



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

ESTRUCTURA MORFOCINEMÁTICA DE LA NEBULOSA PLANETARIA NGC 2371

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA
JORGE LUIS GARCÍA ROMERO

DIRECTOR DE TESIS
DR. ROBERTO VÁZQUEZ MEZA, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ENSENADA, B. C., OCTUBRE 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Agradecimientos

Este trabajo es el resultado de un sueño apoyado por aquellas personas que me acompañaron en este transitar profesional y, que de algún modo aportaron algo a mi vida.

En primer lugar, agradezco a mis padres, Jesús García López y Lucinda Romero Guerrero, por las enseñanzas transmitidas a lo largo de mi vida, por la confianza depositada, pero sobre todo, por el amor que han logrado transmitirme a lo largo de estos años y que me motiva a seguir soñando, por siempre inspirar mi superación personal, por su apoyo a lo largo de todo este camino, así como también por su cariño y siempre alentarme a salir y seguir adelante.

A mis hermanos, Diana, Patty, Ginna y Jesús, que han sido muy importantes durante mi desarrollo, que con su amor, su amistad, comprensión y críticas me han hecho salir al mundo con la frente muy en alto y seguir luchando por cumplir siempre mis metas, por apoyarme en mi formación personal e intelectual, por sus consejos y sus experiencias que al día de hoy me siguen ayudando, gracias por existir.

A Reyna Guadalupe Griego Nájera, por siempre acompañarme a lo largo de este camino, por todo su apoyo y su cariño, y por la adaptación de varias figuras en este trabajo.

Agradezco al Dr. Roberto Vázquez Meza por su paciencia, sus enseñanzas, su retroalimentación y por el presente trabajo.

Al comité sinodal, Dra. Teresa García, Dra. Gloria Delgado, Dra. Miriam Peña, Dr. Jesús Toalá, Dr. Gerardo Ramos, por ayudarme a mejorar este trabajo con sus comentarios y sugerencias.

A todos mis maestros, que con sus enseñanzas y consejos me han guiado por este sendero, que me permite llegar a esta etapa de gran éxito.

Al programa de becas de CONACyT por ofrecerme el apoyo y la oportunidad de seguir estudiando y preparándome.

Al Instituto de Astronomía de la UNAM y al Observatorio Astronómico Nacional por

proporcionarme los medios para que esto fuera posible.

A mis amigos de toda la vida, gracias por estar en mi camino y ser parte de este gran apoyo que siempre me motivó.

A mis amigos y compañeros del salón de clases, que con su confianza, risas y alegrías me han motivado para concluir con lo iniciado y me han enseñado que en el mundo todavía existe gente muy valiosa.

A mi hermano Jesús Francisco García Romero.

Resumen

Las nebulosas planetarias tienen distintas morfologías, adoptando formas esféricas, bipolares, elípticas, irregulares, etc. Estudiar estos objetos nos permite conocer su estructura física y las abundancias químicas que lo componen, así como comprender mejor su evolución. En este trabajo se presenta el análisis de observaciones espectroscópicas de rendija larga de alta dispersión así como una propuesta de modelo morfológico y cinemático de la nebulosa planetaria NGC 2371. La apariencia de NGC 2371 muestra una estructura compuesta por un cascarón elipsoidal central con otros dos cascarones a sus extremos con menor brillo. El modelo que se propone coincide de forma general con las observaciones, donde hemos utilizado espectros en las líneas de $H\alpha$, $[O\text{ III}]$ y $[N\text{ II}]$. Los datos fueron obtenidos con el espectrógrafo MEZCAL del Observatorio Astronómico Nacional localizado en la Sierra de San Pedro Mártir, B. C. (OAN-SPM). Nuestros resultados muestran que NGC 2371 tiene una estructura cinemática compleja, que incluye eyecciones colimadas en su interior, casi perpendiculares a la línea de visión. Se obtuvieron las edades cinemáticas de las diversas estructuras, encontrando una edad cinemática para el elipsoide central de 4,234 años, para el elipsoide NW y SE de 4,349 y 5,885 años respectivamente.

Índice general

Agradecimientos	2
	4
Resumen	5
1. Introducción	8
1.1. Las nebulosas planetarias	8
1.2. Formación de nebulosas planetarias	10
1.3. Morfología	14
1.4. Modelos de formación de nebulosas planetarias	17
1.4.1. Modelo generalizado de vientos estelares interactuantes	18
1.4.2. Modelo del jet precesante	19
1.4.3. Modelo de formación de una NP a partir de una estrella binaria	20
1.5. El caso de NGC 2371	22
2. Marco Teórico	28
2.1. Fundamentos de espectroscopía	28
2.1.1. Tipos de espectroscopía	30
2.1.2. Resolución espacial y espectral	33
2.2. Distancias y tamaños	39
2.2.1. Distancias: La paralaje	39
2.2.2. Tamaño de un objeto astronómico	40
2.3. Cinemática y edad de nebulosas planetarias	42
2.3.1. Velocidades supersónicas	42

