

Capítulo 6

Discusión

Dividir en secciones
para dar mejor organización.

Agregar párrato introductorio
donde describas que
vas a discutir

Considerando que Zavala et al. (2022) estima que la nebulosa planetaria se formó hace unos 11.8 kyr, podríamos suponer que las fases mencionadas en la sección 1.1 ya han pasado y esto es importante porque si estuviéramos en otra fase como en la de implosión, los radios cambiarían además que las presiones que consideramos podrían aún no estar en equilibrio. En el caso de no estar aún en el equilibrio de presiones indicaría que esta interacción entre el flujo fotoevaporativo y el viento estelar se formó recientemente.

No entiendo
bien cual es
el propósito de
este párrato

Como ya habíamos mencionado, hay algunos glóbulos que se encuentran en grupo tal como se ve en la figura 6.1. En estos casos la detección de la cáscara chocada es un poco difícil por las siguientes razones. En la imagen de arriba de la figura 6.1 vemos un claro ejemplo de que cuando dos glóbulos estén muy cercanos se pueden confundir con que sea un solo glóbulo, como es el caso de los que están marcados con círculos azules. De esta manera nos podríamos confundir en el tamaño de la parte neutra del glóbulo y sobreestimarla. Detrás de estos glóbulos se encuentran otros dos glóbulos cercanos (marcados con círculos negros), debido a la proyección en el cielo, estos parecen estar en la estela de los glóbulos marcados con círculos azules, por lo que en principio no podríamos detectar bien una cáscara chocada. Por otro lado tenemos el glóbulo marcado con un círculo rojo. Este glóbulo es más pequeño que los otros que están en el grupo y aparentemente su cáscara chocada está muy cerca del glóbulo pero en realidad esta cáscara parece ser del par de glóbulos marcados con círculos azules. Algo similar pasa con el glóbulo marcado con el círculo verde, el cual aparentemente no tiene una cáscara pero pareciera estar en la cáscara chocada de algún otro glóbulo.

Este texto
puede ir
en una
sección llamada
"Complicaciones
en la identificación
de cáscaras"
o algo así

En la imagen inferior de la figura 6.1 de igual manera vemos un grupo de glóbulos, pero en esta ocasión están lo suficientemente lejos como para no confundir sus respectivas cáscaras. El problema aquí es que ahora las cáscaras están cerca la una de la otra, por lo que la emisión de una afecta a otras. En este ejemplo en particular, vemos que las cáscaras más grandes contaminan a las más pequeñas en cuanto a su emisión.



Figura 6.1: Estos son algunos ejemplos de los grupos de glóbulos que se encontraron en la nebulosa. En la imagen de arriba tenemos varios problemas, entre ellos identificar si es uno o más glóbulos para el caso de los que están muy cerca y saber de qué glóbulo viene cada cáscara chocada, en caso de detectarla. En la imagen de abajo vemos como la cercanía entre glóbulos hace que la emisión de una cáscara chocada se vea afectada por otra cercana.

Selección cm
titulo:
n Masa de
los globulos n

Grosdidier et al. (1998) en su análisis a la nebulosa M1-67, encuentran unos puntos brillantes de $0.2\text{--}0.3''$, a los cuales les estima una densidad ionizada de $4800\text{--}12.000 \text{ cm}^{-3}$. Estos puntos brillantes parecen ser en su mayoría nuestros glóbulos encontrados. Su estimación de la densidad ionizada es congruente con nuestras densidades encontradas, las cuales son del orden de 10^3 cm^{-3} , solo que en nuestro caso consideramos tamaños más pequeños ya que en nuestro caso usamos las observaciones del JWST para saber que estos son glóbulos.

En el Apéndice C damos más detalles de como estimamos la densidad neutra considerando un equilibrio de presiones entre la parte neutra y la parte ionizada. Aquí encontramos que, si consideramos este equilibrio de presiones en el frente de ionización, entonces tenemos densidades en el rango de $1.25\text{--}11.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-4}$ y como estamos considerando un equilibrio con la tasa de fotones ionizantes, obtenemos que, para estas densidades necesitaremos una tasa de fotones ionizantes en el rango de $1.33\text{--}73.18 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Usando que $S_* = 10^{49.1} \text{ s}^{-1}$

pero la
densidad
neutra
no tiene
que ver
con
La tasa
de fotones
ionizantes

No entiendo
que estas haciendo
con esa figura.

