

Figura 5.3: Choque formado por la interacción de dos flujos. El viento en el ambiente está dominado por la presión hidrodinámica ($P_{Hyd(out)}$), al igual que el viento generado por la estrella T-Tauri o el proplyd, esto es, ($P_{Hyd(in)}$). Por otro lado la cáscara chocada está dominada por la presión térmica ($P_{Térmica}$).

5.1.3 Interacción de dos vientos

La interacción de dos flujos da como resultado una cáscara limitada por dos choques, donde su geometría está caracterizada por las variables D , R_0 , R y h . Los cuales representan en el mismo orden; la distancia de la fuente a θ^1 en C, los radios desde el arco de proa a la estrella central a lo largo del eje del choque, R_c el radio de curvatura de la cáscara en su eje de simetría y la anchura de la cáscara. Es importante señalar que este radio de curvatura, R_c , no es necesariamente igual al radio de curvatura empírico medido de las observaciones, porque este último hace referencia al radio proyectado del círculo fijado a los puntos donde se encuentran los choques de proa en las observaciones, mientras que el radio de curvatura teórico hace referencia al radio de los círculos en el eje de simetría de la cáscara chocada (ver figura 5.1). Como ya se ha reiterado, las suposiciones para este tipo de modelo son las siguientes:

1. Las cáscaras chocadas están en estado estacionario (tiempo dinámico \ll tiempo evolutivo), puesto que no se les han detectado movimientos propios. Esto puede ser el resultado de equilibrio de presiones en estas regiones.
2. No hay aceleración ni gravedad.
3. En los vientos (viento estelar o el flujo fotoevaporado según sea el caso) domina la presión hidrodinámica y en la cáscara chocada domina la presión térmica (ver figura 5.3).

Con estas suposiciones es posible determinar el flujo de momento del viento interno, usando la presión en la cáscara estimada en la sección anterior y la presión ram que a continuación estimaremos.

Presión hidrodinámica

En términos generales la tasa de pérdida de masa está dada por

$$\dot{M} = 4\pi\rho v R^2 \quad (5.14)$$

Donde ρ , v y R son la densidad del flujo, la velocidad del flujo y la distancia a la fuente en el mismo orden. Por otro lado la presión del viento estelar es,

$$P = \rho v^2 \quad (5.15)$$

si combinamos las ecuaciones 5.14 y 5.15 obtenemos,

$$P = \frac{\dot{M}v}{4\pi R^2}. \quad (5.16)$$

En general esta (Eq. 5.16) es la presión ram ejercida por un flujo de partículas, en términos de \dot{M} y v . Particularmente para nuestro modelo tendremos dos tipos de presiones hidrodinámicas; una corresponde a la presión generada por el viento estelar proveniente del Trapecio dada por

$$P_{\text{Hyd}}(\text{out}) = \frac{\dot{M}v}{4\pi D^2} \quad (5.17)$$

donde D es la distancia de la fuente a θ^1 Ori C, \dot{M} es la tasa de pérdida de masa de la estrella masiva del Trapecio y v es la velocidad del viento estelar externo. Y otra que corresponde a la presión ejercida por el viento de la estrella T-Tauri o proplyd

$$P_{\text{Hyd}}(\text{in}) = \frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi R_0^2}. \quad (5.18)$$

Las variables de la ecuación anterior se refieren a la tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento de la estrella T-Tauri, además de esto R_0 representa la distancia de la estrella o proplyd al choque.