2.3.2. Choques	43
2.3.3. Viento estelar	46
2.3.4. Efecto Doppler	50
2.3.5. Velocidad sistémica	51
2.3.6. Edad cinemática de una nebulosa planetaria	53
3. Metodología	54
3.1. Instrumentación	54
3.1.1. Telescopio de 2.12 m	55
3.1.2. Espectrógrafo echelle MEZCAL	56
3.1.3. Detector	58
3.2. Observaciones	61
3.2.1. Sesgo (<i>bias</i>)	63
3.2.2. Imagen directa	63
3.2.3. Imagen más rendija	66
3.2.4. Espectro	67
3.2.5. Arcos de comparación	68
3.2.6. Reducción de datos	69
4. Resultados	71
4.1. Velocidad sistémica de NGC 2371	71
4.2. Diagramas Posición-Velocidad	73
5. Discusión	81
5.1. Estructura morfocinemática de NGC 2371	81
5.2. Modelado de una NP	84
5.3. Modelo	87
5.4. Origen de NGC 2371	98
6. Conclusiones	101
7. Apéndice	104
Bibliografía	106

Capítulo 1

Introducción

A lo largo de todo el trabajo se ha intentado utilizar por completo el idioma español, sin embargo, para aquellas palabras cuya traducción al español no ha alcanzado un cierto nivel de generalidad en su uso, se exhiben en su idioma original cuando su traducción aparece por primera vez en el texto, distinguiéndolas con tipografía itálica (véase por ejemplo página 53 el uso de *blaze*).

1.1. Las nebulosas planetarias

Las nebulosas planetarias (NPs) son estructuras de gas ionizado (Figura 1.1) que surgen como resultado de la evolución de una estrella cuya masa se encuentre entre 0.8 y 8 masas solares. Cuando una estrella de este tipo llega a la etapa de gigante roja, sus capas internas se contraen formando un núcleo denso, mientras que sus capas externas se expanden. Este material será eventualmente expulsado debido al viento estelar originado por la presión de radiación del núcleo. Este núcleo tendrá la suficiente temperatura para emitir radiación ultravioleta que ioniza el material que la estrella expulsó. El resultado es una nebulosa planetaria (NP) la cual brilla como consecuencia del proceso de recombinación de los electrones.

En su trabajo de revisión, [Peimbert \(1990\)](#) menciona como valores típicos para la expansión de una NP la velocidad de 25 km s^{-1} , y un tiempo de disipación de unos 25,000 años. Durante ese lapso de tiempo la estrella central se verá implicada en ciertas modificaciones, tanto de su luminosidad como de su temperatura efectiva (en la siguiente sección se explica en mayor detalle el proceso de formación de una NP). Las densidades típicas de estos cascarones

son de 10^5 cm^{-3} para una NP joven y compacta, y de 1 cm^{-3} para objetos muy extendidos o halos externos débiles de objetos con cascarones internos de mayor densidad. La temperatura electrónica del gas varía de 5,000 a 20,000 K, mientras que la temperatura superficial de la estrella central tiene un rango entre los 25,000 y los 300,000 K. El cascarón de gas se puede observar fácilmente en el visible, debido a la intensidad de las líneas de emisión, por ejemplo: H, He, O, N, Ne, S, Ar, etc. (Peimbert, 1990).



Figura 1.1: NP NGC 7293 (Nebulosa de la Hélice), donde se observa la estrella central así como su estructura gaseosa de cascarón bien definida a su alrededor. Imagen tomada de <https://www.spacetelescope.org/images/opo0432b/>

La primera NP de la que se tiene registro fue observada por Charles Messier en 1764 y se le dio el número 27 en su catálogo de objetos nebulares. El nombre de “Nebulosa Planetaria” fue dado por William Herschel, quien hizo notar que estos objetos se asemejaban al disco verdoso de un planeta. Aunque el nombre se mantiene por razones históricas, siempre se ha

sabido que no hay conexión entre las NPs y los planetas¹ (Kwok, 2000).

1.2. Formación de nebulosas planetarias

Las estrellas de masa baja ($0.8M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$) tendrán un comportamiento evolutivo similar. Se sabe que el Sol se encuentra en estos momentos en la secuencia principal en el diagrama H-R (Hertzsprung-Russell) (Figura 1.2), es decir, básicamente está fusionando H en He. La evolución que tendrá después la llevará a convertirse en una NP.