Tenemos mediciones
de la densidad en el frente
de ionización por medio de los
ajustes a las imágenes H α

49

(Tabla 3.1) tenemos que la tasa de fotones ionizantes está dentro del rango obtenido en el Apéndice C por lo que nuestras suposiciones de que la parte neutra está dominada por el campo magnético y que además está en un equilibrio de presiones con la parte ionizada está bien. Con estos resultados tenemos además que, la razón entre la densidad neutra y la ionizada está en un rango aproximado de 10^{-1} - 10^{-2} , el cual está en el rango del modelo.

En la figura 6.2 hacemos una comparación de las densidades calculadas con el modelo. Vemos que si bien algunos puntos están un poco lejos del modelo, esto es pura estimación, ya que en realidad no sabemos mucho acerca del glóbulo en el frente de ionización. Aún así, estas estimaciones se acercan mucho en su mayoría. Vemos por ejemplo, que en el caso de tomar la distancia proyectada del glóbulo a la estrella, en promedio se parece al modelo. Por otro lado, usando la corrección por ángulo para tener la distancia real, este parece ser un poco mayor al modelo cuando la cáscara chocada se encuentra más lejos del glóbulo.

Con estas densidades obtenidas para la parte neutra, tenemos masas en el rango de 2.34 - $21.15 \times 10^{-4} M_{\odot}$.

Sección de masas.

Lo que debes tener aquí es una estimación de la masa total de globulos. Y comparar con la masa de la nebulosa ionizada.

También calculas la tasa de pérdida de masa.

$$m \sim T V_{\infty}^2 N_{i,0} M_{H,0} C_{Si}$$

Luego calculas tiempo de vida

$$t_{vida} = M / m$$

de los globulos

y conservar

con la edad

dinámica de

la nebulosa.

Esto va en la sección de complicaciones

La corrección por ángulo en principio se puede aplicar solo a los glóbulos cuya presión de la cáscara es menor que la presión RAM. Si la presión de la cáscara fuera mayor que la presión RAM del viento entonces la cáscara se tendría que expandir hasta encontrar un equilibrio con la presión RAM. Esto en caso de tener un solo glóbulo, pero también podríamos tener un escenario como se muestra en la figura 6.3. En esta figura se ve como la presión RAM primero actúa sobre el glóbulo más cercano a la estrella, en cambio para el otro glóbulo esta presión externa se ve afectada por la interacción anterior. Por lo que la presión RAM no actúa directamente sobre el glóbulo más lejano. Estos glóbulos fueron descartados debido a que en la cáscara podría haber material del otro glóbulo y que tendríamos que calcular la presión que actúa sobre ellos ya que la presión RAM se vio afectada por una primer interacción.

Esto también

En la figura 5.2 vemos como un glóbulo tiene una presión mayor la presión RAM. Para este glóbulo en particular hay dos cosas que notar, considerando la barra de error este aún podría tener una presión menor o igual que la presión RAM del viento estelar y también puede que este contaminado por la emisión de la nebulosa, esto debido a que su brillos, tanto en la parte interna como en la cáscara son muy grandes, por lo que podríamos estar sobre estimando la presión de la cáscara.

En esta corrección por ángulo no esperamos ver glóbulos con un ángulo de inclinación de $\pm 90^\circ$ ya que estos estarían totalmente de espaldas o de frente, en cualquier caso estos no los podríamos ver porque se verían afectados por la emisión de la estrella WR ya que en proyección estarían muy cerca de la estrella.

En estas correcciones por proyección se tomó en cuenta que la densidad cae con el ángulo y que en promedio esto decae como $\cos^{1/2} i$ (Sección 5.2). Pero si

