

Figura 5.4: Cociente entre la luminosidad bolométrica del choque L_{shock} y la luminosidad bolométrica de la cáscara L_{shell} en función de la distancia proyectada desde el Trapecio. El tamaño de los símbolos indican el ancho relativo de la cáscara chocada $H = h/R_0$.

en todos los objetos de nuestro catálogo.

La luminosidad bolométrica que es la energía cinética que atraviesa el choque se convierte en energía térmica, posteriormente se calienta y se convierte en energía radiativa, en este orden de ideas tendremos que la luminosidad de enfriamiento es igual a la luminosidad del choque ($L_{\text{cool}} = L_{\text{shock}}$) si $T_0 \simeq T_2$, es decir si existe equilibrio térmico. Es así que la luminosidad bolométrica del choque en unidades de $[\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$ la podemos escribir como,

$$L_{\text{shock}} = \frac{1}{2} \rho_0 v_0^3 A \quad (5.13)$$

Donde A es el área. Por otro lado la luminosidad bolométrica en la cáscara en equilibrio está dada por

$$L_{\text{shell}} = N_2 \Lambda(T_2) h A \quad (5.14)$$

Donde Λ_2 es el coeficiente de enfriamiento del gas en equilibrio y N_2 es la densidad promedio en la cáscara, es decir que es la misma densidad dada por la ecuación 5.9 ($N_2 = N_H$). Ahora que tenemos las expresiones de las luminosidades para cada zona, las podemos comparar dividiendo una entre la otra considerando que $N_2 = M_0^2 N_0$ y $v_1 = M_0 c_0$ con M_0 el número de Mach pre-choque, de esta manera obtenemos para este cociente que

$$\frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \frac{0.5 m M_0 c_0^3}{N_2 \Lambda_2 h}. \quad (5.15)$$

Donde $m = 1.3 m_H$ es la masa promedio por nucleón, $c_0 \simeq \sqrt{kT/m_H}$ es la velocidad del sonido fotoionizado. Ahora para un número de Mach $M_0 \sim 2.0$, un coeficiente de enfriamiento de $\Lambda_2 \simeq 3.3 \times 10^{-24} \text{ erg cm}^3 \text{s}^{-1}$ (Osterbrock & Ferland 2006) y utilizando el

ancho de la cáscara y la densidad promedio en la misma la cual es posible determinar a partir de las observaciones usando la Ec. 5.9 hemos estimado este cociente de luminosidades bolométricas para nuestros objetos de estudio, los resultados son mostrados en la figura 5.4 Pero como lo que nos interesa es la luminosidad de $H\alpha$, entonces hay que incluir el comportamiento de $\eta_{H\alpha}/\Lambda$ en función de la temperatura en el cociente determinado previamente, dicho analíticamente sería

$$\frac{S_{H\alpha}^{\text{shock}}}{S_{H\alpha}^{\text{shell}}} = \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} \frac{\eta_{H\alpha}(T_1)/\eta_{H\alpha}(T_0)}{\Lambda(T_1)/\Lambda(T_0)}. \quad (5.16)$$

Ahora, si suponemos que $\Lambda \propto T^a$ y $\eta_{H\alpha} \propto T^b$, tendremos que

$$\frac{S_{H\alpha}^{\text{shock}}}{S_{H\alpha}^{\text{shell}}} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{b-a}. \quad (5.17)$$

Aproximadamente los valores de a y b son $a = 2$ y $b = -1$, es así que $b - a = -3$. Por otro lado tenemos que

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{16}(5M_0 - 1)(1 + 3M_0^{-2}) \simeq M_0 \quad (5.18)$$

eso quiere decir que para $M_0 = 2.0$ el cociente de temperaturas es $T_1/T_0 = 2.0$. Esta fracción junto con el valor encontrado para $b - a$, nos muestra que

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{b-a} = 0.125$$

entonces podemos concluir que el cociente de brillo superficial de $H\alpha$ para el choque y la cáscara está dado por

$$\frac{S_{H\alpha}^{\text{shock}}}{S_{H\alpha}^{\text{shell}}} = 0.125 \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} \quad (5.19)$$

Con esta última relación aplicada a los resultados mostrados en la figura 5.4 podemos decir que el cociente de brillo superficial de $H\alpha$ entre el choque y la cáscara es 0.0 para los objetos situados en las proximidades del Trapecio. Para los objetos LL ubicados a distancia proyectada más grandes la fracción de brillos tiende a aumentar un poco, pero sigue siendo muy pequeña. Entonces podemos concluir que no es necesario hacer una corrección por la emisión de $H\alpha$ del choque, puesto que la contribución de la zona de enfriamiento a la emisión total de $H\alpha$ es despreciable.