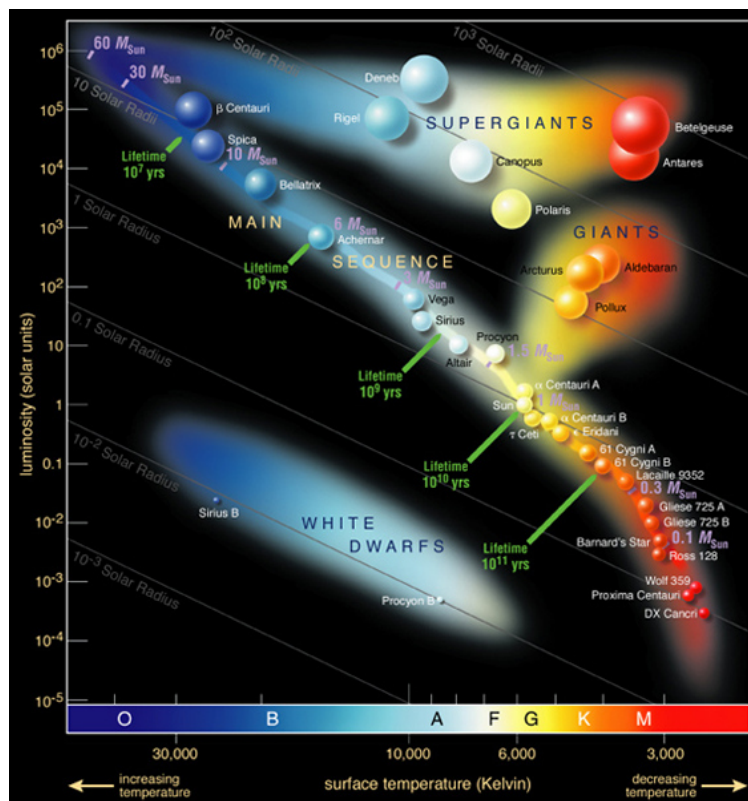


Figura 1.2: Diagrama H-R con la temperatura efectiva en el eje horizontal y la luminosidad en el eje vertical. Se señalan los nombres de algunas estrellas. El Sol se encuentra en la región amarilla (estrella G) y luminosidad = $1L_{\odot}$. Imagen tomada de https://es.wikipedia.org/wiki/Diagrama_de_Hertzsprung-Russell

¹Estudios recientes (e.g. Soker, 2018) sugieren una posible relación de la existencia de un sistema planetario en las estrellas progenitoras de ciertas nebulosas planetarias que pudieran afectar e incluso definir su morfología.

En su texto sobre evolución estelar, Lamers & Levesque (2017) explican de manera concisa las etapas finales de las estrellas de baja masa ($0.8M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$). Estos autores inician describiendo que cuando estas estrellas se encuentran en su etapa de Secuencia Principal, básicamente están fusionando hidrógeno en el núcleo, preferentemente ya sea por el proceso protón-protón ($0.8M_{\odot} < M < 1.3M_{\odot}$) o mediante el ciclo CNO ($M > 1.3M_{\odot}$). Una vez que consume aproximadamente el $\sim 10\%$ (de la masa total de la estrella) del H en su núcleo (Schönberg & Chandrasekhar 1942; Beech 1988), la fusión de H continuará en una capa alrededor de un núcleo compacto de He. El núcleo se va contrayendo y hay un aumento en temperatura para que posteriormente comience la fusión de He en el núcleo. Debido a esto habrá una expansión de las capas externas conforme el núcleo se vaya contrayendo. A esta etapa se le conoce como rama de subgigante. Luego, cuando cerca de la mitad de la masa estelar sea convectiva, la estrella será tan grande que alcanzará la trayectoria de Hayashi (temperatura efectiva casi constante y una disminución en luminosidad ya que el radio está disminuyendo). A partir de este punto la estrella ya es una Gigante Roja (en la Figura 1.3 se pueden observar distintas morfologías de NPs en las cuales aún se observa la envoltura de la Gigante Roja). Después comienza a consumir el Helio por fusión termonuclear, donde el quemado de H se llevará a cabo en una cáscara alrededor del núcleo de Helio inerte. La estrella ahora se encuentra en la fase de la rama asintótica gigante (*Asymptotic Giant Branch*: AGB). En esta fase el núcleo de C/O se vuelve degenerado (para estrellas con una masa inicial en el rango de $2M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$), la estrella tiene pulsos térmicos y debido a la convección profunda se puede traer a la superficie los productos de la fusión de He. Se tendrá una tasa de pérdida de masa muy alta debido a la combinación de la pulsación y la presión de radiación en el polvo. La tasa de pérdida de masa aumenta de aproximadamente $10^{-7}M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ en la parte inferior de la AGB a 10^{-5} o $10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ en el extremo de la AGB. La estrella abandonará la fase AGB cuando la masa en la envoltura de H haya disminuido a sólo alrededor de 10^{-2} a $10^{-3} M_{\odot}$, esto dependiendo de la masa central. Esa cantidad de H en masa no puede mantener una zona de convección completamente desarrollada. La envoltura convectiva ahora se encoge lentamente y una parte de ésta se vuelve radiativa. El final de la fase AGB y el destino final de las estrellas de baja masa está definido por esta pérdida de masa. La fase posterior a la fase AGB es corta, dura aproximadamente de 10^3 a 10^4 años, por lo que la masa central no aumenta mucho durante ese período. Durante la primera parte de la fase post-AGB la estrella es invisible, esto es debido a que ésta se encuentra oculta en