CAPÍTULO 6. DISCUSIÓN

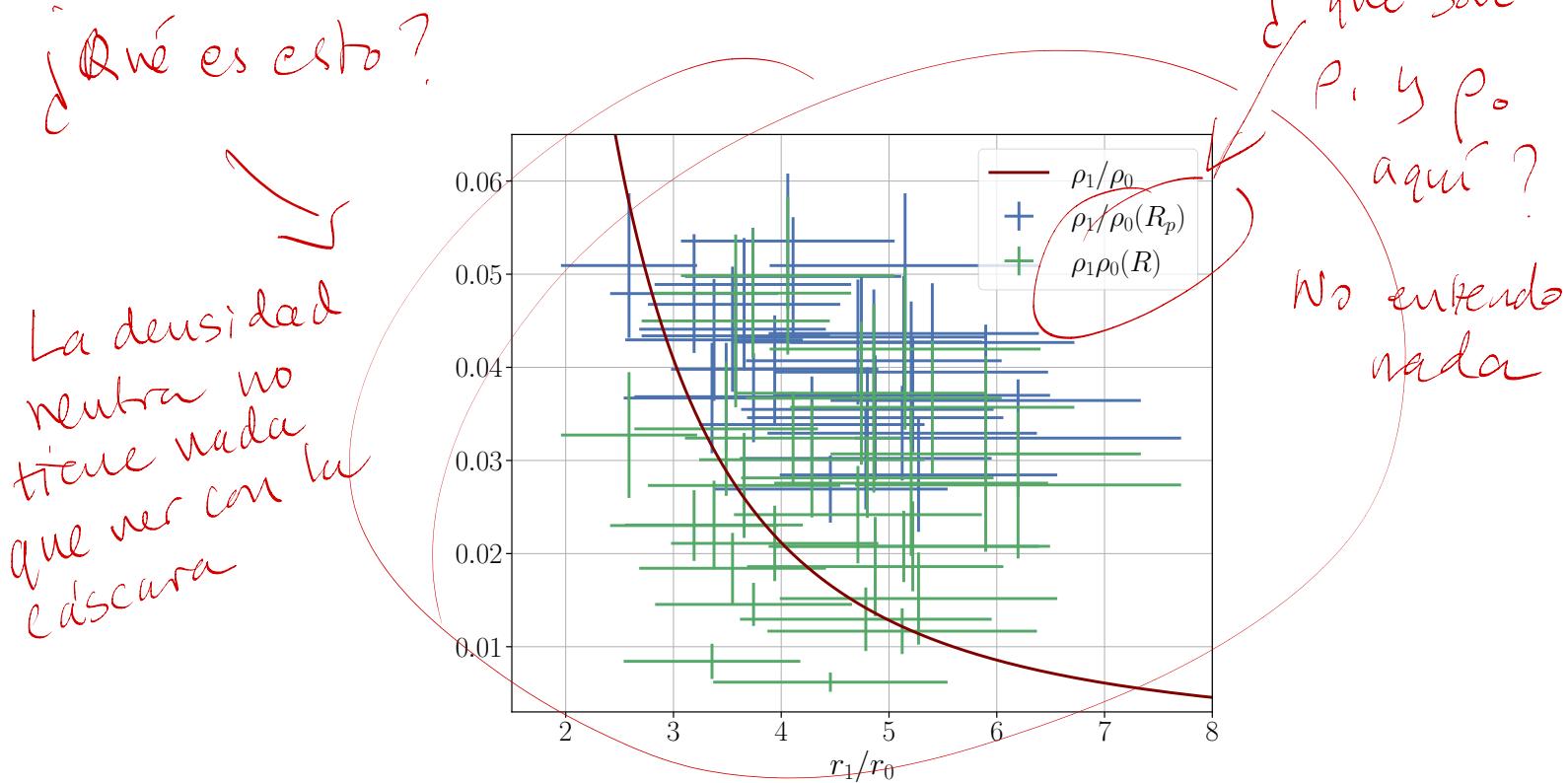


Figura 6.2: A partir del equilibrio de presiones entre la parte neutra y la parte ionizada, calculamos la densidad neutra como función de la tasa de fotones ionizantes usando los datos de la tabla 3.1. La línea continua es la predicción teórica del modelo de ρ_1/ρ_0 . Los puntos verdes son ρ_1/ρ_0 estimando la densidad neutra con la separación proyectada que vemos en el cielo. los puntos azules es ρ_1/ρ_0 estimando la densidad neutra con la separación real (Sección 5.2).

consideramos que la densidad no decae con el ángulo entonces tendríamos que

$$P_g(i) = \frac{\dot{M}v_\infty}{4\pi R_p^2} \cos^2 i,$$

esto a ángulos pequeños no vemos un gran diferencia pero a grandes ángulos sí, y como vemos en la figura 6.4 esto afecta más a los glóbulos que están más cerca de la estrella.

