

Capítulo 1

Introducción

densas

Los glóbulos son grandes concentraciones de gas y polvo en el medio interestelar que se cree que se forman por inestabilidades térmicas, colapso gravitacional o turbulencia. Estos glóbulos se pueden formar en regiones de formación estelar masiva o en nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas.

En general los glóbulos tienen una gran variedad de tamaños. Por ejemplo, cuando nos referimos a los glóbulos en regiones de formación estelar masiva comúnmente suelen ser de gran tamaño, ~ 0.1 pc, e interactúan con la radicación ultravioleta (UV) de las estrellas jóvenes masivas como estrellas tipo O, mientras que en nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas son de un tamaño más pequeño, $\sim 10^{-2}$ pc. En algunos casos dependiendo que tan intensa es la radiación incidente por parte de la o las estrellas, podemos ver un flujo fotoevaporativo por parte del glóbulo, el cual es causado por la radiación incidente.

Los primeros glóbulos fueron observados por Bart Bok en 1940. Estos glóbulos son nubes oscuras, relativamente pequeños comparados con otras regiones de formación estelar, que tienen gran cantidad de gas y polvo. Los glóbulos contienen principalmente hidrógeno molecular en su interior, así como también pueden tener otras moléculas, metales e incluso algunos silicatos. Si bien puede haber formación estelar en su interior no podemos ver la radiación de las estrellas ya que es absorbida por el hidrógeno atómico y el polvo, es por eso que se ven oscuras. Sin embargo, estos pueden ser radiados externamente, en regiones de formación estelar, por estrellas jóvenes masivas que se están formando cerca, y en algunos casos podemos ver el frente de ionización como un borde brillante de emisión.

Esta interacción entre estrellas y glóbulos se puede dar a diferentes escalas, lo que nos da una gran variedad de estructuras. Entre las de mayor tamaño se encuentran lo que parecen ser columnas, pilares o trompas de elefantes, como se les conoce en la literatura, que llegan a tener un tamaño de ~ 1 pc y una densidad del orden de 10^3 cm^{-3} . Comúnmente se le suele llamar glóbulo a aquellos que tienen tamaños semejantes a la de los pilares o columnas pero son más densos, $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Esta interacciones también se puede dar dentro de regiones HII, como vemos en la figura 1.2.

En escalas más pequeñas están lo que se conoce como EGGs (Evaporating

Menciones los efectos de la radiación UV extrema en 3 lugares diferentes (ver I, II, III arriba). Mejor consolidar estos,

I

III

“Glóbulo” se aplica cuando son más o menos redondos y de pequeño

No creo esto —
¿tienes referencia?
Menciones los efectos de la radiación UV extrema en 3 lugares diferentes (ver I, II, III arriba). Mejor consolidar estos,

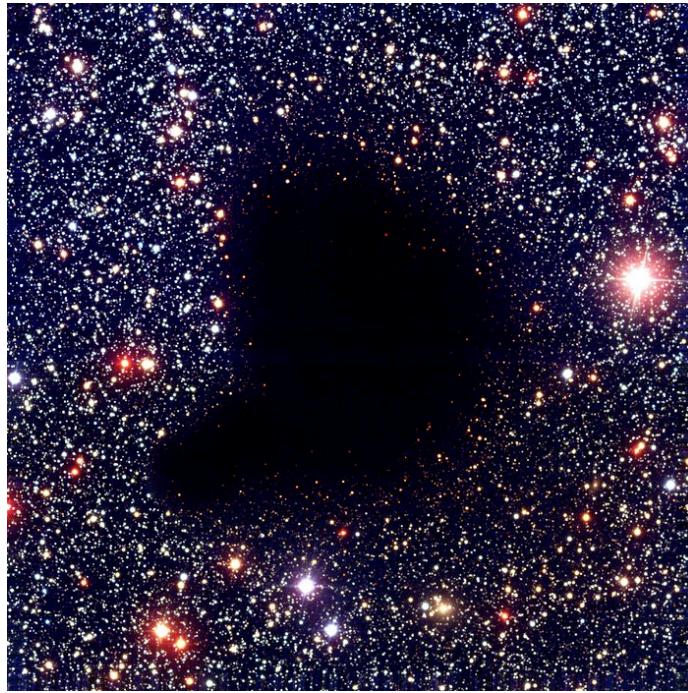


Figura 1.1: Ejemplo de un glóbulo de Bok. Imagen de Banard 68 visto con Very Large Telescope FORS1 en 440 nm, 557 nm y 768 nm. Se puede apreciar una zona oscura el cual es el glóbulo y lo que pareciera ser enrojecimiento de las estrellas por polvo en la superficie del glóbulo. En esta imagen podemos ver que no hay evidencia de alguna fotoevaporación externa por parte de estrellas.

(Alves et al. 2001).

Eggs tiene tamaño de 100 AU a 1000 AU = $5 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-3}$ pc
(en M16)

Tamaño de proplyds es similar, ni cliso más pequeño en algunos casos

Gaseous Globule) los cuales tienen tamaños de ~ 0.1 pc, y los proplyds que tienen tamaños $\leq 10^{-2}$ pc.

Estos glóbulos no solo se encuentran en regiones de formación estelar, también hay dentro de nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas donde se les conoce más comúnmente como *nudos*, un ejemplo de esto es la imagen D de la figura 1.3. En este trabajo estudiaremos más a fondo los nudos que hay en una nebulosa alrededor de cierta estrella evolucionada.

Este tamaño es algo grandes para esta clase de objetos
Los de Campeón (Fig 1.3B) tiene tamaños de ≈ 0.02 pc y los de M16 son más pequeños

1.1. Flujos de fotoevaporación ionizada

Todos los ejemplos de las figuras 1.1, 1.2 y 1.3 se encuentran ya sea en regiones de formación estelar o en nebulosas alrededor de estrellas evolucionadas.

Lo interesante en todos estos ejemplos es la forma que toman al interaccionar con las estrellas más masivas que se encuentran cerca, esto para los glóbulos que se encuentran en regiones de formación estelar. Mientras que los que se

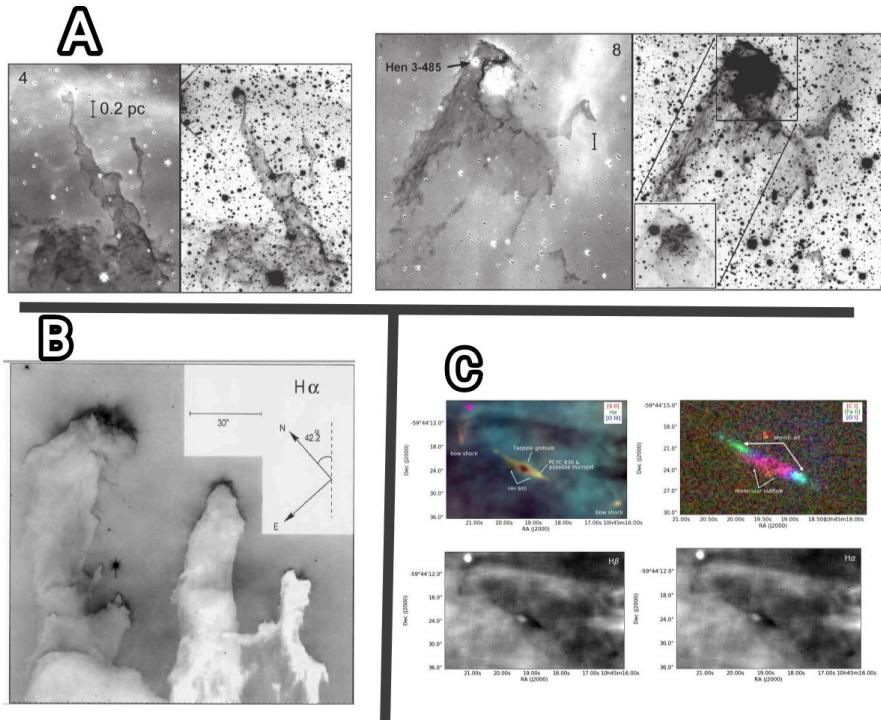


Figura 1.2: En **A** vemos dos ejemplos de pilares, donde la imagen derecha de cada ejemplo es vista a $2.12 \mu\text{m}$ (H_2) y la imagen izquierda es $\text{H}_2-\text{Br}_\gamma$ (Hartigan et al., 2015). **B** es un ejemplo de una trompa de elefante, es una imagen de M16 tomada con WFPC2 con e filtro F656N, los $30''$ corresponden $9 \times 10^{17} \text{ cm}$ (0.29 pc) (Hester et al., 1996). **C** es el outflow de Tadpole globule, el cual consta del sistema HH900 jet+outflow, la imagen de abajo es vista en H_α con el continuo (Reiter et al., 2019).

