

# Tesis de doctorado



Jorge Alejandro Tarango Yong

25 de mayo de 2017

---

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

---

INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

“Estudio de la Interacción de Flujos Múltiples de Fuentes Astrofísicas, Aplicada  
a los Proplyds Clásicos de la Nebulosa de Orión”

T E S I S

PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

JORGE ALEJANDRO TARANGO YONG

Director de Tesis: Dr. William J. Henney

Morelia, Michoacán

2017

# Índice general

<b>1. Objetos Astrofísicos Relevantes</b>	<b>9</b>
1.1. La Nebulosa de Orión . . . . .	10
1.2. Estrellas “Errantes” . . . . .	10
1.3. Discos Protoplanetarios . . . . .	10
1.4. Proplyds . . . . .	10
1.5. Objetos LL . . . . .	10
1.5.1. Mapa de Objetos . . . . .	10
<b>2. Marco Teórico</b>	<b>11</b>
2.1. Vientos Estelares . . . . .	12
2.2. Choques . . . . .	12
2.3. Frentes de Ionización . . . . .	12
2.4. Regiones HII . . . . .	12
2.5. Modelo Genérico de los Choques de Proa . . . . .	12
2.5.1. Radios “Característicos” . . . . .	12
2.6. Aproximación Hipersónica . . . . .	15
2.7. Proyección en el Plano del Cielo . . . . .	15
2.7.1. Vectores normal y tangente a la superficie . . . . .	15
2.7.2. Línea tangente . . . . .	17
2.7.3. Radios característicos en el plano del cielo . . . . .	19
2.8. Cuádricas de Revolución . . . . .	19
<b>3. Herramientas de Programación</b>	<b>21</b>
<b>4. The Work</b>	<b>23</b>

<b>5. Resultados obtenidos</b>	<b>25</b>
<b>6. Conclusiones</b>	<b>27</b>

## **Agradecimientos**

Esta tesis se realizó para obtener el título de doctorado en ciencias (Astronomía).

Deseo aprovechar esta sección para hacer agradecimientos a personas y/o instituciones que me ayudaron para que pueda completar este trabajo de manera exitosa.

## **Resumen**

Abstract en español

## **Abstract**

Abstract written in english





## **Capítulo 1**

# **Objetos Astrofísicos Relevantes**

**1.1. La Nebulosa de Orión**

**1.2. Estrellas “Errantes”**

**1.3. Discos Protoplanetarios**

**1.4. Proplyds**

**1.5. Objetos LL**

**1.5.1. Mapa de Objetos**

## **Capítulo 2**

# **Marco Teórico**

## 2.1. Vientos Estelares

## 2.2. Choques

## 2.3. Frentes de Ionización

## 2.4. Regiones HII

## 2.5. Modelo Genérico de los Choques de Proa

Para este trabajo consideramos en general dos modelos de interacción de vientos:

- Una fuente localizada en el origen que emite un viento esférico que puede ser isotrópico o anisotrópico (figura 2.5) no acelerado que interactúa con el viento esférico isotrópico de otra fuente que se encuentra a una distancia  $D$  de la primera (figura 2.5)
- Una fuente localizada en el origen que emite un viento esférico isotrópico no acelerado que interactúa con un viento plano paralelo no acelerado y densidad constante (figura )

El sistema en su conjunto tiene simetría cilíndrica.

### 2.5.1. Radios “Característicos”

Las cantidades medibles que nos ayudan a caracterizar un choque de proa las llamamos “Radios característicos” (ilustrados en la figura 2.5.1):

- Radio del choque en la dirección del eje de simetría del sistema. Denotado como  $R_0$
- Radio en dirección perpendicular al eje de simetría del sistema. Denotado como  $R_{90}$
- Radio de curvatura en la “nariz” del choque de proa. Denotado como  $R_c$

