



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
Instituto de Ciencias Nucleares, Ciudad Universitaria.

Título

**EFEECTO DE LA FOTOIONIZACIÓN SOBRE JETS EN
NEBULOSAS PROTOPLANETARIAS**

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

DIANA ESTRELLA TRUJILLO

TUTOR PRINCIPAL

DR. PABLO FABIÁN VELÁZQUEZ BRITO,
Instituto de Ciencias Nucleares, Ciudad Universitaria.

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX, DICIEMBRE 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A todos aquellos con quienes ha sido un placer coincidir en este mundo

Agradecimientos

Agradezco a mis padres, su tiempo, su apoyo y entrega; sin ellos no estaría en el lugar donde estoy. A mis hermanas con las que siempre encuentro el lado divertido de la vida. A Yoru, por ser mi fan número uno y por quien he querido estar a la altura de sus expectativas. A Wybie y Dobby, a Rocky y Blackie, a todos mis peques, porque su sola presencia ya ha hecho del mundo un lugar increíble. A Edmundo, por ser alguien por y para quien deseo ser una mejor persona y cuyo nombre evoca mis emociones más intensas. Son ustedes mi inspiración y mi razón de ser, a quienes dedico mi primer pensamiento del día. A mis amigos porque siempre puedo contar con ellos y cuya compañía he disfrutado verdaderamente. A Ary, por los comentarios sagaces y consejos oportunos, por los "todo está mal" y por el café. A toda la gente que he tenido el gusto de conocer y han compartido conmigo parte de sí mismos.

Un agradecimiento muy especial a mi tutor Pablo y al grupo en el ICN, que siempre me hicieron sentir parte de la familia y su apoyo fue incondicional. Otro más personal a mi tutor por todo lo que hizo por mí durante este tiempo, por su ayuda y su dedicación; este trabajo es nuestro. Mi gratitud a la doctora Angels por todo lo que me enseñó. A todos, ha sido todo un honor estar con ustedes en este preciso momento y en este preciso lugar.

Gracias a mis sinodales la Dra. Gloria Delgado, la Dra. Lucero Uscanga, el Dr. Alejandro Esquivel, el Dr. Jesús Toalá y el Dr. William Henney cuyos comentarios y sugerencias fueron de mucha ayuda para mí.

Agradezco a CONACYT por brindarme la beca con la que pude llevar acabo mis estudios así como al proyecto PAPIIT IG100218. Y finalmente a la UNAM, mi segunda casa.

Resumen

Las nebulosas planetarias (NPs) representan uno de los mecanismos principales para el reaprovisionamiento del medio interestelar, al contribuir significativamente a su enriquecimiento químico por la eyección de material procesado en la forma de gas y polvo. Las imágenes obtenidas con el *Telescopio Espacial Hubble (HST)* han sido de gran importancia para poner en evidencia una amplia variedad de morfologías de las NPs, las cuales se apartan de la simetría esférica. Se considera que es en la fase de nebulosa protoplanetaria (NPPs) cuando las asimetrías se desarrollan y crecen en la estructura de la nebulosa, resultando en la diversidad de configuraciones observadas. El estudio de NPPs, por lo tanto, nos permite comprender las etapas evolutivas tardías de las estrellas de masa baja e intermedia así como entender la manera en la que las NPs llegan a ser altamente no esféricas. Los mecanismos responsables del desarrollo de las mismas están bajo investigación e incluyen una diversa cantidad de fenómenos. Con el propósito de dar un posible método que esclarezca el proceso que genera en las NPPs y su consecuente etapa de NPs, las diversas morfologías vistas tales como las multipolares (que muestran la presencia de jets o flujos de salida rápidos), hemos llevado a cabo diversas simulaciones hidrodinámicas 3D de una NPP la cual suponemos originada a partir de una sistema binario. Por simplicidad consideramos una eyección simétrica desde el sistema binario, en órbita circular, de un jet/contrajet que precesa. Una de las componentes, la estrella primaria, se encuentra en fase AGB (“Asymptotic Giant Branch”, por sus siglas en inglés) y eyecta un viento estelar no esférico, mientras que la compañera emite un jet bipolar.

Hemos tenido en cuenta los efectos de la fotoionización producida por la fuente central considerando tres tasas de fotones ionizantes, con la finalidad de determinar

cómo la morfología y la cinemática de la NPP son afectadas. Introducimos también una densidad de eyección dependiente del tiempo que genera estructuras densas (nudos o grumos) a lo largo del jet, las cuales son entonces parcialmente fotoionizadas por el campo de fotones. Asimismo exploramos el papel del medio en el que el jet se propaga bajo estas condiciones.

Sobre mapas sintéticos de emisión $H\alpha$, generados a partir de estas simulaciones, hemos realizado un cálculo de movimientos propios con el propósito de cualificar y cuantificar los efectos dinámicos obtenidos sobre las velocidades de los nudos. La fotoionización produce un primer efecto que es un incremento en la emisión en $H\alpha$ de los grumos. Asimismo, encontramos que para valores grandes de la tasa de fotones ionizantes, una clara aceleración de estos nudos es producida como consecuencia del llamado “efecto cohete”, que está dirigida hacia afuera alejándose de la fuente central.

Estos modelos pueden resultar apropiados para explicar NPPs que presentan una ley de expansión donde la velocidad tiene una tendencia a incrementarse con la distancia.

Además, exploramos otra aplicación de la fotoionización, ahora para el caso de objetos Herbig-Haro (HH) irradiados por una fuente externa a la fuente del jet. El objetivo fue analizar el efecto de la fotoionización sobre el brillo de los nudos que se observan también en los objetos HH. En este escenario, se comenzó con un estudio preliminar tomando en cuenta la interacción entre un flujo de fotones ionizantes de una fuente externa y un jet, cuya eyección posee una variación en velocidad o en densidad. Posteriormente, consideramos en nuestras simulaciones parámetros observables para el objeto HH 444 (localizado en σ Orionis), el cual muestra nudos con forma de choques de proa asimétricos. Tras analizar nuestros resultados, se encuentra que la asimetría observada en este objeto HH puede ser explicada por el efecto sombra que genera la región donde se forma el jet. También se encontró que la apariencia de los choques de proa (su simetría o ausencia de la misma) depende del ángulo de visión al que son observados.

Prólogo

A lo largo de su vida, una estrella atraviesa por diversas etapas o fases, cada una de ellas con una duración determinada. Cuáles serán estas fases, así como cuándo y cómo se dan, depende de la masa de cada estrella. En el caso particular de las estrellas de baja masa o intermedia ($0.8-8 M_{\odot}$), una vez que experimentan la transición de la rama asintótica de las gigantes (AGB), dan lugar a los objetos denominados como nebulosas planetarias (NPs). El proceso por el que pasa la estrella para la formación y subsecuente evolución de la NP se relaciona directamente con la pérdida de masa durante su fase AGB y la contracción del remanente estelar así como con su posterior aumento de temperatura, que da lugar a la etapa de enana blanca. El viento de la AGB eyectado es entonces calentado mediante fotoionización debida a la radiación emitida por la estrella central. Entre estas dos etapas, tiene lugar una fase de corta duración, de unos pocos miles o decenas de miles de años (Sahai et al., 2005) conocida como NPP, que se caracteriza por ser un periodo en el que la estrella central se encuentra embebida en el material que se ha ido acumulando a su alrededor como consecuencia de la pérdida de masa por medio de vientos estelares y/o la contracción y expansión debidas a la evolución misma de la estrella cuya, aún baja temperatura no ha conseguido calentar lo suficiente para ionizar su entorno. El material frío que oculta la estrella absorbe la mayoría de la radiación visible y la reemite como radiación infrarroja, de mayor longitud de onda y menos energética.

Dentro de las propiedades interesantes de estos objetos es su notable diferencia en aspecto. Estudios muestran que una cantidad considerable de NPs y NPPs se desvían fuertemente de la simetría esférica (Schwarz and Corradi, 1992; Manchado et al., 1996; Sahai et al., 1998; Douchin et al., 2013; Stanghellini et al., 2016), caracteri-

zándose por sus diversas formas, entre las que pueden figurar morfologías elípticas, asimétricas, bipolares o multipolares, así como la presencia de estructuras en forma de nudos, filamentos o “jets” (usualmente encontrados por ser simétricos con respecto al núcleo), arcos, halos, anillos, etc. (Balick and Frank, 2002). Las imágenes obtenidas con el *Telescopio Espacial Hubble (HST)* han sido de gran importancia para poner en evidencia una amplia variedad de morfologías. Se considera que es en la fase de NPPs cuando las asimetrías se desarrollan y crecen en la estructura de la nebulosa, resultando en la diversidad de configuraciones observadas. Dicha variedad de configuraciones ha motivado diferentes teorías que especulan sobre el(los) mecanismo(s) asociado(s) que pudiera(n) posiblemente explicar su origen.

Ya que las NPs representan uno de los mecanismos principales para el enriquecimiento químico del medio interestelar al contribuir con la eyección de material procesado en la forma de gas y polvo, el estudio de NPPs, por lo tanto, nos permite comprender las etapas evolutivas tardías de las estrellas de masa baja e intermedia así como entender la manera en la que las NPs llegan a ser altamente no esféricas. Los mecanismos responsables del desarrollo de las mismas están bajo investigación e incluyen una diversa cantidad de fenómenos.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	II
Prólogo	IV
1. Introducción	1
1.1. Nebulosas planetarias y primeros modelos	1
1.2. Sistemas binarios en NPPs	5
2. Fotoionización	12
2.1. Equilibrio de fotoionización	14
2.1.1. Equilibrio de ionización de otros elementos	15
2.2. Equilibrio térmico	16
2.3. Equilibrio estadístico	17
2.3.1. Transiciones radiativas	17
2.3.2. Transiciones colisionales	18
3. Modelo de nebulosa protoplanetaria multipolar	20
3.1. Ecuaciones de la hidrodinámica	20
3.2. El código	21
3.3. Condiciones iniciales	23
4. Resultados	27
4.1. Densidad de H neutro	27

4.2. Mapas sintéticos de $H\alpha$	28
4.3. Movimientos propios	32
4.4. Comparación con estudios analíticos previos	46
5. Aplicaciones a otros objetos astrofísicos: objetos Herbig-Haro (HH) irradiados por una fuente externa (Estrella-Trujillo et al., 2020, en preparación)	49
5.1. Objetos HH	49
5.2. Objetos HH en la región σ Orionis	51
5.3. Pruebas preliminares	54
5.4. El caso de HH 444	57
6. Conclusiones	64
A. Artículo relacionado con la primera parte de esta tesis	67
B. Wavelets	69

Índice de figuras

1.1. Diagrama H-R de la evolución de una estrella con una masa inicial de $3M_{\odot}$ desde la fase de secuencia principal hasta la de enana blanca. Las principales etapas evolutivas se encuentran indicadas por AGB= rama asintótica de las gigantes, PPN= nebulosa protoplanetaria, PN= nebulosa planetaria y WD= enana blanca. (Imagen tomada de Schönberner & Bloeker 1996).	4
1.2. Morfologías de NPs con distintos contrastes de densidad. (Imagen de Balick 1987a).	5
1.3. Ejemplos de NPPs con diversas morfologías. (Imagen tomada de Balick et. al., 2019).	7
1.4. Configuraciones en la eyección de un jet para reproducir la simetría de punto (<u>izquierda</u>) y la simetría de espejo (<u>derecha</u>) en NPPs multipolares.(Imágenes tomadas de Raga et. al.1993 y Masciadri & Raga 2002, respectivamente).	9
1.5. NPP multipolar CRL 618 (Imagen tomada por el <i>HST</i>).	10
1.6. Lóbulo este de NGC 6302. <u>a)</u> Campo de velocidad de movimientos propios derivado de dos imágenes del <i>HST</i> separadas por 9.44 años. La posición de referencia (RA offset, Dec. offset)=(0,0) corresponde a la posición de la estrella central RA= $17^h 13^m 44^s .39$, Dec.= $-37^{\circ} 06' 12'' .92$ (J=2000). <u>b)</u> Movimientos propios para 200 puntos son graficados vs. la separación desde la fuente central, que muestran un comportamiento homólogo. (Szyszka et al., 2011).	11

3.1.	Configuraciones para la dependencia angular para $\delta = 0.99$ y $\beta = 5$ (azul), $\delta = 0.99$ y $\beta = 0.5$ (naranja), $\delta = 0.5$ y $\beta = 0.5$ (verde) y $\delta = 0$ y $\beta = 5$ (rojo). Un valor grande de β produce una estratificación que se asemeja a un disco delgado. Los polos se localizan a 0° y 180° mientras que el ecuador a 90° y 270°	24
3.2.	Lanzamiento de un jet (j) y el contrajet (cj) desde una fuente en órbita circular de radio r_0 , con un eje de salida a un ángulo α respecto al eje orbital z. (Imagen tomada de Raga et.al., 2009).	26
4.1.	Cortes en densidad de H neutro sobre el plano xz , obtenida de todas las simulaciones. Los mapas correspondientes para los modelos M1-M4 son mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. De izquierda a derecha tenemos los mapas correspondientes a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la densidad del H neutro en g cm^{-3} . Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.	29
4.2.	Mapas sintéticos de $\text{H}\alpha$ obtenidos a partir de los modelos M1-M4, mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. Como en la figura 4.1, todos los paneles corresponden, de izquierda a derecha, a los mapas a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $\text{H}\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.	30
4.3.	Mapas sintéticos de $\text{H}\alpha$ a diferentes ángulos de visión respecto al eje \hat{y} correspondientes a (de izquierda a derecha) 0° , 30° , 60° y 90° obtenidos para el modelo M4, para la salida a un tiempo de integración de 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $\text{H}\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.	31

4.4.	Mapas sintéticos de H α a diferentes ángulos de visión ahora respecto al eje \hat{x} correspondientes a (de izquierda a derecha) 30°, 60° y 90° obtenidos para el modelo M4, para la salida a un tiempo de integración de 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de H α en unidades de erg cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹ . Los ejes están etiquetados en unidades de 10 ¹⁷ cm.	31
4.5.	Movimientos propios calculados de los mapas sintéticos de H α para todos los modelos. Los mapas en color muestran las convoluciones de los mapas de H α originales, con un wavelet de punto de cuadrícula $\sigma = 4$. Las flechas muestran los movimientos propios (con la escala mostrada en las esquinas derechas superiores de los marcos). Las imágenes convolucionadas son mostradas con la escala logarítmica dada por las barras derechas (en erg cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹). Los ejes están en unidades de 10 ¹⁷ cm.	33
4.6.	Gráficos log-log de los flujos máximos de H α de los nudos (medidos en los imágenes de H α convolucionadas por wavelets) como una función de la distancia desde la fuente central. Los puntos rojos (en los tres paneles) corresponden a los nudos del modelo M1, la simulación sin fotoionización (np), y los puntos negros son los nudos encontrados para los modelos M2, M3, y M4 (paneles <u>superior</u> , <u>central</u> e <u>inferior</u> , respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos de los mismos colores.	35
4.7.	Velocidades de los movimientos propios de los picos de intensidad en H α como función de la distancia de la fuente estelar. Como en la Figura 4.6, los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M1, el caso sin fotoionización (np), y los puntos negros corresponden a los nudos encontrados para los modelos M2, M3, y M4 (paneles <u>superior</u> , <u>central</u> e <u>inferior</u> , respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color. . .	36

4.8.	Velocidades de los movimientos propios de los picos de intensidad en $H\alpha$ como función de la distancia de la fuente estelar, para distintos ángulos de visión, dados por rotaciones respecto al eje \hat{y} . Los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M4 a 90° y los puntos negros a los nudos del mismo modelos pero a 0° , 30° y 60° , respectivamente).	38
4.9.	Velocidades de los movimientos propios de los picos de intensidad en $H\alpha$ a diferentes épocas. Los puntos rojos (en ambos marcos) corresponden a los nudos del modelo M1 y los puntos negros a los nudos del modelo M4. El subíndice 1 indica la etapa evolutiva a 280 años y el subíndice 2 a 360 años. Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.	39
4.10.	Cortes en densidad de H neutro sobre el plano xz , obtenidas de todas las simulaciones. Los mapas correspondientes para los modelos M4-M7 son mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. De izquierda a derecha tenemos los mapas correspondientes a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la densidad del H neutro en g cm^{-3} . Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.	41
4.11.	Mapas sintéticos de $H\alpha$ obtenidos a partir de los modelos M4-M7, mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. Como en la figura 4.1, todos los paneles corresponden, de izquierda a derecha, a los mapas a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.	42

4.12.	Movimientos propios calculados de los mapas sintéticos de $H\alpha$ para los modelos M4-M7. Los mapas de color muestran las convoluciones de los mapas de $H\alpha$ con un wavelet de punto de cuadrícula $\sigma = 4$, y las flechas muestran los movimientos propios (con la escala mostrada en las esquinas derechas superiores de los marcos). Las imágenes convolucionadas son mostradas con la escala logarítmica dada por las barras derechas (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$). Los ejes están en unidades de 10^{17} cm .	43
4.13.	Gráficas log-log de los máximos de intensidad en $H\alpha$ de los nudos (medidos en los mapas de $H\alpha$ convolucionados) como una función de la distancia desde la fuente central. Los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M4 y los puntos negros a los nudos encontrados para los modelos M5, M6, y M7 (paneles <u>superior</u> , <u>central</u> , e <u>inferior</u> , respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.	44
4.14.	Velocidades de los movimientos propios de los máximos de intensidad en $H\alpha$ como una función de la distancia desde la fuente estelar. Como en la figura 4.6, los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M4, y los puntos negros a los nudos encontrados para los modelos M5, M6, y M7 (paneles <u>superior</u> , <u>central</u> , e <u>inferior</u> , respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.	45
5.1.	Imagen correspondiente a la parte más brillante del jet HH 34. En verde está dado $H\alpha$, [S II] en rojo, y el amarillo indica emisión en ambos filtros (Hartigan et al., 2011).	50
5.2.	Las principales estrellas del cúmulo Sigma Orionis marcadas en una imagen de Digitized Sky Survey (DSS) (ESO and Digitized Sky Survey 2).	52

5.3.	Imagen en el visible, donde se observan σ Ori, y las posiciones y orientaciones de los jets HH 444-HH 447 y HH 1158. La escala de la imagen es de $30' \times 30'$ (Riaz and Whelan, 2015).	53
5.4.	HH 444 es un jet brillante emanando de una estrella visible con un prominente haz de $16''$ de largo que apunta hacia un gran bow shock difuso (H) con su vértice a $154''$ desde la fuente. Dos bow shocks más débiles (G,F) son vistos a $\sim 114''$ y $52''$ desde la fuente, respectivamente, indicando múltiples erupciones de la fuente. (Reipurth et al., 1998).	53
5.5.	Posición inicial de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional.	55
5.6.	Posición de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional con una rotación de 90° en \hat{x}	55
5.7.	Mapas sintéticos de $H\alpha$ para el caso con una variación en la velocidad de eyección dependiente del tiempo y <u>a)</u> 0, <u>b)</u> un flujo ionizante Φ de 10^{45}s^{-1} , <u>c)</u> $\Phi = 10^{46}\text{s}^{-1}$ y <u>d)</u> $\Phi = 5 \times 10^{47}\text{s}^{-1}$. La escala de color logarítmica da la emisión $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están expresados en unidades de 10^{16}cm	56
5.8.	Al igual que en la Figura 5.7, se despliegan los mapas sintéticos de $H\alpha$ pero, para el caso de un jet con una variación en la densidad de eyección dependiente del tiempo.	56
5.9.	Posición inicial de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional para HH 444.	58
5.10.	Mapas sintéticos de $H\alpha$ para el caso con variación en la velocidad de eyección dependiente del tiempo para HH 444 a diferentes ángulos de visión, para la salida a 2100 años de evolución. De izquierda a derecha y de arriba a abajo se muestran los mapas correspondientes a rotaciones, en el sentido horario y en torno a la dirección \hat{x} , de 0° , 30° , 60° y 90° , respectivamente. La emisión de $H\alpha$ está representada por la escala de color logarítmica, en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están dados en unidades de parsec.	60

5.11. Mapas sintéticos de $H\alpha$ para el caso sin fotoionización con variación en la velocidad de eyección dependiente del tiempo para HH 444. Se muestran los mapas correspondientes a 2100 años de evolución, con las mismas líneas de visión empleadas en la Figura 5.10. Los ejes están dados en unidades de parsec.	61
5.12. Mapas sintéticos de $H\alpha$ correspondientes a un tiempo de evolución de 2100 años. Estos mapas fueron obtenidos para una rotación (horaria) en torno al eje \hat{x} de 90° , y diferentes rotaciones (antihorarias) en torno al eje \hat{y} de 30° (izquierda), 60° (centro) y 90° (derecha). Los ejes están dados en unidades de parsec.	62
5.13. Posición final de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional para HH 444, para una rotación en \hat{x} de 90°	62
5.14. Acercamiento de los mapas sintéticos de la emisión en $H\alpha$ para un ángulo de visión dado por una rotación (horaria) de 90° en torno a \hat{x} , a diferentes tiempos de evolución. Se despliegan, de izquierda a derecha, los mapas a 900, 1500 y 2100 años. Los ejes están dados en unidades de parsec.	63
5.15. Estratificación de densidad de H neutro sobre el plano $x'z'$, obtenida para un ángulo de visión de 90° a los mismos tiempos de evolución que en la Figura 5.14. La escala de color logarítmica da la densidad del H neutro en g cm^{-3} . Los ejes están dados en unidades de parsec.	63
B.1. Wavelet sombrero mexicano.	70
B.2. Función sombrero mexicano con traslación y dilatación o contracción.	71
B.3. Wavelet de Marr o sombrero mexicano 2D.	72

Capítulo 1

Introducción

Las nebulosas planetarias (NPs) son objetos astrofísicos que permiten estudiar y comprender la evolución de estrellas de masa baja e intermedia ($\sim 1 - 8M_{\odot}$), así como los procesos de nucleosíntesis que tienen lugar en estas estrellas y la manera en la que enriquecen el medio interestelar (ISM) en la Galaxia.

Se considera que sus progenitores son las estrellas en fase AGB (Paczynski, 1971; Schoenberner, 1981; Wood and Faulkner, 1986; Vassiliadis and Wood, 1994; Schönberner et al., 1995). Esta etapa se caracteriza por la presencia de vientos lentos y densos con una pérdida de masa considerable. En este momento de su evolución eyectan la mayoría de su masa inicial debido a sus altas tasas de pérdida de masa.

Juegan un papel importante debido a que un gran número de las estrellas están entre este rango de masas y, por ende, son el mecanismo principal en la Galaxia para el suministro de polvo y gas, además de que dominan la eyección de He, C y otros elementos al ISM. De ahí que entender su estructura y formación permite comprender los procesos de evolución estelar.

1.1. Nebulosas planetarias y primeros modelos

La evolución de estrellas de baja masa e intermedia hacia la etapa de NP implica una serie de diversas fases, la cuales pueden ser seguidas en el diagrama H-R (por ejemplo, ver Figura 1.1).

Una vez que la estrella ha consumido la mayor parte del hidrógeno en su núcleo, se mueve fuera de la secuencia principal convirtiéndose en una gigante roja. Aquí, un núcleo de helio se haya rodeado por una envoltura de hidrógeno en la que se lleva aún la combustión de este elemento. Sin embargo, debido a que la generación de energía nuclear en el centro ha bajado, la temperatura del núcleo disminuye y este se contrae bajo el efecto de la gravedad, conduciendo a una expansión de la envoltura externa.

Al aumentar el radio, se incrementa su luminosidad. La estrella evoluciona a lo largo de la rama de las gigantes rojas (RGB) en el diagrama H-R mientras el colapso del núcleo, hace que su temperatura aumente hasta que sea lo suficientemente alta para comenzar la fusión de helio y ser convertido en carbón. Una vez que el helio se agota en su centro, se forma un núcleo degenerado de carbón y comienza su fase de AGB, durante la cual se lleva acabo la ignición del helio en una capa en torno al núcleo, y de hidrógeno, en una capa alrededor de la anterior.

La estrella exhibe pulsos térmicos (TP-AGB) y se convierte en una AGB con pulsos. El tamaño y la luminosidad de la estrella se incrementan, su temperatura efectiva disminuye y el envolvente estelar se encuentra considerablemente menos ligado gravitacionalmente al núcleo que en la fase de secuencia principal, lo que implica que las capas más externas pueden escapar fácilmente. La pérdida de masa durante esta fase puede ser del orden de hasta $10^{-5}M_{\odot}$ año $^{-1}$ mediante un viento estelar con velocidades de ~ 10 km s $^{-1}$.

Este material expelido va alejándose y enfriándose, formando alrededor de la estrella una envolvente densa y opaca de gas y polvo en expansión, compuesta por el material que es llevado a la superficie durante la etapa de los pulsos térmicos, mediante episodios de dragado que llegan a las regiones contaminadas con los productos del proceso 3α (Dell'Agli, 2017). Comienza la fase de NPP, durante la cual, el remanente estelar empieza a encogerse y su temperatura efectiva comienza a incrementarse, manteniendo una luminosidad casi constante.

Cuando el núcleo es suficientemente caliente, se inicia una nueva etapa, aunque con una menor pérdida de masa ($\sim 10^{-8}M_{\odot}$ año $^{-1}$), debida a la presión de radiación, dando lugar a un viento mucho más rápido pero más tenue con velocidades de

aproximadamente 1000 km s^{-1} (Guerrero and De Marco, 2013). Este segundo viento alcanza y barre al remanente del viento eyectado en la fase AGB, acumulándose con el material lento conforme lo va alcanzando, creando así un cascarón de alta densidad. En este punto, la emisión óptica que se observa en la NPP está asociada a la luz de la estrella reflejada en la nube que la rodea, mientras que la emisión infrarroja es producto del calentamiento de los granos de polvo que absorben la radiación de la estrella y la reemiten en el infrarrojo.

Al mismo tiempo el radio efectivo del núcleo de la estrella se reduce mientras la temperatura se incrementa para formar una enana blanca (WD). Conforme la temperatura efectiva de la estrella central vaya aumentando y empiece a emitir cada vez más fotones ultravioleta, será capaz de ionizar el material circundante, el cual emite en líneas correspondientes a las transiciones de recombinación del hidrógeno, así como otros elementos como helio y carbono. Se estima que el número de fotones ionizantes de las estrellas centrales de NPs puede ir de 10^{45} a 10^{47} s^{-1} (Villaver et al., 2002).