encuentran en nebulosas planetarias interactúan con la estrella evolucionada. Durante estas interacciones en algunos casos podemos ver lo que se conoce como *flujos fotoevaporativos*, los cuales explicaremos mejor a continuación.

En el caso de las regiones de formación estelar podemos considerar una estrella masiva y una nube densa de gas neutro. En esta interacción es necesario que la estrella sea masiva, o que tenga un gran flujo ionizante como para poder ionizar el gas neutro, de lo contrario no podremos ver el flujo fotoevaporativo. Recordemos que en las regiones de formación estelar hay muchas estrellas nuevas que emiten principalmente en radio o infrarrojo, por lo que no todas las estrellas nuevas pueden ionizar el gas neutro.

Oort & Spitzer (1955) explican de manera detallada como es la interacción entre una estrella tipo O y una nube interestelar de gas neutro. Con esto podemos explicar de una mejor manera como es la interacción en regiones de

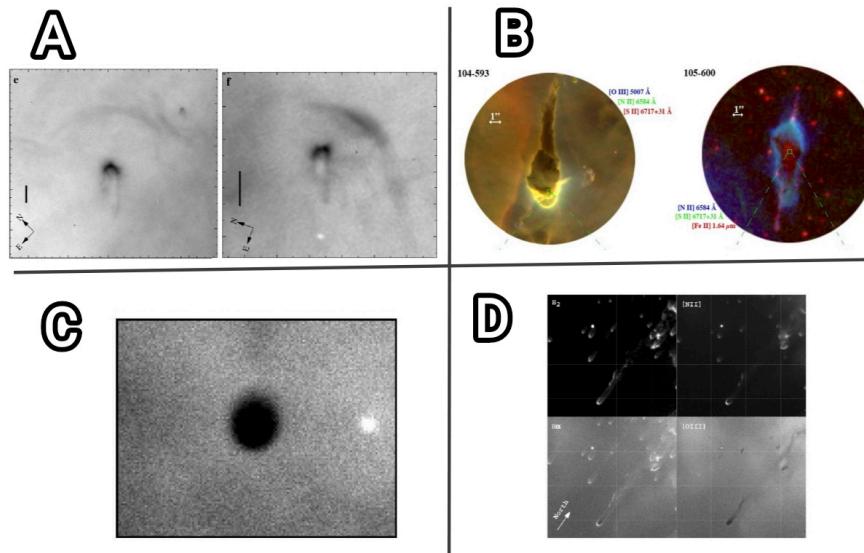


Figura 1.3: En **A** vemos proplyds con su bowshock en Orion tomado con HST planetary camera, la barra negra indica una medida de $1''$ que corresponde a 430 AU ($2 \times 10^{-3} \text{ pc}$) (García-Arredondo et al., 2001). **B** son ejemplos de EGGS en Carina, tomado con WFC3, ACS, WFPC2 (Mesa-Delgado et al., 2016). **C** es el globulette denso RN88 visto en H_α con un diámetro de $6''$ ($4 \times 10^{-2} \text{ pc}$) en la nebulosa de Rosette (Gahm et al., 2013). **D** son ejemplos de nudos en la nebulosa de la Hélice, los mosaicos tienen una medida de $47.5'' \times 44.8''$ ($4.76 \times 10^{-2} \text{ pc} \times 4.49 \times 10^{-2} \text{ pc}$) (O'Dell et al., 2007).

Además no entiendo lo que quiere decir que quieras decir la frase - ¿estás seguro de tu traducción?

formación estelar masiva. Ellos consideran tres partes importantes para esto: la estrella ionizante, la nube interestelar de gas neutro y la región que hay entre la estrella y la nube interestelar. La nube interestelar debe ser mucho más densa y fría que la región que hay entre la estrella y la nube como vemos en la figura 1.4.

Cuando la radiación UV comienza a calentar el gas de la nube, el gas ionizado comienza a expandirse en dirección a la estrella, esto ya que en esta dirección la densidad es menor que la de la nube y puede expandirse libremente.

En un inicio esta radiación ioniza el gas a una tasa muy rápida causando una “tormenta de partículas ionizantes” que viene por parte de la nube, conforme esto va evolucionando se crea una capa aislante alrededor de la nube. Esta radiación produce un choque ionizante lo cual provoca que la nube se comprima. También se produce un frente de ionización que avanza hacia la nube haciendo que esta se vaya alejando de la estrella. Mientras esto ocurre hay un choque interno que va viajando a través de la nube a la parte trasera (Bertoldi 1989). Para que esto ocurra Kahn (1954) da cierto criterios, en los cuales dice que la radiación no debe ser muy débil o demasiado fuerte.

Esto es todo muy confuso y revuelto.

Pensé que ya había corregido esto en un comentario en el Overleaf

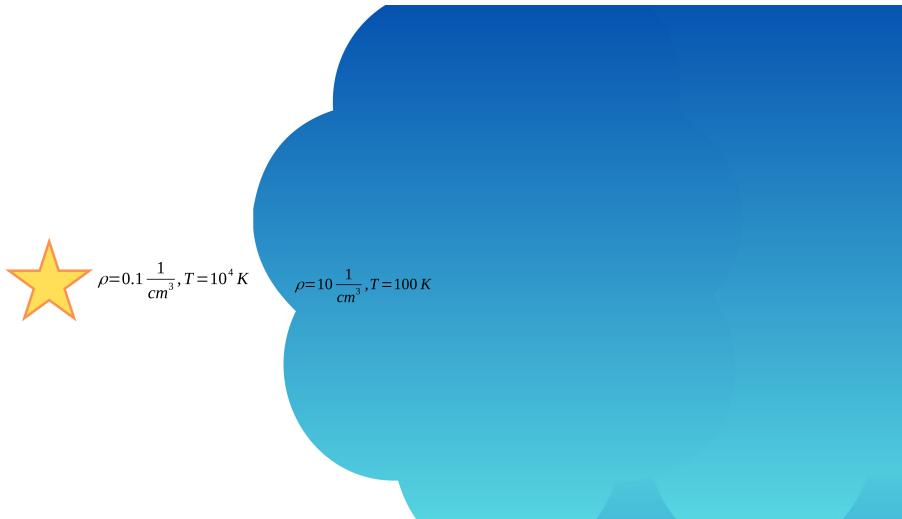


Figura 1.4: Esquema inicial utilizado en Kahn (1954)

1.2. Estrellas Wolf-Rayet y sus vientos

Las estrellas WR (Wolf-Rayet) son estrellas evolucionadas de estrellas masivas, como estrellas tipo O, que tienen una alta pérdida de masa debido a sus grandes vientos y fueron nombradas así después de que Charles Wolf y Georges Rayet identificaran 3 estrellas en Cygnus con sus anchas líneas de emisión que las caracterizan muy bien.