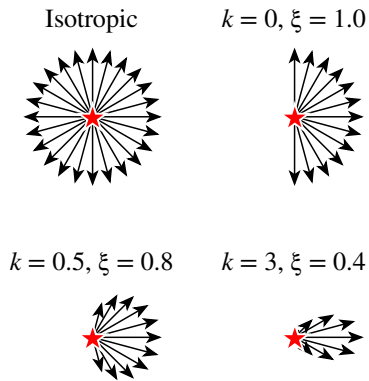
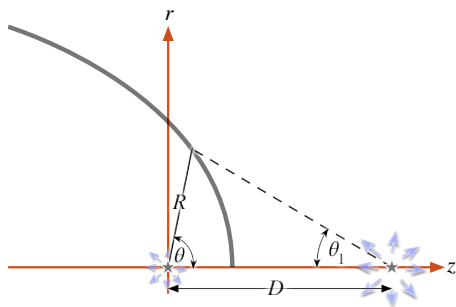


Figura 2.1: Representación esquemática de vientos con diferentes anisotropías: Arriba izquierda: Viento isotrópico esférico. Arriba derecha: viento isotrópico hemisférico. Abajo: Vientos anisotrópicos donde el parámetro  $k$  indica el grado de anisotropía (ver sección 2.6)



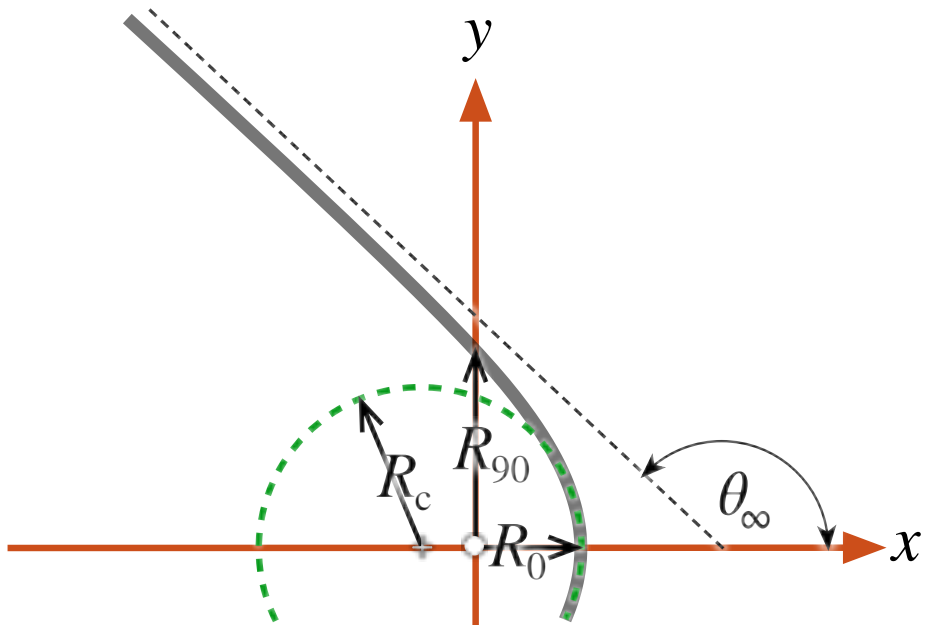


Figura 2.2: Representación esquemática de los radios característicos de un choque de proa

## 2.6. Aproximación Hipersónica

### 2.7. Proyección en el Plano del Cielo

Para un choque de proa que es la vez geoméricamente delgado y ópticamente delgado, únicamente se observa el borde de éste por abrillantamiento al limbo, por lo tanto, sua orientación respecto a la línea de visión modifica su forma respecto a la forma real del choque. Para ello, rotamos el sistema de referencia del choque de proa en coordenadas cartesianas, denotado por  $(x, y, z)$ , por un ángulo que llamamos *inclinación*, denotado por  $i$ , en el plano  $xz$ , de modo que la transformación entre el sistema de refencia del choque y el sistema de referencia del plano del cielo, denotado por  $(x', y', z')$  queda como sigue:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \cos i - z \sin i \\ y' \\ z \cos i + x \sin i \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Por otro lado, la forma tridimensional del choque de proa viene dado por:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = R(\theta) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

La relación entre ambos sistemas de referencia se ilustra en la figura 2.7.