Este escenario, que considera la interacción de los dos vientos, sería el mecanismo mediante el cual se forma la NP. Este modelo conocido como el modelo de vientos estelares interactuantes (ISW)(Kwok et al., 1978), fue uno de los primeros intentos por explicar el origen de estos objetos. El modelo ISW es capaz de explicar las propiedades observadas en NPs esféricas, tomando en cuenta que ambos vientos son considerados como isótropos. Sin embargo imágenes obtenidas con el *Telescopio Espacial Hubble (HST)* muestran que un gran número de estos objetos no presentan esa simetría. Esto dio lugar al modelo de vientos estelares interactuantes generalizado (GISW)(Balick, 1987a), cuya diferencia con su antecesor radica en suponer una distribución de densidad no esférica para el viento lento de la fase AGB. Esto es, suponiendo un contraste de densidad en el viento de la AGB, lo que significa que este viento es emitido preferentemente en el plano ecuatorial, generando de esta manera la acumulación de material de forma toroidal en la zona del ecuador que, como consecuencia, permite enfocar el viento rápido hacia los polos (Kahn and West, 1985; Balick et al., 1987; Balick, 1987b; Icke, 1988; Mellema et al., 1991). Dependiendo de la diferencia que

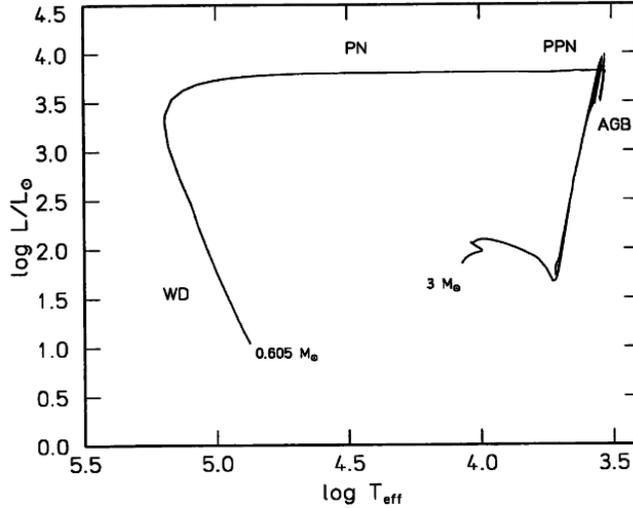


Figura 1.1: Diagrama H-R de la evolución de una estrella con una masa inicial de $3M_{\odot}$ desde la fase de secuencia principal hasta la de enana blanca. Las principales etapas evolutivas se encuentran indicadas por AGB= rama asintótica de las gigantes, PPN= nebulosa protoplanetaria, PN= nebulosa planetaria y WD= enana blanca. (Imagen tomada de Schönberner & Blöcker 1996).

se tenga en la distribución de densidad, se pueden reproducir morfologías esféricas (contraste nulo), elípticas (moderado) o bipolares (grande) tal como se muestra en la Figura 1.2.

Si bien esta generalización del modelo permite comprender un poco más los procesos de formación de las NPs, resultaba inapropiado al momento de describir a aquellas con morfologías más complejas como las multipolares o aquellas en las que se observan estructuras tipo jets colimados o flujos rápidos simétricos respecto al centro, o aquellas que poseen formas multipolares (Fig. 1.3).

Pascoli (1992) consideró que el campo magnético podía dar lugar a una morfología bipolar en NPs, mientras que García-Segura et al. (1999) planteó que las asimetrías podrían deberse a los campos magnéticos y a la rotación estelar, sin embargo se encuentra que el campo magnético solo es insuficiente para generar NPs asimétricas (Soker and Harpaz, 1992; Soker, 2006; Nordhaus et al., 2007; García-Segura et al., 2014).

La propuesta entonces fue considerar que dichas configuraciones podían adjudicarse

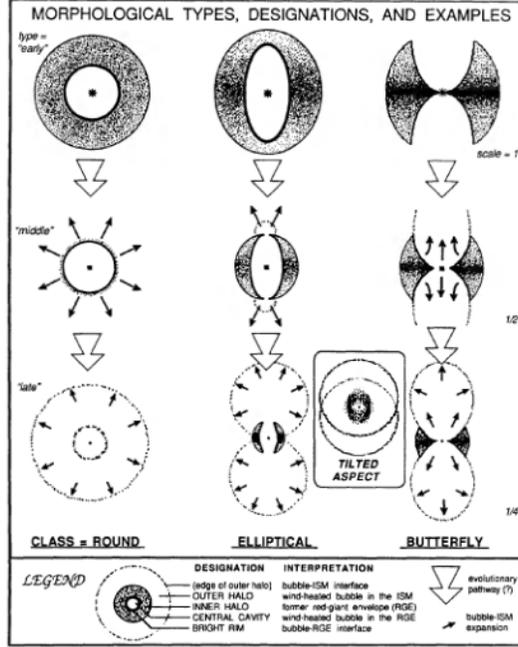


Figura 1.2: Morfologías de NPs con distintos contrastes de densidad. (Imagen de Balick 1987a).

carse a la presencia de un sistema binario en el interior de estos objetos estelares (Bond et al., 1978; Livio et al., 1979; Soker and Livio, 1994b). Dicha propuesta se veía reforzada por el hecho de que se considera que gran parte de las estrellas tienen una o más compañeras. Incluso, trabajos recientes sugieren que, para las NPs que carecen de simetría alguna, un posible mecanismo que las origina es la interacción de los componentes de un sistema estelar triple (Akashi and Soker, 2017; Bear and Soker, 2017).

1.2. Sistemas binarios en NPPs

Las estrellas en un sistema binario pueden interactuar de diferentes maneras dependiendo de su etapa evolutiva y de sus parámetros orbitales (Soker, 1997). Estructuras como jets, anillos, halos y patrones espirales son asociados a estos sistemas (Harpaz et al., 1997; Bear and Soker, 2017, y referencias en el mismo).

Entre los tipos de progenitores binarios se pueden nombrar:

- Binarios muy amplios donde el período orbital es mucho más grande que el

tiempo total de formación y vida de la NP y, en el mejor de los casos, la interacción podría producir algunas características pequeñas en la NP (p.ej. NGC 246, Miller 1997; Bond & Ciardullo 1999).

- Binarios amplios, en los que se puede producir una desviación del eje de simetría y en los jets (si los hay) tener el efecto de curvatura (p.ej. NGC 7662, NGC 6826, Soker 1994). En general, la separación orbital en estos sistemas está en el rango $100 \lesssim a \lesssim 1000$ UA.
- Binarios cercanos sin envolventes comunes (ECs), cuyas separaciones en el rango de unas cuantas a ~ 100 UA y donde las interacciones gravitacionales de una componente binaria con su compañera o sus vientos, no son despreciables. Si existen jets que resultan de discos de acreción, la interacción con la estrella compañera puede causar precesión de los discos y los jets, lo que da lugar a NPs con simetría de punto. Manchado et al. (1996) proponen que este tipo de sistemas causan una precesión que puede generar NPs con dos pares de lóbulos (conocidas como NP cuadrupolares).
- Interacciones de EC, que se da cuando una estrella llena su lóbulo de Roche y le transfiere material a la compañera. En algunos casos, se tiene un desbordamiento del lóbulo dando lugar a la formación de una envoltente común alrededor de las dos componentes del sistema binario. Cuando una de las estrellas resulta ser una gigante roja, esta con sus episodios de expansión y pérdida de masa considerable, sobrellenará el lóbulo de Roche continuamente. Si la transferencia de masa es suficientemente rápida, de manera que la compañera sea incapaz de procesarla, también esta llena su lóbulo de Roche. Conforme la primera sigue evolucionando, continúa el flujo de material, quedando de esta manera la compañera engullida, conduciendo a la formación de un EC rodeando ambas estrellas (Paczynski, 1971; Soker and Livio, 1994a; Soker, 1996; Blackman and Lucchini, 2014). El núcleo de la gigante roja y la compañera girarán juntas dentro de la EC que rodea ambas componentes. Al termino de la fase de EC, la compañera puede lanzar jets que tienen direcciones variables, por lo que los jets

dan forma a las zonas internas de la nebulosa y, consecuentemente, favorecerá la pérdida de cualquier tipo de simetría.

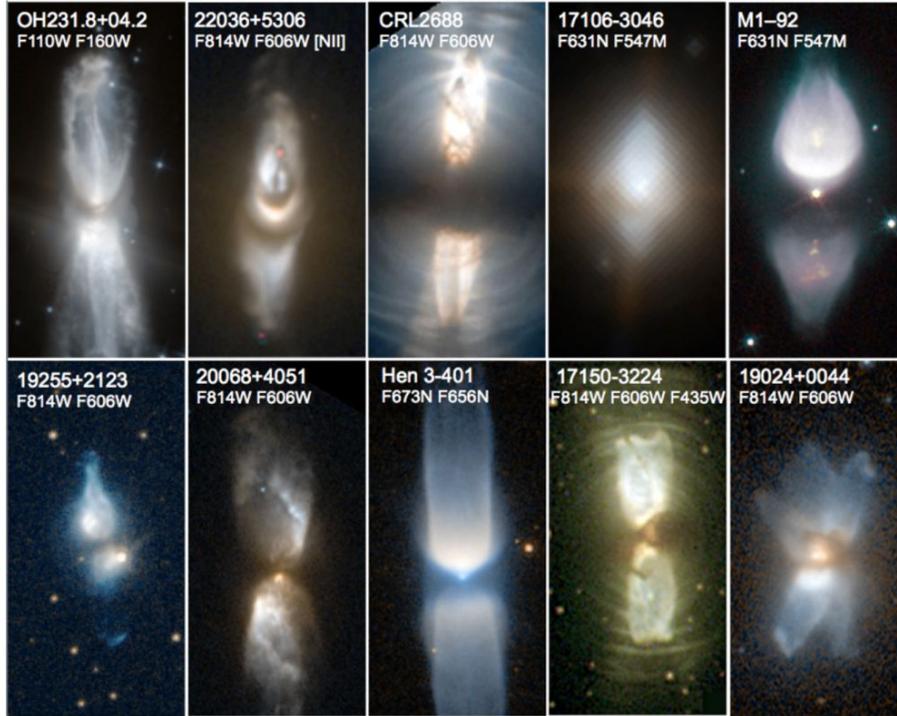


Figura 1.3: Ejemplos de NPPs con diversas morfologías. (Imagen tomada de Balick et. al., 2019).

Las interacciones binarias afectan las cualidades de las estrellas componentes por lo que sus efectos se ven reflejados en la evolución estelar de las mismas. Muchas de las teorías actuales para explicar las formas observadas de las NPs requieren de un sistema estelar binario para crearlas en lugar de una estrella AGB aislada. En estudios observacionales como Ciardullo et al. (1999), se muestra que efectivamente muchos de estos objetos poseen componentes binarias. Algunos ejemplos de ellos están dados por NGC 3132, NGC 7008, K1-2, HFG 1, NGC 1360, NGC 2346, LoTr 5, etc.

Los jets o flujos rápidos son un resultado natural de la transferencia de masa entre las componentes binarias, por lo que la conexión entre estas estructuras y la componente binaria puede ser tomada en cuenta como evidencia de que una acreción significativa ha tenido lugar (Miszalski et al., 2009; Tocknell et al., 2014; Sowicka et al., 2017).

La formación de dichos flujos se produce cuando una de las componentes del sistema binario, una enana blanca o una estrella de secuencia principal, acreta material de su compañera, una estrella AGB o post-AGB (Morris, 1987; Soker and Rappaport, 2000). Un disco de acreción es eventualmente formado y un jet bipolar o viento rápido colimado (CFW) es eyectado perpendicularmente al plano del disco (Frank and Blackman, 2004; Frank et al., 2007).

De forma tanto analítica como numérica, la interacción entre estos CFWs y el envolvente de AGB ha sido explorada (Lee and Sahai, 2003; García-Arredondo and Frank, 2004). Sahai et al. (1998) plantea que son estos flujos tipo jets altamente colimados los que, en la fase tardía AGB o NPP, moldean las envolturas de AGB desde adentro hacia afuera, produciendo las morfologías asimétricas observadas de NPPs y NPs (Sahai et al., 2007). Su rango de velocidades medias va desde unas decenas hasta $\gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$, con valores más típicos de alrededor de unos cientos de km s^{-1} (Miranda, 1999; Vázquez et al., 1999; Guerrero et al., 2002; Sahai, 2002; Sahai et al., 2011; Huggins, 2012).

La evidencia observacional que sustenta esta teoría se ha dado en los casos de jets presentes en, por ejemplo, NGC 3918 (Corradi et al., 1999), M1-92 (Trammell and Goodrich, 1996), NGC 7009 (Schwarz et al., 1992), K4-47 (Akras et al., 2016), IRAS 16342-3814 (Sahai et al., 2017), etc.

Los jets colimados también permiten explicar la simetría de punto y de espejo que es observada en NPPs multipolares, en virtud de sus formas o sus estructuras (Miranda and Solf, 1992; Miranda et al., 1997; Guerrero et al., 1999). La simetría de punto, en la que las componentes morfológicas son simétricas respecto al centro, fue adjudicada a un cambio en la orientación de eyección, lo que se ratifica con las simulaciones que consideran un jet precesante desde un sistema binario (Raga et al., 1993; Cliffe et al., 1995) que lograron reproducir dicho comportamiento al obtener resultados numéricos que muestran gran similitud con las observaciones. Por otro lado, Masciadri and Raga (2002) y Raga et al. (2009) mostraron que jets balísticos eyectados desde fuentes moviéndose en órbita circular exhiben una simetría de espejo. En la Fig.1.4 se muestran ambas configuraciones.

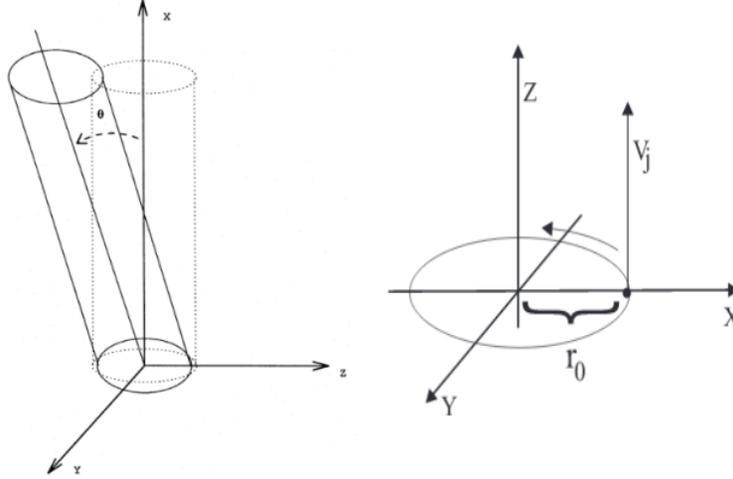


Figura 1.4: Configuraciones en la eyección de un jet para reproducir la simetría de punto (izquierda) y la simetría de espejo (derecha) en NPPs multipolares. (Imágenes tomadas de Raga et. al. 1993 y Masciadri & Raga 2002, respectivamente).

Otra característica de las NPPs multipolares es la presencia de cadenas de estructuras tipo nudos distribuidos simétricamente respecto al centro (Fig. 1.5) por ejemplo, Hen 3-1475 (Riera et al., 2003) o CRL 618 (Trammell and Goodrich, 2002). Dicha morfología ha sido reproducida por modelos que apuntan a una velocidad de eyección del jet/contrajet dependiente del tiempo como el agente generador. Diversas simulaciones numéricas en las que este mecanismo es incluido han sido llevadas a cabo (Velázquez et al., 2004; Riera et al., 2012; Velázquez et al., 2013; Riera et al., 2014; Velázquez et al., 2014; Raga et al., 2015).

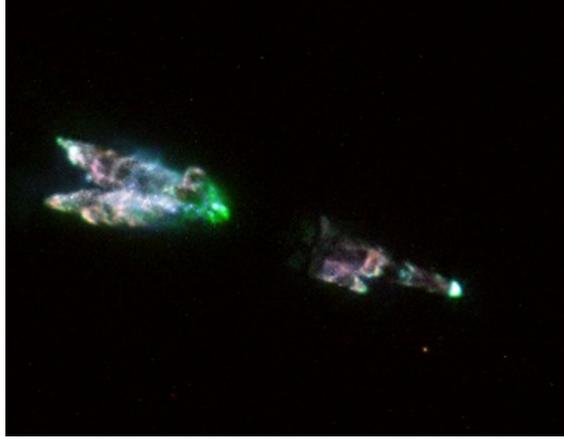


Figura 1.5: NPP multipolar CRL 618 (Imagen tomada por el *HST*).

Además de los rasgos antes mencionados presentes en las NPPs, así como de las NPs, es la evidencia observacional de que los flujos en algunos de estos sistemas exhiben una ley de expansión homóloga, es decir, están caracterizados por tener una velocidad de expansión que incrementa con la distancia a la estrella central. Algunos ejemplos de ellos son Mz 1 (Marston et al., 1998), NGC 6302 (Meaburn et. al. 2005,2008; Szyszka et.al. 2001), NGC 6537 (Corradi and Schwarz, 1993a), He 2-36 (Corradi and Schwarz, 1993b). En la Fig. 1.6 se muestra el caso de NGC 6302, para la que el estudio de movimientos propios da lugar a este tipo de ley de expansión.

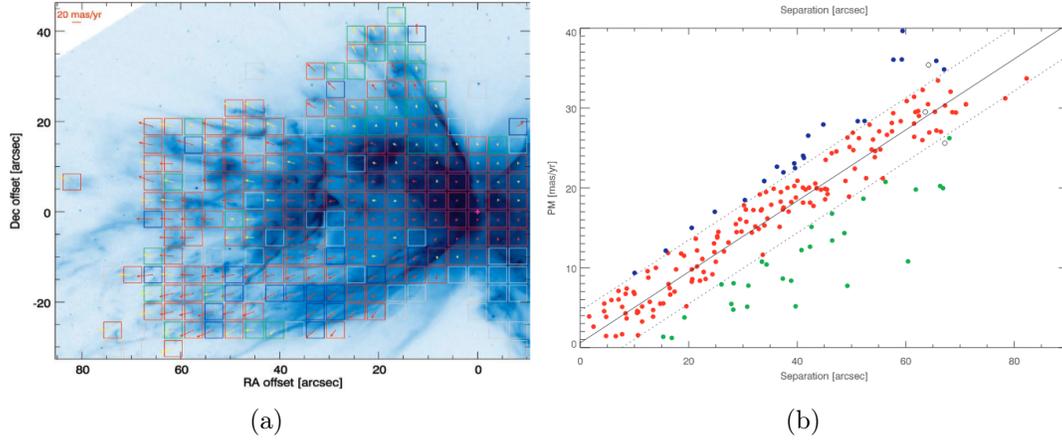


Figura 1.6: Lóbulo este de NGC 6302. a) Campo de velocidad de movimientos propios derivado de dos imágenes del *HST* separadas por 9.44 años. La posición de referencia (RA offset, Dec. offset)=(0,0) corresponde a la posición de la estrella central RA=17^h13^m44^s.39, Dec.=−37°06′12″.92(J=2000). b) Movimientos propios para 200 puntos son graficados vs. la separación desde la fuente central, que muestran un comportamiento homólogo. (Szyszka et al., 2011).

Capítulo 2

Fotoionización

La energía de una NP proviene únicamente de una fuente central, la cual puede ser una o varias estrellas. La radiación emitida por la fuente es absorbida y procesada por la nebulosa, que contiene materia en diferentes estados ya sea en forma ionizada, atómica y molecular. Es por ello que las NPs representan un escenario ideal para el estudio de las interacción entre materia y radiación.

Ya que las densidades en NPs son relativamente bajas, del orden de 100 cm^{-3} a 10^4 cm^{-3} , las tasas de excitación o ionización por colisiones electrónicas son mucho más lentas que la tasa de emisión espontánea y el electrón colisionalmente excitado permanecerá en dicho estado por un tiempo muy corto, por lo que la población de un estado excitado de H es determinado no por las colisiones, sino por la recombinación entre protones libres y electrones y la subsecuente cascada de electrones mediante emisiones espontáneas. Esto tiene como consecuencia que la ionización y los estados de excitación del átomo de hidrógeno pueden ser supuestos como completamente controlados por procesos de radiación.

El gas en el medio interestelar está compuesto principalmente por hidrógeno, donde la mayoría de los átomos están en el estado base ($n=1$). La diferencia de energía entre un electrón en este estado y la mínima energía de un electrón libre se define como el potencial de ionización y tiene un valor de $\chi_{\text{H}} = 13.6 \text{ eV}$ para el átomo de hidrógeno. Entonces se requieren fotones con energía $h\nu \geq \chi_{\text{H}}$, con h como la constante de Planck y ν la frecuencia del fotón, para fotoionizar un electrón que se encuentre

en el estado base. Cuando el fotón interacciona con un átomo de hidrógeno en el nivel $n = 1$, es absorbido mientras que el electrón hace una transición a un estado no ligado con energía cinética $E_c = m_e v_e^2 / 2 = h\nu - \chi_H$, donde m_e y v_e son la masa y la velocidad del electrón. Como consecuencia de esta interacción se producen un ión y un electrón libre. Los electrones resultantes de este proceso se pueden recombinar al ser capturados por un ión, lo que genera la emisión de un nuevo fotón con una energía igual a la energía cinética del electrón libre. También es importante considerar que, cuando un electrón es atrapado en el proceso de recombinación, este podría no ir directamente al nivel fundamental, entrando a un estado excitado y de ahí, decaer progresivamente en cascada a través de transiciones radiativas por diferentes niveles, cada vez menos energéticos hasta llegar finalmente, al nivel fundamental. Durante este proceso se emiten líneas de recombinación que son características de estos objetos.

Existen diversas maneras en las que radiación y materia pueden interactuar, tales como

- La dispersión de un fotón por un electrón libre. La energía del fotón permanece sin cambios (conocida como dispersión de Compton o, en el caso no relativista, más común a interiores estelares, dispersión de Thomson).
- Absorción libre-libre. La absorción de un fotón por un electrón libre, el cual hace una transición a un estado de energía más alto al interactuar brevemente con un núcleo o un ión. El proceso inverso, conduciendo a la emisión de un fotón, es conocido como Bremsstrahlung.
- Absorción ligado-libre, mejor conocido como fotoionización. Se remueve un electrón de un átomo (ión) causado por la absorción de un fotón. El proceso inverso es la recombinación radiativa.
- Absorción ligado-ligado. La excitación de un átomo que es debida a la transición de un electrón (ligado) a un estado de energía más alta por la absorción de un fotón. El átomo es entonces desexcitado ya sea espontáneamente o por colisión con otra partícula, por lo cual un fotón es emitido.

2.1. Equilibrio de fotoionización

El grado de ionización está determinado por la condición de equilibrio de ionización en cada punto de la nebulosa, es el balance entre las fotoionizaciones y las recombinaciones de los electrones con los iones, lo que depende fuertemente de la temperatura de la fuente ionizante. A temperaturas más elevadas, la cantidad de fotones ionizantes es mayor y, por lo tanto, el grado de ionización es más alto. Se le conoce como radiación difusa a los fotones que son emitidos en el proceso de recombinación, para los cuales se tienen dos situaciones, estos pueden escapar de la nebulosa sin ser absorbidos de nuevo (caso A) o ser absorbidos por otro átomo/ion generando, de contar con la suficiente energía, a fotoionizaciones nuevas (caso B, o aproximación "on the spot"), lo que significa que ningún fotón capaz de ionizar puede escapar sino que es reabsorbido cerca del punto donde se produce su emisión, es decir, localmente.

Una primera aproximación conlleva suponer una nebulosa constituida únicamente por hidrógeno para la cual, la ecuación de equilibrio de fotoionización está dada por

$$n(HI) \int_{\nu_H}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(HI) d\nu = n_e n_p \alpha(HI, T), \quad (2.1)$$

donde, definiendo la tasa de fotoionización como

$$\phi = \int_{\nu_H}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(HI) d\nu, \quad (2.2)$$

con $a_\nu(HI)$ como la sección transversal de fotoionización y ν_H la frecuencia de ionización de H con un valor de $3.29 \times 10^{15} \text{s}^{-1}$. La ecuación (2.1) se puede escribir de la forma

$$n(HI)\phi = n_e n_p \alpha(HI, T), \quad (2.3)$$

donde $n(HI)$ es la densidad de átomos de hidrógeno neutro en cm^{-3} , $\alpha(HI, T)$ el coeficiente de recombinación, n_e y n_p la densidad de electrones y protones, respectivamente. La parte del lado izquierdo de la Ecuación (2.3) indica el número de fotoionizaciones que tienen lugar, depende de la cantidad de átomos a ionizar, la radiación incidente y la probabilidad de absorción de los fotones. Del lado derecho apunta a

las recombinaciones producidas en el mismo elemento de volumen en función de la densidad de partículas involucradas y de la probabilidad de captura del electrón libre.

En las ecuaciones (2.1) y (2.2) J_ν corresponde a la intensidad media del campo de radiación en cada punto (en unidades de energía por unidad de área, tiempo, ángulo sólido e intervalo de frecuencias), dada por

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \oint I_\nu d\Omega, \quad (2.4)$$

donde I_ν es la intensidad específica. Si se considera que los fotones ionizantes vienen únicamente de la fuente, se tiene que

$$4\pi J_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi R^2} e^{-\tau_\nu} \quad (2.5)$$

con L_ν la luminosidad por unidad de frecuencia de la fuente central y τ_ν el espesor óptico descrito por

$$\tau_\nu = \int_0^R n_{HI} a_\nu dR \quad (2.6)$$

por lo que podemos reescribir la ecuación (2.2) como

$$\phi = \int_{\nu_H}^{\infty} \frac{L_\nu}{4\pi R^2 h\nu} e^{-\tau_\nu} a_\nu(HI) d\nu, \quad (2.7)$$

2.1.1. Equilibrio de ionización de otros elementos

Debido a que una nebulosa planetaria se compone de diferentes elementos producto de las etapas anteriores de su evolución, la tasa de fotoionizaciones por unidad de volumen depende de la presencia de los demás elementos que, junto con el hidrógeno, interactúan con los fotones por los que influyen en la estructura de ionización. La ecuación de equilibrio de ionización para el caso de otros elementos tiene la misma forma que la Ecuación (2.1) y está dada por

$$n(X^k) \int_{\nu_0(X^k)}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(X^k) d\nu = n_e n_{X^{k+1}} \alpha(X^k, T), \quad (2.8)$$

con $n(X^k)$ y $n(X^{k+1})$ las densidades del elemento X en los estados de ionización k y $k+1$, respectivamente. La sección de fotoionización del nivel fundamental de X^k está indicada por $a_\nu(X^k)$, $\nu_0(X^k)$ es la frecuencia umbral de fotoionización y $\alpha(X^k, T)$ el coeficiente de recombinación de X^{k+1} .

