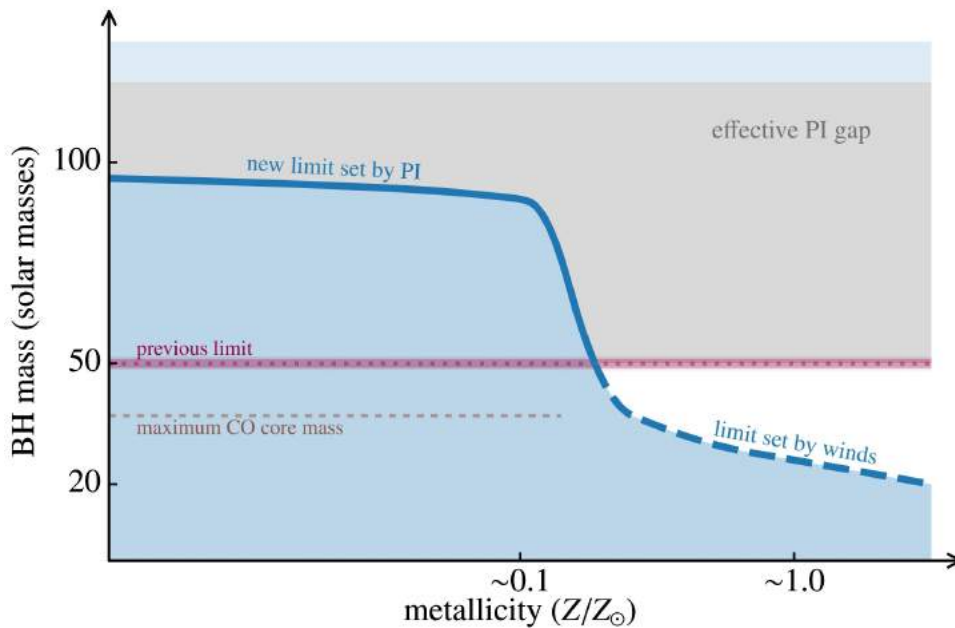


Figura 13: Esquema de la masa máxima de un AN por debajo del gap PI en función de la metalicidad. Para metalicidades bajas la masa máxima de los AN está marcada por una línea sólida azul mientras que para metalicidades elevadas por una línea discontinua. La línea roja representa el límite máximo anterior. Figura extraída de [20].

donde  $M$  se suele tomar como  $2.5M_{\odot}$ .

Los modelos para  $Z = 0.1Z_{\odot}$  tienen una compacidad de  $\xi_{2.5} = 0.77$ , por encima de los valores en los que se produce una SN (O'Connor & Ott [22] sugieren que cuando  $\xi_{2.5} > 0.45$  se forma un AN sin que haya una explosión mientras que Horiuchi et al. [23] sugieren el valor  $\xi_{2.5} \geq 0.2$ ). Para ver qué fracción de la envoltura forma parte del AN, hay que tener en cuenta la compacidad de la envoltura utilizando la relación

$$\xi_{env} = \frac{M_f[M_{\odot}]}{R_f[M_{\odot}]}, \quad (27)$$

donde  $M_f$  y  $R_f$  denotan la masa final y el radio final de la estrella.

Al hacer los cálculos se obtiene el valor de  $\xi_{env} = 0.1$  haciendo que la masa expulsada al colapsar la estrella sea baja (menos de  $0.2M_{\odot}$ ). Por lo tanto, es posible que se produzcan AN con una masa en torno a las  $80M_{\odot}$ .

### 6.3. Masa máxima para metalicidades elevadas ( $Z_{\odot}$ )

Por otro lado, Belczynski et al. [24] muestran que es posible la formación de un AN de  $70M_{\odot}$  en un entorno de metalicidad elevada ( $Z_{\odot}$ ). Debido a que algunas estrellas masivas tienen campos magnéticos en la superficie, es posible obtener AN de  $\sim 70M_{\odot}$  ya que el campo magnético reduce la masa perdida por los vientos estelares (independientemente de la metalicidad). Por lo tanto, una estrella no rotante de masa  $85M_{\odot}$  y con una metalicidad  $Z_{\odot}$  puede terminar con una masa de  $72M_{\odot}$  y un núcleo de helio de  $32M_{\odot}$  (o un núcleo de carbono de  $28M_{\odot}$ ), evitando la región PI formando un AN de  $\sim 70M_{\odot}$  mediante un colapso directo.