Flujo de momento $\dot{M}_w V_w$ del viento interno

Deacuerdo a la suposición 1, existe un equilibrio de presiones de tal manera que podemos establecer que;

$$P_{\text{Hyd}}(\text{out}) = P_{\text{Termica}} = P_{\text{Hyd}}(\text{in}). \quad (5.19)$$

Ahora si sustituimos la Ec. 5.16 en la anterior ecuación obtenemos que,

$$\dot{M}_w V_w = 4\pi R_0^2 P_{\text{Termica}}. \quad (5.20)$$

Donde P_{Termica} está dada por la ec 5.12

5.2 Resultados físicos: cálculo de las propiedades físicas

Para empezar hemos determinado el brillo superficial de $\text{H}\alpha$ $\lambda 6563$ usando las imágenes de Bally (cámara ACS-F658N) para posteriormente determinar otros parámetros físicos como la densidad numérica de partículas en la cáscara, como veremos más adelante. Para nuestros propósitos hemos determinado el brillo superficial de $\text{H}\alpha$ a partir de las imágenes de Bally. Como ya sabemos estas observaciones se basan en líneas de emisión de $\text{H}\alpha$ contaminadas por las líneas de $[\text{N II}]$, es así que el brillo medido que mostramos en la figura 5.4 es el resultado de haber hecho la corrección por la emisión de $[\text{N II}]$ y en el mismo orden de ideas a este resultado de las estimaciones del brillo se le suma la corrección por extinción.

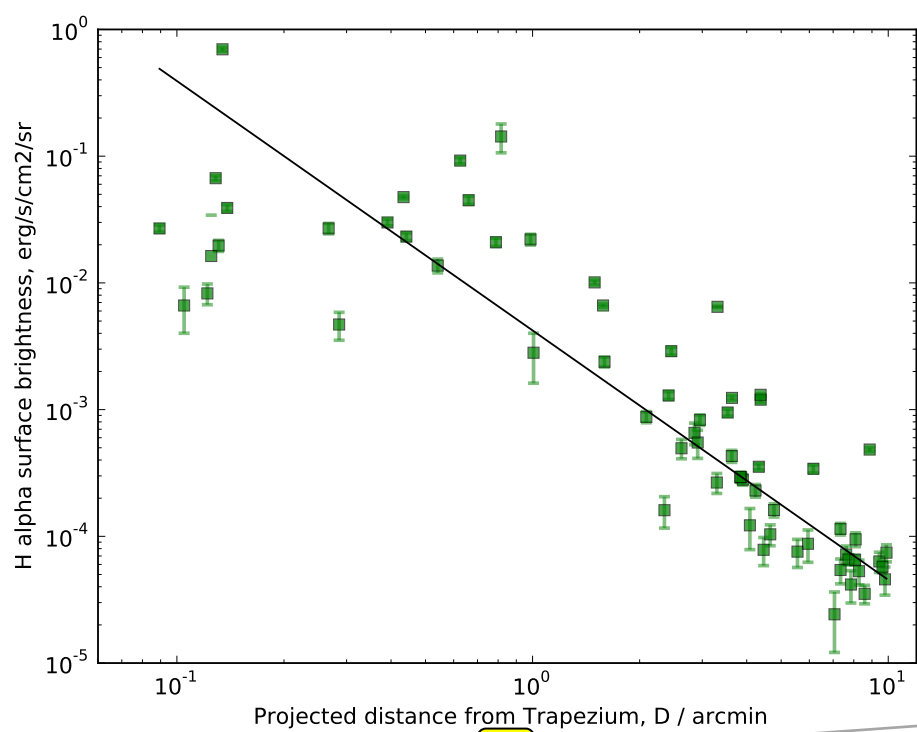


Figura 5.4: Brillo superficial de $H\alpha$ corregido por extinción obtenido a partir de las imágenes de Bally et al. en función de la distancia proyectada.