El equilibrio de ionización queda completamente determinado en cada punto al considerar además el número total de iones de todos los estados de ionización para el elemento X expresado como

$$n(X) = n(X^0) + n(X^{+1}) + n(X^{+2}) + \dots + n(X^{+n}) \quad (2.9)$$

2.2. Equilibrio térmico

En una nebulosa, conforme se establece el equilibrio de ionización, tienen lugar procesos de calentamiento (a causa de la fotoionización) y de enfriamiento (debido a la recombinación y la radiación emitida por la nebulosa), los cuales se consideran como ganancia y pérdida energética, respectivamente. El equilibrio térmico vendrá dado por la igualdad entre estos dos procesos que puede ser expresado como

$$G = L_R + L_{ff} + L_C, \quad (2.10)$$

donde, del lado izquierdo, G es el calentamiento por fotoionización, y del lado derecho se tiene el enfriamiento por recombinación L_R , radiación libre-libre L_{ff} y radiación emitida por excitaciones colisionales L_C de niveles de energía más bajos de iones tales como O^+ , O^{++} y N^+ . Pese a su poca abundancia en relación al H o al He, estos iones de elementos pesados tienen mayor posibilidad de ser excitados colisionalmente ya que su potencial de excitación es del orden de la energía cinética de los electrones libres. En consecuencia, sus bajas abundancias son compensadas por la amplia disposición de electrones con la energía apropiada para generar la excitación, por lo que contribuyen significativamente al enfriamiento de la nebulosa.

2.3. Equilibrio estadístico

Existen dos tipos de procesos mediante los cuales se pueden ocupar o desocupar los niveles de energía de un sistema, estos corresponden a las transiciones radiativas (R) en las que figuran la emisión espontánea, absorción y emisión inducida o estimulada, y las transiciones colisionales (C). Considerando un proceso entre un estado i (inferior) y j (superior), el equilibrio estadístico se da cuando las transiciones que pueblan un nivel y las que lo despueblan son equivalentes, es decir

$$\sum_i N_i(R_{ij} + C_{ij}) = \sum_j N_j(R_{ji} + C_{ji}), \quad (2.11)$$

con el número de transiciones por segundo desde i a j dado por $N_i(R_{ij} + C_{ij})$ y, de j a i por $N_j(R_{ji} + C_{ji})$, donde N_i y N_j corresponden al número de partículas por unidad de volumen en el nivel i y j , respectivamente.

2.3.1. Transiciones radiativas

Emisión espontánea. Un fotón de frecuencia $\nu_{ji} = (E_j - E_i)/h$, es emitido en una dirección cualquiera. El proceso de desexcitación espontánea de la partícula desde el nivel j al i viene descrito por el coeficiente de Einstein de emisión espontánea A_{ji} (en unidades de s^{-1}), el cual representa la probabilidad de transición de la partícula, por unidad de tiempo. Su inverso expresa el tiempo de vida de la partícula en el nivel superior $t_{vida} = A_{ji}^{-1}$. La contribución de esta transición a la variación de las poblaciones de los dos niveles será

$$\dot{n}_i = -\dot{n}_j = n_j A_{ji} \quad (2.12)$$

Absorción. Un fotón de frecuencia ν_{ji} del campo de radiación es absorbido produciendo la excitación de la partícula del nivel i al nivel j . La probabilidad de la transición es proporcional a la intensidad del campo de radiación I_ν , donde la constante de proporcionalidad está dada por el coeficiente de Einstein de absorción B_{ij} (en

unidades de $\text{erg}^{-1}\text{cm}^2\text{sr Hz}$). Este proceso contribuye a la variación de la población de los dos niveles de la forma

$$\dot{n}_j = -\dot{n}_i = n_i B_{ij} I_\nu \quad (2.13)$$

Emisión inducida. La desexcitación estimulada o inducida de la partícula desde el nivel j al nivel i por un fotón incidente produciendo la emisión de otro fotón, se considera como una absorción negativa. Para este proceso el coeficiente asociado es el coeficiente de Einstein de emisión inducida (o estimulada) B_{ji} . La contribución de esta transición es

$$\dot{n}_i = -\dot{n}_j = n_j B_{ji} I_\nu \quad (2.14)$$

2.3.2. Transiciones colisionales

Cuando se da una colisión con otra partícula, el sistema puede ya sea pasar del estado i al j al ganar parte de la energía cinética de la partícula colisionante o ceder energía a dicha partícula pasando del estado j al i . Las probabilidades de excitación y desexcitación colisional vienen dadas por C_{ij} y C_{ji} (en unidades de s^{-1}), respectivamente. La contribución de este tipo de transiciones a la variación de la población de los niveles es

$$\dot{n}_j = -\dot{n}_i = n_i C_{ij} - n_j C_{ji} \quad (2.15)$$

tanto C_{ij} como C_{ji} se definen como el producto de la densidad de las partículas colisionantes n y el coeficiente de excitación colisional γ_{ij} , por un lado, y el coeficiente de desexcitación colisional γ_{ji} , por el otro (ambos con dimensiones de cm^3s^{-1}). Esto es $C_{ij} = n\gamma_{ij}$ y $C_{ji} = n\gamma_{ji}$, por lo que la ecuación (2.15) también puede expresarse como

$$\dot{n}_j = -\dot{n}_i = n_i n \gamma_{ij} - n_j n \gamma_{ji} \quad (2.16)$$

En general, en un sistema con varios niveles, el nivel i se puebla por colisiones desde los otros niveles $j \neq i$, y de forma radiativa desde los niveles superiores, $j > i$, mientras que se despuebla por colisiones a todos los otros niveles, $j \neq i$, y radiativamente a

los niveles inferiores, $j < i$. La ecuación de equilibrio estadístico se puede escribir entonces como

$$\sum_{j>i} n_j A_{ji} + \sum_{j\neq i} n_j n_e \gamma_{ji} = \sum_{j\neq i} n_i n_e \gamma_{ij} + \sum_{j<i} n_i A_{ij} \quad (2.17)$$

Se puede definir la densidad crítica n_c como el valor en el cual, para cualquier nivel i , las desexcitaciones colisionales son igualmente probables que las desexcitaciones radiativas, esto es

$$n_c(i) = \sum_{j<i} A_{ij} / \sum_{j\neq i} \gamma_{ij} \quad (2.18)$$

El valor de la densidad crítica indica el punto en el que se pasa de un régimen de baja densidad a uno de alta densidad. Para valores mayores que n_c , las transiciones colisionales dominan sobre las radiativas y viceversa para el caso contrario.

Capítulo 3

Modelo de nebulosa protoplanetaria multipolar

En este capítulo presentamos los elementos principales empleados para simular la NPP con la que llevamos a cabo este trabajo, como serían: una descripción del código y las ecuaciones utilizadas, las condiciones y suposiciones consideradas, así como los valores de los correspondientes parámetros tomados en cuenta en las distintas corridas llevadas a cabo.

3.1. Ecuaciones de la hidrodinámica

La dinámica de fluidos está gobernada por la conservación de masa, momento y energía. Las ecuaciones que describen las propiedades y la condición del gas están dadas por la ecuación de continuidad, que describe la conservación de masa y relaciona los campos de densidad y velocidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (3.1)$$

la ecuación de momento, que describe el movimiento de un fluido comprensible (como lo es el gas en una nebulosa) está dada de la siguiente forma

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\mathbf{u} + \mathbf{I}P) = 0, \quad (3.2)$$

donde no se consideran los efectos de la gravedad u otras fuerzas externas. Finalmente se tiene la ecuación de energía, dada por:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(E + P)] = G_{rad} - L_{rad}, \quad (3.3)$$

donde ρ , \mathbf{u} , P , E e \mathbf{I} son la densidad de masa, el vector de velocidad, la presión térmica, la densidad de energía y la matriz identidad, respectivamente. G_{rad} y L_{rad} son el calentamiento y enfriamiento a causa de la radiación. La densidad total de energía y la presión térmica están relacionadas por una ecuación de estado de gas ideal dada por $E = \rho|\mathbf{u}|^2/2 + P/(\gamma - 1)$, siendo γ el cociente de los calores específicos, con un valor de 5/3.

3.2. El código

Para llevar a cabo nuestras simulaciones usamos el código hidrodinámico en 3D, de malla fija y paralelizable GUACHO (Esquivel et al., 2009; Esquivel and Raga, 2013), que resuelve las Ecuaciones (3.1)-(3.3). Con el propósito de considerar la fotoionización de H, también se tiene en cuenta una ecuación para hidrógeno neutro de la forma

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\text{HI}}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HI}}\mathbf{u}) = & (n - n_{\text{HI}})^2\alpha(T) \\ & - (n - n_{\text{HI}})n_{\text{HI}}c(T) - n_{\text{HI}}\phi, \end{aligned} \quad (3.4)$$

donde $\alpha(T)$ el coeficiente de recombinación, $c(T)$ el coeficiente de ionización colisional del hidrógeno y ϕ la tasa de fotoionización. Se supone que la densidad electrónica es igual a la del hidrógeno ionizado, es decir $n_e = n_{\text{HII}} = n - n_{\text{HI}}$, con n_{HI} como la densidad de hidrógeno neutro y n la densidad total de hidrógeno. Nuestros cálculos

son hechos con la aproximación gris, en la que todos los fotones UV se suponen en el límite de Lyman, y se considera una sección transversal de ionización constante independiente de la frecuencia ($a_0 = 6.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$). En esta aproximación, la Ecuación (2.7) toma la forma más simple:

$$\phi = \frac{S_* a_0}{4\pi R^2} e^{-\tau_{\nu_0}}, \quad (3.5)$$

donde S_* es el número total de fotones ionizantes emitidos por unidad de tiempo

$$S_* = \int_{\nu_H}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (3.6)$$

y

$$\tau_{\nu_0} = a_0 \int_0^R n_{HI} dR', \quad (3.7)$$

Esta aproximación de transferencia radiativa del medio interestelar gris es razonable para el caso de una fuente estelar de fotones ionizantes, tal que el espectro estelar EUV cae muy rápidamente para $\nu > \nu_0$. Debido a su simplicidad, ha sido ampliamente usada para hacer simulaciones multidimensionales de flujos ionizados (ver, e.g., Bisbas et al., 2015).

En la Ecuación (3.5), sólo las fotoionizaciones debidas al campo de fotones ionizantes estelares directos son consideradas (el campo de fotones ionizantes difusos son tomados en cuenta sólo al usar el coeficiente de recombinación del “caso B”).

La transferencia radiativa es resuelta con el método de trazado de rayos Monte Carlo descrito en Esquivel and Raga (2013) y Schneider et al. (2016), en el que la radiación es dividida y propagada en paquetes de fotones, en direcciones aleatorias desde posiciones al azar en la superficie de la fuente, usando un esquema de trazado de rayos. Conforme los rayos se propagan a lo largo del dominio computacional, el campo de radiación es atenuado por un factor de $e^{-\Delta\tau}$ donde $\Delta\tau = a_0 n_{HI} \Delta l$, con Δl como la longitud de camino de los fotones, a través de cada una de las celdas sucesivas, medida a lo largo de la dirección de propagación.

Las ganancias y pérdidas radiativas son producidas por el calentamiento y enfria-

miento del material. La tasa de calentamiento tiene la forma $\Psi = n_{H_I} \phi E_0$, donde E_0 es la energía ganada por ionización. La tasa de enfriamiento se calcula siguiendo la formulación descrita en Biro et al. (1995), que incluye las contribuciones de la ionización colisional y la recombinación radiativa del hidrógeno, la excitación colisional de la línea Ly α y las líneas prohibidas de [OI] y [OII]. Estas últimas son obtenidas suponiendo que el estado de ionización del oxígeno sigue a la del hidrógeno. Para temperaturas mayores a $\sim 4.5 \times 10^4$ K, esta función es reemplazada por una de equilibrio coronal (Raga and Cantó, 1989).

3.3. Condiciones iniciales

Hemos realizado una serie de diferentes corridas del modelo con diversas variaciones en los parámetros de interés. Las características propias de cada una de las simulaciones son resumidas en la Tabla 3.1. A continuación, describimos la forma en la que el medio circumestelar y el jet fueron considerados.

Simulamos la eyección de un jet desde un sistema binario donde una de las componentes está acretando material de su compañera, la que se considera se encuentra en fase AGB. A $t = 0$, el viento lento y denso de la AGB llena toda la malla computacional y es en este medio donde el jet se propaga. Dicho viento presenta una distribución de densidad no simétrica dada por:

$$\rho(r, \theta) = \rho_w(r) f(\theta), \quad (3.8)$$

donde

$$\rho_w(r) = \frac{\dot{M}_w}{4\pi r^2 v_w} \quad (3.9)$$

con una velocidad terminal del viento de $v_w = 15 \text{ km s}^{-1}$ y una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} = 10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}$. La dependencia angular está determinada por la función descrita en Mellema et al. (1991):

$$f(\theta) = 1 - \delta \frac{1 - \exp(-2\beta \cos^2 \theta)}{1 - \exp(-2\beta)}, \quad (3.10)$$

donde θ es el ángulo respecto al eje z , δ determina el contraste (que está dado por $1/(1 - \delta)$) entre la densidad en el polo ($\theta = 0$) y el ecuador ($\theta = \pi/2$), y β determina la forma de la variación. En la Figura 3.1 se ejemplifica el comportamiento de la ecuación 3.10 para distintos valores de δ y β . Los modelos M1-M4 fueron obtenidos con $\delta = 0.99$ y $\beta = 5$, por lo que tenemos un contraste alto entre el ecuador y el polo.

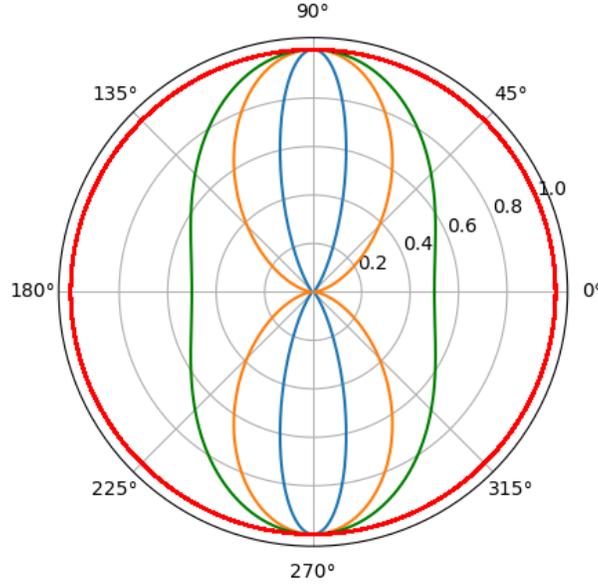


Figura 3.1: Configuraciones para la dependencia angular para $\delta = 0.99$ y $\beta = 5$ (azul), $\delta = 0.99$ y $\beta = 0.5$ (naranja), $\delta = 0.5$ y $\beta = 0.5$ (verde) y $\delta = 0$ y $\beta = 5$ (rojo). Un valor grande de β produce una estratificación que se asemeja a un disco delgado. Los polos se localizan a 0° y 180° mientras que el ecuador a 90° y 270° .

La dirección del jet describe un cono de precesión con un ángulo de semiapertura de $\alpha = 15^\circ$ (Riera et al., 2014; Velázquez et al., 2014) con un periodo de precesión $\tau_p = \tau/f_p$, donde f_p es una constante que representa el número de vueltas y τ es un tiempo característico dado por

$$\tau = \frac{z}{2v_j \cos \alpha}. \quad (3.11)$$

La densidad de eyección dependiente del tiempo está dada por

$$\rho_j = \rho_{j0} \left(1 + \Delta\rho_j \cos \left(2\pi \frac{t}{\tau_d} \right) \right), \quad (3.12)$$

donde ρ_{j0} es la densidad media de la eyección, t es el tiempo, $\Delta\rho_j$ y τ_d son la amplitud y el periodo de la variación de la densidad, respectivamente. Esta variabilidad de eyección es el mecanismo para generar múltiples estructuras.

Para el jet, tomamos una velocidad de eyección constante de $v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$, un $\Delta\rho_j = 0.95$ y un periodo de variabilidad dado por $\tau_d = \tau_p/f_q$, con f_q una constante que da el número de eyecciones. Los valores de f_p y f_q corresponden a 2 y 4, respectivamente, lo que quiere decir que el jet precesa 2 veces y que hay cuatro eyecciones por cada precesión. A partir de la ecuación 3.11 obtenemos un periodo de precesión de 248 años, por lo que el periodo de variabilidad es de 62 años. Tomamos los valores para la densidad numérica media de $n_j = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (tabla 3.1). El jet es cilíndrico, con un radio inicial de $r_j = 3.6 \times 10^{15} \text{ cm}$ y una longitud de $l_j = 2r_j$. En todos los modelos, el jet inyecta masa al medio circumestelar a una tasa promedio de $\dot{M}_j = 1.4 \times 10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$. Luego de cada integración temporal de la simulación numérica, las condiciones del jet son re-impuestas dentro de un cilindro precesante de radio r_j y longitud l_j .

Hemos considerado casos sin fotoionización (modelo M1) y con tasas de fotones ionizantes de 10^{45} (modelo M2), 10^{46} (modelo M3), y 10^{47} s^{-1} (modelo M4). Una estrella central de una NP, con una temperatura de $5 \times 10^4 \text{ K}$ y un radio de $R_\odot/10$, produce una tasa de fotones de $3.5 \times 10^{45} \text{ s}^{-1}$. Este valor incrementa a $6 \times 10^{46} \text{ s}^{-1}$ para una estrella con el mismo radio, pero para una temperatura de 10^5 K (Capriotti and Kovach, 1968). Entonces las tasas usadas en nuestros modelos están en rangos correspondientes a valores en NPs. La transferencia de los fotones ionizantes se calcula para $r > 1.5r_j$, sin tomar en cuenta la absorción a radios más pequeños.

Tabla 3.1: Condiciones iniciales para las simulaciones hidrodinámicas

Modelo	S_* s^{-1}	r_j 10^{15} cm	n_j cm^{-3}	δ	β
M1	0.	3.6	10^5	0.99	5
M2	10^{45}	3.6	10^5	0.99	5
M3	10^{46}	3.6	10^5	0.99	5
M4	10^{47}	3.6	10^5	0.99	5

El jet y la fuente ionizante están localizados en el centro del dominio computacional

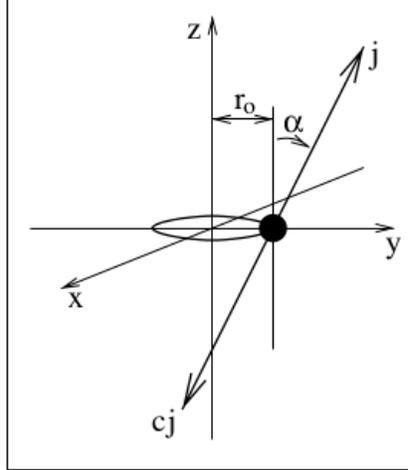


Figura 3.2: Lanzamiento de un jet (j) y el contrajet (cj) desde una fuente en órbita circular de radio r_0 , con un eje de salida a un ángulo α respecto al eje orbital z. (Imagen tomada de Raga et.al., 2009).

que cubre $256 \times 256 \times 512$ celdas (en las direcciones \hat{x} , \hat{y} , y \hat{z} , respectivamente), con una resolución de 5.9×10^{14} cm por celda. El dominio tiene una extensión de 3×10^{17} cm a lo largo del eje \hat{z} . En las fronteras de nuestro dominio computacional se aplican condiciones de salida para el flujo.

El jet precesa alrededor del eje \hat{z} y es lanzado por la estrella compañera, que se mueve (sobre el plano xy) en órbita circular (Raga et al., 2009) con un radio de 20 A.U. y una velocidad orbital de 10 km s^{-1} (es decir, con un periodo orbital de 62 años) por lo que tenemos una masa total para el sistema binario de $2.08 M_{\odot}$. En la Figura 3.2 se muestra un diagrama esquemático de la configuración del jet. Debido a la resolución empleada en nuestras simulaciones, no resolvemos el radio orbital y sólo consideramos las componentes x y y de la velocidad orbital, que son agregadas a la velocidad del jet.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos de nuestro modelo de una NPP, en el cual distintas tasas de fotones ionizantes provenientes de la fuente central son consideradas, incluyendo también el caso sin fotoionización. A continuación mostramos los mapas que presentan la densidad de hidrógeno neutro y de $H\alpha$. También presentamos nuestro estudio de movimientos propios así como el método empleado, las gráficas de la velocidad y el flujo, ambas en función de la distancia correspondientes a cada uno de los modelos.

4.1. Densidad de H neutro

Nuestras simulaciones hidrodinámicas están evolucionadas hasta un tiempo de integración total de 460 años. En la Figura 4.1 se muestran los mapas de estratificación de densidad para el H neutro (en el plano xz), los cuales fueron obtenidos para todos los modelos, generados para diferentes tiempos con el propósito de observar la evolución de las estructuras. En las estratificaciones de densidad, vemos los nudos a lo largo de los jets precesantes (que resultan de la variabilidad de densidad en la eyección) y una densa estructura toroidal en el plano xy (resultado de la dependencia con la latitud del viento AGB). Un decremento de la densidad del H neutro es observada al aumentar la tasa de fotones ionizantes así como conos de sombra generados por las estructuras interactuando con la radiación proveniente de la fuente central. También

se puede ver que la estructura toroidal observada hacia el ecuador, se halla completamente ionizada para el caso con una tasa de 10^{47}s^{-1} (ver panel inferior derecho de la Figura 4.1).

4.2. Mapas sintéticos de $\text{H}\alpha$

De las distribuciones de temperatura y densidad obtenidas de nuestras simulaciones numéricas, hemos generado también mapas sintéticos de emisión en $\text{H}\alpha$, considerando el eje \hat{y} como la línea de visión (es decir, el plano xz corresponde al plano del cielo). La Figura 4.2 muestra estos mapas sintéticos para cada uno de los modelos a diferentes tiempos de integración como los empleados en la Figura 4.1.

La emisión del jet traza una configuración de “manguera de jardinero” (ver la fila 1 de la Figura 4.2) que es una característica de la precesión de la dirección de eyección. La densidad dependiente del tiempo del jet produce los nudos emitidos, los cuales son observados a lo largo de la trayectoria jet. Estas características son claramente observadas en el modelo M1 (sin fotoionización). En los otros paneles, la emisión del jet está parcialmente cubierta por la emisión del toro, que muestra la apariencia de un reloj de arena para los modelos M2 y M3 (fila 2 y 3 de la Figura 4.2). El mapa correspondiente al modelo M4, en su lugar, muestra la emisión que surge del toro denso subyacente.

Esta figura también muestra que la fotoionización de la fuente central produce dos efectos observables sobre los mapas sintéticos de emisión de $\text{H}\alpha$. La primera es un incremento de la intensidad de $\text{H}\alpha$ para las tasas de fotones ionizantes altas. La segunda es un crecimiento global de la brillantez superficial de la nebulosa sintética (a un contraste de intensidad dado). Finalmente, notamos que para el modelo M4, algunos nudos cercanos a la estrella central y fuera de la emisión del toro, tienen una morfología cometaria que es generalmente encontrada en modelos de nudos densos fotoevaporados por un campo de radiación externo. En la Figuras 4.3 y 4.4 se observan los mapas de $\text{H}\alpha$ para el modelo M4 a distintos ángulos de visión (haciendo rotaciones en torno a la dirección \hat{y} y \hat{z} , respectivamente).

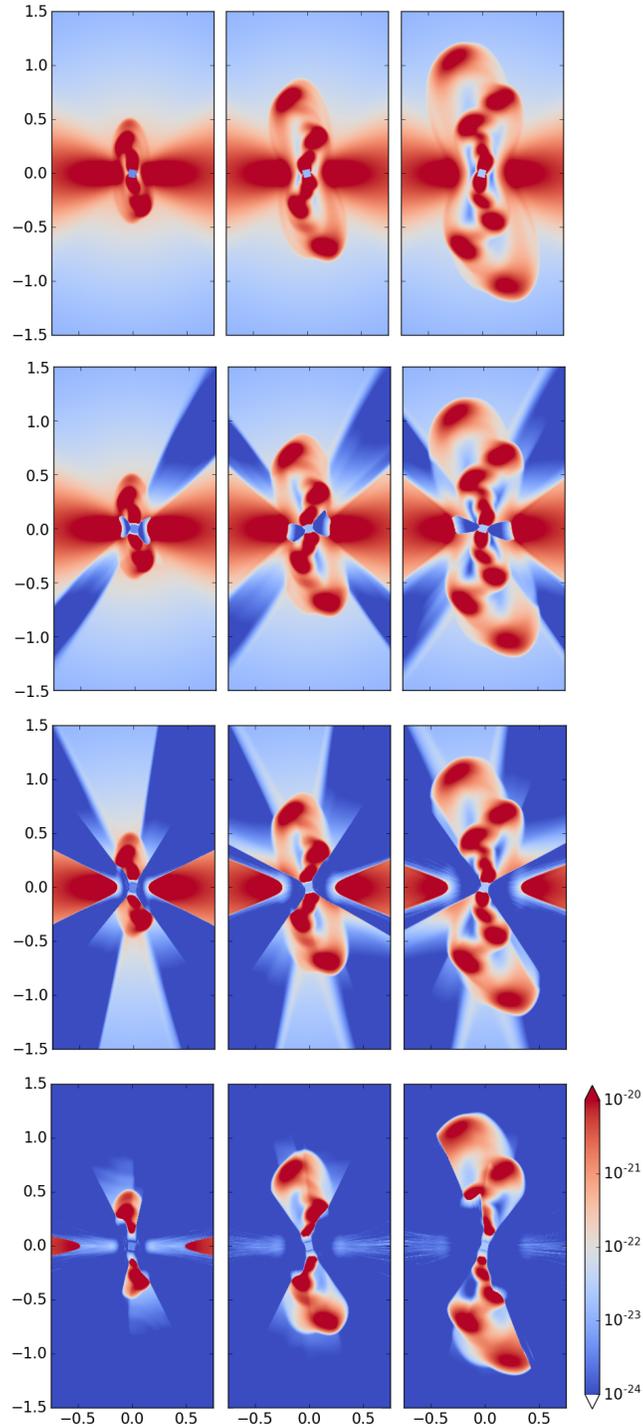


Figura 4.1: Cortes en densidad de H neutro sobre el plano xz , obtenida de todas las simulaciones. Los mapas correspondientes para los modelos M1-M4 son mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. De izquierda a derecha tenemos los mapas correspondientes a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la densidad del H neutro en g cm^{-3} . Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.