el polvo que se expulsó al final de la fase AGB. En esta etapa se puede decir que el objeto se ha convertido en una proto nebulosa planetaria (pNP). Un ejemplo de una pNP se puede observar en la Figura 1.4. Cuando la temperatura efectiva es del orden de 30,000 K, hay dos efectos que comienzan a ocurrir casi al mismo tiempo: en el primero sucede que la estrella está tan caliente que desarrolla un viento impulsado por la radiación (impulsado por radiación UV), el segundo efecto es debido a que el alto flujo UV comienza a (1) destruir los granos de polvo del viento AGB tardío, (2) disociar las moléculas, (3) ioniza el material expulsado. Por lo tanto, parte del material circunestelar (el viento producido en la fase AGB y el viento estelar) se ioniza, teniendo una región H II y esto da como resultado a una NP. Durante mucho tiempo se explicaba a las NPs en términos de la estrella central, que ésta ionizaba el viento que se expulsó durante la fase AGB, pero la velocidad de expansión de una NP suele ser de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$, mientras que los vientos AGB se expulsan con una velocidad $\sim 10\text{-}15 \text{ km s}^{-1}$. En 1975 queda claro que las estrellas centrales de NPs tienen un viento estelar con tasas de pérdida de masa del orden de 10^{-8} a $10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, correspondiendo los valores más altos a las estrellas con temperatura efectiva entre 30,000 a 40,000 K. Las velocidades del viento son de aproximadamente de 1,000 a 4,000 km s^{-1} . Las NPs son el resultado de la interacción entre el viento lento de la fase AGB y el viento rápido de las estrellas centrales de NPs (Lamers & Levesque, 2017).

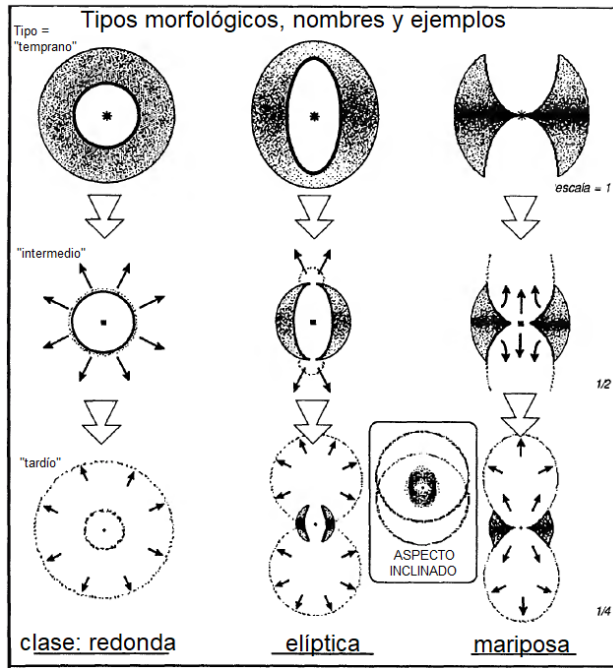


Figura 1.3: Ilustraciones esquemáticas de cortes bidimensionales a través de los centros de varios arquetipos morfológicos de NPs. Las regiones grises son regiones de la envoltura de la Gigante Roja (halos internos), donde el tono gris está relacionado con la medida de emisión de gas. Las líneas gruesas indican bordes interiores brillantes. La geometría de los bordes y los halos internos definen las clases morfológicas de las NPs, las cuales se muestran horizontalmente. Los tipos mostrados verticalmente se definen por la proximidad relativa de la estructura brillante a la estrella central (Balick, 1987).



Figura 1.4: La pNP HD 44179 (Nebulosa del Rectángulo Rojo). Imagen tomada de <https://www.spacetelescope.org/images/potw1007a/>

1.3. Morfología

Con el Telescopio Espacial *Hubble* (HST por sus siglas en inglés) se ha confirmado que las NPs tienen una amplia gama de estructuras morfológicas, las cuales se muestran con gran detalle gracias a la alta resolución espacial que se alcanza con este instrumento. Dichas estructuras se deben principalmente a la manera en que se expulsa el material de la estrella central una vez que ha abandonado la secuencia principal. Por lo general, la clasificación de su estructura morfológica es de la siguiente manera (Kwok, 2000):

- Esféricas: Como lo indica su forma, aparentemente el material expulsado de la estrella central fue arrojado al medio de manera isotrópica (Kwok, 2000), logrando así una simetría esférica (Figura 1.5).



Figura 1.5: Abell 39, un ejemplo de NP con una estructura esférica. Imagen tomada de <https://apod.nasa.gov/apod/ap121008.html>

- Elipsoidales: La forma proyectada en el cielo es de una elipse. En este caso se cree que el material expulsado isotrópicamente es forzado a salir perpendicularmente por un eje debido a un gradiente de densidad (Kwok, 2000), generando así los dos ejes de simetría (Figura 1.6).

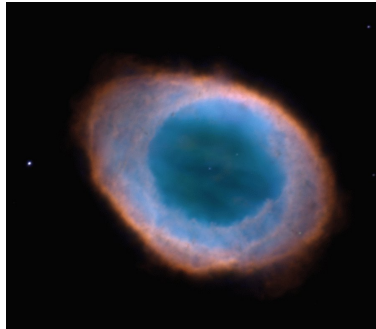


Figura 1.6: NGC 6720, una NP con estructura elipsoidal. Imagen tomada de <http://www.iac.es/nebu/catalogo.html>

- Bipolares: Este tipo de NP tiene dos ejes de simetría, por lo general hacia el centro su estructura es más estrecha, y se identifican claramente dos lóbulos, los cuales pueden ser cerrados o abiertos, estos últimos también conocidos como tipo “diábolo” (Figura 1.7). Se ha sugerido que las NPs bioplares tienen progenitores más masivos y el hecho de que evolucionen más con respecto a su edad, por lo tanto, esta morfología es el resultado tanto de herencia como de evolución (Kwok, 2000). También se piensa que NPs con estrellas centrales binarias cercanas tienden a ser bipolares (Miszalski et al., 2009a).