Estas estrellas se caracterizan principalmente por sus fuertes vientos que pueden ser del orden de ~ 1000 km/s, los cuales provocan sus líneas de emisión anchas. Así como también tienen una alta pérdida de masa $\sim 2-10 \times 10^{-5} M_{\odot}/yr$. Típicamente son estrellas de $10-25 M_{\odot}$ que son descendientes de estrellas tipo O y se caracterizan por tener intensas líneas de emisión de libre-libre desde el μm hasta el cm (Crowther [2007]).

A estas estrellas se les clasifica por el cociente que hay entre sus líneas de emisión intensa que las caracterizan. Smith (1968) las clasifica principalmente como WN a aquellas que son abundantes en He y N, WC a las que son abundantes en He y C. Además les pone un número para identificar esencialmente si son tipo tardío o temprano.

También están las estrellas WO que son abundantes en He y O, pero en realidad son una extensión de las WCE. Para las estrellas en las que detectamos una cantidad considerable de H en su atmósfera se les pone también una "h" (Smith et al. [1996]).

Debido a que no se han encontrado muchas estrellas WR se les suele asociar un número pero este número no tiene nada que ver con su índice espectral.

Este sueña
muy científica
y que nunca
explicó que
es WCE.
mejor quitar.

emisión libre-libre
es continuo —
no tiene que ver
con líneas!
Debes mencionar la
propiedad más
importante de
las estrellas WR —
que sus atmósferas
no tienen hidrógeno
(o tienen poco en
el caso de los de
subtipo "h")

Clasificación de estrellas WR	
Índice espectral	Tipo de estrellas
WN2–5	Tipo temprana, WNE (Early WN)
WN7–9	Tipo tardía, WNL (Late WN)
WC4–6	WCE
WC7–9	WCL

Tabla 1.1: Principal clasificación de estrellas WR según sus líneas de emisión. Dentro de las WC, las que se clasifican como WC6 pueden ser de tipo tardía o temprana.

¿Qué quiere decir
 temprano/tardía
 para las WR?
 Creo que es
 secuencia
 de temperatura

1.3 Estructura de esta tesis

[Breve descripción de cada
capítulo]

Capítulo 2

Modelos analíticos de flujos fotoevaporativos interactuando con una presión externa

En este capítulo vamos a describir el modelo que se propone para explicar la interacción que hay entre el flujo fotoevaporativo de un glóbulo y una presión externa. Este modelo en principio se puede aplicar a cualquier tipo de glóbulo como los que se mencionaron antes.

En este trabajo en especial vamos a tratar en específico la interacción del flujo fotoevaporativo de los glóbulos¹ en la nebulosa M1-67 y la presión RAM por parte del viento estelar de la estrella WR-124. La presencia de estos glóbulos en la nebulosa se puede apreciar mejor en la figura 3.3

Para esto hemos considerado que ya han pasado todas las fases mencionadas en la sección 1.1 y ahora estamos en un equilibrio de ionización. La forma del glóbulo en este modelo será esférico por simplicidad.

En esta interacción entre el flujo fotoevaporativo y el viento estelar, los cuales son supersónicos, se producen dos zonas chocadas y entre estas dos zonas una discontinuidad de contacto como se describe en la figura 2.1. De estas zonas esperamos ver solo el flujo fotoevaporativo chocado y no el viento estelar chocado ya que este último es menos denso además de que es no radiativo y la longitud de enfriamiento es más grande que la región de interacción

Cantó et al. (1996) trata de una manera formal la interacción entre dos flujos supersónicos en la cual considera dos fuentes separadas a una distancia D como en la figura 2.3. Cuando estos flujos que están interaccionando llegan a un equilibrio de presiones se forma una cáscara delgada.

¹Llamaremos glóbulos a los nudos que hay en la nebulosa por simplicidad.

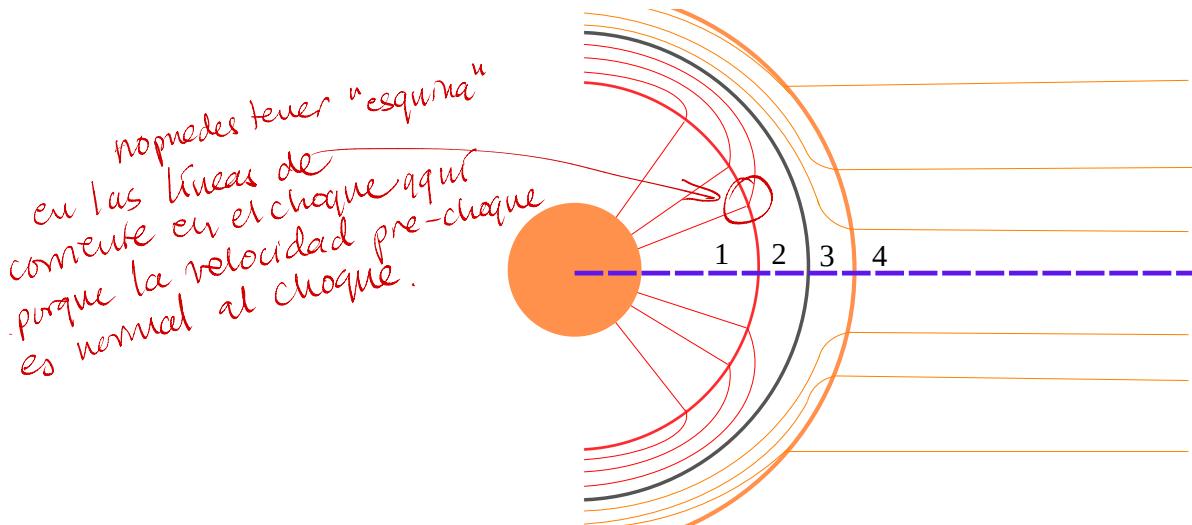


Figura 2.1: La interacción entre el flujo photoevaporativo y el viento estelar de una estrella forma 4 zonas. La línea punteada que une el centro del glóbulo con el centro de la estrella es el eje de simetría que vamos a considerar en el modelo, vemos como en esta línea tanto el viento estelar como la radicación inciden de forma perpendicular a la base del glóbulo y en dirección contraria viaja el flujo photoevaporativo. La zona 1 es donde el flujo photoevaporativo sale de la superficie del glóbulo con un número de Mach igual a 1 y va aumentando. La zona 2 es el flujo photoevaporativo chocado, la cual esperamos ver en las observaciones como una cáscara y nos vamos a referir a ella como la cáscara chocada. La zona 3 es el viento estelar chocado y la zona 4 es donde viaja el viento estelar supersónico, el cual es menos denso que el flujo photoevaporativo. La discontinuidad de contacto se da entre las zonas 2 y 3, la línea gris.

2.1. Modelo hidrodinámico estacionario

Para este modelo es importante mencionar que no estamos considerando ninguna fuerza de gravedad por parte de la estrella o del mismo glóbulo, así como tampoco ninguna otra fuerza externa. De igual manera, no vamos a considerar campos magnéticos por simplicidad. (*Referencia al apéndice*)

Para este trabajo en particular solo vamos a considerar como presión externa la presión RAM del viento estelar por parte de la estrella WR-124.

Tomando en cuenta que el tiempo en el que ocurren las fases mencionadas en la sección 1.1 es muy corto comparado con el tiempo de interacción que hay entre el flujo photoevaporativo y el viento estelar, vamos a suponer que la capa aislante producida por la radicación UV ya se ha formado y ahora estamos en equilibrio de ionización. Por lo que vamos a considerar este modelo como estacionario, es decir, que los tamaños del glóbulo y de la cáscara chocada los vamos a tomar como constantes ya que no cambiaran sus tamaños de manera significativa.