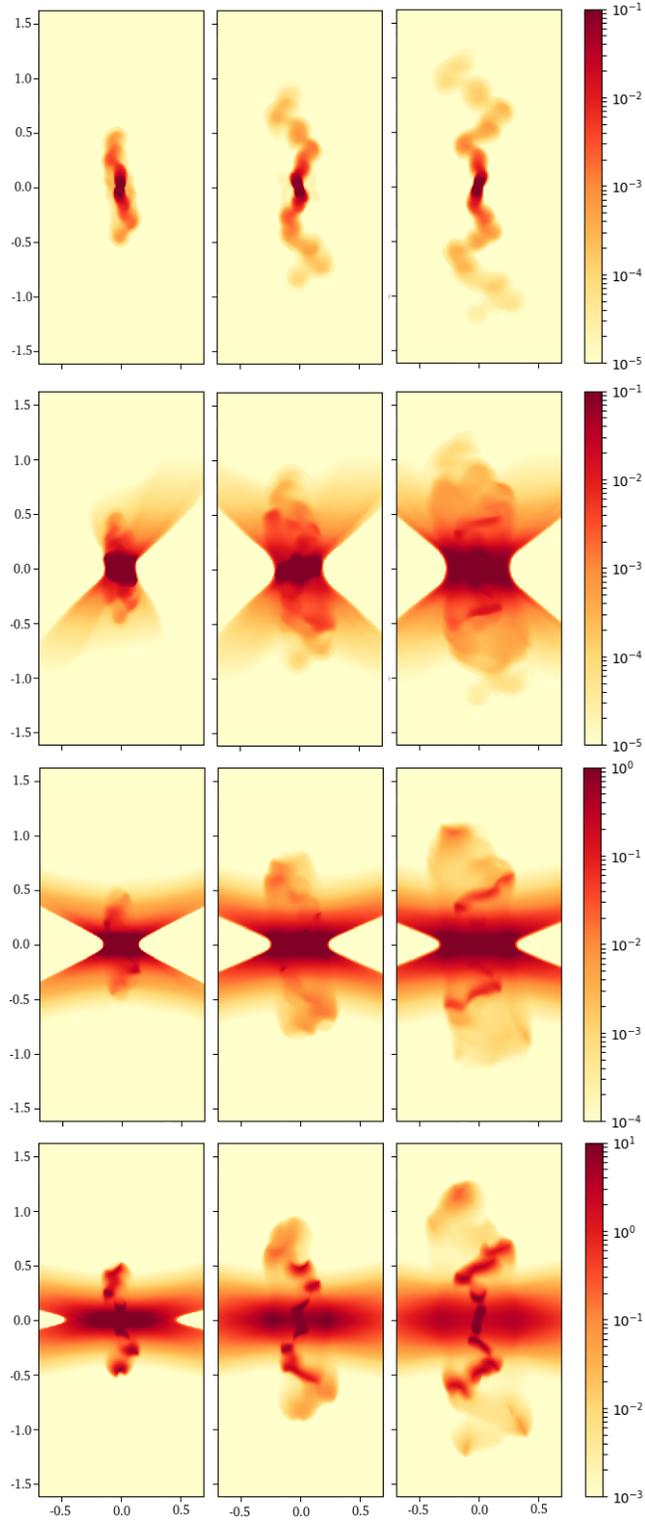


Figura 4.2: Mapas sintéticos de $H\alpha$ obtenidos a partir de los modelos M1-M4, mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. Como en la figura 4.1, todos los paneles corresponden, de izquierda a derecha, a los mapas a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm .

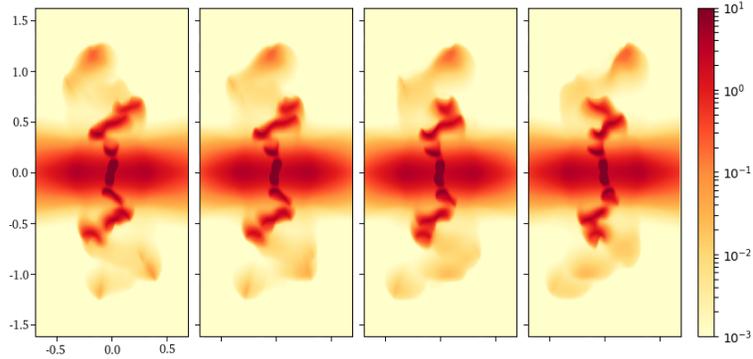


Figura 4.3: Mapas sintéticos de $H\alpha$ a diferentes ángulos de visión respecto al eje \hat{y} correspondientes a (de izquierda a derecha) 0° , 30° , 60° y 90° obtenidos para el modelo M4, para la salida a un tiempo de integración de 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm .

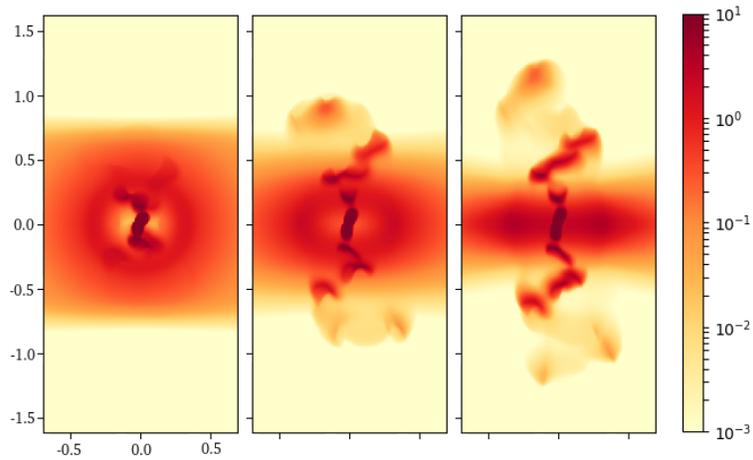


Figura 4.4: Mapas sintéticos de $H\alpha$ a diferentes ángulos de visión ahora respecto al eje \hat{x} correspondientes a (de izquierda a derecha) 30° , 60° y 90° obtenidos para el modelo M4, para la salida a un tiempo de integración de 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm .

4.3. Movimientos propios

Ahora calculamos los movimientos propios de los nudos emisores en $H\alpha$ usando la técnica de wavelets presentada en Raga et al. (2017a). El método consiste en producir imágenes suavizadas mediante la convolución de los datos originales, en dos o más épocas, con una función wavelet (ver Apéndice B para más detalles). La forma del wavelet que utilizamos, conocido como “sombrero mexicano”, está dada por

$$g_\sigma(x, y) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \left(1 - \frac{x^2 + y^2}{\sigma^2} \right) e^{-\left(\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right)}, \quad (4.1)$$

de un ancho medio σ y donde x y y son las coordenadas en pixeles en el plano de la imagen. Con el fin de calcular los movimientos propios de las estructuras emisoras, primero convolucionamos dos o más imágenes consecutivas con un wavelet de un ancho σ dado, lo que permite eliminar estructuras que tengan una escala diferente. Entonces, para determinar la posición e intensidad de todos los picos, usamos un ajuste parabólico o Gaussiano a los máximos de emisión (por encima de un umbral escogido) en las imágenes. Finalmente, los movimientos propios son obtenidos de los desplazamientos entre los correspondientes picos de emisión de las imágenes sucesivas.

De cada una de nuestras simulaciones, calculamos los mapas de intensidad de $H\alpha$ para dos tiempos de integración sucesivos, separados por 10 años. Para los casos aquí presentados, hemos escogido los tiempos de integración de $t = 450$ y 460 años. Los mapas fueron convolucionados con wavelets de diferentes anchos, y al final elegimos la convolución del punto de la cuadrícula $\sigma = 4$ (correspondiente a un ancho medio físico de 2.36×10^{15} cm) ya que muestra nudos bien separados con picos claramente definidos. Para este estudio hemos considerado sólo los mapas de emisión de $H\alpha$ rotados 90° en x para todos los modelos. Los mapas convolucionados y los movimientos propios obtenidos son presentados en la Figura 4.5.

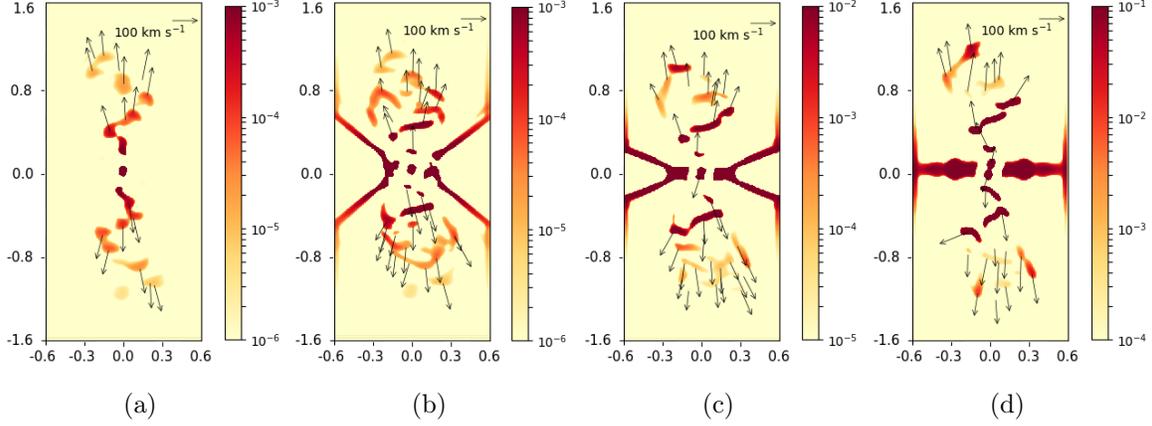


Figura 4.5: Movimientos propios calculados de los mapas sintéticos de $H\alpha$ para todos los modelos. Los mapas en color muestran las convoluciones de los mapas de $H\alpha$ originales, con un wavelet de punto de cuadrícula $\sigma = 4$. Las flechas muestran los movimientos propios (con la escala mostrada en las esquinas derechas superiores de los marcos). Las imágenes convolucionadas son mostradas con la escala logarítmica dada por las barras derechas (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$). Los ejes están en unidades de 10^{17} cm .

Un punto importante a resaltar es que, a pesar de que el toro denso se superpone a la emisión del chorro, la técnica de wavelet es capaz de encontrar las estructuras móviles. Se llevaron a cabo análisis incluyendo la componente del toro así como sin ella, obteniendo los mismos resultados.

Como un primer paso, hemos analizado los resultados para los modelos M1-M4, en los que el valor de la tasa de fotoionización S_* incrementa, manteniendo los mismos parámetros para el CSM y el jet.

Las figuras 4.6 y 4.7 muestran el flujo y la velocidad (respectivamente) versus la distancia desde la fuente para los nudos de $H\alpha$. Cada uno de los paneles presenta una comparación entre el modelo sin fotoionización ($S_* = 0$) M1, y el resultado de los modelos M2 ($S_* = 10^{45} \text{ s}^{-1}$, panel superior), M3 ($S_* = 10^{46} \text{ s}^{-1}$, centro), y M4 ($S_* = 10^{47} \text{ s}^{-1}$, panel inferior de las Figuras 4.6 y 4.7). Las líneas negra y roja en cada una de ellas muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color, sólo con la finalidad de observar la tendencia general.

Los flujos de $H\alpha$ corresponden a los picos de intensidad de los nudos en los mapas de intensidad de $H\alpha$ convolucionados con wavelet. En las gráficas de flujo versus

distancia (Figura 4.6) vemos un incremento en la emisión de $H\alpha$ y una disminución más pronunciada del flujo (como una función de la distancia desde la fuente) con respecto al modelo M1 (el caso sin fotoionización). Tanto el brillo como la pendiente del flujo respecto de la distancia muestra un efecto más fuerte para las simulaciones con valores más grandes de S_* .

La Figura 4.7 muestra las gráficas de velocidad versus la distancia para los modelos M2, M3, y M4, cada uno siendo comparado con el modelo M1 (el caso sin fotoionización).

Para el modelo ($S_* = 10^{47} \text{ s}^{-1}$) obtenemos tanto en el flujo como en la velocidad una mayor dispersión conforme más lejos se encuentren las estructuras, lo cual podría ser una consecuencia de una mayor fotoionización por parte de la fuente central. Los primeros nudos eyectados pueden (o no) experimentar un efecto “pantalla” producido por los nudos que son emitidos un tiempo después, evitando de esta manera que los fotones de la fuente central los alcancen. Por otro lado, también se tiene una tendencia de crecimiento de la velocidad para grandes distancias desde la fuente estelar (marco inferior de la Figura 4.7). Para esta simulación, las velocidades de los nudos muestran una aceleración hacia afuera, donde tal resultado es esperado debido al efecto cohete (Oort and Spitzer, 1955; Bertoldi, 1989; Bertoldi and McKee, 1990; Sandford et al., 1982; Lefloch and Lazareff, 1994; Mellema et al., 1998b; Lim and Mellema, 2003) producido por la interacción de la radiación ionizante con los grumos densos, como resultado de la transferencia de momento de los fotones al material. Cuando el grumo es expuesto a la radiación ionizante, la presión aumenta debido a la ionización en la superficie del nudo más cercana a la estrella, provocando que las partes ionizadas se expandan y empujen a las no ionizadas, causando así una contracción. Parte del material del grumo ionizado se mueve hacia la estrella, lo que hará que tenga una reacción igual y opuesta en el nudo, comportándose como el chorro de un cohete, acelerando el grumo lejos de la estrella. El impacto de este efecto sobre el sistema puede ser de algunas decenas de km/s. En la siguiente sección, se hace un análisis más detallado, donde se comparan nuestros resultados con algunos de los mencionados en este párrafo.

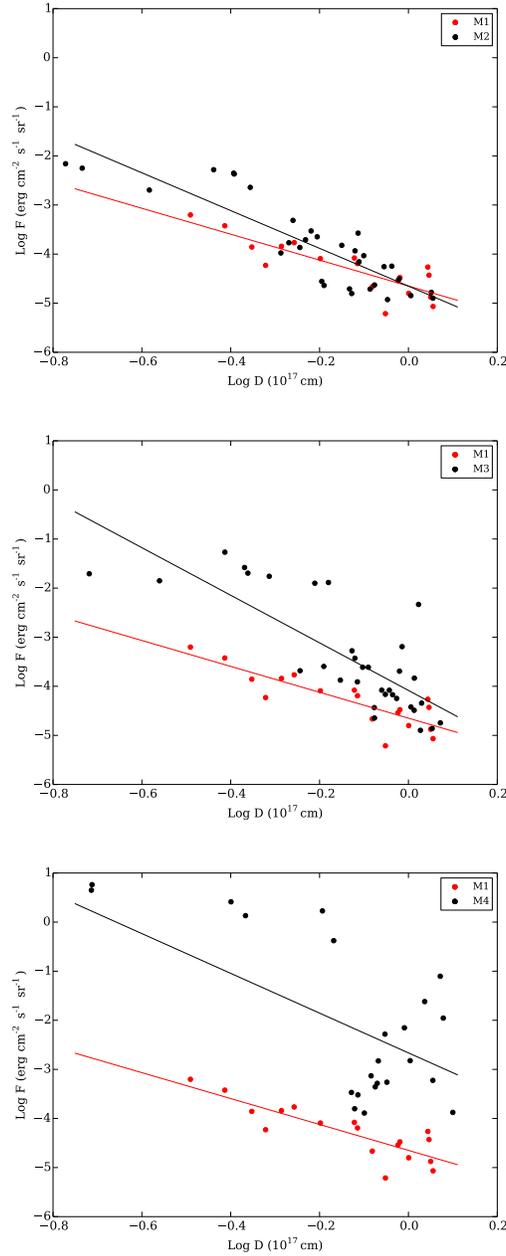


Figura 4.6: Gráficos log-log de los flujos máximos de H α de los nudos (medidos en los imágenes de H α convolucionadas por wavelets) como una función de la distancia desde la fuente central. Los puntos rojos (en los tres paneles) corresponden a los nudos del modelo M1, la simulación sin fotoionización (np), y los puntos negros son los nudos encontrados para los modelos M2, M3, y M4 (paneles superior, central e inferior, respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos de los mismos colores.

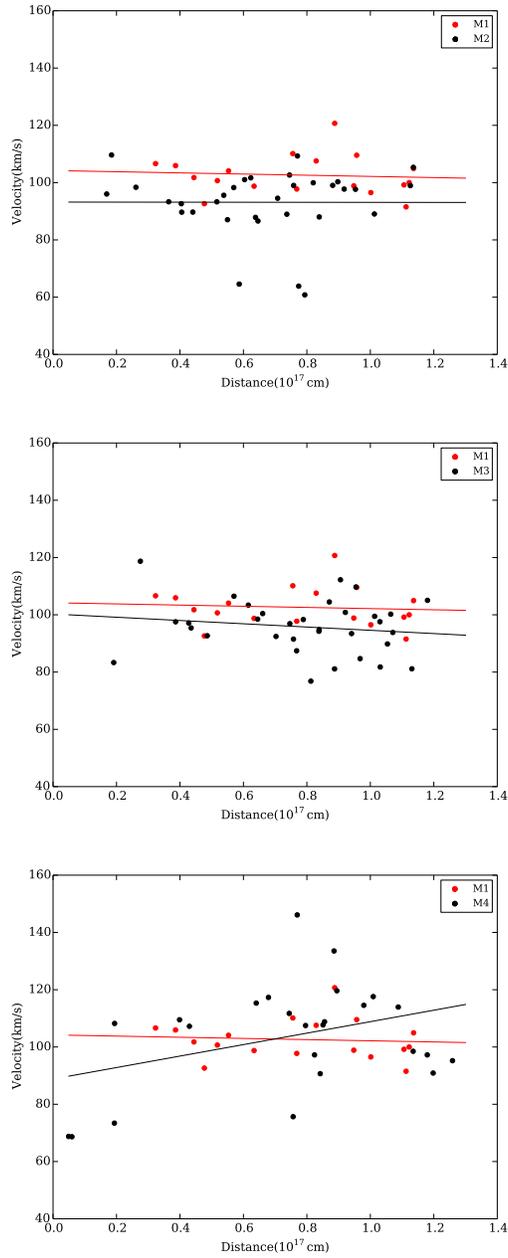


Figura 4.7: Velocidades de los movimientos propios de los picos de intensidad en $H\alpha$ como función de la distancia de la fuente estelar. Como en la Figura 4.6, los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M1, el caso sin fotoionización (np), y los puntos negros corresponden a los nudos encontrados para los modelos M2, M3, y M4 (paneles superior, central e inferior, respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.

Podemos ver que el comportamiento de M4 no es obtenido para nuestras simulaciones con S_* más bajas (los dos marcos superiores de la figura 4.7).

Con el propósito de caracterizar este cambio de comportamiento mostrado en las gráficas de la velocidad versus la distancia, hemos utilizado el parámetro de ionización \mathcal{U} , el cual es usualmente empleado en el contexto de núcleos activos de galaxias (AGNs) (Penston et al., 1990; Osterbrock and Ferland, 2006) y regiones HII (Dopita et al., 2000; Dopita and Sutherland, 2003). Este parámetro está expresado por:

$$\mathcal{U} = \frac{S_*}{4\pi c D^2 n_j}, \quad (4.2)$$

donde S_* es la tasa de fotoionización, c la velocidad de la luz, n_j es la densidad numérica del jet y D es la distancia a la fuente de fotones. \mathcal{U} puede ser interpretada físicamente como una medida adimensional de la relación entre la densidad de fotones ionizantes $S_*/4\pi c D^2$ y, en nuestro caso, la densidad numérica del gas del jet n_j . Para los modelos M2, M3, y M4, los correspondientes parámetros de ionización son $\mathcal{U}_{M2} = 10^{-5}$, $\mathcal{U}_{M3} = 10^{-4}$ y $\mathcal{U}_{M4} = 10^{-3}$, calculados usando una distancia $D = 5 \times 10^{16}$ cm a la fuente del jet, una distancia típica a partir de la cual el mayor número de estructuras están presentes (ver la figura 4.5).

También se ha explorado que efectos tienen el ángulo de visión o el tomar diferentes etapas evolutivas, sobre los movimientos propios. Con este fin se realizó el mismo estudio para los mapas de la Fig. 4.3 así como una comparación para el caso de sin fotoionización y una tasa de fotones de 10^{47} a 280 y 360 años. Los resultados de cada prueba se muestran en las Figuras 4.8 y 4.9.

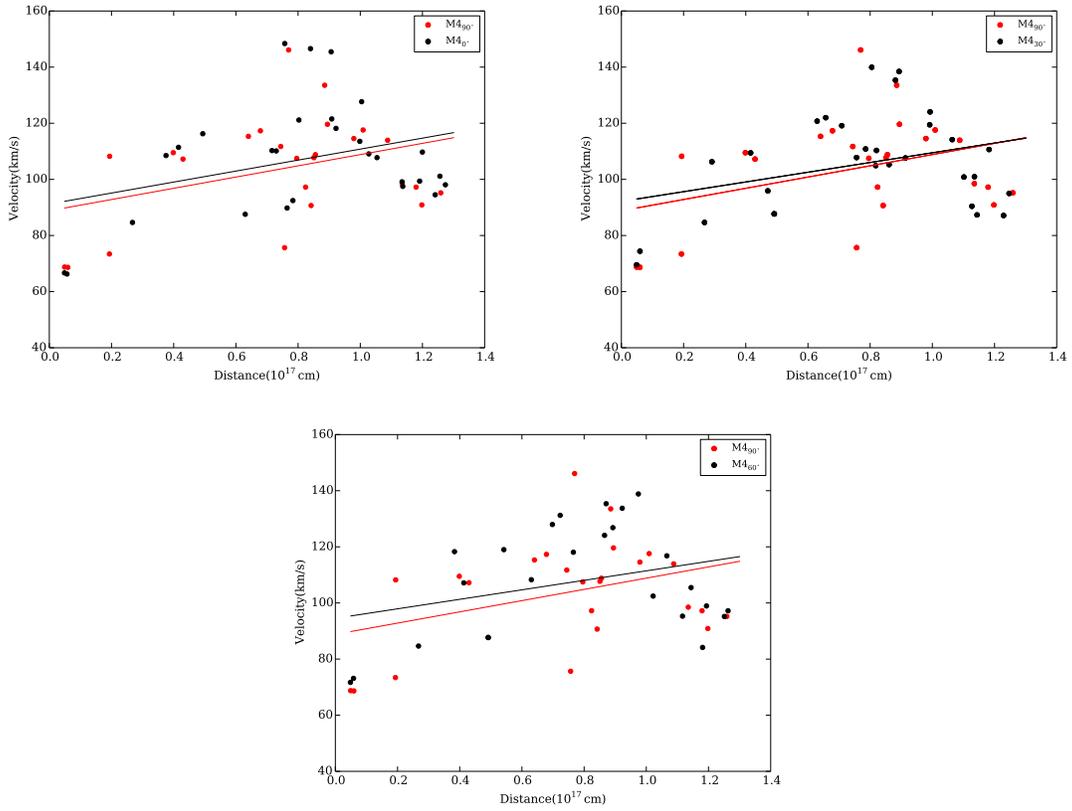


Figura 4.8: Velocidades de los movimientos propios de los picos de intensidad en $H\alpha$ como función de la distancia de la fuente estelar, para distintos ángulos de visión, dados por rotaciones respecto al eje \hat{y} . Los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M4 a 90° y los puntos negros a los nudos del mismo modelos pero a 0° , 30° y 60° , respectivamente).

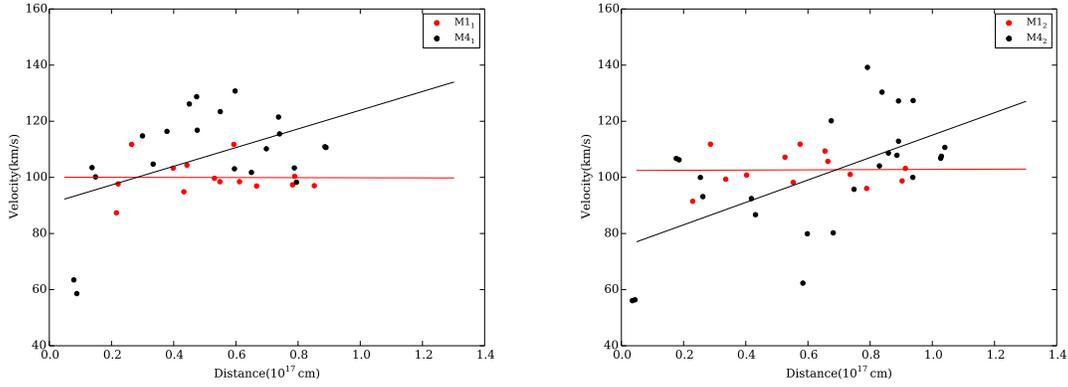


Figura 4.9: Velocidades de los movimientos propios de los picos de intensidad en $H\alpha$ a diferentes épocas. Los puntos rojos (en ambos marcos) corresponden a los nudos del modelo M1 y los puntos negros a los nudos del modelo M4. El subíndice 1 indica la etapa evolutiva a 280 años y el subíndice 2 a 360 años. Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.

De ambas figuras, se puede observar que aún a distintos ángulos de visión y diferentes tiempos, el comportamiento de velocidades de los nudos mostrado para los modelos (en este caso ilustrativo) M1 y M4 a 450 años de evolución se mantiene.

Ya que la tasa de fotones de 10^{47} s^{-1} del modelo M4 parece estar en el límite para una NP, hemos realizado un nuevo modelo, el M5, para el cual consideramos una tasa de fotones ionizantes de $S_* = 10^{46} \text{ s}^{-1}$ y una densidad del jet menor, con valor de $n_j = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Esta elección de parámetros produce el mismo parámetro de ionización que el del modelo M4. Con el fin de tener un comportamiento dinámico similar, es necesario mantener la misma tasa de inyección de masa del jet \dot{M}_j (Soker, 2001), es decir, para el caso de una densidad del jet de 10^4 cm^{-3} , el radio del jet es incrementado por un factor de tres.