Las relaciones de Rankine-Hugoniot dan las condiciones inmediatamente después del choque. Si ρ_0 , v_0 y T_0 es la densidad volumétrica, la temperatura y la velocidad del flujo antes del choque y ρ_1 , v_1 y T_1 representan estos mismos parámetros pero a través del choque, entonces el salto de estas cantidades a través del choque estaría dado por $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_1, v_1, T_1)$ para el caso de un choque no radiativo .

No obstante nos falta comparar la longitud de la zona de enfriamiento d_{cool} , con la anchura de la cáscara h . Esto lo podemos hacer determinando d_{cool} y dividiendo entre h (valor que determinamos de las observaciones). Para ello hay que considerar que la emisión de la zona de enfriamiento detrás del choque se puede aproximar como la emisión de una capa homogénea con densidad numérica N_1 , temperatura T_1 y una anchura dada por $d_{\text{cool}} \sim v_1 t_{\text{cool}}$ donde $t_{\text{cool}} = 3kT_1/(N_1\Lambda_1)$ es el tiempo de enfriamiento y $v_1 = M_1(T_1/T_0)^{1/2}c_0$ es la velocidad pos-choque, en estas dos últimas expresiones Λ_1 , M_1 y c_0 representan el coeficiente de enfriamiento en la zona de enfriamiento en unidades de $[\text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1}]$, el número de Mach en la zona pos-choque y la velocidad del sonido. O podemos determinar esta fracción utilizando el cociente de la luminosidad bolométrica del choque entre la luminosidad

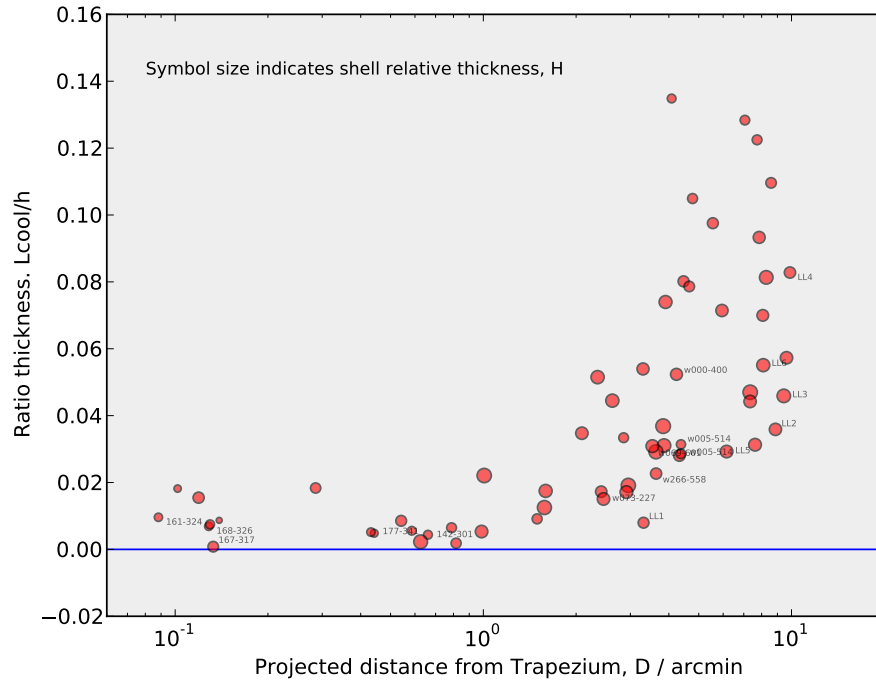


Figura 5.5: Cociente entre la anchura de la zona de enfriamiento d_{cool} , y el ancho de la cáscara en h , en función de la distancia proyectada dese el Trapecio. Al igual que en la figura 5.4 el tamaño de los símbolos representan el ancho relativo de la cáscara.