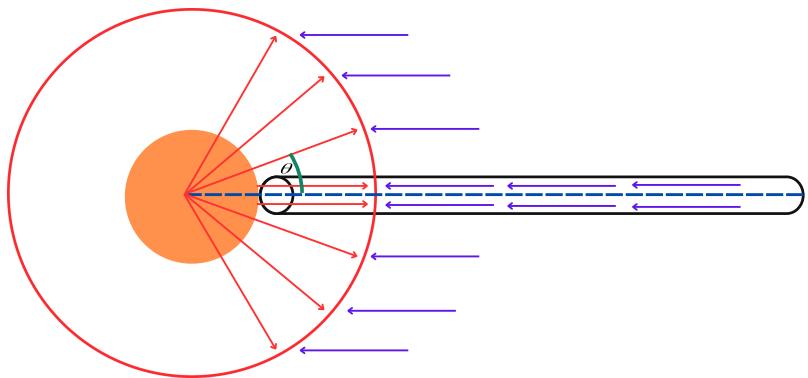


Figura 2.2: La radiación y el viento estelar viajan hacia el glóbulo como lo indican las flechas azules y vemos que inciden de manera perpendicular a la superficie del glóbulo en el eje de simetría. Mientras que el flujo fotoevaporativo por parte del glóbulo viaja como lo indican las flechas rojas, y por lo tanto en la interacción entre este flujo fotoevaporativo y el viento estelar debemos considerar cierto ángulo si no estamos en el eje de simetría.

En la figura 2.2 vemos que podemos simplificar este problema si ponemos un cilindro de radio pequeño alrededor del eje de simetría. En este cilindro podemos ignorar los movimientos transversales ya que los gradientes en estas direcciones son muy pequeños si los comparamos con los gradientes en la dirección axial.

Alrededor del eje de simetría podemos ver como tanto la radiación UV y el viento estelar inciden de manera perpendicular a la base del glóbulo y viajan en dirección contraria al flujo fotoevaporativo por parte del glóbulo. Por lo que aquí se puede considerar solo un problema radial y es más fácil de resolver. Fueras de este eje de simetría vemos que el flujo fotoevaporativo también viaja de forma radial pero ahora tiene cierto ángulo con respecto al eje de simetría. Esto hace que la interacción con el viento estelar sea diferente, ya que, además, este no incide de manera perpendicular a la base del glóbulo fuera del eje de simetría, como se puede ver en la figura 2.2. Es por esta razón que vamos a resolver este problema de manera unidimensional en el eje de simetría.

2.2. Ecuación de estado y equilibrio de ionización

Para este caso vamos a considerar que el gas que está interaccionando con el viento estelar de la estrella es un gas ideal, por lo que nuestra ecuación de

*Te recomiendo
quitar esto de
aquí. Estos
mezclando aspectos
del flujo fotoevaporativo
con la interacción
con el viento
sueña confuso -
Mejor decir
que primero
consideramos el
problema unidimensional
en el eje. Y luego
después, consideramos
qué cambia con otra θ.*

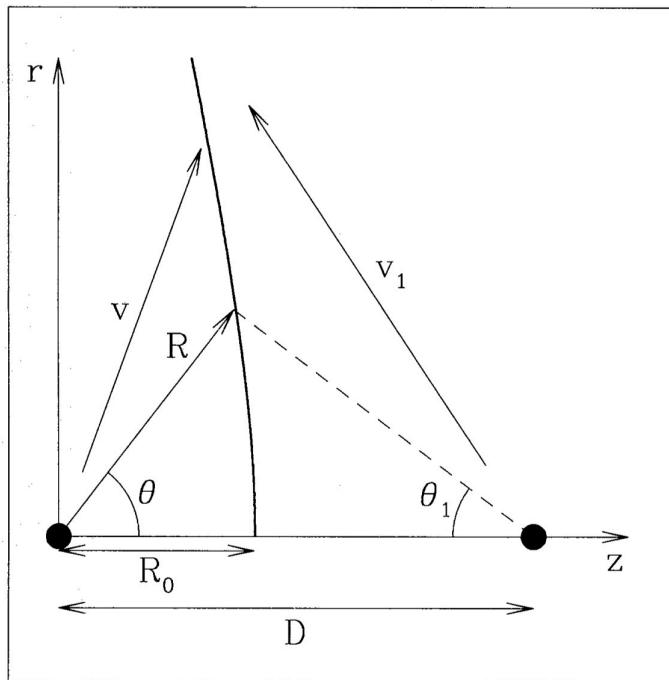


Figura 2.3: Interacción de dos flujos supersónicos las cuales son producidas por dos fuentes (puntos negro en el eje z) a una distancia D. En esta interacción se produce una cáscara delgada $R(\theta)$ cuando los flujos llegan a un equilibrio. Para este problema se considera simetría cilíndrica (Cantó et al., 1996).

estado será

$$PV = Nk_B T$$

donde P es la presión del gas, V su volumen, N es el número de partículas, k_B la constante de Boltzman y T es la temperatura. De aquí tenemos que

$$P = nk_B T = \frac{\rho k_B T}{\bar{m}}$$

donde n es la densidad numérica, ρ la densidad de masa y \bar{m} es la masa promedio. En este caso estamos considerando que el gas contiene principalmente hidrógeno y una pequeña fracción de helio, por lo que vamos a considerar una masa promedio de $0.6 m_p$ en el gas ionizado.

En este gas ideal vamos a tomar la velocidad del sonido isotérmica, la cual está dada por

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\bar{m}}}$$

dar números
a todas
las ecuaciones

de esta manera vemos que la velocidad del sonido en el gas ionizado solo depende de su temperatura. En este tipo de gases la velocidad del sonido es típicamente del orden de 10^6 cm s^{-1}

En este modelo vamos a considerar que ya ha sucedido la tormenta de partículas ionizantes, la fase de implosión y se ha formado la capa aislante como se mencionó en la sección 1.1 por lo que vamos a considerar que el flujo de fotones ionizantes por unidad de tiempo por parte de la estrella ionizante

$$S_* = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu$$



donde L_ν es la luminosidad de la estrella por unidad de frecuencia y ν_0 es la frecuencia a la que los fotones tienen energía de 13.6 eV, esta en equilibrio con la tasa total de recombinaciones que está dada por

solo el primer término es de las recomb. ~~$n_{recom} = n_{e} n_{i} h \alpha_B + n_{0} u_0$~~ *nuevas ionizaciones*
 donde α_B es el coeficiente de recombinación para el caso B. Este coeficiente de recombinación para el caso B toma en cuenta las recombinaciones a todos los niveles, excepto al nivel base, esto ya que el fotón liberado en esta recombinación al nivel base puede volver a ionizar algún otro átomo que se encuentre muy cerca. El segundo término se refiere a las partículas que cruzan el frente de ionización ya que, como ya habíamos mencionado antes, el frente de ionización avanza en dirección al globo por lo que debemos considerar las nuevas partículas que deben ionizarse.

*estoy seguro
que ya te
mencioné esto
¿no?*

flujo fotoevaporativo

2.3. Estructura del modelo

En este modelo estamos considerando un frente D-crítico para el frente de ionización [Shu, 1992], esto es, que en la parte neutra tenemos una expansión subsónica y hay un punto sónico interior al frente de ionización a partir del cual tendremos una expansión supersónica en la zona ionizada. En este caso por simplicidad vamos a considerar el frente de ionización como una discontinuidad en el que pasamos de tener gas no ionizado a tener un gas totalmente ionizado, por lo que tomaremos que el punto sónico se da justo en r_0 . Así que vamos a considerar que el gas tiene un número de Mach igual a 1 en r_0 y este va a ir aumentando conforme atraviesa toda la zona 1 de la figura 2.1 ya que se va expandiendo libremente. En principio podríamos tomar que tanto el radio del globo como la densidad en su superficie son parámetros libres, pero con las observaciones podemos medir el radio y la densidad la podemos calcular ya que esta debe ser consistente por haber considerado equilibrio de ionización.