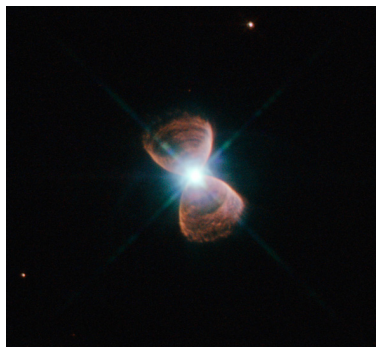


Figura 1.7: Hb 12, una NP bipolar tipo diábolo. Imagen tomada de https://en.wikipedia.org/wiki/Bipolar_nebula

- Irregulares: Como su nombre lo indica, no tienen un tipo de simetría, ni tampoco una estructura claramente definida (Kwok, 2000). Es posible que esto se deba a la interacción del material expulsado de la estrella central con su entorno (Figura 1.8).



Figura 1.8: NGC 6326, un ejemplo de NP con una estructura irregular. Imagen tomada de https://en.wikipedia.org/wiki/Planetary_nebula

- Cuadrupolares: Este tipo de estructura morfológica se caracteriza por tener dos pares de lóbulos bipolares con diferente orientación (Figura 1.9). Se piensa que estas estructuras se forman a partir de dos eyecciones bipolares episódicas provenientes de una estructura o fuente con un movimiento de rotación o alabeo (Vázquez et al., 2008).



Figura 1.9: M 2-46, una NP con estructura cuadrupolar. Imagen tomada de <http://www.intergalacticsafari.com/planetary-3.html>

- Simetría de punto: La simetría de punto puede considerarse como la simetría respecto a un plano, de un eje o de un punto. Un ejemplo de simetría de punto es la NP conocida como Fleming 1 (Palmer et al., 1996), en esta NP el material parece eyectado desde ambos polos de la región central en chorros con forma de S (Figura 1.10), se cree que esto se debe a que el objeto central es un sistema binario con doble degeneración compuesto de dos enanas blancas (Boffin et al., 2012).



Figura 1.10: Fleming 1, una NP que presenta simetría puntual. Imagen tomada de <https://www.eso.org/public/spain/images/eso1244a/>

Estos tipos de estructuras morfológicas están estrechamente relacionadas con la masa que tiene la estrella progenitora. El origen de las morfologías sigue siendo tan ambiguo. El mecanismo dominante de la forma son los campos magnéticos, o el movimiento binario, o la rotación estelar, o una combinación de estos. Hay avances con la creciente evidencia de que la morfología se determina durante la fase de AGB en lugar de la fase post-AGB (Zijlstra, 2015).

Otras características importantes de las NPs pueden encontrarse en el Apéndice.

1.4. Modelos de formación de nebulosas planetarias

Hay diversos modelos que nos ayudan a comprender mejor la formación de NPs. Estos modelos se encargan de proponer un origen a las diferentes estructuras que tienen estos objetos, así como las microestructuras y los flujos colimados que presentan. A continuación, se abordan distintos modelos de estructura para las NPs.

1.4.1. Modelo generalizado de vientos estelares interactuantes

Una NP es prácticamente un cascarón relativamente denso, el cual es formado por la interacción de un viento lento (10 km s^{-1}) y denso ($10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) producto de la evolución de una estrella en la etapa AGB, con un viento rápido (10^3 km s^{-1}) y tenue ($10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) causado por la presión de radiación de fotones UV proveniente del núcleo caliente de la estrella, esto es una tasa de pérdida de masa, pero si integramos esa pérdida de masa en un lapso igual de tiempo (ejemplo, un año) tendremos la cantidad de masa. Como el medio circunestelar está confinado a un espacio “pequeño”, el volumen es parecido, entonces densidad = masa/volumen, en este caso está dominado por quien pierde más masa: por eso el viento lento es más denso. Es aceptado que las gigantes rojas son las progenitoras de las NP. Como ya se mencionó anteriormente, es necesaria una pérdida de masa apreciable de una gigante roja para que se produzca una extensa envoltura circunestelar. A este modelo se le conoce como modelo de vientos estelares interactuantes, el cual explica la estructura esférica de las NPs (Kwok et al., 1978).

Una extensión de este modelo es el Modelo Generalizado de Vientos Estelares Interactuantes, el cual considera que a partir de un gradiente de densidad de forma toroidal en el ecuador, es posible obtener una estructura elipsoidal (o asférica) y no una estructura totalmente esférica (Mellema 1993; Balick & Frank 2002), como se muestra en la Figura 1.11.