#### 2.7.1. Vectores normal y tangente a la superficie

Si definimos los vectores  $\hat{n}$  y  $\hat{t}$ , como los vectores normal y tangente a la superficie, respectivamente para  $\phi$  constante. En el caso  $\phi = 0$  (figura 2.7.1), ambos vectores se encuentran en el plano  $xy$  y es fácil mostrar que:

$$\hat{t}_0 = \begin{pmatrix} -\cos \alpha \\ \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad \hat{n}_0 = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

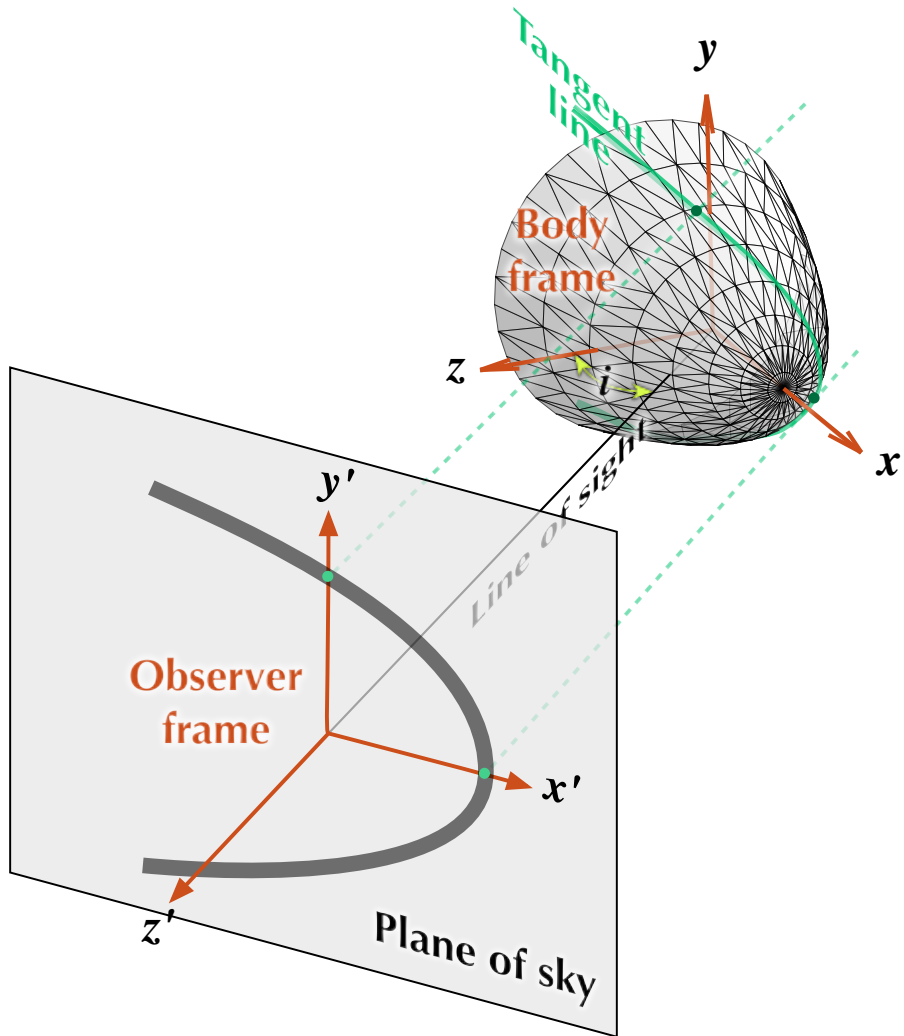


Figura 2.3: Sistema de referencia del choque vs sistema de referencia del plano del cielo. Los ejes  $x'$  y  $y'$  se encuentran en el plano del cielo, mientras el eje  $z'$  es paralelo a la línea de visión. Solo la región del choque cuya tangente sea paralela a la línea de visión será visible por abrillantamiento al limbo.