Por otro lado, en nuestro estudio hemos explorado también el rol del medio circumestelar y el efecto que puede tener sobre el sistema. Basado en el modelo M5 (un jet con $n_j = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y una $S_* = 10^{46} \text{ phot s}^{-1}$), dos corridas adicionales fueron llevadas a cabo (modelos M6 y M7). En estas nuevas simulaciones hemos considerado el caso de un toro más grueso para el modelo M6, donde se impuso un valor de $\beta = 2$ (ver Eq.(3.10)), así como el caso para un medio circumestelar isotrópico, modelo M7, con un $\delta = 0$ (Eq. (3.10)), es decir un medio cuya distribución de densidad no tiene

dependencia angular. Estos últimos tres modelos tienen en común el mismo valor de $\mathcal{U} = 10^{-3}$ que el del modelo M4. Los valores correspondientes a los parámetros utilizados en estos se incluyen en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Condiciones iniciales para las simulaciones hidrodinámicas (Modelos M4-M7)

Modelo	S_* phot s ⁻¹	r_j 10 ¹⁵ cm	n_j cm ⁻³	δ	β
M4	10 ⁴⁷	3.6	10 ⁵	0.99	5
M5	10 ⁴⁶	10.8	10 ⁴	0.99	5
M6	10 ⁴⁶	10.8	10 ⁴	0.99	2
M7	10 ⁴⁶	10.8	10 ⁴	0.	-

En nuestro estudio hemos incluido de nueva cuenta los resultados del modelo M4 para facilitar la comparación con los nuevos modelos M5-M7. Los mapas de estratificación de densidad para H neutro así como los mapas sintéticos de H α y sus correspondientes movimientos propios se muestran a continuación (ver Figuras 4.10, 4.11 y 4.12).

Los mapas de la distribución del H neutro muestran conos de sombra importantes solo para el modelo M7 (ver los paneles inferiores de la Figura 4.10). Para todos los modelos de esta figura, el toro está completamente fotoionizado.

En la Figura 4.11 se observa que los modelos M5 y M6, también exhiben estructuras cometarias en los mapas de emisión en H α , en forma similar a lo observado para el caso del modelo M4. Los mapas correspondientes para los modelos M4-M6 muestran una emisión importante que proviene del toro denso que rodea la fuente central, tal como se observa en las primeras tres filas de mapas (de arriba a abajo), de la Figura 4.11. En cambio, en el modelo M7, la emisión del “coccon” del jet es más brillante que la del toro.

Los resultados obtenidos para el estudio del comportamiento del flujo y la velocidad versus la distancia a la fuente central, son mostrados en las Figuras 4.13 y 4.14. Analizando estas figuras notamos que los modelos M4, M5 y M6, son similares en cuanto al comportamiento de la intensidad de H α y velocidad versus distancia (ver los paneles superiores y centrales de las Figuras 4.13 y 4.14) presentadas abajo.

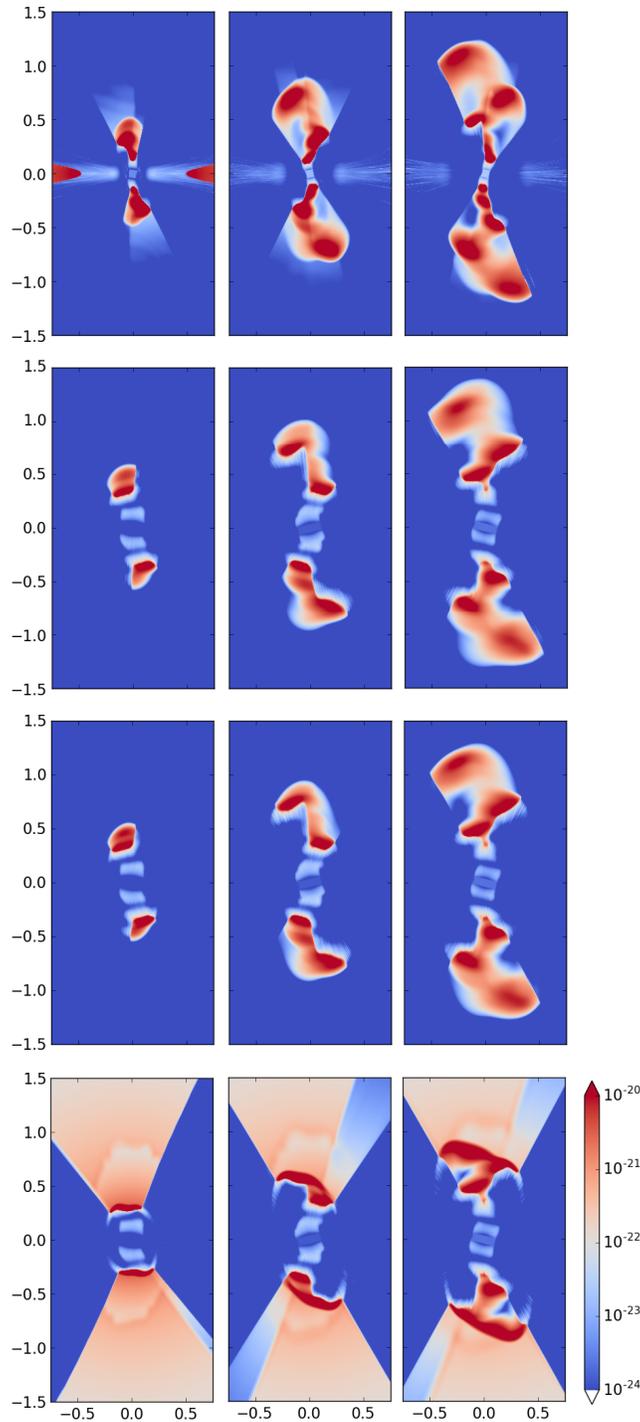


Figura 4.10: Cortes en densidad de H neutro sobre el plano xz , obtenidas de todas las simulaciones. Los mapas correspondientes para los modelos M4-M7 son mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. De izquierda a derecha tenemos los mapas correspondientes a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la densidad del H neutro en g cm^{-3} . Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm.

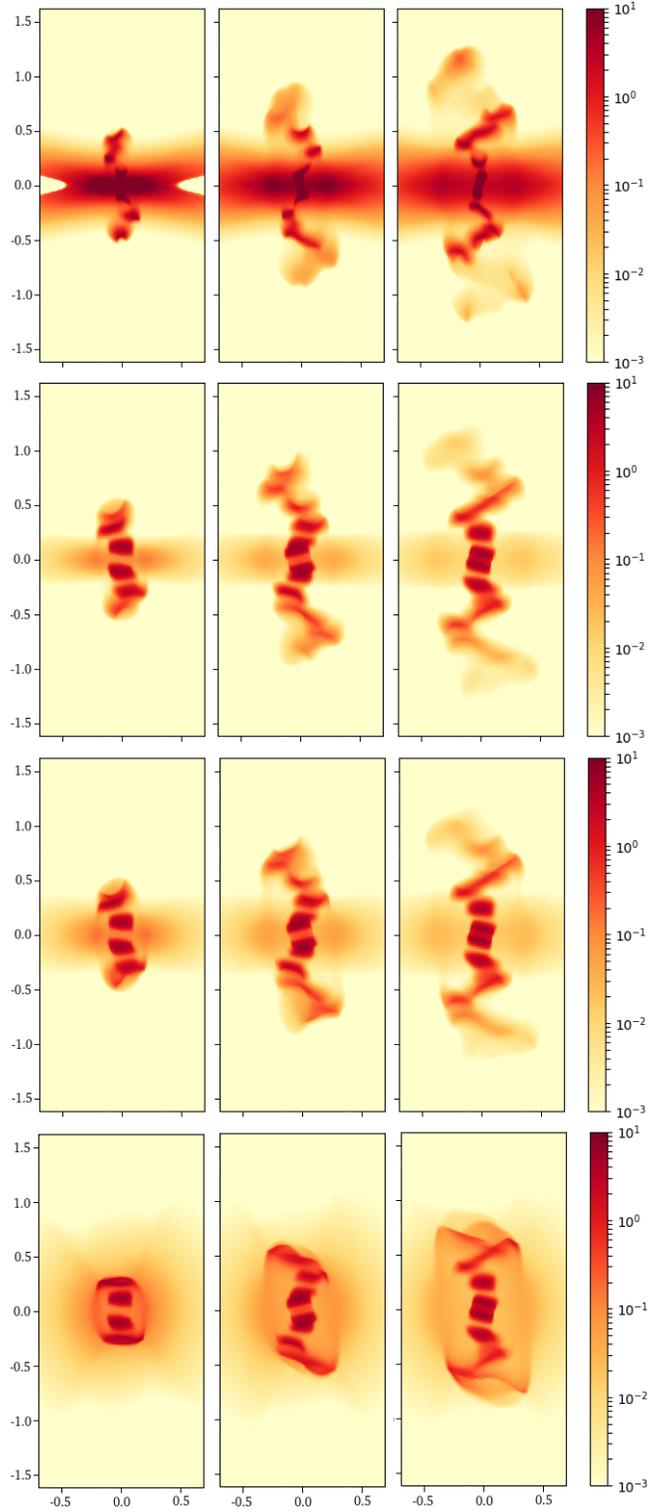


Figura 4.11: Mapas sintéticos de $H\alpha$ obtenidos a partir de los modelos M4-M7, mostrados de arriba hacia abajo, respectivamente. Como en la figura 4.1, todos los paneles corresponden, de izquierda a derecha, a los mapas a los tiempos de integración a 150, 300 y 450 años. La escala de color logarítmica da la emisión de $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están etiquetados en unidades de 10^{17} cm .

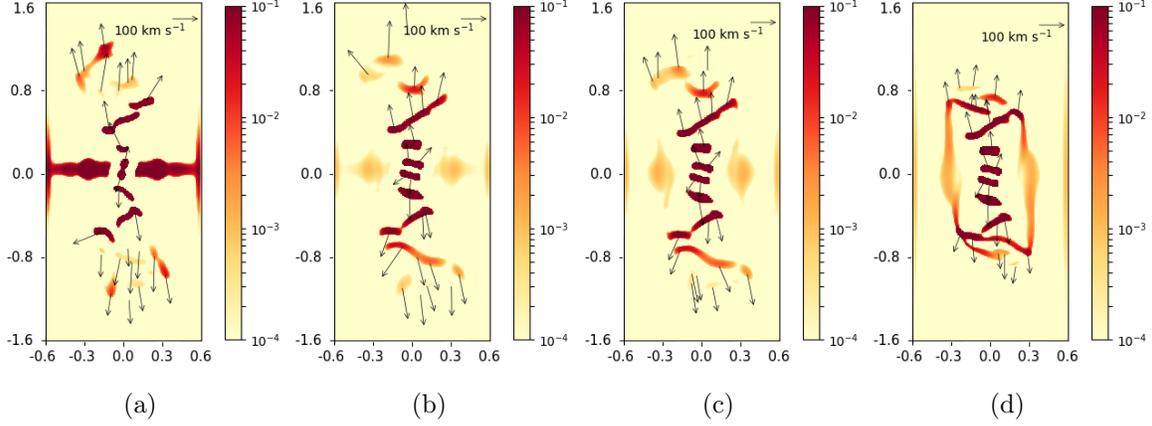


Figura 4.12: Movimientos propios calculados de los mapas sintéticos de $H\alpha$ para los modelos M4-M7. Los mapas de color muestran las convoluciones de los mapas de $H\alpha$ con un wavelet de punto de cuadrícula $\sigma = 4$, y las flechas muestran los movimientos propios (con la escala mostrada en las esquinas derechas superiores de los marcos). Las imágenes convolucionadas son mostradas con la escala logarítmica dada por las barras derechas (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$). Los ejes están en unidades de 10^{17} cm .

Mientras que para el modelo M7, el comportamiento de una velocidad creciente con la distancia no es reproducido (panel inferior Figura 4.14). Esto puede ser debido al hecho de que la densidad del medio circumestelar es un factor 30 más grande que en los modelos previos. Esto muestra que la aceleración de los nudos debida al efecto cohete está ampliamente determinado por el valor del parámetro de ionización \mathcal{U} del flujo, en el caso de jets con densidades más grandes que el medio circumestelar adyacente.

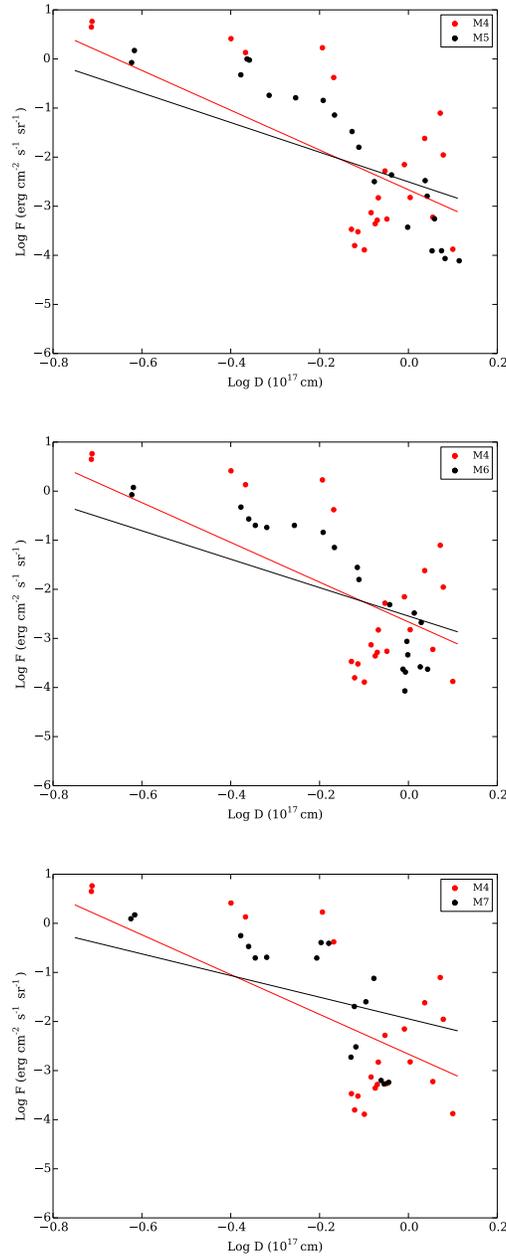


Figura 4.13: Gráficas log-log de los máximos de intensidad en H α de los nudos (medidos en los mapas de H α convolucionados) como una función de la distancia desde la fuente central. Los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M4 y los puntos negros a los nudos encontrados para los modelos M5, M6, y M7 (paneles superior, central, e inferior, respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.

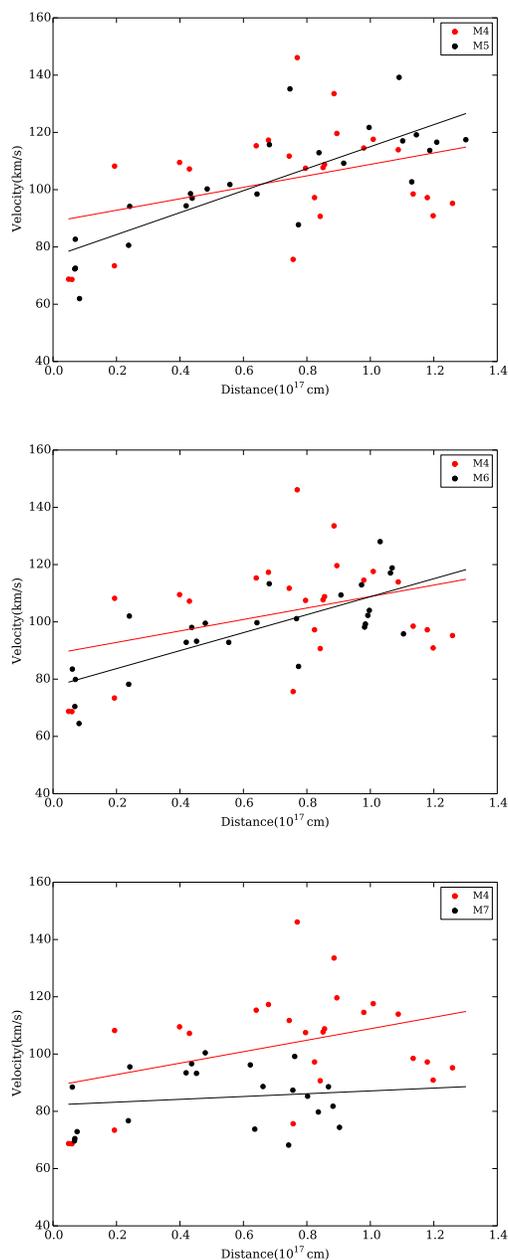


Figura 4.14: Velocidades de los movimientos propios de los máximos de intensidad en $H\alpha$ como una función de la distancia desde la fuente estelar. Como en la figura 4.6, los puntos rojos (en los tres marcos) corresponden a los nudos del modelo M4, y los puntos negros a los nudos encontrados para los modelos M5, M6, y M7 (paneles superior, central, e inferior, respectivamente). Las líneas negra y roja muestran el ajuste lineal para los puntos del mismo color.

Este estudio muestra:

- Un incremento del flujo de $H\alpha$ de 2 órdenes (3 órdenes) de magnitud para el

modelo M3 (M4) del jet fotoionizado con respecto al flujo obtenido para el modelo sin fotoionización (M1).

- Un mayor tamaño de la nebulosa conforme se incrementa el flujo de fotones ionizantes.
- Para los modelos M4-M6, caracterizados con un parámetro de ionización $\mathcal{U} = 10^{-3}$, los grumos, cercanos a la fuente y justo fuera de la región del toro denso, adquieren una morfología convexa con respecto a la fuente central. Esto es una consecuencia de la fotoevaporación del grumo.
- Un incremento de la dependencia de la velocidad versus la distancia es observada para los modelos M4-M6. Encontramos que esta tendencia es obtenida para los parámetros de ionización $\mathcal{U} \simeq 10^{-3}$.
- En el modelo con un viento isotrópico (modelo M7) tanto la aceleración y la morfología convexa de los grumos no son observadas, a pesar de que este modelo tiene el mismo \mathcal{U} que los modelos M4-M6. Este comportamiento diferente es debido al hecho de que el jet, en el modelo M7, se mueve en un medio circumestelar 30 veces más denso que el de los modelos previos, lo que tiene como consecuencia que las estructuras sean frenadas por el mismo medio denso.

En resumen, encontramos que en modelos con un parámetro de ionización de $\simeq 10^{-3}$ y una densidad del jet más grande que el medio circumestelar, la fotoionización de los nudos densos en el jet puede producir una aceleración de dichos nudos, como un resultado del efecto cohete, aunque el cambio de velocidad es tan sólo de unas pocas decenas de km s^{-1} .

4.4. Comparación con estudios analíticos previos

El problema de fotoevaporar grumos neutros siendo empujados por la reacción (“efecto cohete”) del material fotoevaporado ha sido estudiado analíticamente por

Oort and Spitzer (1955), Bertoldi and McKee (1990), y Mellema et al. (1998a). Este último trabajo da una completa solución analítica para la masa, el tamaño, la posición y la velocidad como una función del tiempo para los “grupos cohete” impulsados por un flujo de fotones ionizantes plano-paralelo, es decir que es constante e independientemente de la posición.

En nuestras simulaciones, encontramos que los “grupos” cometarios (que resultan de la fotoionización de las regiones densas del jet variable) tienen centros neutros que se expanden conforme se alejan de la fuente de salida. Este comportamiento está en un claro desacuerdo con los modelos analíticos para grupos cometarios de Mellema et al. (1998a), los cuales tienen centros neutros que rápidamente decrecen en tamaño conforme se alejan.

Esta diferencia cualitativa es un resultado del hecho de que los modelos de Mellema et al. (1998a) describen grupos que tienen pequeños desplazamientos comparados con la distancia a la fuente de fotones ionizantes (de tal manera que el flujo de fotones ionizantes incidentes es aproximadamente constante durante la evolución de los grupos). El flujo de fotones que realmente llega a la superficie del grupo neutro crece a medida que se reduce el tamaño del grupo, debido a la fotoevaporación, ya que el flujo fotoevaporado de los grupos más pequeños tiene menos recombinaciones, lo que permite que una fracción más grande de los fotones impactantes alcancen el frente de ionización (Mellema et al., 1998a). Este incremento en el flujo de fotones que llega a la superficie del grupo neutro produce una mayor presión en la superficie del grupo, lo que resulta en una compresión que reduce aún más el tamaño del mismo.

En nuestras simulaciones, los grupos tienen desplazamientos que son comparables con la distancia a la fuente ionizante, y por lo tanto interactúan con un flujo de fotones ionizantes que decrece apreciablemente conforme el grupo se aleja de la fuente. Esta disminución en el flujo de fotones incidentes da como resultado flujos de fotones más bajos en el frente de ionización, y por lo tanto menores presiones de confinamiento en la superficie del grupo neutro. Esta disminución de la presión de confinamiento conduce a una expansión del grupo neutro (al mismo tiempo que se está fotoevaporando).

Es posible extender el modelo analítico de Mellema et al. (1998a) para el caso de un flujo de fotones incidentes que cae como función de la distancia conforme el grumo neutro se aleja de la fuente de fotones ionizantes. Las ecuaciones diferenciales ordinarias resultantes se pueden integrar numéricamente y también tienen soluciones analíticas aproximadas. Estos cálculos son presentados en detalle en un artículo que fue recientemente enviado al MNRAS (Raga et al. 2020, enviado).

Capítulo 5

Aplicaciones a otros objetos astrofísicos: objetos Herbig-Haro (HH) irradiados por una fuente externa (Estrella-Trujillo et al., 2020, en preparación)

En este capítulo mostramos el estudio de otro efecto de los fotones ionizantes sobre jets astrofísicos, en donde se analizan los cambios en la emisión de jets asociados a objetos HH, los cuales se consideran que son irradiados por una fuente externa.

5.1. Objetos HH

Las etapas más tempranas de formación estelar están caracterizadas no sólo por un proceso de acreción fuerte, desde un disco circumestelar alrededor de protoestrellas, sino también por la eyección de material en forma de flujos altamente colimados o jets. Se considera que estos desempeñan un papel importante en la creación de estrellas, ya que podrían ser uno de los mecanismos primarios para remover momento angular del disco, permitiendo la acreción y, regulando así, la masa final de la estrella recién nacida.

Una de las manifestaciones de estos flujos son los objetos Herbig-Haro (HH) (Herbig, 1951; Haro, 1952), producidos por los choques generados por la interacción del flujo de salida, altamente colimado, proveniente de objetos estelares jóvenes (YSOs por sus siglas en inglés) con el medio interestelar o material previamente expulsado, lo que genera ondas de choque. Estos objetos pueden ser observados a escalas de

parsec (Reipurth and Bally, 2001) por lo que sus cambios estructurales y movimientos propios pueden ser medidos en escala de tiempo de años o décadas, gracias a su extensión.

Desde su descubrimiento por Herbig (1951) y Haro (1952) han sido estudiados en diferentes longitudes de onda, desde rayos X hasta la banda de radio (Bonito et al., 2004; Raga et al., 2017b; Rodríguez-Kamenetzky et al., 2019). Su rango de temperaturas está entre 9000-12000 K, con densidades electrónicas de $10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (Bacciotti and Eisloffel, 1999), y sus edades cinemáticas son relativamente cortas, de entre $10^3 - 10^5$ años, lo que los hace un buen trazador de formación estelar reciente.

Los objetos HH destacan tanto por su alto grado de colimación como por su aparente naturaleza episódica pues presentan una estructura de nudos, como lo indican las observaciones de los objetos HH 1, HH 2, HH 34 y HH 111 (Reipurth et al., 2002; Bally et al., 2002; Raga et al., 2002; Hartigan et al., 2011) por mencionar algunos. Los nudos son puntos de emisión típicamente alineados axialmente, brillantes que se alejan de la fuente, fácilmente identificados por su emisión en $H\alpha$ y $[SII]$. El espacio entre nudos suele ser del orden del tamaño de los mismos nudos, aunque se pueden observar huecos más grandes donde hay poca o ninguna emisión presente.

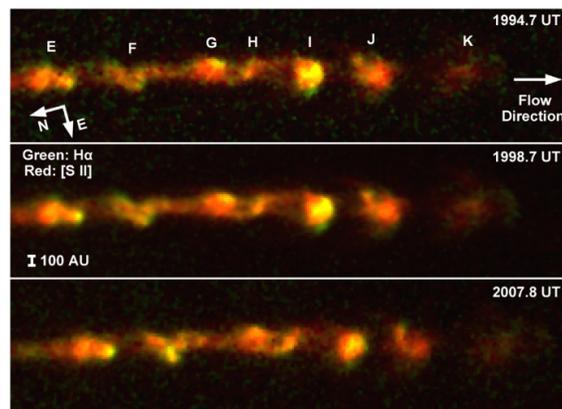


Figura 5.1: Imagen correspondiente a la parte más brillante del jet HH 34. En verde está dado $H\alpha$, $[SII]$ en rojo, y el amarillo indica emisión en ambos filtros (Hartigan et al., 2011).

Se ha propuesto que dicho comportamiento podría ser debido a variaciones en la velocidad de eyección del jet, donde dicha variabilidad puede generar superficies

de trabajo internas (Raga et al., 1990; Raga and Kofman, 1992; Raga and Noriega-Crespo, 1992; Biro and Raga, 1994; Raga and Noriega-Crespo, 1998; Esquivel et al., 2007) y cuya inclusión en los modelos ha podido reproducir muy bien estas configuraciones.

Por otro lado, la emisión así como la morfología de estos objetos podría verse alterada por la radiación ultravioleta de estrellas masivas luminosas que se encuentran presentes en la misma región de formación estelar.

5.2. Objetos HH en la región σ Orionis

Cerca del sistema de estrellas masivas jóvenes llamado σ Orionis (Fig. 5.2), ubicado justo al sur del cinturón de Orión y cuya componente más luminosa es una estrella del tipo O9.5 (la que le da su nombre al cúmulo), Reipurth et al. (1998) descubrieron cuatro jets HH supersónicos altamente colimados a los que nombraron HH 444-447, respectivamente (Fig. 5.3). Se caracterizan por ser altamente asimétricos debido a que los contrajets (donde consideramos como contrajet a la parte del flujo dirigida hacia σ Orionis) están poco desarrollados, debido a que se localizan dentro de unos pocos parsecs de σ Orionis.