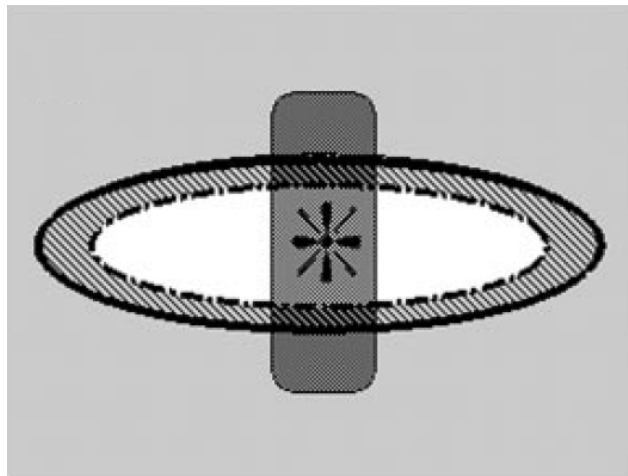


Figura 1.11: Este esquema representa el Modelo Generalizado de Vientos Estelares Interactuantes en el que un viento rápido isotrópico de la estrella se expande en un viento lento con forma toroidal previamente eyectado (Balick & Frank, 2002).

El modelo de Barral y Cantó, y el modelo de Chevalier y Luo son casos particulares del modelo de vientos estelares interactuantes. El modelo de Barral y Cantó analiza a una estrella con viento estelar que está embebida en una nube interestelar con forma de disco infinito, con temperatura uniforme y rodeado por un medio tenue de presión uniforme. Gracias a diversos efectos hidrodinámicos y a que el viento producido por la estrella empujará la estructura en forma de disco de manera perpendicular, se arrastrará al material, produciendo dos lóbulos en la estructura, lo cual da origen a una NP con estructura bipolar (Barral & Canto, 1981).

En el modelo de Chevalier y Luo nos indica que el campo magnético en el viento de una estrella magnetizada que gira se volverá toroidal conforme disminuya la distancia a la estrella. Este viento magnetizado rápido, al golpearse contra un medio externo, creará una burbuja con un volumen dominado por el gas de choque, aumentando su campo magnético y dominando la presión térmica. Dicha burbuja se expandirá arrastrando así al material que se encuentre a su paso, el cual finalmente se alineará por la compresión debido al fuerte campo magnético de la estructura toroidal central (Chevalier & Luo, 1994).

1.4.2. Modelo del jet precesante

Este modelo está basado en simulaciones numéricas hidrodinámicas tridimensionales del proceso supersónico de jets pesados para conocer más acerca de su evolución y cómo diferenciarlos de los jets rectos. El modelo está basado en simulaciones de alta resolución utilizando el método de diferencias finitas de alto orden. Este tipo de jets generan nebulosas con simetría de punto y se llevan consigo material, causando así un par de estructuras bipolares bien definidas (Cliffe et al., 1996), como se muestra en la Figura 1.12.

Se considera que hay cuatro posibles escenarios para que las NPs tengan cierta desviación axisimétrica en los ejes: la interacción con el medio interestelar, eventos locales en la pérdida de masa, una compañera binaria grande y una compañera binaria muy cercana con una órbita excéntrica (Soker & Rappaport, 2001).

Las morfologías bipolares, multipolares y tipo S, que se observan en jóvenes pNPs y Nps, pueden reproducirse estableciendo diferentes valores para la relación entre el tiempo dinámico y los períodos de precesión, la relación entre la precesión, la relación entre la precesión y los períodos orbitales y el período de variabilidad de la velocidad del jet. Si el período orbital es más bajo que el período precesión, se observa una morfología con simetría de punto más alejada de la fuente central (debido a la precesión) (Velázquez et al., 2013).

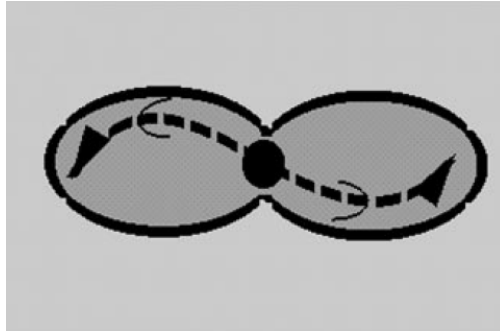


Figura 1.12: Esta figura representa salidas conducidas por jets episódicos. La precesión de este jet puede crear nebulosas simétricas. (Balick & Frank, 2002)

1.4.3. Modelo de formación de una NP a partir de una estrella binaria

Algunos autores consideran que la diversidad morfológica encontrada en NPs indica que éstas no se pueden comprender si sólo partimos de un escenario donde sólo hay una estrella, sino que más bien se trata de la evolución de un sistema binario (Jones & Boffin, 2017).

Actualmente se considera que por lo general las estrellas no están solas. Éstas nacen en cúmulos que albergan miles de estrellas, por lo tanto, la probabilidad de que se encuentren sistemas binarios es demasiado alta. Uno de los modelos de formación de NPs parte de que las progenitoras de estos objetos son estrellas que forman sistemas binarios, en los que una estrella que se encuentra en la fase de gigante roja absorbe a su compañera, y ésta última “cae” en espiral expulsando material. Cuando la estrella masiva lanza sus capas externas la enana blanca empuja el gas. Dicho escenario predice que las estrellas centrales de las NPs bipolares están conformadas por sistemas binarios, y que por lo regular tiene períodos orbitales de unos pocos días (Soker, 1998).