Si tomamos este ángulo en la corrección por protección, entonces los punto de $\rho_1/\rho_0(R)$ en la figura 6.2 estaría aún más por encima de los puntos azules en la misma figura. Esto nos hace creer que la densidad sí decae con el ángulo. Además tendríamos que los glóbulos estarían a más de $20''$ de distancia de la estrella, lo cual es una distancia muy grande. Y en el caso de los glóbulos más cercanos,

No
entiendo
nada
de
esto

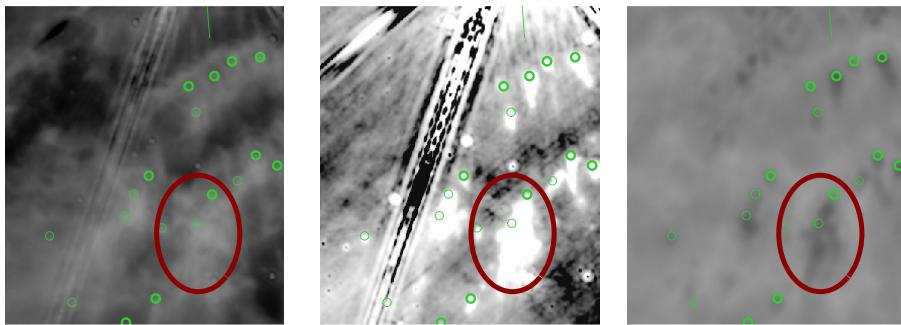


Figura 6.3: Dentro del círculo rojo un caso en el que dos glóbulos están unidos. En la imagen de la izquierda (gas ionizado) no se puede ver claramente si los glóbulos están juntos o no. En cambio, en la imagen de la derecha (f1130w) vemos como el glóbulo más lejano está interactuando con la estela del otro glóbulo cercano, y en la imagen central (gas neutro) vemos como sus partes neutras parecen estar incluso juntas. En situaciones como esta, es muy probable que el glóbulo no este interactuando con el viento estelar directamente, por lo que, en caso de tener una cáscara chocada, no podríamos comparar muy bien con el modelo debido a que la presión con la que está interactuando es distinta a la presión RAM del viento.

considerando la distancia proyectada, tendrían un ángulo de inclinación aún más grande, de unos 80° , lo cual ya no es tan creíble.

Zavala et al. (2022) utilizando espectroscopía de rendijas en ciertas partes de la nebulosa midió las velocidades en estas regiones. Una de las observaciones se realizó en $H\alpha$ y además se realizó por donde están algunos de estos glóbulos. En la figura 6.6 vemos que los glóbulos localizados parecen estar al menos a una distancia de $\sim 14''$, la cual coincide con las distancias reales, considerando el ángulo de inclinación y que la densidad decrece con el ángulo, por lo que nuevamente, nos hace pensar que la corrección por ángulo de proyección de la Sección 5.2 está bien. En la figura 6.5 podemos ver la comparación con otra medición independiente del ángulo de inclinación. Con estas dos comparaciones, podemos decir que los glóbulos están al menos a una distancia mayor de $10''$ de la estrella.

En la figura 5.2 vemos un pequeño grupo de glóbulos que se encuentra a unos $10''$ de distancia de la estrella, distancia proyectada. Con la corrección por ángulo, tenemos que estos se encuentran a unos $14''$ de distancia. Estas distancias están entre la elipse morada y la elipse rosa, lo cual nos hace pensar que, al menos este grupo, se encuentra en una cáscara hueca que está delimitada por estas dos elipses. De igual manera, podemos ver otros grupos en otras cáscaras más lejanas, pero el grupo que está a unos $14''$ parece ser más numerosa. Por lo que puede haber una diferencia de edad entre los glóbulos más cercanos y los más lejanos. En la figura 6.6 vemos como la mayoría de los glóbulos en las elipses más pequeñas tienen una velocidad muy similar, mientras que los glóbulos que

Sección:
"Distribución
tridimensional -
comparación
con evidencia
cinemática"

per el modelo
cinemático heur
 $\propto R$, entonces
todas tienen
la misma edad
por construcción