La existencia de un AN de  $70M_{\odot}$  formado en un entorno de alta metalicidad es discutible, ya que el consenso actual en la pérdida de masa estelar a altas metalicidades tiene

como límite AN con una masa de  $\sim 20M_{\odot}$  como indican Belczynski et al. [25]. Para llegar a la conclusión de que la masa límite es de  $\sim 20M_{\odot}$  ven cómo evoluciona una estrella utilizando dos modelos distintos para los vientos estelares (Hurley et al. [26] y Vink et al. [14]).

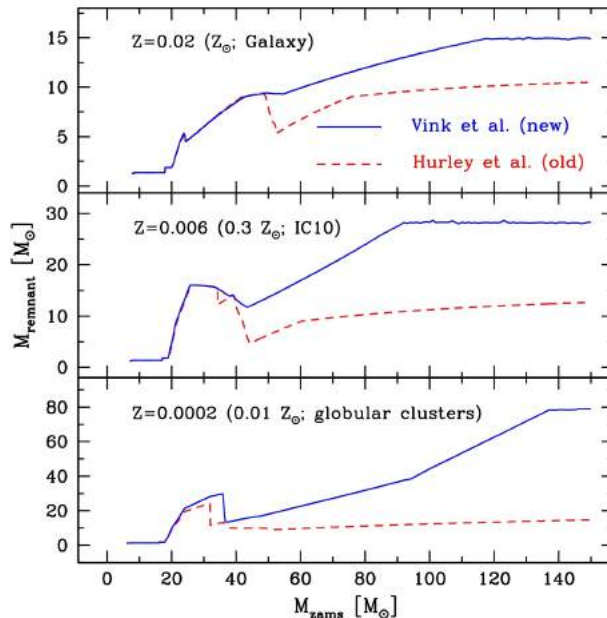


Figura 14: Masa final del AN en función de la masa inicial para estrellas individuales utilizando dos modelos de vientos estelares distintos para distintas metalicidades. Figura extraída de [25].

En la figura 14 Belczynski et al. [25] obtienen que para metalicidades como las del sol, la masa máxima que se puede obtener es de  $\sim 10M_{\odot}$  para el modelo antiguo [26] y  $\sim 15M_{\odot}$  para el modelo nuevo [14]. Para la metalicidad  $Z = 0.006$  en el caso en el que el viento estelar sea dado por el modelo antiguo, las estrellas con una masa  $M_{ZAMS} \simeq 25 - 35M_{\odot}$  y  $M_{ZAMS} \geq 100M_{\odot}$  forman los AN más masivos con una masa de  $\sim 15M_{\odot}$ . Por otro lado, para el otro modelo, se obtiene que la masa máxima es de  $\sim 30M_{\odot}$  para  $M_{ZAMS} \geq 100M_{\odot}$ . Esta diferencia tan grande es debida a la dependencia que tienen los vientos de las estrellas WR con la metalicidad. En el modelo antiguo se toma que estos vientos son independientes de  $Z$  mientras que para el modelo nuevo los vientos son menos intensos para metalicidades bajas.

Para  $Z = 0.0002$  se ve que para el modelo nuevo, después del dip que hay debido al viento producido por las estrellas WR, la masa de los AN aumenta lentamente mientras que en el caso del modelo antiguo se mantiene constante. Para los vientos nuevos, a partir de  $M_{ZAMS} = 92.5M_{\odot}$ , la estrella es lo suficientemente masiva que los vientos de las estrellas de clase espectral O/B y de las estrellas variables luminosas azules (LBV), no son lo suficientemente fuertes como para hacer que la estrella pierda toda su envoltura de hidrógeno formando AN de masa  $\sim 80M_{\odot}$  a partir de  $M_{ZAMS} \geq 130M_{\odot}$ .