Con este modelo se pretende ver hasta donde llegamos a un equilibrio de presión entre la presión por parte del flujo fotoevaporativo y la presión RAM del viento estelar. Para el caso de la presión del flujo fotoevaporativo vamos a considerar tanto la presión térmica como la hidrodinámica, por lo que la presión total en la base del globo está dada por

$$P_{tot} = P_{ter} + P_{hid} = n \bar{m} c_s^2 + n \bar{m} u^2 = \rho c_s^2 (1 + M^2)$$



En este caso, como ya habíamos mencionado antes, no estamos considerando presión magnética ni de radiación.

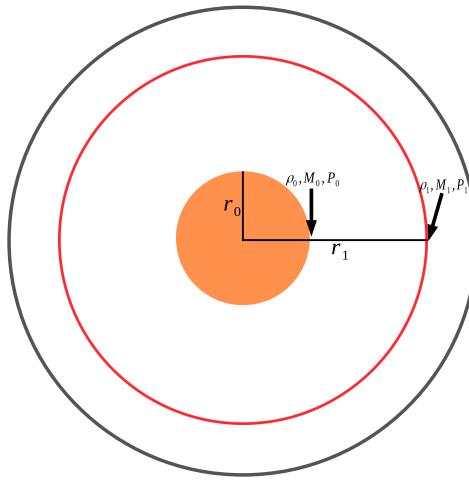


Figura 2.4: r_0 es el radio del glóbulo, la parte neutra, mientras que ρ_0, M_0 y P_0 son los valores que tenemos en la superficie del glóbulo y conforme estos avanzan con dirección a la estrella sus valores van cambiando hasta tener diferentes valores en r_1 , que es el radio del centro del glóbulo hasta la base del flujo fotoevaporativo chocado, ρ, M y P son los valores que tendrán en la base del flujo fotoevaporativo chocado.

Este equilibrio de presión se logrará a un radio r_1 que es donde la presión del flujo fotoevaporativo ha disminuido un fracción f de lo que era la presión inicial. Por lo que la presión cambia como

$$f = \frac{P}{P_0} = \frac{\rho c_s^2 (1 + M^2)}{\rho_0 c_s^2 (1 + 1)} = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{1 + M^2}{2} \quad (2.1)$$

Considerando la ecuación para la conservación de masa tenemos que

$$\rho r^2 M = \rho_0 r_0^2 \quad (2.2)$$

y finalmente, si consideramos la ecuación de Bernoulli isotérmica

$$\frac{v^2}{2} + c_s^2 \ln \rho = \text{constante} \quad \text{o} \quad \text{mathrm{constante}}$$

tenemos que

$$\frac{r}{r_0} = M^{-1/2} e^{\frac{M^2 - 1}{4}} \quad (2.3)$$

([Dyson, 1968](#)). Ahora que tenemos tres ecuaciones y tres incógnitas podemos resolver, en nuestro caso lo hicimos de manera numérica. Al resolver estas ecuaciones para diferentes f tenemos que tanto la presión como la densidad decaen

con el radio, mientras que el número de Mach aumenta como vemos en la figura 2.5

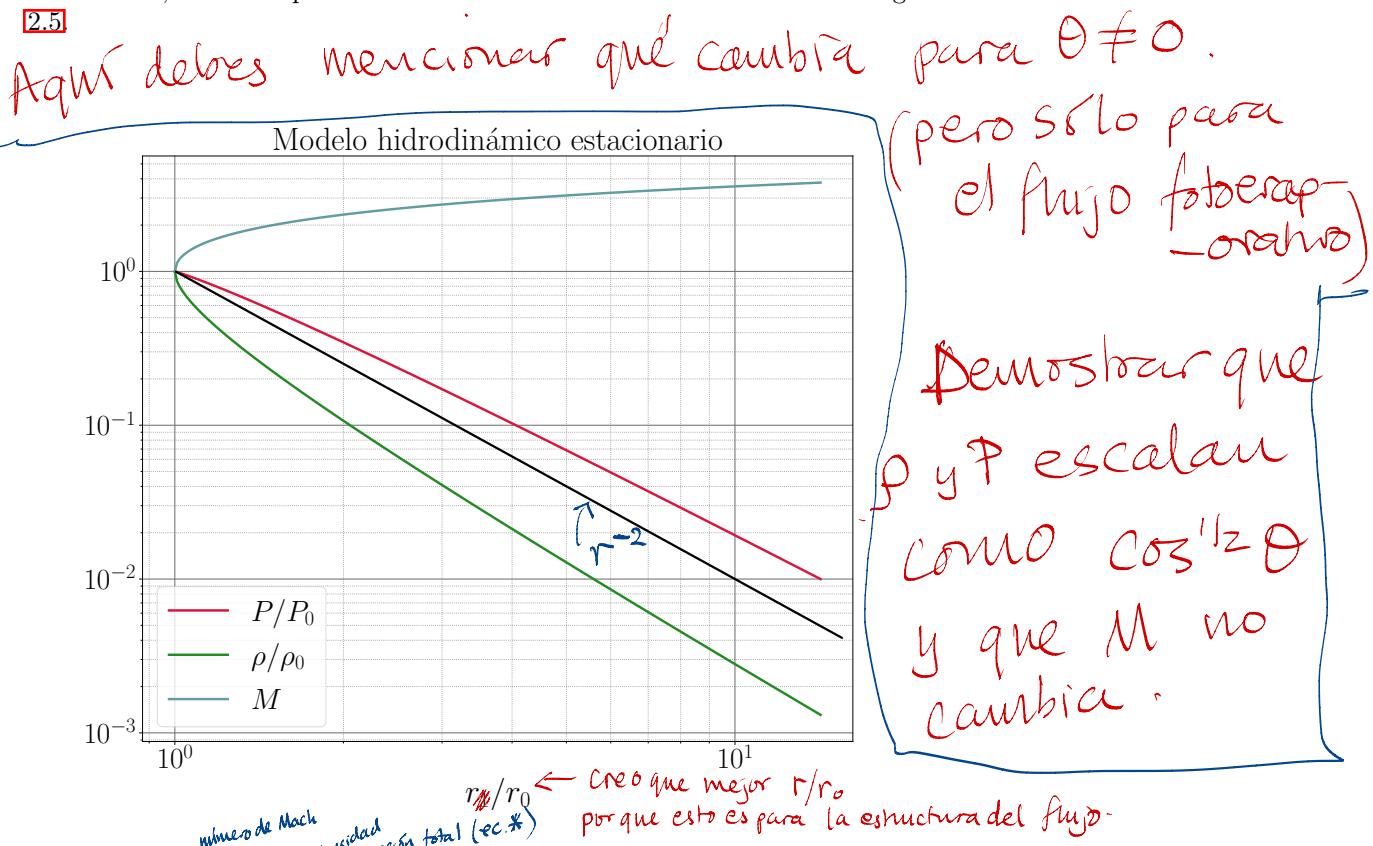


Figura 2.5: Gráfica de M , ρ y P normalizados como función de radio normalizado

También se indica una caída $\sim r^{-2}$. Se nota que la densidad cae más rápido que r^{-2} pero la presión total cae más lento, ambos debido a la aceleración del flujo.