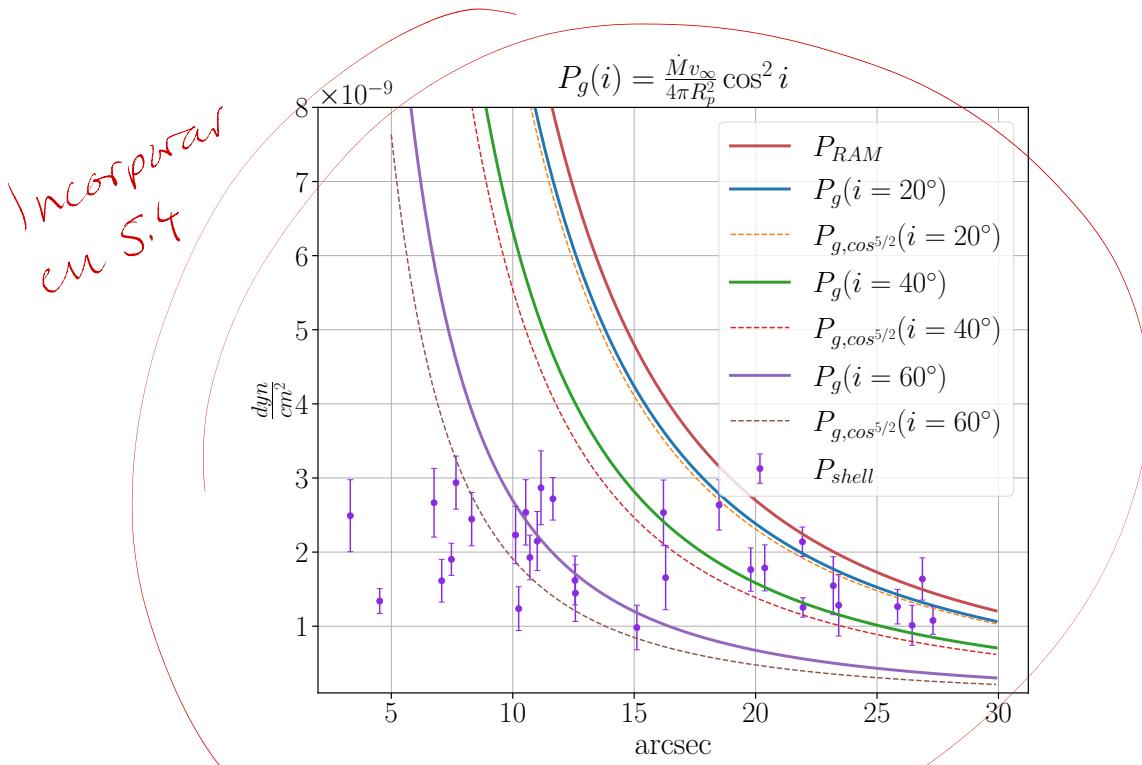


Figura 6.4: La línea continua roja es la presión RAM del viento estelar como función de la distancia real, las demás líneas continuas son las presiones de las cáscaras considerando cierto ángulo de inclinación i y que la densidad no decae con el ángulo. Las líneas discontinuas son las presiones de las cáscaras considerando cierto ángulo i y que la densidad también decae con el ángulo como $\cos^{-1/2}(i)$.

se encuentran en las elipses más grandes, tienden a tener una mayor variedad de velocidades. También vemos como la mayoría de los glóbulos encontrados se encuentran corridos al azul y muy pocos corridos al rojo. Si recordamos un poco la distribución de los glóbulos en la figura 3.4 vemos como ocurre algo similar en la figura 6.6. Se puede apreciar como en las rendijas más a la izquierda (rendija D y F), se encuentran más glóbulos en la parte de arriba y conforme nos vamos acercando a la estrella (rendija H) vemos más o menos la misma distribución de glóbulo en la parte de arriba que en la parte de abajo. Cuando nos volvemos a alejar en la dirección opuesta (rendija J y K) vemos como ahora hay más glóbulos en la parte de abajo.