Utilizando el modelo de vientos nuevo pero variando la intensidad del viento producido en la fase LBV obtienen la figura 15. En el primer panel de la figura se ve como la masa máxima que se puede obtener para el AN es de 80, 20 o  $10M_{\odot}$  para los vientos  $10^{-5}M_{\odot}yr^{-1}$ ,  $10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$  y  $10^{-3}M_{\odot}yr^{-1}$  respectivamente. Para el panel del medio, solamente se toma  $10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$  y varía la metalicidad. En él las masas máximas son de 100, 35,  $20M_{\odot}$  para las metalicidades  $Z = 0.01Z_{\odot}$ ,  $0.3Z_{\odot}$ ,  $Z_{\odot}$  respectivamente. En el último

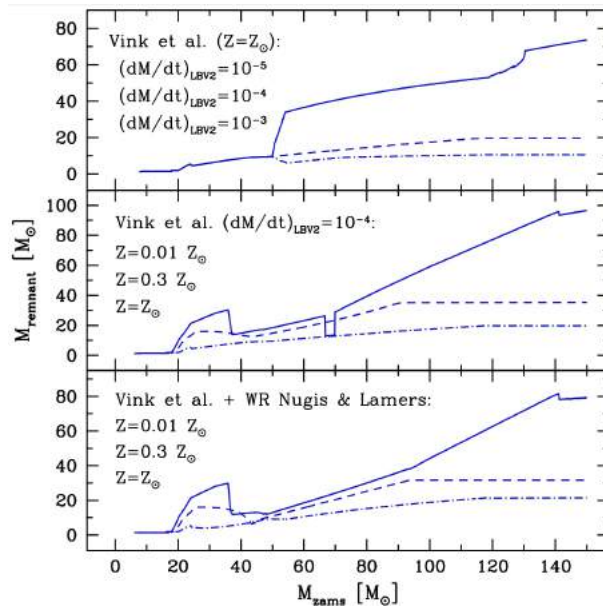


Figura 15: Masa remanente en función de la masa inicial de las estrellas. Para ello, se ha utilizado el modelo de viento estelar de Vink et al. [14] para distintas intensidades de vientos LBV y para distintas metalicidades. En el último panel utilizan vientos WR modificados por Nugis & Lamers [18]. Figura extraída de [25].

panel, utilizan el modelo de viento nuevo pero modificando el viento de las estrellas WR con el modelo de Nugis & Lamers [18]. Si uno se fija bien en las curvas para  $Z = 0.01Z_{\odot}$  y  $Z = 0.3Z_{\odot}$  en el tercer panel, las curvas son prácticamente idénticas a las curvas obtenidas para esa metalicidad en la figura 14. Sin embargo, para  $Z_{\odot}$  se pasa de tener una masa máxima de  $\sim 15M_{\odot}$  a una masa máxima de  $\sim 20M_{\odot}$ .

Para poder obtener un AN de  $\sim 70M_{\odot}$  como dicen Belczynski et al. [24], las PPISN y PISN se pueden evitar para una masa de  $70M_{\odot}$  de manera que se termine con un AN de  $69M_{\odot}$  (solamente al haber pérdidas de masa de neutrinos pequeñas). Esto al principio estaba pensado para estrellas de población III con una metalicidad muy baja, pero ellos proponen que un mecanismo similar puede funcionar para estrellas con metalicidades elevadas. La modificación propuesta es reducir los vientos estelares para estrellas masivas. Esta reducción la justifican diciendo que algunas estrellas masivas generan un campo magnético en su superficie lo suficientemente fuerte como para reducir el viento estelar producido por la estrella. De esta manera, muestran como al reducir la pérdida de masa, se puede evitar la región PI permitiendo que se formen agujeros negros con masas entre  $50M_{\odot}$  y  $70M_{\odot}$ .