2.4. Condiciones para la cáscara chocada

Cantó et al. (1996) en su descripción para interacción de dos flujos supersónicos da la solución a distintos parámetros β , el cual es la razón de los momentos de los flujos. Esto se puede ver en la figura 2.6 en la cual notamos que cuando el momento de un flujo es muy grande comparado con el otro la cáscara chocada se vuelve muy curva y está más cerca de la fuente cuyo flujo tiene menor momento.

En nuestro caso se puede ver que esta cáscara chocada está más cerca del glóbulo que de la estrella.

Ahora vamos a describir acerca de la interacción entre el viento estelar chocado y el flujo photoevaporativo chocado.

De la figura 2.1 vemos que en la línea naranja tendremos la presión RAM del viento estelar y este viento tiene una desaceleración por la diferencia de presiones hasta llegar a la discontinuidad de contacto donde tendremos una presión P_{DC}

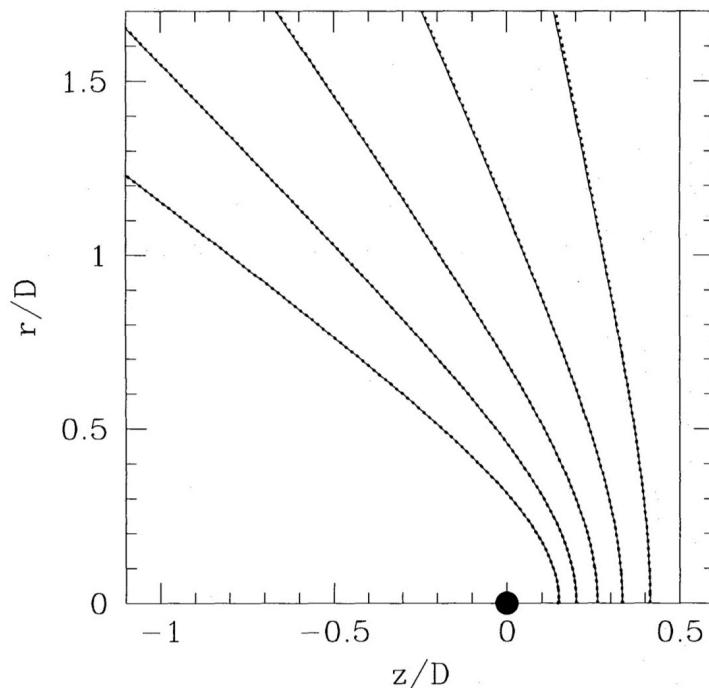


Figura 2.6: Formas de las distintas cáscaras chocadas a diferentes parámetros β . La línea vertical en $z/D=0.5$ corresponde a un parámetro $\beta = 1$ y las demás curvas corresponden a valores de 0.5, 0.25, 0.125, 0.0625 y 0.03125, entre más pequeño es β más curva se vuelve la cáscara chocada. La otra fuente se encuentra en $z/D=1$ (Cantó et al. [1996]).

Creo que mejor
quitar esto.
Es más bien que viento
 $P_{DC} = P_{RAM} + P_{viento}$
y despreciamos el
segundo término
ya que $M_{viento} \rightarrow 1$

Por
del doble equilibrio de presión:

que si la comparamos con la presión RAM del viento tendríamos que

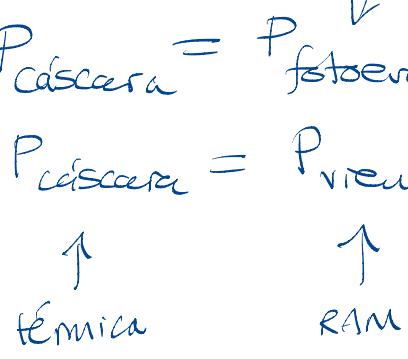
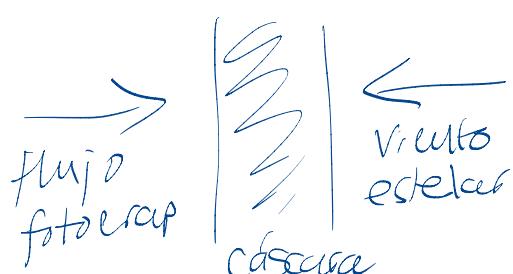
$$P_{RAM} = P_{DC} \left(1 + \frac{\alpha}{M^2} \right)$$

donde α es del orden de 1 y como recordamos el viento estelar es supersónico, en estrellas WR puede ser de hasta de $1 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ por lo que podríamos tener un número de Mach del orden de 100. Por lo que podríamos considerar que la presión en la discontinuidad de contacto está dada por la presión RAM del viento estelar.

Así, debes enfatizar aquí el concepto RAM + térmica

$$\text{INTERNA : } P_{\text{cáscara}} = P_{\text{fotoevap.}}$$

$$\text{EXTERNA : } P_{\text{cáscara}} = P_{\text{viento.}}$$



Apéndice A

Estimación de fuerzas en el flujo photoevaporativo ionizado

En estas estimaciones de las diferentes fuerzas solo haremos aproximaciones por lo que en todas las estimaciones vamos a ocupar los valores típicos de los ajustes (tabla 4.1 y 5.1).

Para comparar las distintas fuerzas es más conveniente comparar las presiones o aceleraciones ya que estas son fuerza por unidad de área o fuerza por unidad de masa, respectivamente.

Primero vamos a considerar la aceleración provocada por el gradiente de presión, para esto tomamos la fuerza por unidad de masa la cual está dada por

$$\rho a = \frac{dP}{dr} \Rightarrow a = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial P}{\partial \rho}$$

Falta decir $a = \frac{c_s^2}{h_{eff}}$

como estamos considerando un gas isotermo, vemos que el último término es la velocidad del sonido cuadrada, mientras que a los otros términos son la escala de altura h , la cual está definida por

$$h^{-1} = \left| \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right| = \left| \frac{d \ln \rho}{dr} \right|$$

usando las ecuaciones de la sección 2.3 tenemos que

$$\frac{\rho}{\rho_0} = e^{\frac{1-M^2}{2}} \Rightarrow \ln \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1-M^2}{2}$$

$$\Rightarrow \frac{d \ln \frac{\rho}{\rho_0}}{dM} = -M$$

por otro lado usando que

$$\frac{r}{r_0} = M^{-1/2} e^{\frac{M^2-1}{2}}$$

\section{[TÍTULO CORTO]} {TÍTULO LARGO}

hay que usar argumento óptimal para el título corto

58 APÉNDICE A. ESTIMACIÓN DE FUERZAS EN EL FLUJO FOTOEVAPORATIVO IONIZADO

tenemos que

$$d\frac{r}{r_0} = e^{\frac{M^2-1}{4}} \left(-\frac{M^{-3/2}}{2} + \frac{M}{2M^{1/2}} \right) dM = \frac{e^{\frac{M^2-1}{4}}}{2} (M^{1/2} - M^{-3/2}) dM$$

$$\rightarrow M^{1/2} (1 - 1/M^2)$$

se ve
más bonito
así ¿no?

por lo que

$$h^{-1} = \left| \frac{2M}{e^{\frac{M^2-1}{4}} (M^{1/2} - M^{-3/2})} \right|$$

Mencionar que

$$h \rightarrow 0$$

que como podemos ver en la fig A.1 cerca de r_0 tenemos un valor del orden de 0.2. Por lo que el gradiente de presión nos da una aceleración de

$$a_p \approx \frac{c_s^2}{0.2r_0} = 3.8 \times 10^{-4} \text{ cm s}^{-2}$$

a $r = r_0$,
por lo tanto,

la aceleración
es infinito.

a un radio típico $r_0 \sim 0.135''$. Como el modelo se resolvió en el eje de simetría, tenemos que aquí los gradientes transversales son cero, mientras que si consideramos el modelo a cierto ángulo debemos considerar que el gradiente de densidad transversal es más pequeño, por un factor de 10 aproximadamente.