El modelo propuesto en un principio está puesto para un escenario sencillo, un glóbulo que es radiado por una fuente, pero esto podría ampliarse un poco

Refalta
estíncial
la metodología
de determinación
de los
expertos
de los efectos

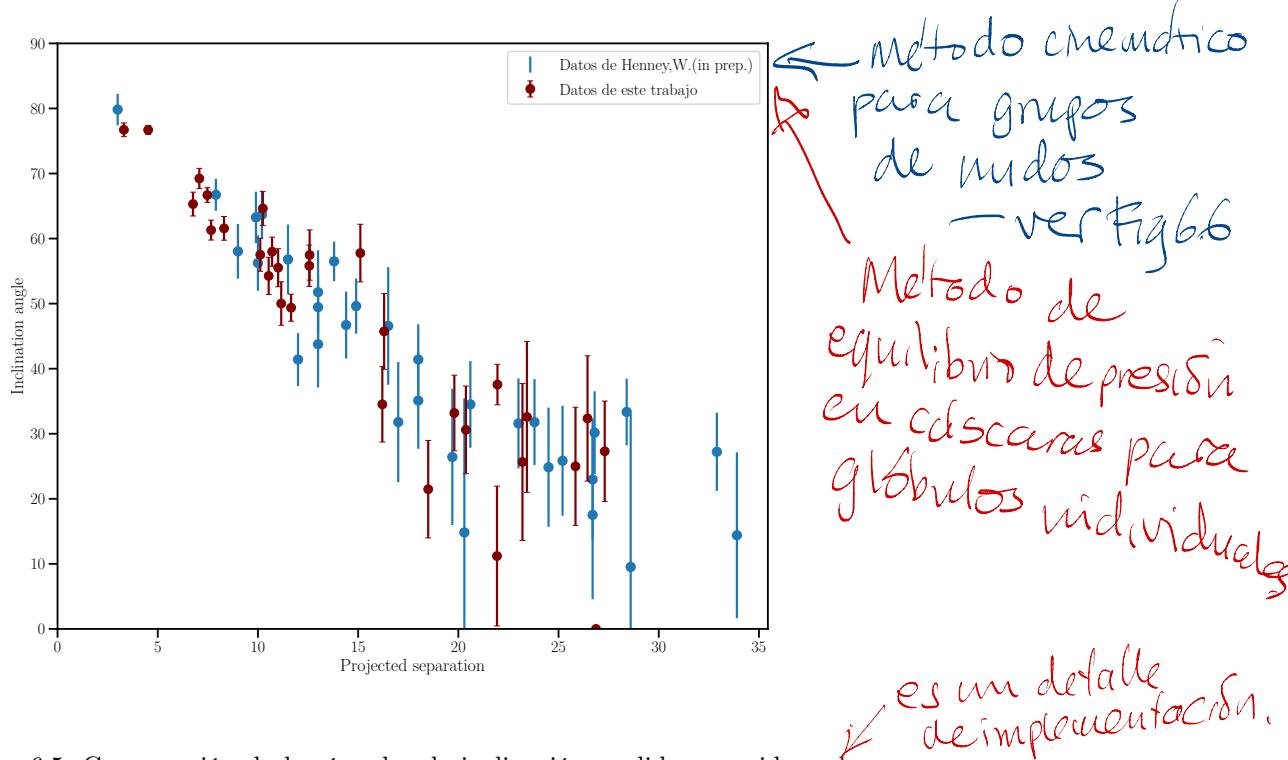


Figura 6.5: Comparación de los ángulos de inclinación medidos, ~~considerando que la densidad cae con el ángulo~~ de este trabajo con otro trabajo en preparación.