Mediante la simulación de la evolución de estrellas individuales con distintas rotaciones iniciales  $v_{int}/v_{crit}$  y reduciendo la pérdida de masa introduciendo un factor  $f_{viento}$ , obtienen los datos de la tabla 5 y la figura 16. Con los vientos modificados  $f_{viento} = 0.576$ , el modelo con una masa de  $100M_{\odot}$  termina teniendo una masa total de  $70.8M_{\odot}$ , con un núcleo final en la región PI que hace que pierda una gran cantidad de masa antes de convertirse en AN. El caso más interesante es el de la estrella no rotante con  $M_{ZAMS} = 85M_{\odot}$  y con viento  $f_{viento} = 0.333$ . Para este caso la masa final de la estrella es de  $70.9M_{\odot}$ , pero lo más importante es que la masa del núcleo de CO se encuentra por debajo del límite en el que la estrella perdería gran parte de su masa debido a las pulsaciones, mostrando que es posible la formación de un AN con una masa de  $70M_{\odot}$ .

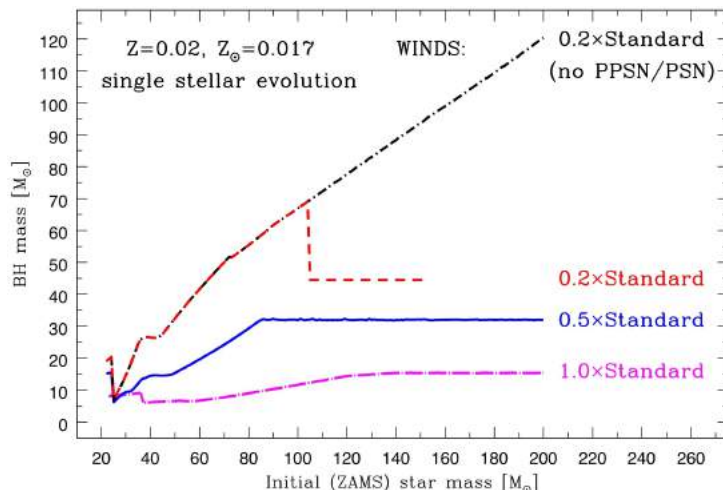


Figura 16: Masa de un AN en función de la masa inicial de la estrella teniendo en cuenta el modelo de viento estelar estándar y 2 reducciones de la intensidad del viento a  $Z = 0.02$ . Figura extraída de [24].

Tabla 6: Tabla con la masa inicial, rotación, reducción de la pérdida de masa, masa final y masa de los núcleos de helio y CO. Las masas están dadas en  $M_{\odot}$ . Datos obtenidos de [24].

$M_{ZAMS}$	$v_{int}/v_{crit}$	$f_{viento}$	$M_{tot}$	$M_{He}$	$M_{CO}$
100	0.0	0.576	70.8	41.5	36.9
100	0.6	0.576	61.6	49.5	43.9
100	0.8	1.0	40.5	40.5	36.8
100	0.8	0.882	43.4	43.4	37.5
85	0.0	0.333	70.9	31.6	27.6
85	0.6	0.576	58.2	40.3	35.4
85	0.6	0.333	62.9	46.8	41.3
75	0.6	0.576	53.9	34.5	30.1
70	0.0	0.0	70.0	30.8	27.0
70	0.4	0.282	58.5	32.5	28.3

Hay que tener en cuenta que la reducción en la pérdida de masa no tiene por qué darse en todas las estrellas masivas, pero que puede ser posible que se dé para algunas estrellas. No obstante, algunos estudios muestran que es necesaria una pérdida mayor de masa para las estrellas en la fase RSG para poder explicar la falta de SN por encima de una cierta luminosidad. Adicionalmente, se espera que las estrellas muy masivas pierdan masa debido a los vientos LBV, de manera que esta pérdida adicional explique la falta de estrellas frías y muy luminosas en la Vía Láctea.

## 7. Conclusiones

A lo largo de este trabajo se han visto las conclusiones a las que han llegado distintos grupos para la masa máxima de las estrellas y para la masa máxima que tienen los AN por debajo del gap producido por las PISN.