Estos objetos HH están bañados en la radiación ultravioleta proveniente de las estrellas de este cúmulo, por lo que se les conoce como jets irradiados externamente. Sus espectros dan cuenta de esto, ya que se encontró que difieren de los de jets HH excitados puramente por choques y pareciéndose a los espectros emitidos normalmente por gas fotoionizado. Esto indica que gran parte del gas brillante en estos objetos se hace visible no por choques internos sino por la radiación ultravioleta de las componentes del sistema. De los objetos HH hallados en este cúmulo, HH 444 tiene lóbulos extendidos que contienen estructuras distantes con clara morfología de choque a proa, especialmente el denominado “H” (Fig. 5.4).

Riaz and Whelan (2015) y Andrews et al. (2004) plantean que los cuatro jets bien definidos apuntan lejos de las estrellas OB, mientras que las componentes poco desarrolladas son las que están más expuestas a una fuerte de radiación ultravioleta,

producida por σ Ori, que proporciona una tasa de fotones de $\sim 10^{48} \text{ s}^{-1}$ (Reipurth et al., 1998). Por esto se considera que es factible que la formación del jet pueda verse inhibida en el lado irradiado. El jet bien desarrollado también se encuentra expuesto, aunque el lugar de lanzamiento y colimación de este jet pueden estar a la sombra de un pequeño disco circumestelar, el que permanece sin ser detectado en los datos y por ello, sólo estar irradiado por el campo ultravioleta difuso. En consecuencia, que el haz más débil de los jets se oriente hacia las estrellas masivas, indica un mayor grado de fotoevaporación. En la Figura 5.3 se observa que para los objetos HH 444-446, su contrajet está siendo irradiado por σ Ori (Riaz and Whelan, 2015), mientras que para HH 447 la estrella ionizante podría ser HD 37686.

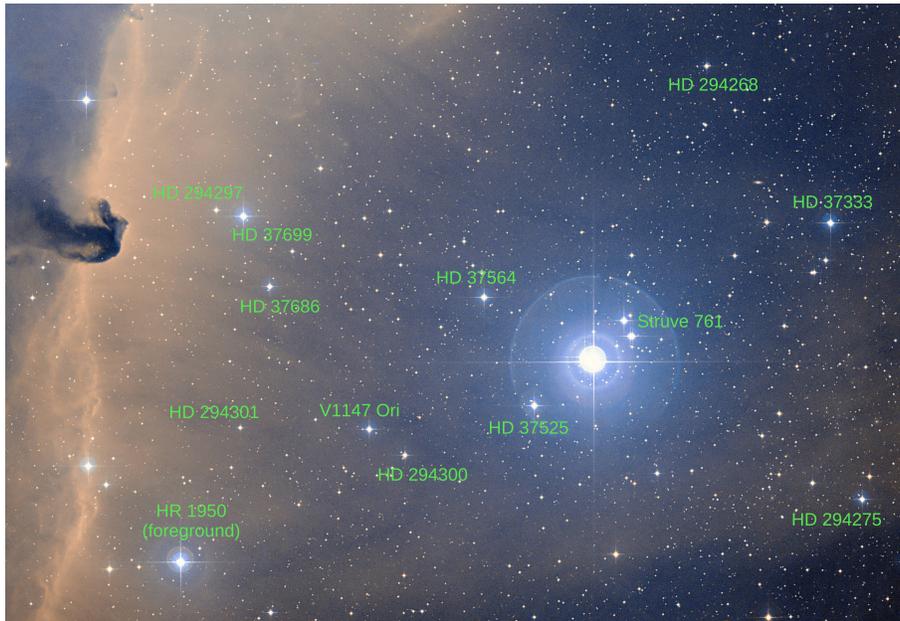


Figura 5.2: Las principales estrellas del cúmulo Sigma Orionis marcadas en una imagen de Digitized Sky Survey (DSS) (ESO and Digitized Sky Survey 2).

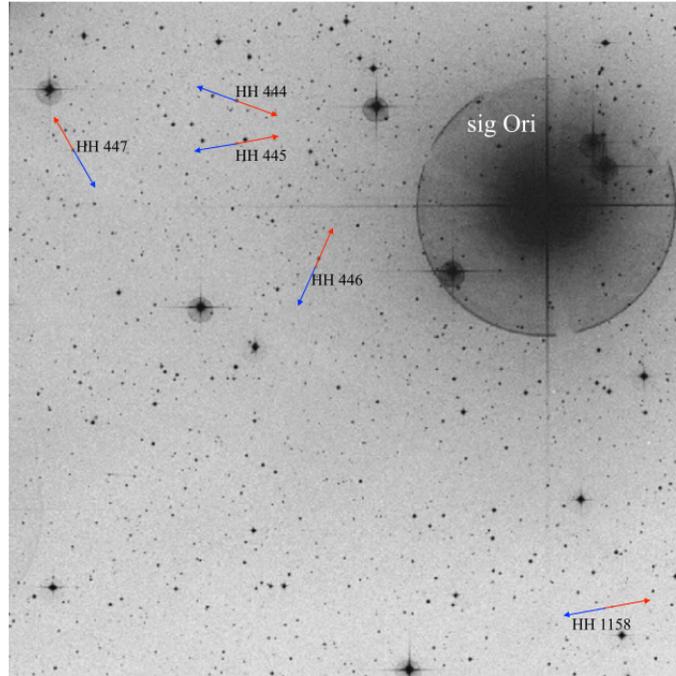


Figura 5.3: Imagen en el visible, donde se observan σ Ori, y las posiciones y orientaciones de los jets HH 444-HH 447 y HH 1158. La escala de la imagen es de $30' \times 30'$ (Riaz and Whelan, 2015).

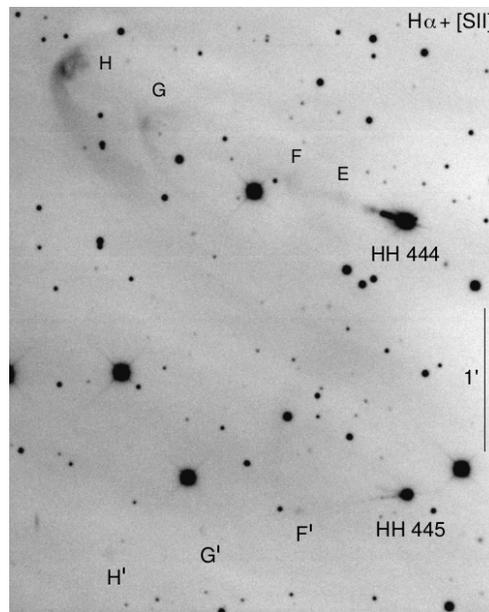


Figura 5.4: HH 444 es un jet brillante emanando de una estrella visible con un prominente haz de $16''$ de largo que apunta hacia un gran bow shock difuso (H) con su vértice a $154''$ desde la fuente. Dos bow shocks más débiles (G,F) son vistos a $\sim 114''$ y $52''$ desde la fuente, respectivamente, indicando múltiples erupciones de la fuente. (Reipurth et al., 1998).

5.3. Pruebas preliminares

Con el propósito de explorar el efecto que los fotones podrían tener sobre un objeto que es irradiado por una fuente externa, llevamos a cabo diferentes simulaciones hidrodinámicas 3D con el código GUACHO (Esquivel et al., 2009; Esquivel and Raga, 2013), inicialmente tomando como referencia el modelo utilizado previamente para el estudio de nebulosas protoplanetarias discutido en capítulos anteriores. Ahora se considera la fuente ionizante fuera de la región donde se genera el jet. En este caso también se tuvieron en cuenta diferentes valores del flujo de fotones ionizantes Φ , así como también hemos incluido variaciones dependientes del tiempo en la velocidad y la densidad de eyección del jet que son impuestas de la forma

$$f = f_0 \left(1 + \Delta f \cos \left(2\pi \frac{t}{\tau_f} \right) \right), \quad (5.1)$$

donde f se refiere a v_j o n_j (según sea el caso a tratar), Δf es la amplitud de la variación, el tiempo de integración está dado por t mientras que τ_f es el periodo de variación. Se impuso una $v_j = 200 \text{ km s}^{-1}$ y una $n_j = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Como condiciones iniciales tenemos que el jet es lanzado desde el centro del dominio computacional con 512 pixeles a lo largo de las direcciones \hat{x} , \hat{y} y \hat{z} , con una resolución de $5.9 \times 10^{14} \text{ cm}$. El medio interestelar en el que evoluciona el jet es homogéneo con una densidad numérica de 10 cm^{-3} . Para las variaciones tomamos un valor de $\Delta n_j = 95\%$ y $\Delta v_j = 25\%$, respectivamente, así como un τ_f de 30 años. La condición del jet es reimpuesta después de cada paso temporal en una región cilíndrica con un radio de $3.6 \times 10^{15} \text{ cm}$ y una longitud de $7.2 \times 10^{15} \text{ cm}$.

Consideramos dos sistemas de referencia, uno que es fijo (en el que el plano del cielo está dado por el plano xy y la línea de visión es la dirección \hat{z}) y otro que se mueve con nuestro dominio (sistema primado). Inicialmente, los ejes de ambos sistemas coinciden. La fuente ionizante está colocada en el punto $(x', y', z') = (-1.5, 0, 1.5) \times 10^{17} \text{ cm}$ en nuestros modelos (Fig. 5.5).

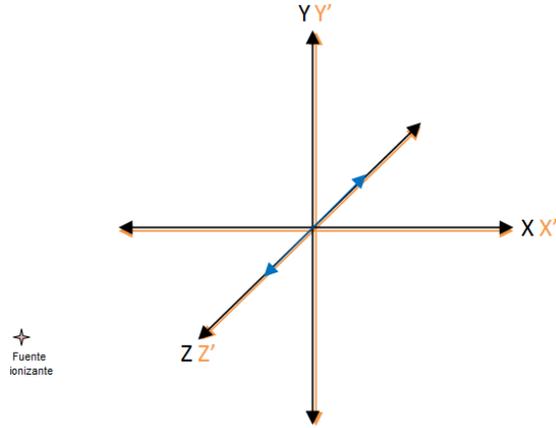


Figura 5.5: Posición inicial de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional.

Las tasas de fotones ionizantes tienen valores de 0 , 10^{45} , 10^{46} y $5 \times 10^{47} \text{ s}^{-1}$. A partir de nuestros resultados hemos generado, para un total de 8 corridas, mapas sintéticos de la emisión en $H\alpha$, además con el propósito de observar mejor el comportamiento se hizo una rotación horaria de 90° en \hat{x} . De esta manera, ahora el plano del cielo, el xy , coincide con el plano $x'z'$ y la línea de visión, el eje \hat{z} , es paralela a \hat{y}' . La configuración final se presenta en la Figura 5.6. Los mapas son presentados de forma que, del dominio computacional total utilizado, sólo la sección donde aparece el jet es mostrada (Fig. 5.7 y 5.8).

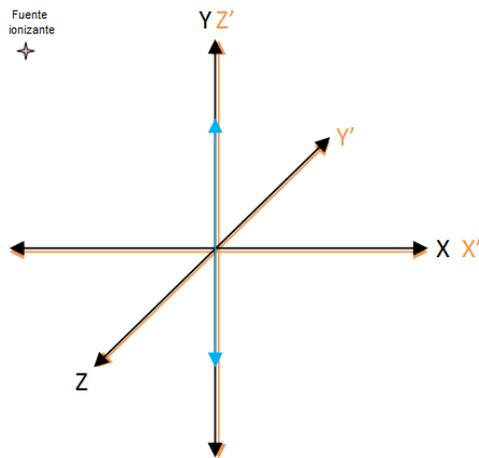


Figura 5.6: Posición de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional con una rotación de 90° en \hat{x} .

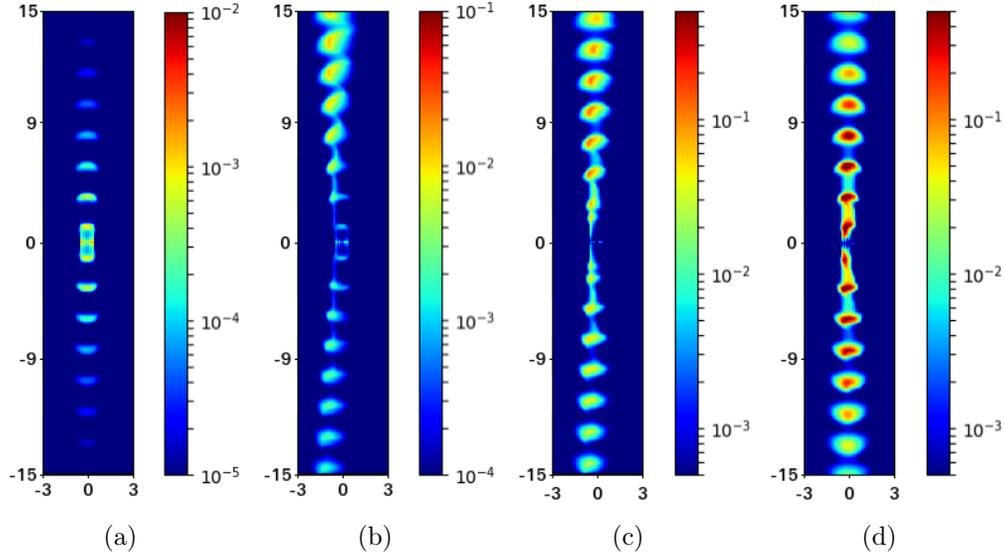


Figura 5.7: Mapas sintéticos de $H\alpha$ para el caso con una variación en la velocidad de eyección dependiente del tiempo y a) 0, b) un flujo ionizante Φ de 10^{45}s^{-1} , c) $\Phi = 10^{46}\text{s}^{-1}$ y d) $\Phi = 5 \times 10^{47}\text{s}^{-1}$. La escala de color logarítmica da la emisión $H\alpha$ en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están expresados en unidades de 10^{16} cm .

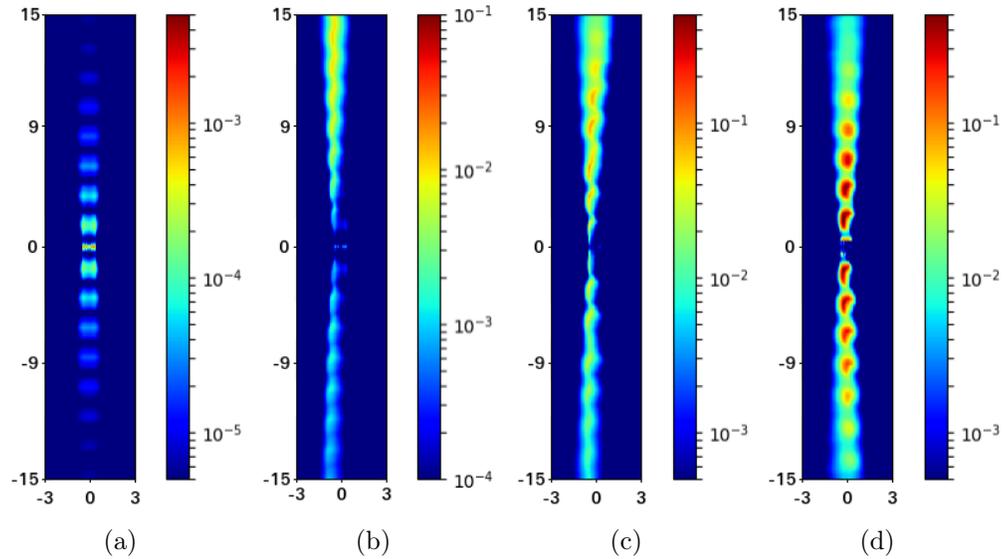


Figura 5.8: Al igual que en la Figura 5.7, se despliegan los mapas sintéticos de $H\alpha$ pero, para el caso de un jet con una variación en la densidad de eyección dependiente del tiempo.

Vemos que los mapas sintéticos de la emisión en $H\alpha$ correspondientes a los casos de variación en densidad no dan morfologías comparables con las observadas (Figura 5.1), es decir, no muestran una cadena de nudos. Sin embargo, lo que se puede resaltar

de ambos modelos (con variación en velocidad y densidad) es la morfología asimétrica que presentan aquellos en los que se incluye un flujo de fotones ionizantes contrario al caso sin fotones. Además notamos que conforme la tasa de fotones considerada es mayor, para el lado del jet más cercano a la fuente ionizante, las estructuras más externas (particularmente la parte de los nudos que apuntan hacia la fuente) son más intensas. No obstante, si la tasa de fotones continua incrementando, estas comienzan a lucir más diluidas, lo que puede ser atribuido a que están siendo fotoevaporadas.

5.4. El caso de HH 444

De los resultados de nuestras simulaciones de prueba, haciendo una comparación entre estas y el objeto HH 444 en la Figura 5.4, una propuesta inicial era que la estructura del nudo “H” con su distribución asimétrica de brillo (más intenso hacia el Este) podía ser asociado no a la fotoionización de σ Ori sino a la estrella HD 37686 (en la Figura 5.2 se observa que la componente azul de HH 444 apunta hacia dicha estrella). Sin embargo, una búsqueda sobre dicha estrella indica que se trata de una B9.5, por lo que a partir de su temperatura efectiva (de unos 10^4 K), su tasa de fotones ionizantes es de $\sim 10^{38}\text{s}^{-1}$ (Diaz-Miller et al., 1998) por lo que considerando una densidad del medio de 10 cm^{-3} , se obtiene un radio para su esfera de Strömgen es del orden de ~ 0.003 parsecs, por lo que es una tasa demasiado baja como para ser la responsable.

Tomando en cuenta la suposición de que la parte desarrollada de los jets podría estar siendo protegida por un disco circumestelar, así como los parámetros observacionales dados por Reipurth et al. (1998), hemos realizado otras simulaciones en las que consideramos que la fotoionización es producida efectivamente por σ Ori y el disco circumestelar está dado por la región de imposición del jet. Con el fin de representar la situación del contrajet no detectado, a la componente que apunta hacia la fuente en nuestro modelo, se le ha impuesto una velocidad nula lo que da como resultado que esa parte del jet no se genere. De acuerdo con estos autores, el objeto HH 444 se encuentra a una distancia aproximada de 3 pc de σ Ori, su extensión proyectada así

como su edad cinemática son de 0.35 parsec y 2200 años. Para estas nuevas corridas, usando los valores reportados para este objeto, consideramos una velocidad media del jet de 200 km s^{-1} con una variabilidad senoidal de amplitud del 25 %, una densidad del jet de 300 cm^{-3} , mientras que el tiempo total de integración fue de 2700 años. El dominio computacional es ahora de $512 \times 512 \times 512$, con una resolución de $4.7 \times 10^{15} \text{ cm}$ por celda.

En nuestras simulaciones colocamos la fuente en una esquina del plano central del dominio computacional, esto es en la posición $(-0.4, 0, 0.4)$ parsecs, mientras que a la fuente del jet la ubicamos en el centro del dominio computacional (Fig. 5.9). El eje del jet está en el plano $x'z'$ y forma un ángulo de 55° con el eje z' , el cual después de diferentes pruebas fue elegido como adecuado para representar la inclinación de HH444 con respecto a σOri . La distancia entre la fuente ionizante y la zona de eyección del jet es ~ 0.57 parsec, por lo que se calculó la tasa de fotones ionizantes de manera que el flujo de fotones desde la fuente ionizante que llegarían al jet sea el mismo que recibiera de σOri a 3 pc. El número de fotones ionizantes que utilizamos es por lo tanto de 10^{47} s^{-1} .

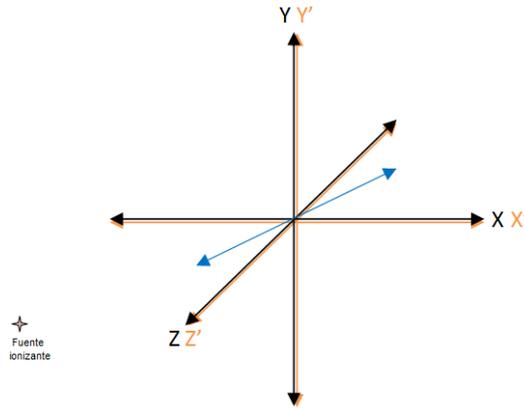


Figura 5.9: Posición inicial de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional para HH 444.

La Figuras 5.10 muestra una serie de mapas sintéticos en $\text{H}\alpha$, los cuales fueron generados a partir de nuestras simulaciones. Estos mapas fueron obtenidos considerando diferentes líneas de visión. Los paneles superior-izquierdo, superior-derecho, inferior-izquierdo y inferior-derecho corresponden a rotaciones, en el sentido horario,

en torno al eje \hat{x} de 0° (el jet está en un plano ortogonal al plano del cielo), 30° , 60° y 90° (el jet está en el plano del cielo), respectivamente. El tiempo de integración de todos estos mapas corresponde a 2100 años (comparable con la edad cinemática de HH 444 reportada por Reipurth et al., 1998). Puede observarse una morfología simétrica de las superficies de trabajo para el caso de 0° , debido a que la fuente de fotones ionizantes y el jet se encuentran en un mismo plano, que para este ángulo es perpendicular al plano del cielo. Conforme el ángulo aumenta, una clara asimetría es observada en las dos superficies de trabajo más externas. En el caso de un ángulo de 90° , estos choques a proa externos, presentan similitudes con los observados en HH 444. Por otro lado, en la Figura 5.11 se tienen los mapas pero para el caso sin fotoionización, en los que la morfología observada es siempre simétrica, independientemente del ángulo de visión que se considera, debido a que la emisión es generada únicamente por el choque del material del jet con el medio circundante, o por los choques internos (superficie de trabajo), producidos cuando material lento del jet es alcanzado por material más rápido.

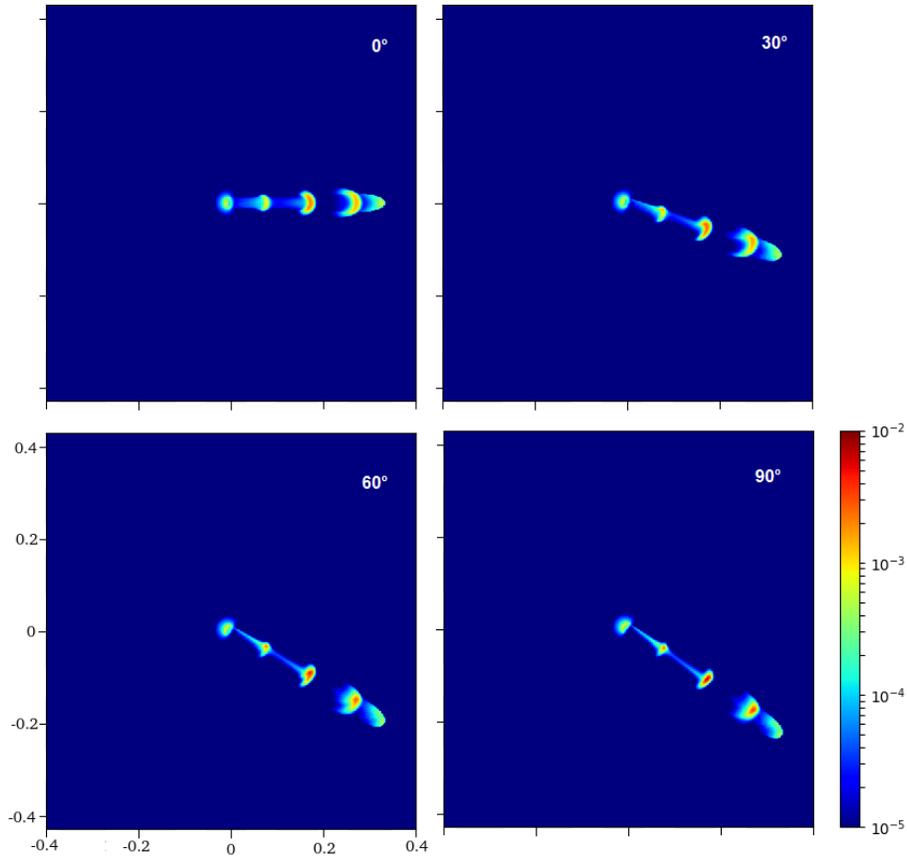


Figura 5.10: Mapas sintéticos de H α para el caso con variación en la velocidad de eyección dependiente del tiempo para HH 444 a diferentes ángulos de visión, para la salida a 2100 años de evolución. De izquierda a derecha y de arriba a abajo se muestran los mapas correspondientes a rotaciones, en el sentido horario y en torno a la dirección \hat{x} , de 0°, 30°, 60° y 90°, respectivamente. La emisión de H α está representada por la escala de color logarítmica, en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Los ejes están dados en unidades de parsec.

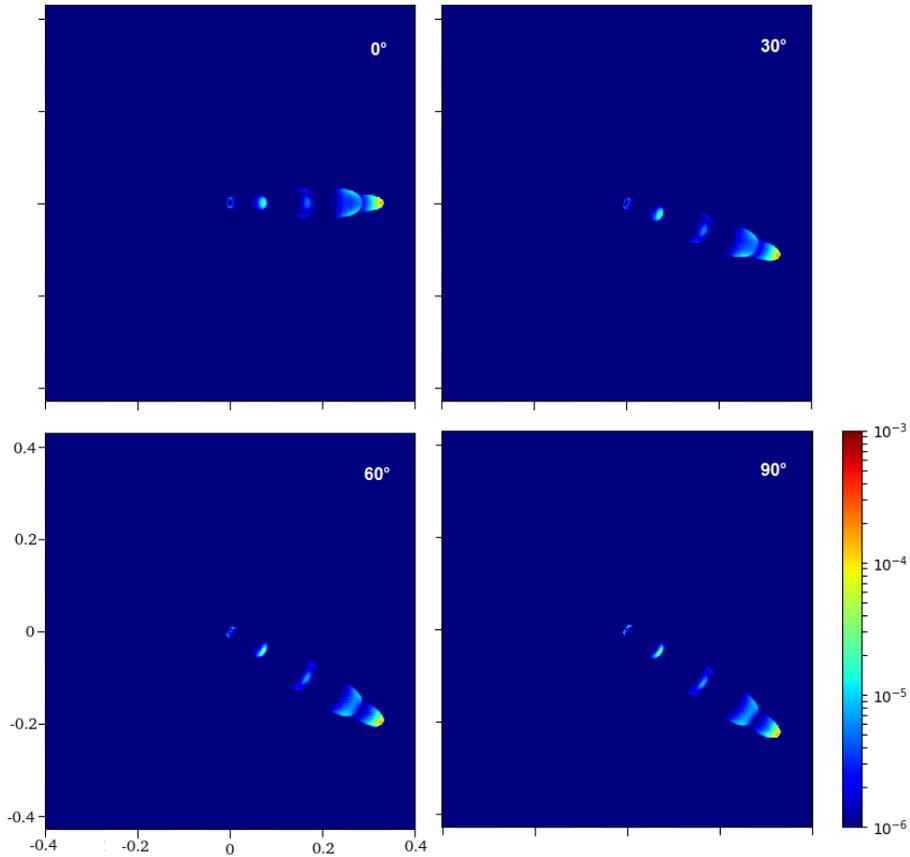


Figura 5.11: Mapas sintéticos de $H\alpha$ para el caso sin fotoionización con variación en la velocidad de eyección dependiente del tiempo para HH 444. Se muestran los mapas correspondientes a 2100 años de evolución, con las mismas líneas de visión empleadas en la Figura 5.10. Los ejes están dados en unidades de parsec.