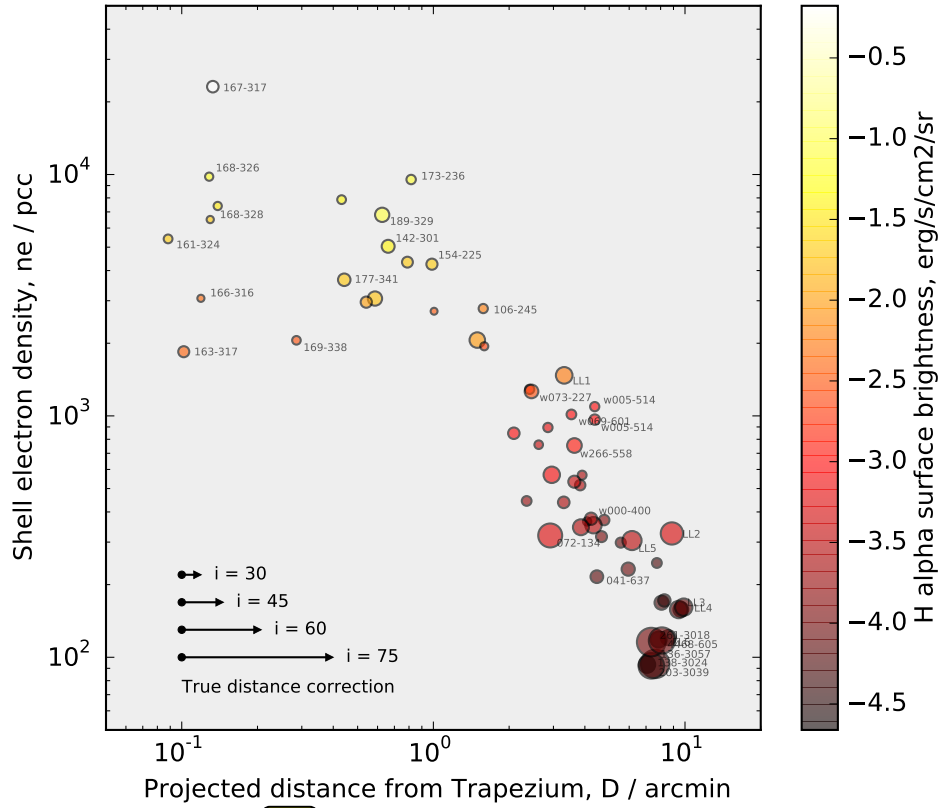


Figura 5.5: Densidad electrónica ~~corregida por extinción~~ en función de la distancia proyectada a θ^1 Ori C, obtenida a partir de las observaciones de Bally, es decir usando el brillo superficial de H α en la cáscara chocada para determinarla. El tamaño de los puntos indica que tan grande es el camino de visión en la zona chocada si los comparamos entre si. Las flechas en la parte inferior izquierda representan la distancia corregida por la inclinación de los arcos de emisión a θ^1 Ori C, para los ángulos de inclinación; $i = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$. Por otro lado la escala de colores representa el brillo superficial de H α de las cáscara chocada en unidades de $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$.

5.2.1 Densidad promedio en la cáscara

Dado que a partir de las observaciones hemos podido determinar el brillo superficial de $H\alpha$ realizando un poco de fotometría como se puede apreciar previamente y además como hemos determinado el camino de la línea de visión en la cáscara chocada ($\Delta\zeta$), mediante la Ec. 5.11 fue posible para nosotros determinar la densidad promedio de partículas (N) usando la ecuación 5.9 específicamente en esta zona (en la cáscara chocada) para los diferentes objetos LL y los proplyds. Hay que subrayar que hemos usado cómo distancia a la Nebulosa de Orión 436 ± 20 pc (O'Dell et al. 2008) para hacer las respectivas conversiones de unidades, es decir para convertir en unidades físicas esto es en [cm], las unidades de los radios de curvatura R por la longitud del ancho de las cáscaras h , puesto que de las observaciones estos parámetros midieron en unidades de [arcsec], esta conversión fue necesaria para calcular la densidad promedio de partículas en la cáscara (ver la sección 5.1).