En realidad h
no puede ser menor que
el ancho
del frente
de ionización

$$\approx \frac{10}{n_0}$$

A.1. Fuerzas de gravedad

Hamann, W.-R. et al. (2019) estima una masa de $20-22 M_\odot$ para la estrella central, por lo que la fuerza de gravedad por parte de la estrella nos da un aceleración de

$$a_* = \frac{GM_*}{R^2} \approx 1.97 \times 10^{-9} \text{ cm/s}^2$$

con R una distancia típica entre la estrella y el glóbulo de $14.96''$. Si tomamos la distancia típica considerando el ángulo de inclinación i (Sección 5.2), vemos que esta aceleración es todavía más pequeña.

Ahora vamos a considerar la aceleración por parte de la gravedad del mismo glóbulo. Para esto, por parte del glóbulo tenemos una densidad ionizada típica de $1.37 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, un radio r_0 típico de $0.135''$ y un radio r_1 típico de $0.59''$. En el caso de la densidad neutra vamos suponer que en esta parte domina el campo magnético considerando, si consideramos un balance de presiones. Por lo que usando una velocidad de Alfvén en la parte neutra tenemos que $\rho_0 = \left(\frac{c_s}{v_A}\right)^2 \rho_1$, donde c_s es la velocidad del sonido en la parte ionizada y v_A es la velocidad de Alfvén que típicamente es de $1-3 \text{ km/s}$ en el medio interestelar. Si aún estuviéramos en la fase de implosión, entonces la densidad sería aún menor. Para la masa en la parte neutra tenemos que

$$M_n = \rho_0 V_0$$

donde ρ_0 es la densidad en la parte neutra y V_0 es el volumen de la esfera con radio r_0 , mientras que para la parte ionizada tenemos

$$M_i = \rho_1 V_1$$

Lo de la densidad neutra y la masa de los glóbulos
debe de ir en la DISCUSIÓN. Por lo tanto, no será necesario
repetir aquí.

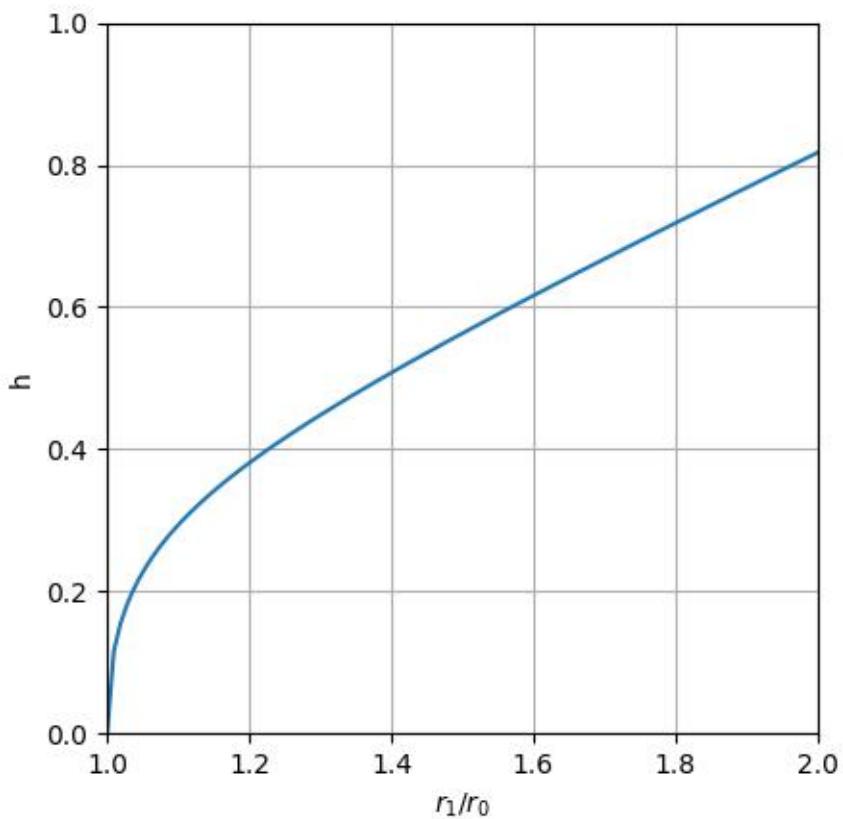


Figura A.1: Gráfica de h con respecto al radio normalizado. Vemos que cerca de donde tenemos la emisión en r_0/r_1 el valor de h es del orden de 0.1

60 APÉNDICE A. ESTIMACIÓN DE FUERZAS EN EL FLUJO FOTOEVAPORATIVO IONIZADO

donde ρ_1 es a densidad ionizada típica y V_1 es el volumen de la mitad de la cáscara que hay entre r_0 y r_1 , por lo que

$$V_1 = \frac{\frac{4}{3}\pi r_1^3 - \frac{4}{3}\pi r_0^3}{2} = \frac{2\pi}{3}(r_1^3 - r_0^3).$$

De esta manera tenemos que la masa total del glóbulo que vamos a considerar en la estimación de esta fuerza es $M_g = M_i + M_n \approx 7.87 \times 10^{-4} M_\odot$ (considerando una $v_A = 1 \text{ km s}^{-1}$) y la aceleración por parte de la fuerza de gravedad del mismo glóbulo es de

$$a_g = \frac{GM_g}{r_1^2} \approx 4.55 \times 10^{-11} \text{ cm/s}^2.$$

Si en esta estimación tomamos una v_A mayor, tendríamos una aceleración un poco menor. De igual, si consideramos la densidad ionizada de la tabla 5.1 esta aceleración no cambia mucho. Para el caso de los glóbulos que están en grupo, de igual manera podemos despreciar la aceleración por parte de los demás glóbulos, ya que por muy cercanos que estén, podemos considerar una distancia mínima de r_1 .

De esta manera tenemos que

$$a_g < a_* \ll a_p$$

donde a_g es la aceleración provocada por la gravedad del glóbulo, a_* la aceleración provocada por la estrella WR-124 y a_p la aceleración provocada por la diferencia de presiones en la zona chocada.

A.2. Presión de radiación

Vamos a considerar la presión de radiación ya que podemos suponer que todo el momento de los fotones ionizantes se va al flujo photoevaporativo, por lo que si consideramos que todo la radiación ionizante es absorbida en el flujo photoevaporativo entonces tememos que para la radiación ionizante $Q = 1.25 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$, según la tabla 3.1 tendríamos una intensidad de

$$\frac{Qh\nu}{4\pi R^2} = \frac{2.74 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}}{4\pi R^2} \approx 6.8 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Creo que usamos R mayúscula para la separación

para la frecuencia de 1 Ry, el cual es un límite inferior para los fotones que son capaces de ionizar el gas neutro, esto a una distancia típica de los glóbulos. Por lo que tendríamos una presión de radiación de $P_r \approx 2.26 \times 10^{-10} \text{ dyn cm}^{-2}$ la cual es una presión menor a la presión RAM del viento estelar o a la presión de los glóbulos. Esto se puede ver en la figura 5.2 donde las presiones son del orden de $1 \times 10^{-9} \text{ dyn cm}^{-2}$.

también se debe comparar con Lbol / $4\pi R^2$ para incluir el caso en donde la radiación no-ionizante aporta presión.

Esto se debe comparar solamente con C_s^2/h ,

ya que la mayoría de la absorción ocurre en la base del flujo cerca del frente de ionización.