En la Figura 5.12 se despliegan mapas en $H\alpha$, los cuales fueron obtenidos para una rotación (horaria) en \hat{x} de 90° , más una rotación adicional (antihoraria) en la dirección \hat{y} de 30° (izquierda), 60° (centro) y 90° (derecha). En los dos primeros se observa una asimetría en los choques a proa o superficies de trabajo más externos. En cambio, para el último, la morfología obtenida resulta ser simétrica, ya que la fuente ionizante y el jet se encuentran en un plano que contiene a la línea de visión y que es perpendicular al plano del cielo.

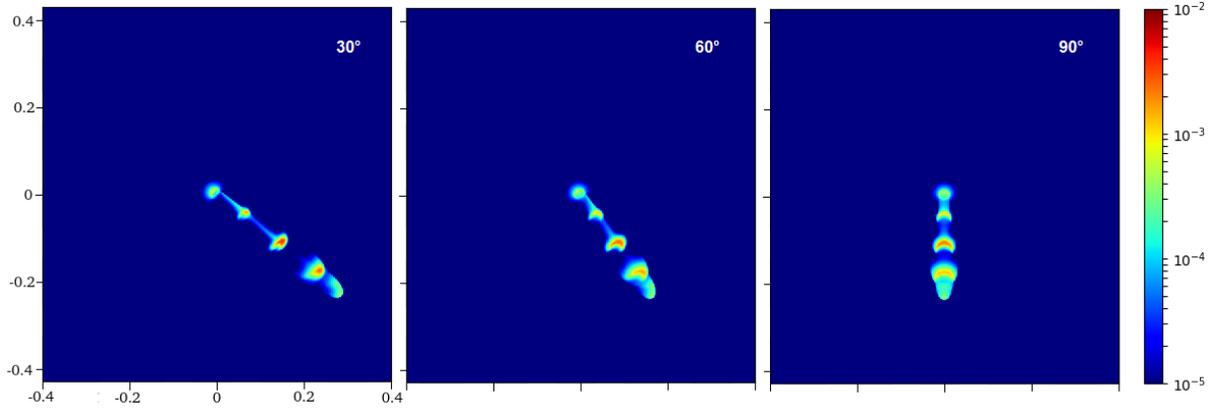


Figura 5.12: Mapas sintéticos de H α correspondientes a un tiempo de evolución de 2100 años. Estos mapas fueron obtenidos para una rotación (horaria) en torno al eje \hat{x} de 90°, y diferentes rotaciones (antihorarias) en torno al eje \hat{y} de 30° (izquierda), 60° (centro) y 90° (derecha). Los ejes están dados en unidades de parsec.

De nuestros modelos, el mapa sintético que mejor se ajusta con las observaciones de HH 444 es el obtenido con una rotación (horaria) en \hat{x} de 90° (Fig.5.10). La configuración final se muestra en la Fig.5.13.

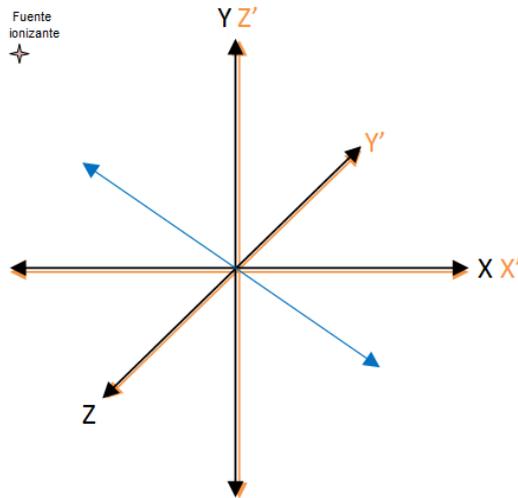


Figura 5.13: Posición final de la fuente ionizante y el jet (azul) en el dominio computacional para HH 444, para una rotación en \hat{x} de 90°.

Para esa orientación se muestra la evolución temporal de la emisión en H α en la Figura 5.14. Por otro lado, en la Figura 5.15 se presentan la evolución temporal de los mapas de densidad del H neutro, en el plano $x'z'$, en los que se observan los conos de sombra generados por el material que actúa como barrera para el paso de los fotones.

Para ambas Figuras, de izquierda a derecha se despliegan los mapas correspondientes a 900, 1500 y 2100 años. Comparando estas dos figuras encontramos que la emisión de las regiones que se encuentran dentro de los conos de sombra, es baja o despreciable. Con estos resultados se confirman las hipótesis planteadas por Reipurth et al. (1998), sobre el origen de la asimetría en los choques a proa de HH 444.

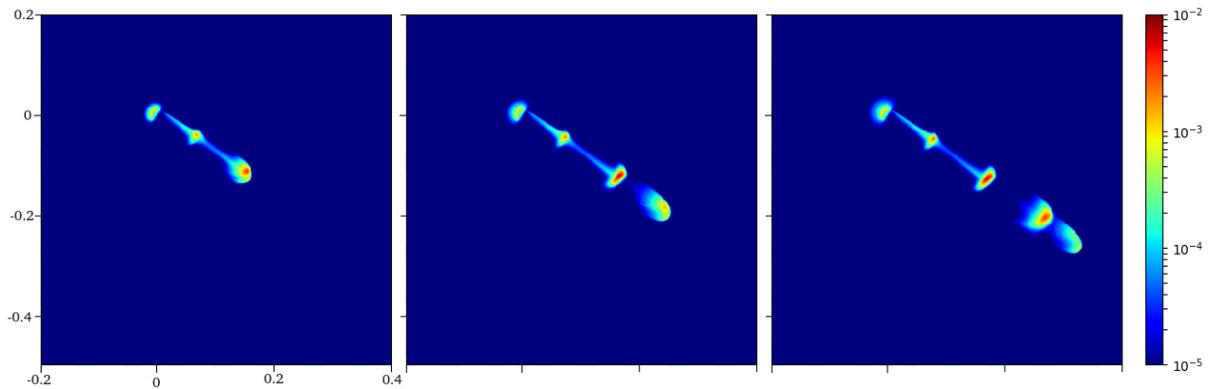


Figura 5.14: Acercamiento de los mapas sintéticos de la emisión en $H\alpha$ para un ángulo de visión dado por una rotación (horaria) de 90° en torno a \hat{x} , a diferentes tiempos de evolución. Se despliegan, de izquierda a derecha, los mapas a 900, 1500 y 2100 años. Los ejes están dados en unidades de parsec.

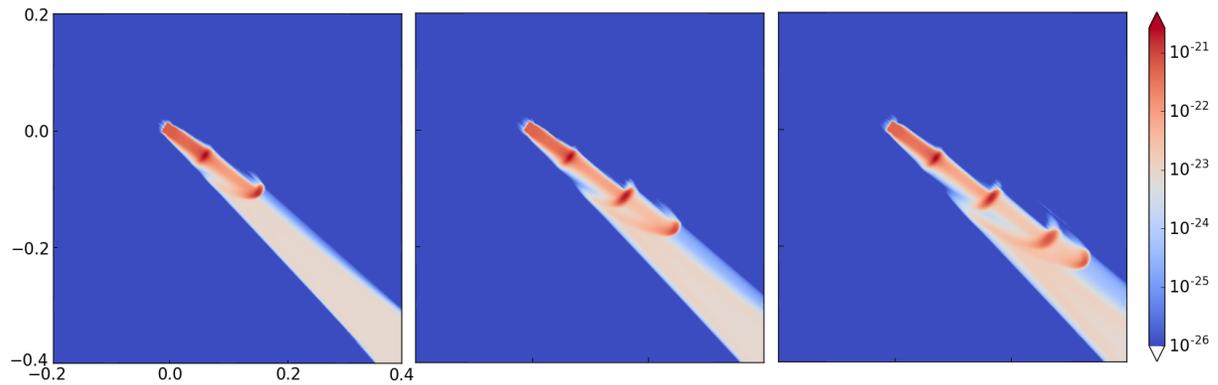


Figura 5.15: Estratificación de densidad de H neutro sobre el plano $x'z'$, obtenida para un ángulo de visión de 90° a los mismos tiempos de evolución que en la Figura 5.14. La escala de color logarítmica da la densidad del H neutro en g cm^{-3} . Los ejes están dados en unidades de parsec.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo de tesis se abordó el estudio de los efectos de la fotoionización sobre jets astrofísicos. Por un lado se exploró si la fotoionización puede producir un cambio apreciable en la velocidad de grumos o nudos en NPPs. Por el otro, se analizaron los cambios que la fotoionización genera en la emisión de las superficies de trabajo en objetos HH.

Para el primer objetivo, hemos llevado a cabo simulaciones hidrodinámicas 3D de un jet que es eyectado desde el centro de una NPP teniendo en cuenta el efecto de la fotoionización debida a la fuente central. En nuestros modelos consideramos que la nebulosa está formada por un jet precesante proveniente de un sistema binario, que se propaga dentro del viento lento y denso de una estrella AGB. El jet tiene una densidad de eyección dependiente del tiempo, lo que conduce a la formación de nudos densos que se desplazan a lo largo del mismo.

Con el propósito de hacer un análisis sobre cómo influye la fotoionización generada desde una fuente central en NPPs, hemos realizado simulaciones sin fotoionización y con tres diferentes valores de la tasa de fotones ionizantes, las cuales, si bien no todas corresponden a las tasas propias asociadas a fuentes centrales de NPs, son consideradas con el fin de poder atribuir el efecto observado específicamente a la fotoionización y no a otros parámetros involucrados. Una vez que pudimos examinar cuál es su impacto sobre la dinámica y morfología de la NPP sintética, apoyándonos en el parámetro de ionización, exploramos cómo generar el comportamiento para el caso

de valores típicos de NPs, para lo cual también se realizaron las corridas pertinentes con dichas modificaciones.

De todas nuestras simulaciones, hemos calculado los mapas de emisión sintéticos de $H\alpha$, lo que nos ha permitido observar que la fotoionización tiene un efecto inmediato sobre la emisión de la NPP así como en su aspecto.

Una vez que aplicamos la técnica de wavelets a los mapas sintéticos, determinamos los movimientos propios de las estructuras emisoras tipo grumos. Del análisis de los primeros modelos hemos obtenido, de entre los resultados más llamativos, que para una tasa de fotones ionizantes alta el comportamiento de la velocidad de los grumos muestra una mayor dispersión y una tendencia de crecimiento con la distancia (expansión homóloga). Consideramos que la fotoionización desde la fuente central impulsa a las estructuras mediante el efecto cohete. Esto puede ayudar a explicar la discrepancia encontrada entre los modelos y las observaciones de las velocidades de los componentes de nebulosas como, por ejemplo, el caso de NGC 6302 (Uscanga et al., 2014) donde, de las simulaciones que llevaron a cabo obtienen que los nudos lejos de la fuente muestran velocidades comparables con las observadas pero en general menores, mientras que los nudos más cercanos presentan movimientos propios casi constantes, muy por debajo de las observaciones (Szyszka et al., 2011), por lo que la expansión homóloga no es reproducida.

Respecto al segundo objetivo de esta tesis, también hemos explorado el efecto de la fotoionización sobre la emisión en estructuras tipo nudos, esta vez para objetos HH que están siendo irradiados por una fuente externa. Este estudio lo aplicamos al caso concreto de HH 444 cuya morfología se ve afectada mayormente por la presencia de σ Ori. Para este escenario se consideró un jet con una variación en la velocidad de eyección, la cual es una función dependiente del tiempo, en la que hemos interrumpido la componente del jet que apunta hacia la fuente emisora de fotones, con el propósito de representar lo observado para HH 444. Los valores de los parámetros utilizados en nuestro modelo están de acuerdo con los reportados observacionalmente (Reipurth et al., 2002, 1998).

De las simulaciones numéricas llevadas a cabo, encontramos que dependiendo del

ángulo de visión con el que se esté observando el jet, la emisión de los nudos cambia, conforme varía la proyección. Tenemos que la línea de visión obtenida con una rotación de 90° en \hat{x} y 0° en \hat{y} , es la que más se adecua a las observaciones de HH 444, ya que para esta línea de visión se observa una emisión asimétrica de los choques externos, en buen acuerdo con el nudo “H” de HH 444. Esta asimetría se produce debido a que la región donde se inyecta el jet genera un cono de sombra sobre las choques a proa más alejados, ya que impide que estas superficies de trabajo sean ionizadas por los fotones provenientes de la fuente externa. En resumen, nuestro estudio apoya la hipótesis propuesta por Reipurth et al. (1998) en que la asimetría en el choque a proa “H” se debe al efecto sombra producido por un disco circunestelar, alrededor de la fuente de HH 444.

Apéndice A

Artículo relacionado con la primera
parte de esta tesis



Hydrodynamical Models of Protoplanetary Nebulae Including the Photoionization of the Central Star

D. Estrella-Trujillo¹ , L. Hernández-Martínez¹, P. F. Velázquez¹ , A. Esquivel^{1,2} , and A. C. Raga¹ 
¹ Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México. Apartado Postal 70-543, 04510 Ciudad de México, México
diana.trujillo@correo.nucleares.unam.mx

² Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Universidad Nacional de Córdoba, X500BGR Córdoba, Argentina
Received 2018 October 19; revised 2019 March 20; accepted 2019 March 23; published 2019 April 30

Abstract

We have carried out 3D hydrodynamic simulations of a precessing jet/counterjet ejection. We have included the photoionization from the central source, considering three different ionizing photon rates ($S_* = 10^{45}$, 10^{46} , and 10^{47} phots s^{-1}), in order to determine its effect on the morphology and kinematics of the protoplanetary nebula. We have considered a time-dependent ejection density that generates dense knot structures in the jet, which are then partially photoionized by the ionizing photon field from the central source. We also explore the role of the medium in which the jet is propagated, under these conditions. The photoionization results in a larger $H\alpha$ emission of the knots, and in an acceleration of the knots as a result of the so-called “rocket effect.” We find that for larger values of the ionizing photon rate, a clear outwards acceleration of the knots is produced. These models are appropriate for explaining protoplanetary nebulae in which such outwards accelerations are observed.

Key words: ISM: jets and outflows – methods: numerical – planetary nebulae: general – radiation mechanisms: general

1. Introduction

A large number of protoplanetary nebulae (PPNe) and more evolved planetary nebulae (PNe), exhibit complex morphologies that cannot be fully explained by the interacting stellar winds (ISW) model (Kwok et al. 1978), which considers the interaction of a fast and low-density wind, with a slow and high-density stellar wind. Two scenarios for explaining the morphology of these objects are a generalization of the original ISW model to include a slow AGB wind with a nonspherical density distribution (with a contrast between the density at the equator and the poles, Balick 1987), or the assumption of a binary central stellar source. In the latter scenario, a jet is ejected from one of the stellar components of the binary system, which accretes material from the companion (Soker & Livio 1994; Raga et al. 2009). Recent papers consider a binary system in an elliptical orbit, including both the precession of the jet axis and a time-dependent ejection velocity, with the purpose of explaining the morphology and dynamics observed in some nebulae, such as PPN CRL 618 (see Riera et al. 2014; Velázquez et al. 2014).

There is evidence that many of these objects have an increasing velocity versus distance expansion law, as is the case of Mz 1 (Marston et al. 1998), the Hen 2-104 system (Corradi et al. 2001), NGC 6302 (Meaburn et al. 2008), and NGC 6537 (Corradi & Schwarz 1993).

In the present work, we compute hydrodynamical simulations of a PPN, focusing on the effects of the photoionization produced by the central source. We consider three ionizing photon rates, with the purpose of making a qualitative study of how the photoionization influences both the evolution and the morphology of the simulated PPN. For simplicity we assume a symmetrical ejection of the jet/counterjet from a binary system, in circular orbit. One of the components of the binary system, the primary star, ejects a nonspherical (or spherical) AGB stellar wind, while the orbiting companion emits the bipolar jet. We have included a precession of the jet axis as well as a time-dependent ejection density. The density

time-variation generates clump-like structures that travel along the jet, which are sufficiently dense to not be fully photoionized.

The paper is organized as follows: In Section 2 we describe the characteristics of the code employed and the initial conditions of the simulations. In Section 3 we present the results obtained from the simulations and a calculation of proper motions from synthetic $H\alpha$ maps. Finally, in Section 4 we summarize our results.

2. Simulations

2.1. Code

We have computed simulations with the 3D hydrodynamical code GUACHO (Esquivel et al. 2009; Esquivel & Raga 2013), which solves the ideal gasdynamic equations as well as a rate equation for neutral hydrogen of the form

$$\frac{\partial n_{\text{HI}}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HI}} \mathbf{u}) = (n - n_{\text{HI}})^2 \alpha(T) - (n - n_{\text{HI}}) n_{\text{HI}} c(T) - n_{\text{HI}} \phi, \quad (1)$$

where n_{HI} is the neutral hydrogen density, n the total hydrogen density, $\alpha(T)$ the recombination coefficient, $c(T)$ the collisional ionization coefficient of hydrogen, and ϕ the photoionization rate. We consider the electron density to be equal to that of ionized hydrogen, that is $n_e = n_{\text{HII}} = n - n_{\text{HI}}$. The hydrogen photoionization rate is

$$\phi = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu} d\nu, \quad (2)$$

where ν_0 is the Lyman limit frequency, J_{ν_0} is the solid angle averaged intensity of the ionizing field, h is Planck’s constant, and a_{ν} the photoionization cross section of H. Our calculations are made with the gray approximation, in which all the UV photons are assumed to be close to the Lyman limit, and considering a

Apéndice B

Wavelets

Las wavelets son funciones definidas espacialmente que se emplean como funciones de análisis, para examinar señales de interés con el fin de obtener sus características de tamaño y dirección, para la representación de funciones en las que se retiene la dimensión así como la información espacial, para el procesamiento de imágenes, etc. Permiten convertir una función o señal en otra forma con características más fáciles de estudiar que la original. Una de las principales características de las funciones wavelet es la de permitir analizar, por ejemplo una señal, a diversas escalas. Al observar dicha señal a una escala pequeña (poca resolución) se apreciarán sólo aquellas estructuras de mayores dimensiones, y viceversa. Su uso para la extracción de propiedades puede ser, por un lado, técnica de filtrado para remover ciertas componentes incluidas en los datos, o por el otro, un método para representar la información de forma concisa.

Estas funciones tienen forma de onda y son de dimensión pequeña, finita y nula fuera de determinado intervalo. La forma de dicha onda implica una integración a cero (oscilando por encima y por debajo del eje x) y su amplitud disminuye conforme se aleja de su origen. Son generadas a partir de funciones prototipo o "madre", dentro de cuya definición es posible incluir parámetros de desplazamiento (b) y escala (a). Su forma está dada entonces por

$$g_{ab}(x) = g\left(\frac{x-b}{a}\right). \quad (\text{B.1})$$

A partir de la wavelet madre se deriva toda una familia de versiones (trasladadas y escaladas) de wavelets, llamadas también wavelets "hijas". Una ellas es la denominada wavelet de sombrero mexicano (Figura B.1), cuya función prototipo es

$$g(x) = C(1 - x^2)e^{-x^2/2} \quad (\text{B.2})$$

o, de manera más general, con las variables a y b

$$g_{ab}(x) = C \left[1 - \left(\frac{x - b}{a} \right)^2 \right] e^{-[(x-b)/a]^2/2} \quad (\text{B.3})$$

donde C es una constante de normalización. En la figura (B.2) se muestra su comportamiento para distintos valores de a y b . Esta wavelet es de mucha utilidad al detectar estructuras ya que puede amplificarlas con respecto al ruido. Además, al cambiar la escala del sombrero mexicano es posible controlar dicha amplificación hasta que un valor óptimo es alcanzado

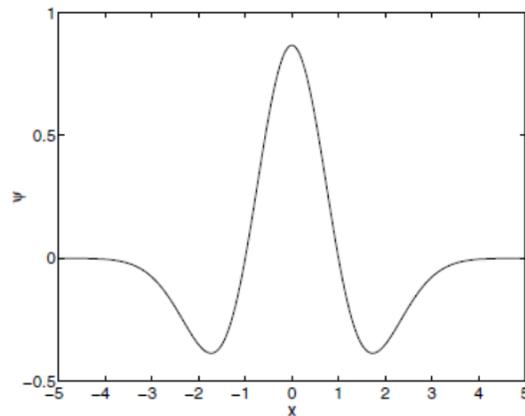


Figura B.1: Wavelet sombrero mexicano.

Para el caso de las imágenes, Marr and Hildreth (1980) plantean que estas no poseen una configuración definitivamente oscilatoria como en el caso de las ondas sino que el contenido de las imágenes puede verse como una mezcla de diferentes componentes que definen bordes entre ellas. Los objetos pueden constituir estructuras cuya identificación está sujeta, en gran parte, a la escala a la que es analizada la imagen. Muchas de estas formas son identificables a escalas pequeñas y son de bajo contraste

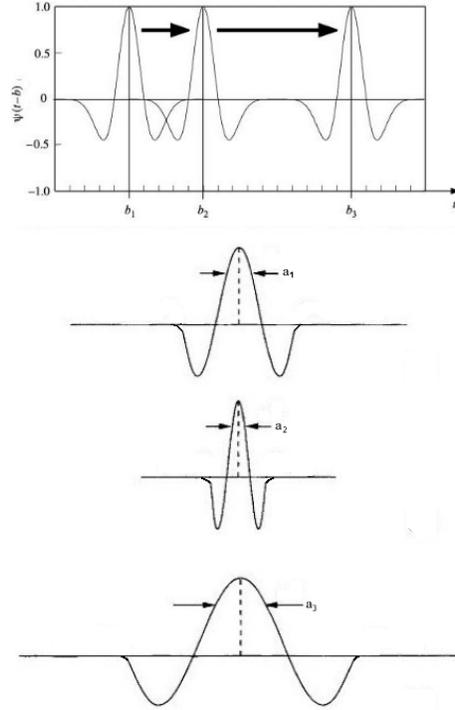


Figura B.2: Función sombrero mexicano con traslación y dilatación o contracción.

o amplitud, mientras que otras son claras a media o gran escala por tener mayor contraste. Una representación de dichas imágenes a diferentes escalas, con pequeños cambios en el contraste permitiría un estudio más preciso de la información contenida en ellas.

Para el procesamiento de imágenes 2D, las dos dimensiones de la función de sombrero mexicano (o también conocida como wavelet de Marr) en un plano coordenado x, y (Fig.B.3) está expresada como

$$g_{\sigma}(x, y) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \left(1 - \frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2} \right) e^{-\left(\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right)}, \quad (\text{B.4})$$

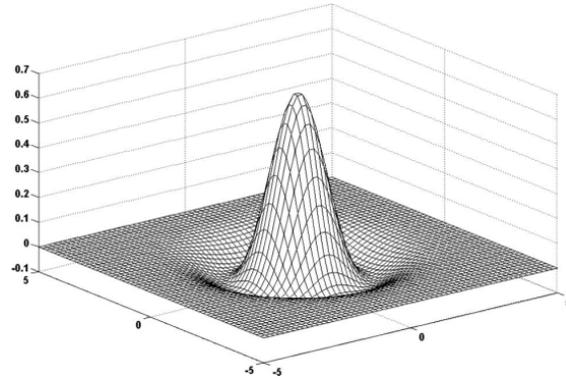


Figura B.3: Wavelet de Marr o sombrero mexicano 2D.

Bibliografía

Muhammad Akashi and Noam Soker. Shaping planetary nebulae with jets in inclined triple stellar systems. MNRAS, 469(3):3296–3306, August 2017. doi: 10.1093/mnras/stx1058.

Stavros Akras, Denise R. Gonçalves, and Gerardo Ramos-Larios. Proof of shock-excited H₂ in low-ionization structure of PNe. In Journal of Physics Conference Series, volume 728 of Journal of Physics Conference Series, page 032003, Jul 2016. doi: 10.1088/1742-6596/728/3/032003.

Sean M. Andrews, Bo Reipurth, John Bally, and Steve R. Heathcote. The Irradiated Herbig-Haro Jets Near σ Orionis. ApJ, 606(1):353–368, May 2004. doi: 10.1086/382870.

Francesca Bacciotti and Jochen Eislöffel. Ionization and density along the beams of Herbig-Haro jets. A&A, 342:717–735, Feb 1999.

B. Balick. The evolution of planetary nebulae. I - Structures, ionizations, and morphological sequences. AJ, 94:671–678, September 1987a. doi: 10.1086/114504.

Bruce Balick. The Evolution of Planetary Nebulae. I. Structures, Ionizations, and Morphological Sequences. AJ, 94:671, Sep 1987b. doi: 10.1086/114504.

Bruce Balick and Adam Frank. Shapes and Shaping of Planetary Nebulae. ARA&A, 40:439–486, January 2002. doi: 10.1146/annurev.astro.40.060401.093849.