Donde:

$$\tan \alpha = -\frac{dy}{dx} = \frac{1 + \omega \tan \theta}{\tan \theta - \omega} \quad (2.4)$$

y:

$$\omega(\theta) = -\frac{1}{R} \frac{dR}{d\theta} \quad (2.5)$$

Para otros valores de  $\phi$ , basta con hacer una rotación de las ecuaciones (2.3) alrededor del eje  $x$ . Para la conversión al sistema de referencia del plano del cielo se utiliza la ecuación (2.1):

$$\hat{n}' = \frac{1}{(1 + \omega^2)^{1/2}} \quad (2.6)$$

$$\times \begin{pmatrix} (\cos \theta + \omega \sin \theta) \cos i - (\sin \theta - \omega \cos \theta) \sin i \sin \phi \\ (\sin \theta - \omega \cos \theta) \cos \phi \\ (\cos \theta + \omega \sin \theta) \sin i + (\sin \theta - \omega \cos \theta) \sin \phi \cos i \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$\hat{t}' = \frac{1}{(1 + \omega^2)^{1/2}} \quad (2.8)$$

$$\times \begin{pmatrix} -(\sin \theta - \omega \cos \theta) \cos i - (\cos \theta + \omega \sin \theta) \sin i \sin \phi \\ (\cos \theta + \omega \sin \theta) \cos \phi \\ -(\cos \theta + \omega \sin \theta) \sin i + (\sin \theta - \omega \cos \theta) \sin \phi \cos i \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

### 2.7.2. Línea tangente

Debido a que el choque es ópticamente delgado y geoméricamente delgado, solo la región del choque cuya tangente sea paralela a la línea de visión será visible. Esto corresponde a una curva que denominamos *línea tangente*, que debe cumplir con la siguiente condición:

$$\hat{n}' \cdot \hat{z}' = 0 \quad (2.10)$$

Denotamos como  $\phi_T$  al ángulo azimutal que cumple la condición anterior para una inclinación dada, en función del ángulo polar  $\theta$ :

$$\sin \phi_T = \tan i \tan \alpha = \tan i \frac{1 + \omega \tan \theta}{\omega - \tan \theta} \quad (2.11)$$

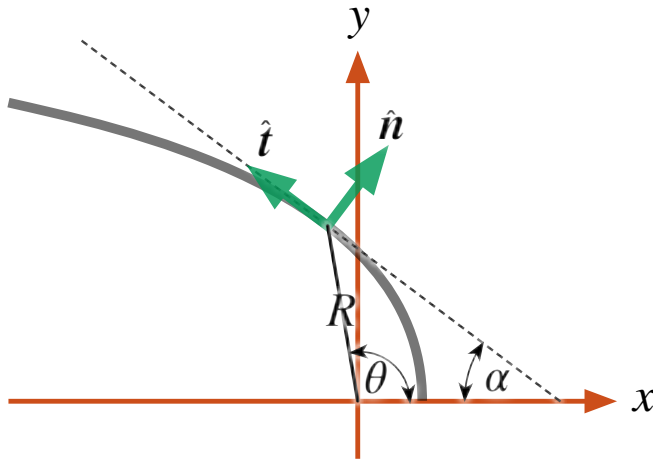


Figura 2.4: Vectores unitarios normal y tangente a la superficie  $R(\theta)$  en un plano de azimuth  $\phi$  constante.

De esta manera, la forma de la línea tangente del choque de proa, a la que llamamos *forma proyectada* viene dada por:

$$\begin{pmatrix} x'_T \\ y'_T \\ z'_T \end{pmatrix} = R(\theta) \begin{pmatrix} \cos \theta \cos i - \sin \theta \sin \phi_T \sin i \\ \sin \theta (1 - \sin^2 \phi_T)^{1/2} \\ \cos \theta \sin i + \sin \theta \sin \phi_T \cos i \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

En el caso general,  $z'_T$  no es una función lineal de  $x'_T$  y  $y'_T$ , por lo que la línea tangente no se encuentra en un plano.