En esta medida, en la figura 5.5 se logra apreciar que la cáscara chocada de los objetos que están más cerca de las estrellas masivas del Trapecio, presentan una densidad electrónica mayor que los que se encuentran a las afueras de la nebulosa. Esto es razonable porque el flujo fotoevaporado de los proplyds interiores de la nebulosa que entre otras cosas es medianamente supersónico interacciona con un viento estelar muy rápido proveniente de θ^1 Ori C, generando con esto que la cáscara sea muy brillante en $H\alpha$ por la recombinación de esta línea, mientras que en el caso contrario, es decir los objetos LL ubicados en las regiones externas de la nebulosa que por lo general están a grandes distancias, el viento de la estrella T Tauri interacciona con el flujo ligeramente supersónico de champaña nebular, resultando cáscaras menos brillantes.

5.2.2 Presión térmica en la cáscara y presión hidrodinámica en los vientos

Usando la ecuación 5.12 de 5.1.2 se estimó la presión térmica de la cáscara chocada, a partir de la densidad electrónica estimada en 5.2.1 y suponiendo una temperatura para esa región de 10^4 K.

Por otro lado usando la Ec. 5.17 de la misma sección determinamos la presión hidrodinámica ejercida para cada objeto por el viento estelar hipersónico de la estrella másiva θ^1 Ori C del Trapecio (usando la distancia D del objeto en cuestión a θ^1 Ori C), para una cierta tasa de pérdida de masa de $\dot{M} = 3.5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y una velocidad de $v = 1200 \text{ km s}^{-1}$.

Ahora bien, la figura 5.6 es el resultado de tales estimaciones. En ella estamos comparando las presiones en las cáscara chocada de los objetos LL y de los proplyds (símbolos de colores en la gráfica), con la presión ram generada por el viento estelar (líneas continuas y discontinuas de color negro en la gráfica). Se observa que la presión térmica es mayor en los objetos, que están dentro de la nebulosa, es decir en los proplyds conocidos, a su vez esta presión coincide con la presión ram del flujo de la estrella masiva, indicando que los choques de los proplyds en el interior están confinados por el hipersónico viento estelar, es posible argumentar esto considerando el equilibrio de presiones (ver Ec. 5.19). Lo contrario sucede con los arcos hiperbólicos en las afueras de la nebulosa, puesto que la presión en la zona chocada no coincide con la presión del viento estelar, por tanto esto nos lleva a pensar que estos objetos no están interactuando con el viento estelar, sino más bien con el transónico flujo de champaña fotoevaporado proveniente del núcleo de la nebulosa.

5.2.3 Flujo de momento interno: $\dot{M}_w \mathbf{V}_w$

Hemos determinado el flujo de momento interno para los objetos de nuestro catálogo a partir de las presiones de estancamiento, presiones con las cuales se obtuvo la ecuación 5.20