La primera estrella central binaria confirmada de una NP fue UU Sagittae, la cuál es la estrella central de Abell 63 (Figura 1.13). Ésta se halló en 1976 mediante la comparación del Catálogo de Nebulosas Planetarias Galácticas y el Catálogo General de Estrellas Variables. Debido a esta confirmación, Abell 63 muestra muchas de las características que hoy se consideran debido a la evolución de un sistema binario (Jones & Boffin, 2017). Mitchell et al. (2007) proponen 30 años después, que la formación de los lóbulos en Abell 63 son debido a un sistema binario como objeto central.

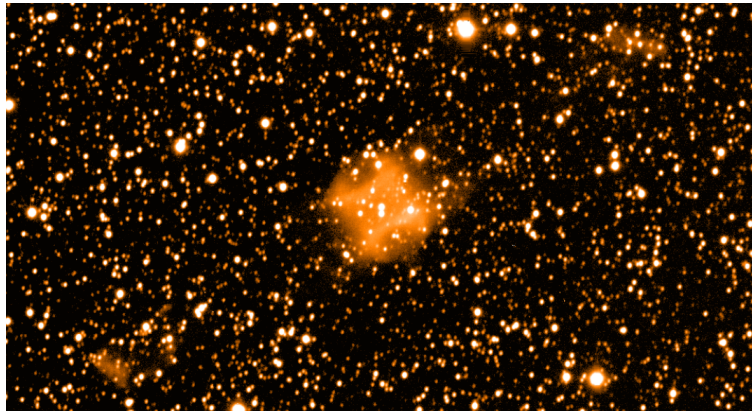


Figura 1.13: Abell 63, una Nebulosa Planetaria la cual se cree que tiene un núcleo binario (Jones & Boffin, 2017).

Existen otros modelos de estructura morfológica para NPs un tanto más complejos, donde se intenta explicar más detalladamente sus características observacionales. Por ejemplo, en el trabajo de Chen et al. (2017), menciona que más del 50% de la población total de estrellas se encuentra en sistemas binarios. Durante la mayor parte de su vida útil de la secuencia principal, no intercambian masa, pero cuando una de las estrellas avanza a la fase de Gigante Roja o más tarde a la fase AGB, su radio crece lo suficiente como para interactuar con la otra estrella habiendo transferencia y acumulación de masa, como se observa en la Figura 1.14. El gas que no se acumula puede permanecer unido gravitacionalmente al sistema binario o, eventualmente, escapar. Hay tres escalas de longitud importantes en este contexto: el radio de la estrella gigante, el radio de formación de polvo y la separación binaria. Las diferentes combinaciones de estas escalas de longitud conducen a mecanismos de transferencia de masa fundamentalmente diferentes. Si la separación binaria es ligeramente más grande que el radio de formación de polvo, el proceso de acreción será el viento del desbordamiento del lóbulo de Roche. Y si la separación binaria es menor que el radio de formación de polvo, puede ocurrir un desbordamiento del lóbulo de Roche. Cuando los lóbulos de Roche de ambas estrellas estén llenos de gas, comenzará una fase de envoltente común (Chen et al., 2017).

Otro modelo es el de un disco/estrella magneto-centrífugo, el cuál es un objeto central que está girando a una gran velocidad y eyecta material, y cómo cuando el disco/estrella no están alineados con el eje de rotación se crean lóbulos multipolares (Blackman et al., 2001).

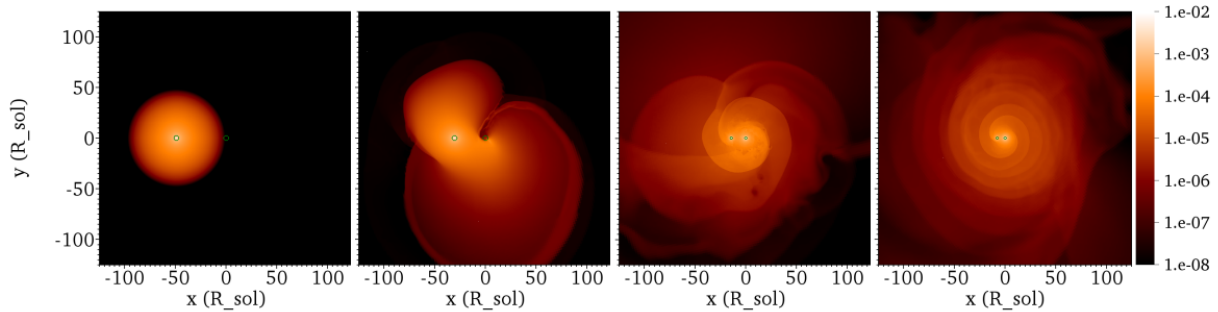


Figura 1.14: En esta imagen se observa una estrella evolucionada en un sistema binario interactuando con la secundaria, habiendo transferencia de masa la cual se observa en la evolución en el tiempo de izquierda a derecha. Imagen tomada de Chamandy et al. (2018).