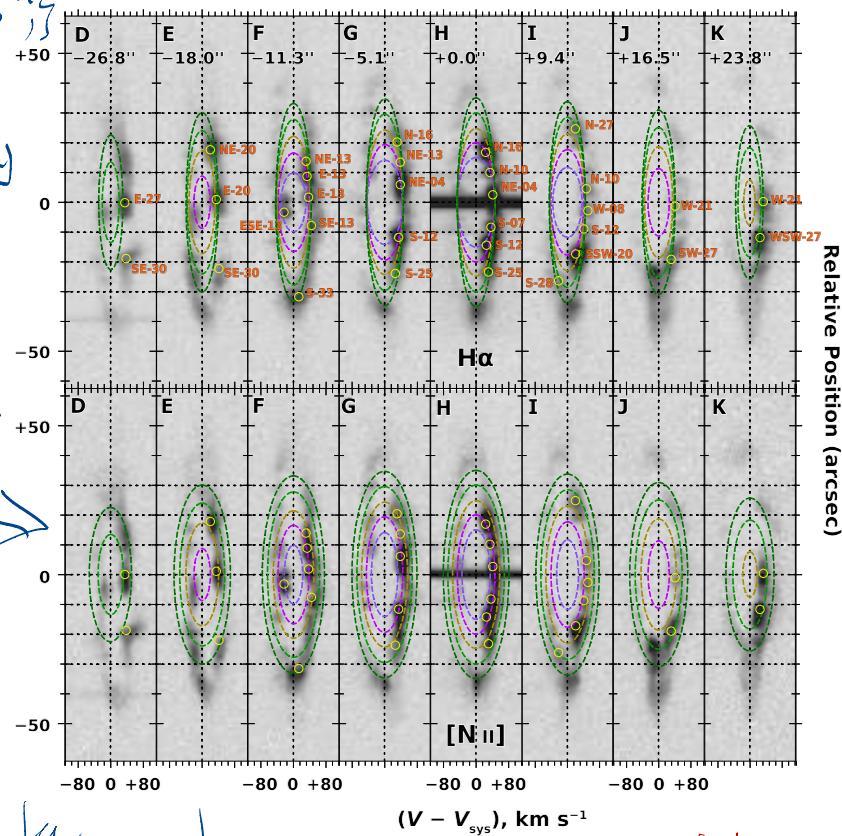
más si tenemos varias fuentes que radian al glóbulo y una de ellas es la que domina en cuanto al flujo de fotones ionizantes.

En este modelo asumimos que el viento estelar viaja de manera libre hacia el glóbulo, por lo que no podría aplicarse muy bien a los casos en los que la presión externa es modificada antes de llegar al glóbulo. Por ejemplo, el caso de la figura 6.3

↙ otra vez,
esto va
en la
sección de
“complicaciones”

Las elipses representan la predicción de un modelo de cáscaras esféricas con radios de $q(15, 20, 25, 30, 35"')$ todos con velocidad de 40 km/s

Aquí los elipses son del mismo modelo, pero con velocidad constante a radio $R=20"$ (normalizado a $v=40 \text{ km/s}$ en $R=20"$, creo, pero debes acercarte).



'Falta decir qué es la gráfica, y de dónde proviene!'
 Son espectros bidimensionales (imágenes velocidad - posición)
 de las líneas de H α y [N II]
 obtenidos con rendijas de
 orientación N-S y con
 diferentes desplazamientos
 E-W marcados en la
 parte superior. Viene
 del artículo de
 Zarza et al.

No son globulos individuales — Son grupos

Figura 6.6: Los globulos están marcados con círculos amarillos. Se ven como puntos brillantes debido a su gran emisión en H α . En todas las rendijas vemos como los globulos siguen la forma de elipses, lo que nos hace pensar que estos se encuentran dentro de cáscaras huecas, algunas más grandes que otras. La ellipse morada más interna en la rendija H tiene un círculo con radio de $14''$ y con forme nos alejamos de la estrella este círculo se va haciendo más pequeño hasta desaparecer en las rendijas E y J. Por otro lado, en las rendijas D y K vemos que los globulos más lejanos se encuentran en círculos de radios menores a $35''$ pero estos globulos no se consideraron en este trabajo debido a que no se detectaba bien una cáscara. En la emisión de H α , vemos que cuando nos acercamos a una posición relativa de cero, se nos es más difícil saber en que ellipse están los globulos, por lo que calcular su distancia verdadera es un problema, en cambio en la emisión de NII podemos diferenciar mejor las elipses.

Este tipo de discusión no pertenece al pie de figura — además, no creo que lo que dice sea correcto.

pero esto se debe a diferentes hipótesis — no tiene nada que ver con los datos —

Lo importante es describir como se usan los elipses para determinar la inclinación de cada globo

Capítulo 7

Conclusiones

Aquí puedes simplemente
resumir los resultados.

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.