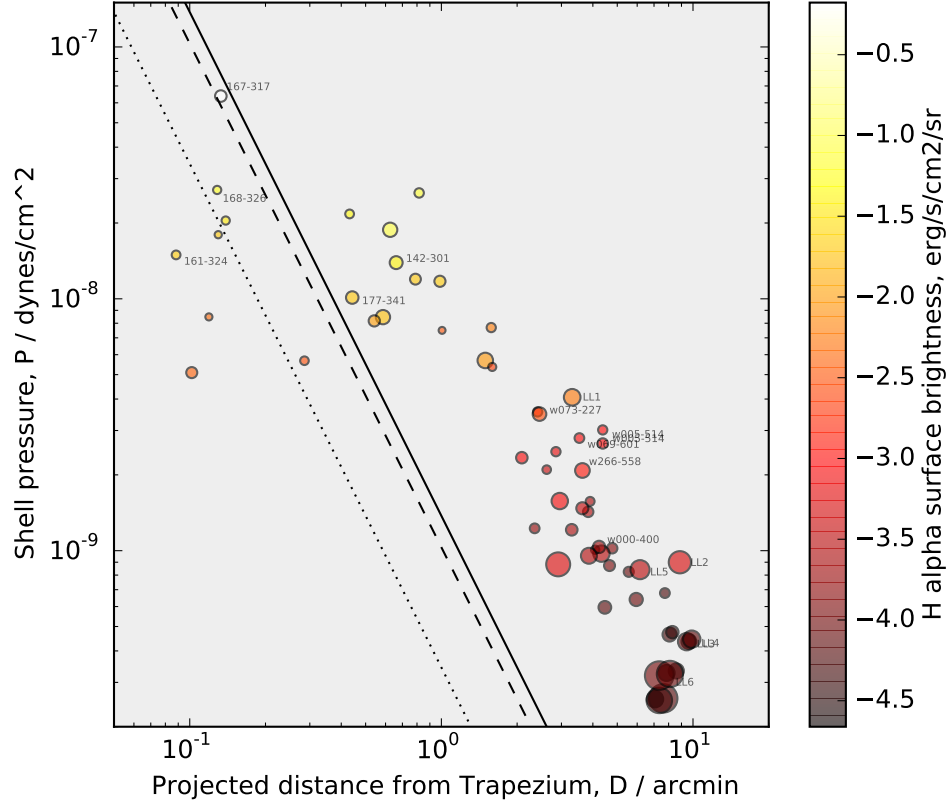


Figura 5.6: Los símbolos indican la presión térmica en la cáscara chocada y las líneas representan la presión hidrodinámica generada por el viento estelar, ambas en unidades de $[\text{dynes cm}^{-2}]$, en función de la distancia proyectada a θ^1 Ori C. La línea continua representa la presión ram del viento estelar en función de la distancia suponiendo que no hay inclinación, esto es para $i = 0^\circ$, la línea discontinua representa la misma presión ram para una distancia proyectada cuando se cambia el ángulo de inclinación desde la distancia ($i = 0^\circ$), es decir para un ángulo de inclinación de $i = 30^\circ$ y la línea de puntos también representa la presión ram para una distancia proyectada con un ángulo de inclinación de $i = 60^\circ$. La escala de colores indica el brillo superficial de $H\alpha$.