Bruce Balick, Heather L. Preston, and Vincent Icke. The Evolution of Planetary

- Nebulae. II. Dynamical Evolution of Elliptical PNs and Collimated Outflows. AJ, 94:1641, Dec 1987. doi: 10.1086/114595.
- John Bally, Steve Heathcote, Bo Reipurth, Jon Morse, Patrick Hartigan, and Richard Schwartz. Hubble Space Telescope Observations of Proper Motions in Herbig-Haro Objects 1 and 2. AJ, 123(5):2627–2657, May 2002. doi: 10.1086/339837.
- Ealeal Bear and Noam Soker. Planetary Nebulae that Cannot Be Explained by Binary Systems. ApJL, 837(1):L10, March 2017. doi: 10.3847/2041-8213/aa611c.
- F. Bertoldi and C. F. McKee. The photoevaporation of interstellar clouds. II - Equilibrium cometary clouds. ApJ, 354:529–548, May 1990. doi: 10.1086/168713.
- Frank Bertoldi. The Photoevaporation of Interstellar Clouds. I. Radiation-driven Implosion. ApJ, 346:735, Nov 1989. doi: 10.1086/168055.
- S. Biro and A. C. Raga. A Numerical Simulation of a Variable Velocity Jet. ApJ, 434:221, Oct 1994. doi: 10.1086/174719.
- S. Biro, A. C. Raga, and J. Cantó. Numerical simulation of 2D jets with time-dependent direction of ejection. MNRAS, 275(3):557–566, August 1995. doi: 10.1093/mnras/275.3.557.
- T. G. Bisbas, T. J. Haworth, R. J. R. Williams, J. Mackey, P. Tremblin, A. C. Raga, S. J. Arthur, C. Baczynski, J. E. Dale, T. Frostholm, S. Geen, T.ølle@, D. Hubber, I. T. Iliev, R. Kuiper, J. Rosdahl, D. Sullivan, S. Walch, and R. Wünsch. STAR-BENCH: the D-type expansion of an H II region. MNRAS, 453:1324–1343, October 2015. doi: 10.1093/mnras/stv1659.
- E. G. Blackman and S. Lucchini. Using kinematic properties of pre-planetary nebulae to constrain engine paradigms. MNRAS, 440:L16–L20, May 2014. doi: 10.1093/mnrasl/slu001.
- H. E. Bond, W. Liller, and E. J. Mannery. UU Sagittae: eclipsing nucleus of the planetary nebula Abell 63. ApJ, 223:252–259, Jul 1978. doi: 10.1086/156257.

- R. Bonito, S. Orlando, G. Peres, F. Favata, and R. Rosner. The X-ray emission mechanism in the protostellar jet HH 154. , 424:L1–L4, September 2004. doi: 10.1051/0004-6361:200400014.
- E. R. Capriotti and W. S. Kovach. Effective Temperatures of the Central Stars of Planetary Nebulae. ApJ, 151:991, March 1968. doi: 10.1086/149498.
- Robin Ciardullo, Howard E. Bond, Michael S. Sipior, Laura K. Fullton, C. Y. Zhang, and Karen G. Schaefer. A HUBBLE SPACE TELESCOPE Survey for Resolved Companions of Planetary Nebula Nuclei. AJ, 118(1):488–508, Jul 1999. doi: 10.1086/300940.
- J. A. Cliffe, A. Frank, M. Livio, and T. W. Jones. Precessing Jets and Point-Symmetric Nebulae. ApJL, 447:L49, Jul 1995. doi: 10.1086/309559.
- R. L. Corradi and H. E. Schwarz. The bipolar outflow of He 2-36. A&A, 273:247–250, Jun 1993a.
- Romano L. M. Corradi and Hugo E. Schwarz. The kinematics of the high velocity bipolar nebulae NGC 6537 and Hb5. A&A, 269:462–468, Mar 1993b.
- Romano L. M. Corradi, Mario Perinotto, Eva Villaver, Antonio Mampaso, and Denise R. Gonçalves. Jets, Knots, and Tails in Planetary Nebulae: NGC 3918, K1-2, and Wray 17-1. ApJ, 523(2):721–733, Oct 1999. doi: 10.1086/307768.
- F. Dell’Agli. Modelling dust production from AGB stars: open challenges, uncertainties and new discoveries. Mem. Societa Astronomica Italiana, 88:383, January 2017.
- Rosa Izela Diaz-Miller, José Franco, and Steven N. Shore. Photoionized and Photodissociated Regions around Main-Sequence Stars. ApJ, 501(1):192–206, Jul 1998. doi: 10.1086/305793.
- M. A. Dopita and R. S. Sutherland. Astrophysics of the diffuse universe. 2003.

- M. A. Dopita, L. J. Kewley, C. A. Heisler, and R. S. Sutherland . A Theoretical Recalibration of the Extragalactic H II Region Sequence. *ApJ*, 542(1):224–234, Oct 2000. doi: 10.1086/309538.
- D. Douchin, O. De Marco, G. H. Jacoby, T. C. Hillwig, D. J. Frew, I. Bojičić, G. Jasiewicz, and Q. A. Parker. Testing the Binary Hypothesis for the Formation and Shaping of Planetary Nebulae. *Central European Astrophysical Bulletin*, 37:391–395, January 2013.
- A. Esquivel and A. C. Raga. Diffuse Ionizing Radiation within HH Jets. *ApJ*, 779:111, December 2013. doi: 10.1088/0004-637X/779/2/111.
- A. Esquivel, A. C. Raga, and F. de Colle. A 3-mode variable ejection velocity, precessing jet model for HH 30. *A&A*, 468(2):613–616, Jun 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20066624.
- A. Esquivel, A. C. Raga, J. Cantó, and A. Rodríguez-González. The interaction of an O star wind with a Herbig-Haro jet. *A&A*, 507:855–860, November 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912825.
- A. Frank and E. G. Blackman. Application of Magnetohydrodynamic Disk Wind Solutions to Planetary and Protoplanetary Nebulae. *ApJ*, 614(2):737–744, Oct 2004. doi: 10.1086/382018.
- Adam Frank, Orsola De Marco, Eric Blackman, and Bruce Balick. A Grand Challenge for PNe. In *Asymmetrical Planetary Nebulae IV*, page 95, Jun 2007.
- F. García-Arredondo and A. Frank. Interaction Between a Slow Wind from AGB Star and a Jet in a Binary System. In Margaret Meixner, Joel H. Kastner, Bruce Balick, and Noam Soker, editors, *Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird*, volume 313 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 190, Jul 2004.
- G. García-Segura, E. Villaver, N. Langer, S. C. Yoon, and A. Manchado. Single

- Rotating Stars and the Formation of Bipolar Planetary Nebula. *ApJ*, 783(2):74, March 2014. doi: 10.1088/0004-637X/783/2/74.
- Guillermo García-Segura, Norbert Langer, Michał Różyczka, and José Franco. Shaping Bipolar and Elliptical Planetary Nebulae: Effects of Stellar Rotation, Photoionization Heating, and Magnetic Fields. *ApJ*, 517(2):767–781, June 1999. doi: 10.1086/307205.
- M. A. Guerrero and O. De Marco. Analysis of far-UV data of central stars of planetary nebulae: Occurrence and variability of stellar winds. *A&A*, 553:A126, May 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220623.
- M. A. Guerrero, R. Vázquez, and J. A. López. The Kinematics of Point-symmetric Planetary Nebulae. *AJ*, 117(2):967–973, Feb 1999. doi: 10.1086/300729.
- M. A. Guerrero, L. F. Miranda, and Y. H. Chu. How Fast are Collimated Outflows in Planetary Nebulae? In William J. Henney, Jose Franco, and Marco Martos, editors, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 12 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 156–156, February 2002.
- Guillermo Haro. Herbig’s Nebulous Objects Near NGC 1999. *ApJ*, 115:572, May 1952. doi: 10.1086/145576.
- Amos Harpaz, Saul Rappaport, and Noam Soker. The Rings around the Egg Nebula. *ApJ*, 487(2):809–817, October 1997. doi: 10.1086/304655.
- P. Hartigan, A. Frank, J. M. Foster, B. H. Wilde, M. Douglas, P. A. Rosen, R. F. Coker, B. E. Blue, and J. F. Hansen. Fluid Dynamics of Stellar Jets in Real Time: Third Epoch Hubble Space Telescope Images of HH 1, HH 34, and HH 47. *ApJ*, 736(1):29, Jul 2011. doi: 10.1088/0004-637X/736/1/29.
- George H. Herbig. The Spectra of Two Nebulous Objects Near NGC 1999. *ApJ*, 113: 697–699, May 1951. doi: 10.1086/145440.

- Patrick J. Huggins. Jet power in pre-planetary nebulae: Observations vs. theory. In IAU Symposium, volume 283 of IAU Symposium, pages 188–191, August 2012. doi: 10.1017/S1743921312010939.
- V. Icke. Blowing bubbles. A&A, 202:177–188, Aug 1988.
- F. D. Kahn and K. A. West. Shapes of planetary nebulae. MNRAS, 212:837–850, Feb 1985. doi: 10.1093/mnras/212.4.837.
- S. Kwok, C. R. Purton, and P. M. Fitzgerald. On the origin of planetary nebulae. ApJL, 219:L125–L127, February 1978. doi: 10.1086/182621.
- Chin-Fei Lee and Raghvendra Sahai. Shaping Proto-Planetary and Young Planetary Nebulae with Collimated Fast Winds. ApJ, 586(1):319–337, Mar 2003. doi: 10.1086/346265.
- B. Lefloch and B. Lazareff. Cometary globules I. Formation, evolution and morphology. A&A, 289:559–578, Sep 1994.
- A. J. Lim and G. Mellema. 3D radiation hydrodynamics: Interacting photo-evaporating clumps. A&A, 405:189–198, Jul 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030583.
- M. Livio, J. Salzman, and G. Shaviv. The formation of planetary nebulae with close binary nuclei. MNRAS, 188:1–12, Jul 1979. doi: 10.1093/mnras/188.1.1.
- Arturo Manchado, Letizia Stanghellini, and Martin A. Guerrero. Quadrupolar Planetary Nebulae: A New Morphological Class. ApJL, 466:L95, Aug 1996. doi: 10.1086/310170.
- D. Marr and E. Hildreth. Theory of Edge Detection. Proceedings of the Royal Society of London Series B, 207(1167):187–217, Feb 1980. doi: 10.1098/rspb.1980.0020.
- A. P. Marston, M. Bryce, J. A. Lopez, J. W. Palmer, and J. Meaburn. Kinematics and origin of the ringed bipolar nebula MZ 1. A&A, 329:683–690, January 1998.

- E. Masciadri and A. C. Raga. Herbig-Haro Jets from Orbiting Sources. ApJ, 568(2): 733–742, Apr 2002. doi: 10.1086/338767.
- G. Mellema, F. Eulderink, and V. Icke. Hydrodynamical models of aspherical planetary nebulae. A&A, 252:718–732, December 1991.
- G. Mellema, A. C. Raga, J. Cantó, P. Lundqvist, B. Balick, W. Steffen, and A. Noriega-Crespo. Photo-evaporation of clumps in planetary nebulae. A&A, 331:335–346, March 1998a.
- G. Mellema, A. C. Raga, J. Cantó, P. Lundqvist, B. Balick, W. Steffen, and A. Noriega-Crespo. Photo-evaporation of clumps in planetary nebulae. A&A, 331:335–346, Mar 1998b.
- L. F. Miranda. Jets and Disks in Young Planetary Nebulae. In Eike Guenther, Bringfried Stecklum, and Sylvio Klose, editors, Optical and Infrared Spectroscopy of Circumstellar Matter, volume 188 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 257, January 1999.
- L. F. Miranda and J. Solf. Long-slit spectroscopy of the planetary nebula NGC 6543 : collimated bipolar ejections from a precessing central source ? A&A, 260:397–410, Jul 1992.
- Luis F. Miranda, Roberto Vazquez, Jose M. Torrelles, Carlos Eiroa, and J. Alberto Lopez. The structure of the compact planetary nebulae CN 3-1 and M 3-27 and their extended haloes. MNRAS, 288(3):777–786, Jul 1997. doi: 10.1093/mnras/288.3.777.
- B. Miszalski, A. Acker, Q. A. Parker, and A. F. J. Moffat. Binary planetary nebulae nuclei towards the Galactic bulge. II. A penchant for bipolarity and low-ionisation structures. A&A, 505(1):249–263, Oct 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912176.
- Mark Morris. Mechanisms for mass loss from cool stars. PASP, 99:1115–1122, Nov 1987. doi: 10.1086/132089.

- J. Nordhaus, E. G. Blackman, and A. Frank. Isolated versus common envelope dynamos in planetary nebula progenitors. *MNRAS*, 376(2):599–608, April 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11417.x.
- J. H. Oort and L. Spitzer, Jr. Acceleration of Interstellar Clouds by O-Type Stars. *ApJ*, 121:6, January 1955. doi: 10.1086/145958.
- D. E. Osterbrock and G. J. Ferland. Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei. 2006.
- B. Paczyński. The Formation of Planetary Nebulae. *Astrophysics Letters*, 9:33, Aug 1971.
- G. Pascoli. On Preplanetary Nebula Formation. *PASP*, 104:350, May 1992. doi: 10.1086/133004.
- M. V. Penston, A. Robinson, D. Alloin, I. Appenzeller, I. Aretxaga, D. J. Axon, T. Baribaud, P. Barthel, S. A. Baum, C. Boisson, A. G. de Bruyn, J. Clavel, L. Colina, M. Dennefeld, A. Diaz, M. Dietrich, F. Durret, J. E. Dyson, P. Gondhalekar, E. van Groningen, P. Jablonka, N. Jackson, W. Kollatschny, E. Laurikainen, A. Lawrence, J. Masegosa, I. McHardy, E. J. A. Meurs, G. Miley, M. Moles, P. O’Brien, C. O’Dea, A. del Olmo, A. Pedlar, J. Perea, E. Perez, I. Perez-Fournon, J. Perry, G. Pilbratt, M. Rees, I. Robson, P. Rodriguez-Pascual, J. M. Rodriguez Espinosa, M. Santos-Lleo, R. Schilizzi, G. Stasińska, G. M. Stirpe, C. Tadhunter, E. Terlevich, R. Terlevich, S. Unger, V. Vila-Vilaro, J. Vilchez, S. J. Wagner, M. J. Ward, and G. J. Yates. The extended narrow line region of NGC 4151. I - Emission line ratios and their implications. *A&A*, 236:53–62, September 1990.
- A. Raga and A. Noriega-Crespo. A Three-mode, Variable Velocity Jet Model for HH 34. *AJ*, 116(6):2943–2952, Dec 1998. doi: 10.1086/300641.
- A. C. Raga and J. Cantó. Collimation of Stellar Winds by Nonadiabatic De Laval Nozzles. *ApJ*, 344:404, September 1989. doi: 10.1086/167808.

- A. C. Raga and Lev Kofman. Knots in Stellar Jets from Time-dependent Sources. ApJ, 386:222, Feb 1992. doi: 10.1086/171008.
- A. C. Raga and A. Noriega-Crespo. Knots in stellar jets: crossing shocks or internal working surfaces? RMxAA, 24:9–13, Apr 1992.
- A. C. Raga, J. Cantó, L. Binette, and N. Calvet. Stellar Jets with Intrinsically Variable Sources. ApJ, 364:601, Dec 1990. doi: 10.1086/169443.
- A. C. Raga, J. Cantó, and S. Biro. Ballistic stellar jets from sources with a time-dependent ejection direction. MNRAS, 260:163–170, Jan 1993. doi: 10.1093/mnras/260.1.163.
- A. C. Raga, A. Noriega-Crespo, B. Reipurth, P. M. Garnavich, S. Heathcote, K. H. Böhm, and S. Curiel. Kinematics of the HH 111 Jet from the Space Telescope Imaging Spectrograph. ApJL, 565(1):L29–L33, Jan 2002. doi: 10.1086/338910.
- A. C. Raga, A. Esquivel, P. F. Velázquez, J. Cantó, S. Haro-Corzo, A. Riera, and A. Rodríguez-González. Mirror and Point Symmetries in a Ballistic Jet from a Binary System. ApJL, 707:L6–L11, December 2009. doi: 10.1088/0004-637X/707/1/L6.
- A. C. Raga, J. C. Rodríguez-Ramírez, J. Cantó, and P. F. Velázquez. Knot structures in jets formed by a two-mode ejection velocity time-variability. MNRAS, 454(1):412–418, Nov 2015. doi: 10.1093/mnras/stv1897.
- A. C. Raga, B. Reipurth, A. Esquivel, A. Castellanos-Ramírez, P. F. Velázquez, L. Hernández-Martínez, A. Rodríguez-González, J. S. Rechy-García, D. Estrella-Trujillo, J. Bally, D. González-Gómez, and A. Riera. Proper motions of the HH 1 jet. RMxAA, 53:485–495, Oct 2017a.
- A. C. Raga, B. Reipurth, A. Esquivel, A. Castellanos-Ramírez, P. F. Velázquez, L. Hernández-Martínez, A. Rodríguez-González, J. S. Rechy-García, D. Estrella-Trujillo, J. Bally, D. González-Gómez, and A. Riera. Proper motions of the HH 1 jet. , 53:485–495, Oct 2017b.

- Bo Reipurth and John Bally. Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution. ARA&A, 39:403–455, Jan 2001. doi: 10.1146/annurev.astro.39.1.403.
- Bo Reipurth, John Bally, Robert A. Fesen, and David Devine. Protostellar jets irradiated by massive stars. Nat, 396(6709):343–345, Nov 1998. doi: 10.1038/24562.
- Bo Reipurth, Steve Heathcote, Jon Morse, Pat Hartigan, and John Bally. Hubble Space Telescope Images of the HH 34 Jet and Bow Shock: Structure and Proper Motions. AJ, 123(1):362–381, Jan 2002. doi: 10.1086/324738.
- B. Riaz and E. T. Whelan. HH 1158: The Lowest Luminosity Externally Irradiated Herbig-Haro Jet. ApJL, 815(2):L31, Dec 2015. doi: 10.1088/2041-8205/815/2/L31.
- A. Riera, P. García-Lario, A. Manchado, M. Bobrowsky, and R. Estalella. The high-velocity outflow in the proto-planetary nebula Hen 3-1475. A&A, 401:1039–1056, Apr 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030199.
- A. Riera, P. F. Velázquez, W. Steffen, A. C. Raga, and J. Cantó. Shaping protoplanetary nebulae by binary systems. In IAU Symposium, volume 283, pages 103–106, Aug 2012. doi: 10.1017/S1743921312010770.
- A. Riera, P. F. Velázquez, A. C. Raga, R. Estalella, and A. Castrillón. New light on the multiple jets of CRL 618. A&A, 561:A145, January 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201321946.
- Adriana Rodríguez-Kamenetzky, Carlos Carrasco-González, Omaira González-Martín, Anabella T. Araudo, Luis Felipe Rodríguez, Sarita Vig, and Peter Hoffer. Particle acceleration in the Herbig-Haro objects HH 80 and HH 81. , 482(4): 4687–4696, February 2019. doi: 10.1093/mnras/sty3055.
- R. Sahai. Bipolar and Multipolar Jets in Protoplanetary and Planetary Nebulae. In William J. Henney, Wolfgang Steffen, Luc Binette, and Alejandro Raga, editors, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, volume 13 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, pages 133–138, June 2002.

- R. Sahai, D. Le Mignant, C. Sanchez Contreras, M. Stute, and M. Morris. Probing Collimated Jets and Dusty Waists in Dying Stars with Keck LGSAO. In American Astronomical Society Meeting Abstracts, volume 207, page 78.02, Dec 2005.
- R. Sahai, W. H. T. Vlemmings, T. Gledhill, C. Sánchez Contreras, E. Lagadec, L. Å Nyman, and G. Quintana-Lacaci. ALMA Observations of the Water Fountain Preplanetary Nebula IRAS 16342-3814: High-velocity Bipolar Jets and an Expanding Torus. ApJL, 835(1):L13, Jan 2017. doi: 10.3847/2041-8213/835/1/L13.
- Raghvendra Sahai, John T. Trauger, Alan M. Watson, Karl R. Stapelfeldt, J. J. Hester, C. J. Burrows, G. E. Ballister, J. T. Clarke, D. Crisp, R. W. Evans, III Gallagher, J. S., R. E. Griffiths, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. R. Mould, P. A. Scowen, and J. A. Westphal. Imaging of the EGG Nebula (CRL 2688) with WFPC2/HST: A History of AGB/Post-AGB Giant Branch Mass Loss. ApJ, 493(1):301–311, Jan 1998. doi: 10.1086/305121.
- Raghvendra Sahai, Mark Morris, Carmen Sánchez Contreras, and Mark Clausen. Preplanetary Nebulae: A Hubble Space Telescope Imaging Survey and a New Morphological Classification System. AJ, 134(6):2200–2225, Dec 2007. doi: 10.1086/522944.
- Raghvendra Sahai, Mark R. Morris, and Gregory G. Villar. Young Planetary Nebulae: Hubble Space Telescope Imaging and a New Morphological Classification System. , 141(4):134, April 2011. doi: 10.1088/0004-6256/141/4/134.
- II Sandford, M. T., R. W. Whitaker, and R. I. Klein. Radiation-driven implosions in molecular clouds. ApJ, 260:183–201, Sep 1982. doi: 10.1086/160245.
- E. M. Schneiter, A. Esquivel, C. S. Villarreal D’Angelo, P. F. Velázquez, A. C. Raga, and A. Costa. Photoionization of planetary winds: case study HD 209458b. MNRAS, 457:1666–1674, April 2016. doi: 10.1093/mnras/stw076.
- D. Schoenberner. Late stages of stellar evolution : central stars of planetary nebulae. A&A, 103:119–130, Nov 1981.

- D. Schönberner, T. Blöcker, and H. Marten. Evolution from the AGB through the Planetary Nebula Stage. In A. Harpaz and N. Soker, editors, Asymmetrical Planetary Nebulae, volume 11, page 81, Jan 1995.
- H. E. Schwarz and R. L. M. Corradi. BI Crucis : a post-PN nebula ? A&A, 265:L37–L40, Nov 1992.
- H. E. Schwarz, R. L. M. Corradi, and J. Melnick. A catalogue of narrow band images of planetary nebulae. A&As, 96:23–113, Nov 1992.
- N. Soker. Collimated Fast Winds in Wide Binary Progenitors of Planetary Nebulae. ApJ, 558:157–164, September 2001. doi: 10.1086/322458.
- N. Soker and M. Livio. Disks and jets in planetary nebulae. ApJ, 421:219–224, January 1994a. doi: 10.1086/173639.
- Noam Soker. Stellar bubbles inside planetary nebulae. MNRAS, 283(4):1405–1408, Dec 1996. doi: 10.1093/mnras/283.4.1405.
- Noam Soker. Properties That Cannot Be Explained by the Progenitors of Planetary Nebulae. ApJs, 112(2):487–505, Oct 1997. doi: 10.1086/313040.
- Noam Soker. Why Magnetic Fields Cannot Be the Main Agent Shaping Planetary Nebulae. PASP, 118(840):260–269, February 2006. doi: 10.1086/498829.
- Noam Soker and Amos Harpaz. Can a Single AGB Star form an Axially Symmetric Planetary Nebula? PASP, 104:923, October 1992. doi: 10.1086/133076.
- Noam Soker and Mario Livio. Disks and jets in planetary nebulae. ApJ, 421:219, Jan 1994b. doi: 10.1086/173639.
- Noam Soker and Saul Rappaport. The Formation of Very Narrow Waist Bipolar Planetary Nebulae. ApJ, 538(1):241–259, Jul 2000. doi: 10.1086/309112.
- Paulina Sowicka, David Jones, Romano L. M. Corradi, Roger Wesson, Jorge García-Rojas, Miguel Santander-García, Henri M. J. Boffin, and Pablo Rodríguez-Gil.

- The planetary nebula IC 4776 and its post-common-envelope binary central star. *MNRAS*, 471(3):3529–3546, Nov 2017. doi: 10.1093/mnras/stx1697.
- Letizia Stanghellini, Richard A. Shaw, and Eva Villaver. Compact Galactic Planetary Nebulae: An HST/WFC3 Morphological Catalog, and a Study of Their Role in the Galaxy. *ApJ*, 830(1):33, Oct 2016. doi: 10.3847/0004-637X/830/1/33.
- C. Szyszka, A. A. Zijlstra, and J. R. Walsh. The expansion proper motions of the planetary nebula NGC 6302 from Hubble Space Telescope imaging. *MNRAS*, 416(1):715–726, Sep 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19087.x.
- James Tocknell, Orsola De Marco, and Mark Wardle. Constraints on common envelope magnetic fields from observations of jets in planetary nebulae. *MNRAS*, 439(2):2014–2024, Apr 2014. doi: 10.1093/mnras/stu079.
- Susan R. Trammell and Robert W. Goodrich. Hubble Space Telescope and Ground-based Imaging of the Bipolar Proto-Planetary Nebula M1-92: Evidence for a Collimated Outflow. *ApJL*, 468:L107, Sep 1996. doi: 10.1086/310244.
- Susan R. Trammell and Robert W. Goodrich. Multiple Collimated Outflows in the Proto-Planetary Nebula GL 618. *ApJ*, 579(2):688–693, Nov 2002. doi: 10.1086/342943.
- L. Uscanga, P. F. Velázquez, A. Esquivel, A. C. Raga, P. Boumis, and J. Cantó. Modelling the 3D morphology and proper motions of the planetary nebula NGC 6302. *MNRAS*, 442:3162–3165, August 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1064.
- E. Vassiliadis and P. R. Wood. Post-Asymptotic Giant Branch Evolution of Low- to Intermediate-Mass Stars. *ApJs*, 92:125, May 1994. doi: 10.1086/191962.
- R. Vázquez, J. A. López, L. F. Miranda, J. M. Torrelles, and J. Meaburn. The kinematics of NGC 4361, a Population II planetary nebula with a bipolar outflow. , 308(4):939–946, October 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02773.x.

- P. F. Velázquez, A. Riera, and A. C. Raga. Time-dependent ejection velocity model for the outflow of Hen 3-1475. *A&A*, 419:991–998, Jun 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20035757.
- P. F. Velázquez, A. Riera, A. C. Raga, and J. C. Toledo-Roy. An Asymmetric Jet-launching Model for the Protoplanetary Nebula CRL 618. *ApJ*, 794:128, October 2014. doi: 10.1088/0004-637X/794/2/128.
- Pablo F. Velázquez, Alejandro C. Raga, Jorge Cantó, E. Matias Schneiter, and Angels Riera. A ballistic model for a precessing and orbiting jet with a time-dependent ejection velocity. *MNRAS*, 428(2):1587–1593, Jan 2013. doi: 10.1093/mnras/sts139.
- Eva Villaver, Arturo Manchado, and Guillermo García-Segura. The Dynamical Evolution of the Circumstellar Gas around Low- and Intermediate-Mass Stars. II. The Planetary Nebula Formation. , 581(2):1204–1224, December 2002. doi: 10.1086/344250.
- P. R. Wood and D. J. Faulkner. Hydrostatic Evolutionary Sequences for the Nuclei of Planetary Nebulae. *ApJ*, 307:659, Aug 1986. doi: 10.1086/164451.