Primeramente se ha visto cómo Figer [7] observa el cúmulo de Arches para ver cuál es

la masa máxima que puede tener una estrella. Al estudiar las estrellas en Arches, cúmulo joven en el que las estrellas muy masivas deberían seguir vivas, ve que hay una ausencia de estrellas con una masa superior a  $130M_{\odot}$ . Por lo tanto, teniendo en cuenta los errores observacionales, llega a la conclusión de que no se forman estrellas con una masa superior a  $150M_{\odot}$ .

Por otro lado, se ha visto la conclusión a la que han llegado Oye & Clarke [8], Weidner & Kroupa [11] y Elmegreen [12] de manera estadística.

Oye & Clarke llegan a la conclusión de que la masa máxima que puede llegar a tener una estrella se encuentra entre  $120 - 200M_{\odot}$ . Por otro lado, Weidner y Kroupa muestran que si la IMF se toma como una ley de potencias con el exponente de Salpeter ( $\alpha = 2.35$ ), las estrellas más masivas del cúmulo R136, que se encuentra en la Gran Nube de Magallanes, deberían tener masas superiores a  $750M_{\odot}$ . Sin embargo, si la IMF se formula incorporando una masa fundamental superior, llegan a obtener la masa máxima observada. Por lo tanto, llegan a la conclusión de que existe una masa máxima fundamental de  $\sim 150M_{\odot}$  a no ser que la IMF real tenga como exponente  $\alpha > 2.8$ .

Por otro lado, la IMF utilizada por Elmegreen con una restricción temporal, explica la IMF observada y la ausencia de estrellas con una masa superior a  $\sim 300M_{\odot}$  en el cúmulo estelar R136. Sin embargo, ninguno de los modelos que propone pueden explicar que se pueda utilizar la IMF de Salpeter hasta  $\sim 130M_{\odot}$  en el cúmulo R136, pero que al mismo tiempo no se tenga ninguna estrella de  $300M_{\odot}$  en una galaxia.

Luego se ha visto como Crowther et al. [13] estudian los cúmulos NGC 3603 y el cúmulo R136, obteniendo como resultado que hay varias estrellas con una masa superior a  $150M_{\odot}$ . Para las estrellas que forman parte de R136 infieren masas iniciales muy elevadas de  $165 - 320M_{\odot}$ .

A continuación, se han visto como se obtenían distintas masas para la masa máxima de un AN por debajo del gap producido por la PISN.

Mediante simulaciones de núcleos de helio (suponiendo que la estrella ha perdido toda su envoltura de hidrógeno) Farmer et al. [16] llegan a la conclusión de que la masa máxima para un AN debajo del gap producido por las PISN se encuentra entre las  $40M_{\odot}$  y  $58M_{\odot}$  dependiendo del ritmo de reacciones, pérdida de neutrinos, mezcla convectiva y vientos estelares que tenga cada estrella.

A su vez, Vink et al. [20] llegan a la conclusión de que es posible la formación de AN con una masa en torno a las  $\sim 85M_{\odot}$ , si la estrella progenitora tiene una metalicidad baja, se da algo de rebasamiento convectivo en el núcleo y los vientos estelares no son muy fuertes.

Finalmente, se ha visto como Belczynski et al. [24] obtienen que se pueden formar AN con una masa de  $\sim 70M_{\odot}$  para metalicidades elevadas ( $Z_{\odot}$ ), cuando el límite anterior estaba establecido en  $\sim 20M_{\odot}$ . Para ello, utilizan la suposición de que algunas estrellas masivas (no todas), crean un campo magnético fuerte en su superficie que evita que los vientos estelares expulsen mucha materia de la envoltura de la estrella. Esto produce que las estrellas masivas que no lleguen a tener un núcleo lo suficientemente masivo como para que se produzca una PPISN colapsen, formando un AN con una masa superior a la predicha anteriormente de  $\sim 20M_{\odot}$ .

## Referencias

- [1] M. Benacquista. *An introduction to the evolution of single and binary stars*. Springer Science & Business Media, 2012.