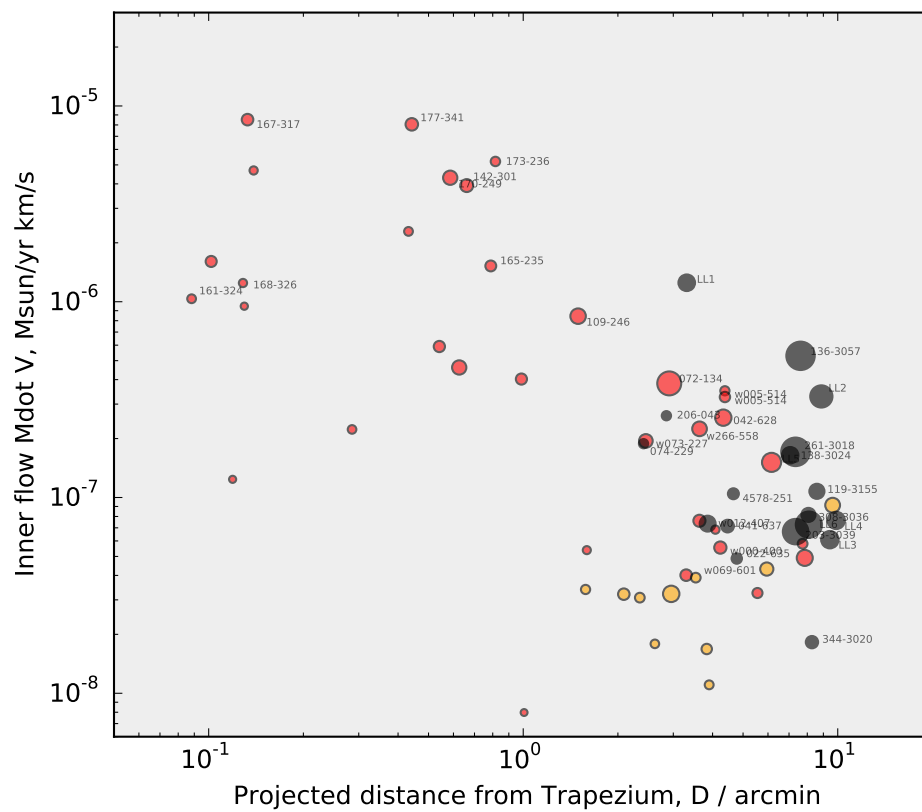


Figura 5.7: Flujo de momento interno en función de la distancia proyectada. El color de los símbolos indican: Rojo; son verdaderos proplyds, naranja; podrían tratarse de proplyds, negro; no son proplyds. El tamaño de los símbolos representan el tamaño de la línea de visión ($\Delta\zeta$) en la cáscara chocada.

con esta ecuación fue posible determinar el ya mencionado flujo de momento, en este orden de ideas se utilizaron los valores de la presión térmica determinados arriba, junto con los valores de los radios R_0 internos de los choques LL para este fin. Así que en la figura 5.7 se ilustran dichos resultados.

No obstante, en la figura 5.7 se logra apreciar que para los objetos clasificados como proplyds en nuestro catálogo (símbolos de color rojo) y que están a cortas distancias del Trapecio presentan grandes pérdida de masa, es decir muy fuertes vientos, esto es debido ~~probablemente a un incremento en el tamaño de sus discos~~. Ahora bien, en los proplyds y supuestos proplyds (símbolos de color naranja) ubicados en las regiones externas de la nebulosa, se observa una disminución del parámetro $\dot{M}_w V_w$. Esto es debido a que el flujo de fotones FUV (ultravioletas lejano), responsables directo de la destrucción inevitable de los discos de acreción, decrecen con la distancia a la estrella masiva θ^1 . Por último, para el caso caso de los objetos que no son proplyds (símbolos de color negro) situados en las regiones externas de la nebulosa, se observa que tienden a tener fuertes vientos. Aún no sabemos a que se debe este fenómeno.

8-1

8-2

8-3

1-1 18/11/2014 8:26, William Henney
Mejor decir:

La aceleración debido a la gravedad o otras fuerzas (por ejemplo, radiación) es despreciable.

1-2 18/11/2014 8:26, William Henney
¿Por qué es importante señalar esto? Antes dijiste que R_c no depende de la inclinación....

1-3 20/11/2014 11:34, William Henney
Empezar nueva sección como habíamos hablado. Escribir una pequeña motivación de porque estamos considerando estos modelos.

3-1 20/11/2014 11:34, William Henney
Y corregido por N II ?

4-1 20/11/2014 11:34, William Henney
No es necesario decir corregida por extinción aquí porque la corrección fue aplicada a los brillos, no a la densidad. Pero puedes decir "calculada a partir de la ecuación TAL"

5-1 20/11/2014 11:34, William Henney
No me gusta esta parte y no creo que tu argumentación sea correcto.

Mejor solo comentar que la tendencia de densidades menores a distancias mayores es congruente con el comportamiento del gas ambiental en la nebulosa. Puedes citar a O'Dell y Harris. Creo que los valores de la nebulosa son ligeramente más bajo a cada radio, pero no por mucho

5-2 20/11/2014 11:34, William Henney
Ya vi tu cálculo de la emisión del choque. Hay que hacer una corrección por este a las densidades

8-1 20/11/2014 11:34, William Henney
Conocemos los tamaños de los discos y los de adentro no son mas grandes, entonces no es eso.

Simplemente decir que es evidencia de que la tasa de pérdida de masa de los discos cae con distancia

8-2 20/11/2014 11:34, William Henney
Más fuertes que los proplyds a la misma distancia

8-3 20/11/2014 11:34, William Henney
Que puede haber un efecto de fotoevaporación interna por los rayos x cromosféricos. Que las estrellas tienden a ser de las más luminosas. Citar a Clarke y Owen 2014