Para comparar con P_{ram} del viento, hay que calcular la P_{rad} como $\frac{L}{4\pi R^2 C} (1 - e^{-\tau_s}) \approx \frac{\tau_s L}{4\pi R^2 C}$ donde τ_s es la profundidad óptica de la cáscara

Apéndice B

¿Es "Tiempos de escala" o "Escalas de tiempo"?
o tal vez
"Escalas temporales"

Tiempos de escala

B.1. Tiempo dinámico

Usando los valores de la tabla 4.1 para el flujo fotoevaporativo tenemos un tiempo dinámico

$$t_{DF} = \frac{R_{shell}}{v} \approx 5.27 \times 10^{10} \text{ s} = 1.67 \times 10^3 \text{ yr.}$$

[Marchenko et al. (2010)] estima una velocidad de expansión para la nebulosa de $42\text{--}46 \text{ km s}^{-1}$ por lo que para la nebulosa tenemos un tiempo dinámico de

$$t_{DN} = \frac{R_{nebula}}{v_{exp}} \approx \frac{1.5 \text{ pc}}{46 \text{ km s}^{-1}} = 1 \times 10^{12} \text{ s} = 3.18 \times 10^4 \text{ yr}$$

B.2. Tiempo de recombinación

Usando la densidad promedio de la tabla 4.1 tenemos un tiempo de recombinación

$$t_r = \frac{1}{\alpha_B n} \approx 3.64 \times 10^9 \text{ s} = 115.64 \text{ yr}$$

Para el caso del tiempo de calentamiento-enfriamiento, vamos a considerar que es de 3–5 veces menor que el tiempo de recombinación.

Así tenemos que

$$t_{cool} < t_r < t_{DF} < t_{DN}$$

En este es para n_0 ,
pero n baja
con radio

Apéndice C

Estimación de la densidad en el frente de ionización

En el modelo hemos supuesto que en el frente de ionización el flujo ionizante debe compararse con dos cosas, una son las recombinaciones en el frente de ionización y la otra es con las nuevas partículas que atraviesan el frente de ionización, el término de advección, por lo que tenemos que

$$F_0 = n_{i,0}u_{i,0} + \int n^2\alpha_B dr = n_{i,0}u_{i,0} + n_0^2h_1\alpha_B$$

donde F_0 es la tasa de fotones ionizantes, n_0 la densidad ionizada, u_0 la velocidad del gas ionizado y h_1 es la anchura efectiva que se define como

$$n_0^2h_1 = \int n^2 dr,$$

el cual se puede estimar usando las ecuaciones de la sección 2.3. Por lo que tendríamos que

$$h_1 = \int_0^\infty \left(\frac{n(r)}{n_0}\right)^2 dr = r_0 \int_1^\infty \frac{\exp(\frac{3}{4}(1-M^2))}{2} (M^{1/2} - M^{3/2}) dM \approx 0.12r_0.$$

Por otra parte, si suponemos un equilibrio de presión entre la parte neutra y la ionizada en el frente de ionización, tendríamos que

$$n_{i,0}(u_{i,0}^2 + c_{s,i}^2) = n_0(u_0^2 + c_{s,0}^2 + v_A^2)$$

donde $n_{i,0}$, $u_{i,0}$ y $c_{s,i}$ con la densidad, la velocidad del gas y la velocidad del sonido en la parte ionizada, respectivamente, mientras que n_0 , u_0 , $c_{s,0}$ y v_A son la densidad, la velocidad del gas, la velocidad del sonido y la velocidad de Alfvén para la parte neutra. Para la parte neutra vamos a suponer que está dominada por el campo magnético y como tal vamos a suponer que la velocidad de Alfvén es la que domina aquí, para la velocidad del sonido en la parte neutra vamos a

64 APÉNDICE C. ESTIMACIÓN DE LA DENSIDAD EN EL FRENTE DE IONIZACIÓN

tomar un valor de 0.5 km s^{-1} , finalmente, para la velocidad del gas en la parte neutra vamos a suponer que es demasiado pequeña, comparada con las otras velocidades, por lo que la vamos a despreciar. Para la parte ionizada vamos a tomar que $u_{i,0} = c_{s,i}$. De esta manera, para la densidad en la parte neutra tenemos que

$$n_0 = 2n_{i,0} \left(\frac{c_{s,i}^2}{c_{s,0}^2 + v_A^2} \right)$$

Usando los valores típicos de la tabla 4.1, tenemos una densidad en el rango de $2.44\text{--}18.09 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, usando una velocidad de Alfvén típica en el medio interestelar, $1\text{--}3 \text{ km s}^{-1}$.

Con esto, para el término de advección tenemos valores del orden de $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mientras que para las recombinaciones tenemos valores en el rango de $2.71\text{--}13.36 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, por lo que podemos ignorar el término de advección y quedarnos solo con las recombinaciones. Por lo que, podemos suponer que un equilibrio de ionización entre las recombinaciones y la tasa de fotones ionizantes.

Apéndice D

Corrección en la estimación de los brillos

En la Sección 5.1 usamos los resultados obtenidos a partir de las observaciones para comparar con el modelo. Por lo que ahora vamos a calcular las correcciones a los brillos estimados, tanto de la parte interna como de la cáscara, por efectos instrumentales.

En el caso de la cáscara, vamos a ignorar estas correcciones debido a que está bien resuelta y el brillo no se ve reducido por el PSF del telescopio.

Por otro lado, para la parte interna tenemos un radio muy pequeño. De hecho es casi un píxel en las observaciones del HST. Así que para esta corrección vamos a considerar dos efectos instrumentales, uno por el efecto del PSF y el otro por el tamaño del píxel.

Si asumimos que el perfil de brillo real tiene un perfil gaussiano como función de la distancia r

$$B(r) = B_0 e^{-r^2/2\sigma_0}$$

tenemos que el flujo total está dado como

$$F_0 = \iint_{-\infty}^{\infty} B(r) dx dy = B_0 \pi r_{eff}^2 = B_0 2\pi \sigma_0^2.$$

Para considerar estas correcciones por los dos efectos instrumentales, vamos a asumir que estos también están dados por perfiles gaussianos. De este modo, al convolucionar dos perfiles gaussianos con parámetros σ_1 y σ_2 , tenemos que

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$$

donde σ sería el parámetro de los dos perfiles convolucionados.

En nuestro caso, lo que observamos es el perfil del brillo real convolucionado con el perfil del PSF y el perfil de las rendijas de los píxeles. Entonces

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma_0^2 + \sigma_{PSF}^2 + \sigma_{pix}^2$$

66 APÉNDICE D. CORRECCIÓN EN LA ESTIMACIÓN DE LOS BRILLOS

donde $\sigma_{PSF} = \frac{W_{PSF}}{2\sqrt{2}\ln 2}$, siendo W_{PSF} el ancho del PSF a la altura media, y $\sigma_{pix} = \frac{\Delta X_{pix}}{\sqrt{2\pi}}$, siendo ΔX_{pix} el tamaño del píxel. Entonces, para comparar el los brillos reales y los observados tenemos que

$$\begin{aligned}\frac{F_0}{F_{obs}} &= \frac{B_0 \sigma_0^2}{B_{obs} \sigma_{obs}^2} = \frac{B_0}{B_{obs}} \frac{\sigma_0^2}{\sigma_0^2 + \sigma_{PSF}^2 + \sigma_{pix}^2} \\ &\Rightarrow \frac{B_0}{B_{obs}} = 1 + \frac{\sigma_{PSF}^2 + \sigma_{pix}^2}{\sigma_0^2}.\end{aligned}$$

Debido a que usamos un solo radio para todos los glóbulos, esta corrección es solo una constante, y gracias a este valor, los datos obtenidos a partir de las observaciones se ajustan muy bien al modelo propuesto.