bolométrica de la cáscara, no es una técnica tan exacta para determinar el cociente de entre d_{cool} y h como la descrita anteriormente, pero si nos permite obtener un aproximado de que tan pequeña es la longitud del ancho de la zona de enfriamiento con respecto a la anchura del choque, además este procedimiento tiene la ventaja de que ya conocemos la fracción de luminosidades bolométricas, por tanto utilizamos en este trabajo esta última técnica para este fin. En este orde de ideas tenemos que

$$\frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \frac{d_{\text{cool}}\Lambda_1}{h\Lambda_2} \quad (5.20)$$

como se mencionó arriba que $\Lambda = T^a$ y dado que la cáscara retorna a su temperatura de equilibrio esto es que $T_0 = T_1$, entonces esta expresión se convierte en,

$$\frac{d_{\text{cool}}}{h} = \frac{\Lambda_0}{\Lambda_1} \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{-a} \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}}.$$

Previamente dijimos que $a = 2$, entonces tendremos que $(T_1/T_0)^{-2} \simeq 0.3$,

Entonces en esta medida se puede argumentar que $d_{\text{cool}} \ll h$. Esto significa que la cáscara chocada está en equilibrio térmico, es decir se puede establecer un salto directo desde la zona antes del choque a la cáscara chocada, es decir $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_2, v_2, T_2)$ donde el subíndice 2 indica que se trata de la cáscara chocada, que está en equilibrio térmico porque se cumple la condición de que $T = T_0 = T_2 = 10^4$ K, se trata de la misma temperatura de la ecuación [5.12](#)

5.3 Interacción de dos vientos

Consideramos un modelo de interacción de dos vientos porque en este modelo se hace la suposición de que dos vientos con cierta velocidad colisionan y durante este proceso forman una cáscara limitada por dos contornos bien definidos, como se puede ver en las observaciones tratadas en esta tesis, dicho de otra manera, forman una cáscara constituida por dos choques radiativos. Con esta cualidad de los bordes (están bien definidos) se puede establecer una geometría aproximada de la cáscara, de donde se pueden extraer parámetros útiles para estudiar la naturaleza de la cáscara y de los flujos que intervienen para formarlas. Entonces la geometría de este modelo 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 Ori C, los radios desde el arco de proa a la estrella central a lo largo del eje del choque, el radio de curvatura de la cáscara en su eje de simetría y la anchura de la cáscara. 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 del equilibrio de presiones en estas regiones.
2. La aceleración debido a la gravedad u otras fuerzas como por ejemplo de la radiación, es despreciables.
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 [5.6](#)).

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.

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_c y la longitud del ancho de las cáscaras h , puesto que de las observaciones estos parámetros se 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 5.8 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. Esta tendencia de que las densidades sean menores a grandes distancia es congruente con el comportamiento del gas ambiental en la nebulosa. Argumentamos esto porque O'Dell & Harris (2010) derivaron la densidad del ambiente nebular usando el cociente de líneas de [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ y de [Cl III] $\lambda 5518/\lambda 5531$ encontrando que estas caen con la distancia desde θ^1 Ori C. Los valores de la densidad de la nebulosa son ligeramente más bajos a cada radio que los valores de las cáscaras, pero esta discrepancia no es muy grande.

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

Usando la ecuación 5.12 de §5.1.4 se estimó la presión térmica de la cáscara chocada, a partir de la densidad electrónica estimada en §5.4.1 y suponiendo una temperatura para esa región de 10^4 K.

Por otro lado usando la Ec. 5.24 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 5.9 es el resultado de tales estimaciones. En ella estamos comparando las presiones en las cáscaras chocadas 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. 5.26). 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.

5.4.3 Flujo de momento interno: $\dot{M}_w V_w$

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 5.27 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 5.10 se ilustran dichos resultados.

No obstante, en la figura 5.10 se logra apreciar que para los objetos clasificados como proplyds en nuestro catálogo (símbolos de color rojo) y que están a cortas distancias del

1-1

22/11/2014 22:03, William Henney

Debe ser N_2^2

2-1

22/11/2014 22:03, William Henney

Falta Lshock/Lshell en esta ecuación

4-1

22/11/2014 22:03, William Henney

Aquí debes tener también un factor de N_1^2 / N_2^2 - me acaba de dar cuenta. No va a cambiar el resultado mucho