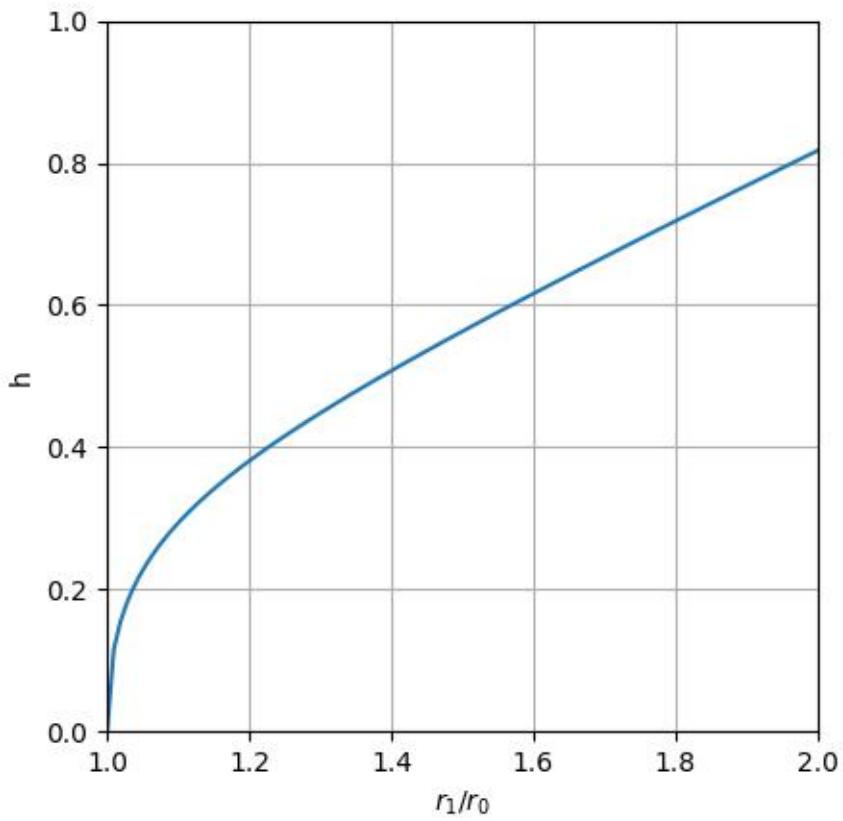


Figura A.1: Gráfica de h con respecto al radio normalizado. Vemos que cerca de donde tenemos la emisión en r_0/r_1 el valor de h es del orden de 0.1

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

$$P_m = \frac{B^2}{8\pi}$$

$$S_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi P}} \Rightarrow S^2 v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi} = 2P_m$$

$$\Rightarrow P_m = \frac{1}{2} S^2 v_A^2$$

Apéndice C Predicciones del modelo fotoevaporativo para ionizada

~~Estimación de la densidad en el frente de ionización y la densidad neutra en el globo~~

Sectores:
Densidad ionizada

Más bien que, suponiendo un estado estacionario
y que se puede despreciar absorción por
potro, entonces
el flujo incidente

En el modelo hemos supuesto que en el frente de ionización el flujo ionizante debe compararse con dos cosas, una son las recombinationes 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

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

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

¿porque h_1 en lugar de h_0 ?

En otras partes se usa subíndice 1 para la cálcula.
el cual se puede estimar usando las ecuaciones de la sección 2.3. Por lo que tendríamos que

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

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

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

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

2 falta factor de $\frac{1}{2}$ (resambio)

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

Moner
todo esto
a después de
terminar con
la parte ionizada

Muy
no hablas
de realidades
y pones

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

mentionar
a qué T
corresponde esto

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

$$\frac{n_{n,0}}{n_{i,0}} = \frac{2c_s^2}{C_{s,n}^2 + \frac{1}{2}v_A^2}$$

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

$$v_A = 1 \text{ km/s}$$

$$\Rightarrow \frac{n_n}{n_i} = \frac{2 \cdot 100}{0.25 + 0.5}$$

$$\approx 266$$

$$v_A = 3 \text{ km/s}$$

$$\frac{n_n}{n_i} = \frac{2 \cdot 100}{0.25 + 4.5}$$

$$\approx 42$$

Entonces,

podemos decir
que $\frac{n_n}{n_i} \approx 100$

pero con un
incertidumbre
grande.

Muy rara

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 Alfen 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.

*No comparación
entre los
dos términos
(recombinaciones / advección)
no tiene nada que ver
con el gas neutro.*

sección: Densidad neutra.