- 
- [2] B. W. Carroll y D. A. Ostlie. *An introduction to modern astrophysics*. Cambridge University Press, 2017.
- [3] D. Galadí-Enríquez. *La evolución estelar (Nuestro origen en las estrellas)*. RBAColeccionables, 2016.
- [4] S. E. Woosley, A. Heger y T. A. Weaver. “The evolution and explosion of massive stars”. En: *Reviews of modern physics* 74.4 (2002), pág. 1015.
- [5] M. El Eid y N Langer. “The evolution of very luminous stars. II-Pair creation supernova in massive Wolf-Rayet stars”. En: *Astronomy and Astrophysics* 167 (1986), págs. 274-281.
- [6] A. Heger y col. “How massive single stars end their life”. En: *The Astrophysical Journal* 591.1 (2003), pág. 288.
- [7] D. F. Figer. “An upper limit to the masses of stars”. En: *Nature* 434.7030 (2005), págs. 192-194.
- [8] M. Oey y C. Clarke. “Statistical confirmation of a stellar upper mass limit”. En: *The Astrophysical Journal Letters* 620.1 (2005), pág. L43.
- [9] P. Kroupa. “On the variation of the initial mass function”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 322.2 (2001), págs. 231-246.
- [10] E. E. Salpeter. “The luminosity function and stellar evolution.” En: *The Astrophysical Journal* 121 (1955), pág. 161.
- [11] C. Weidner y P. Kroupa. “Evidence for a fundamental stellar upper mass limit from clustered star formation”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 348.1 (2004), págs. 187-191.
- [12] B. G. Elmegreen. “Modeling a high-mass turn-down in the stellar initial mass function”. En: *The Astrophysical Journal* 539.1 (2000), pág. 342.
- [13] P. A. Crowther y col. “The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted 150 M stellar mass limit”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 408.2 (2010), págs. 731-751.
- [14] J. S. Vink, A. de Koter y H. Lamers. “Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity”. En: *Astronomy & Astrophysics* 369.2 (2001), págs. 574-588.
- [15] N Langer y col. “Pair creation supernovae at low and high redshift”. En: *Astronomy & Astrophysics* 475.2 (2007), págs. L19-L23.
- [16] R Farmer y col. “Mind the gap: the location of the lower edge of the pair-instability supernova black hole mass gap”. En: *The Astrophysical Journal* 887.1 (2019), pág. 53.
- [17] W.-R. Hamann y L Koesterke. “Spectrum formation in clumped stellar winds: consequences for the analyses of Wolf-Rayet spectra”. En: *Astronomy and Astrophysics* 335 (1998), págs. 1003-1008.
- [18] T Nugis y H. Lamers. “Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters”. En: *Astronomy and Astrophysics* 360 (2000), págs. 227-244.
- [19] F Tramper, H. Sana y A. de Koter. “A New Prescription for the Mass-loss Rates of WC and WO Stars”. En: *The Astrophysical Journal* 833.2 (2016), pág. 133.
- [20] J. S. Vink y col. “Maximum black hole mass across cosmic time”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 504.1 (2021), págs. 146-154.

- 
- [21] M. Mapelli y col. “Impact of the Rotation and Compactness of Progenitors on the Mass of Black Holes”. En: *The Astrophysical Journal* 888.2 (2020), pág. 76.
- [22] E. O’Connor y C. D. Ott. “Black hole formation in failing core-collapse supernovae”. En: *The Astrophysical Journal* 730.2 (2011), pág. 70.
- [23] S. Horiuchi y col. “The red supergiant and supernova rate problems: implications for core-collapse supernova physics”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 445.1 (2014), págs. L99-L103.
- [24] K. Belczynski y col. “The Formation of a 70 M Black Hole at High Metallicity”. En: *The Astrophysical Journal* 890.2 (2020), pág. 113.
- [25] K. Belczynski y col. “On the maximum mass of stellar black holes”. En: *The Astrophysical Journal* 714.2 (2010), pág. 1217.
- [26] J. R. Hurley, O. R. Pols y C. A. Tout. “Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity”. En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 315.3 (2000), págs. 543-569.