La forma aparente  $(x'_T, y'_T)$  de la línea tangente también puede escribirse en coordenadas polares  $(R', \theta')$ , donde:

$$R'(\theta) = (x'^2_T + y'^2_T)^{1/2} \quad \tan \theta' = \frac{y'_T}{x'_T} \quad (2.13)$$

Es de notar a su vez que la ecuación (??) no tiene solución para valores arbitrarios de  $\theta$  y de la inclinación, puesto que se requiere que  $|\sin \phi_T| < 1$ . Por

tanto, la línea tangente solo existe para valores de  $\theta$  tales que  $\theta < \theta_0$  donde  $\theta_0$  es el valor de  $\theta$  en el eje de simetría de la línea tangente proyectada ( $\theta'(\theta_0) = 0$ ) y que se obtiene de la siguiente ecuación implícita:

$$\tan \theta_0 = \frac{|\tan i| + \omega(\theta_0)}{1 - \omega(\theta_0)|\tan i|} \quad (2.14)$$

Esto implica que si el choque de proa es suficientemente “abierto” ( $\alpha > \alpha_{min}$ ), entonces para inclinaciones tales que  $|i| > 90^\circ - \alpha_{min}$  no existirá la línea tangente para ningún valor de  $\theta$ , es decir, el choque de proa se encontrará suficientemente “de cara” como para que ya no parezca un choque de proa para el observador.

### 2.7.3. Radios característicos en el plano del cielo

En orden de comparar la forma  $R(\theta)$  con observaciones, es útil definir los radios característicos  $R'_0$  y  $R'_{90}$ , donde  $R'_0$  es el radio del eje de simetría aparente y  $R'_{90}$  es el radio aparente en la dirección perpendicular a  $R'_0$ . Es decir  $R'_0 = x'_T(y'_t = 0)$  y  $R'_{90} = y'_t(x'_t = 0)$ . Utilizando las ecuaciones (2.11) y (2.12) encontramos que:

$$R'_0 = R(\theta_0) \cos(\theta_0 + i) \quad (2.15)$$

Donde  $\theta_0$  es la solución de la ecuación (2.14), y

$$R'_{90} = R(\theta_{90}) \sin \theta_{90} \left(1 - \sin^2 \phi_T(\theta_{90})\right)^{1/2} \quad (2.16)$$

donde  $\theta_{90}$  es la solución de la siguiente ecuación implícita:

$$\cot \theta_{90} = \frac{1 - \left(1 + \omega(\theta_{90})^2 \sin^2 2i\right)^{1/2}}{2\omega(\theta_{90}) \cos^2 i} \quad (2.17)$$

## 2.8. Cuádricas de Revolución

En el caso general es difícil encontrar la forma aparente para un choque de proa siguiendo el formalismo desarrollado en la sección anterior, por lo que optamos por aproximar la forma éstos con una de las superficies más simples: las *cuádricas de revolución*, que son superficies de revolución de las curvas cónicas.

Dado el modelo general descrito en la sección 2.5, haremos algunas restricciones para las superficies cuádricas que utilizaremos en este trabajo:

- El eje focal se encuentra alineado con el eje  $x$
- La posición del foco de la superficie cuádrlica no necesariamente coincide con la posición de la fuente
- En el caso de las hipérbolas, solo tomamos una de las ramas de ésta.

Implementando dichas restricciones, utilizamos la representación paramétrica de las curvas cónicas en términos de un parámetro adimensional denotado con la letra  $t$  de manera general:

$$x = aC(t) \tag{2.18}$$

$$y = bS(t) \tag{2.19}$$

Donde:

$$C(t) = \begin{cases} \cos t & e \\ \sin t & h \end{cases} \tag{2.20}$$

$$S(t) = \begin{cases} -\cosh t & e \\ \sinh t & h \end{cases} \tag{2.21}$$

Buscamos adjuntar el paper “quadrics bowshock”

## **Capítulo 3**

# **Herramientas de Programación**

## CAPÍTULO 3. HERRAMIENTAS DE PROGRAMACIÓN

---

This is chapter 3

## **Capítulo 4**

# **The Work**

## CAPÍTULO 4. THE WORK

---

This is chapter 4



## **Capítulo 5**

# **Resultados obtenidos**

## CAPÍTULO 5. RESULTADOS OBTENIDOS

---

This is chapter 5

## **Capítulo 6**

# **Conclusiones**

## CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES

---

This is chapter 6