1.5. El caso de NGC 2371

Estudios de Ayala et al. (2005) muestran que NGC 2371 es una NP de alta excitación. Las imágenes que se pueden obtener de este objeto (ver Figuras 1.15 y 1.16) muestran que esta NP está compuesta por un cascarón elíptico central y dos lóbulos bipolares anchos que salen de la región ecuatorial del cascarón elíptico. La elipse y los lóbulos bipolares comparten el eje principal en un de PA $\simeq -55^\circ$. Los lóbulos son muy brillantes en las regiones alrededor del eje principal. En general, la nebulosa muestra una estructura altamente fragmentada que contiene muchos nudos, filamentos y pequeñas estructuras similares que presentan choques de proa. La velocidad de expansión del cascarón elíptico es de $67 \simeq \text{km s}^{-1}$. La cinemática observada no parece corresponder con lo que uno podría esperar intuitivamente de la morfología de la nebulosa en las imágenes directas (Ayala et al., 2005).

Stanghellini et al. (1993) realizaron un análisis espectral detallado de la NP NGC 2371 y su núcleo, confirmando que la estrella central es miembro de la clase O VI PNNi (del inglés *Planetary Nebulae Nuclei*). A partir del espectro de NGC 2371 calculan parámetros nebulares y la abundancia de iones más prominentes. El núcleo es caliente ($T_{\text{eff}} \geq 120,000 \text{ K}$) y luminoso ($V = 15.4$) (Stanghellini et al., 1993). Estudios de Kaler et al. (1993) también proponen que NGC 2371 está en la secuencia O VI, relacionado con objetos en una fase temprana de la evolución post-AGB. Tanto Kaler et al. (1993) como Olgùn et al. (2002), reportan el mismo valor de temperatura que Stanghellini et al. (1993).

Uno de los primeros estudios de NGC 2371 fue realizado por Sabbadin et al. (1982), en el cual plantean un modelo espacial-cinemático, describiendo que NGC 2371 consiste en dos

lóbulos que juntos forman un óvalo irregular y desigual en la parte central, reportan que el diámetro es de 54 arcsec a un $PA = 65^\circ$, mientras que a $PA = 126^\circ$ y a $PA = 305^\circ$ reportan dos objetos ligeramente curvados, que se encuentran a 60 arcsec. En la parte central modelan un anillo o toroide con un eje mayor de 64 arcsec y eje menor de 50 arcsec, las dos condensaciones más brillantes (las cuales se pueden apreciar en las Figura 1.15 y 1.16) están ubicadas a lo largo del eje menor. En la parte del eje mayor reportan una velocidad de expansión de 50 km s^{-1} y mencionan que dicha velocidad es menor en un factor de tres con respecto a lo que esperaban. La distancia a NGC 2371 que utilizan es de 1.3 kpc. El modelo propuesto debe considerarse como un modelo simplificado de la forma real de esta nebulosa, que es mucho más complicada e inhomogénea. Finalmente, mencionan un modelo reciente propuesto para la formación de nebulosas planetarias a partir de una estrella binaria cercana. Este modelo predice una fuerte morfología no esférica para la nebulosa: el componente principal se concentra hacia el plano orbital y un componente mucho menos masivo producido por los vientos estelares ubicados hacia el eje orbital y con una expansión más rápida. (Sabbadin et al., 1982).

De acuerdo a Ramos-Larios & Phillips (2012) los bordes brillantes en una NP se adjudican a las interacciones entre diferentes elementos de los cascarones, lo que genera altos niveles de emisión de hidrocarburos aromáticos policíclicos (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*: PAHs) dentro de regiones de enfriamiento en la región post choque. Además, tiene zonas de baja ionización, éstas se cree que pueden formarse mediante una variedad de choques y/o procesos magnéticos. Hay observaciones que muestran que la estructura interior es compleja, y se confirma que la emisión de $[O III]\lambda 5007$ es intensa en el contorno de la envoltura, donde toma la forma de un borde de emisión brillante no resuelto. Esta estructura (interna) es similar a los bordes observados en otras NPs, las cuales se atribuyen a la actividad de choque local. Es posible que el borde exterior de NGC 2371 se encuentre interactuando con el halo de pérdida de masa en la fase AGB (Ramos-Larios & Phillips, 2012).

Además, se sabe que NGC 2371 es una NP de alta excitación y que su estrella central es muy caliente ($\approx T_{\text{eff}} > 102,000 \text{ K}$). Se sabe también que la estrella central de NGC 2371 pertenece a la secuencia O VI, esto, debido a que tiene fuertes líneas de emisión entre 3811-3834 Å (Feibelman, 1997).

De acuerdo a DePew et al. (2011), las estrellas Wolf-Rayet (WR) son estrellas masivas (estrellas tipo O) en sus últimas etapas de evolución. La clasificación de las estrellas masivas

WR se definen como WN, WC y WO, ya que tienen abundancias y un ensanchamiento en las líneas espectrales de nitrógeno, carbono y oxígeno respectivamente. Entre las estrellas centrales de las NPs, se encuentra una clase de objetos con deficiencia de H y sus espectros se parecen a los de las estrellas masivas WR, pero estas estrellas centrales de NPs evolucionan a partir de estrellas de secuencia principal de baja masa e intermedia en lugar de estrellas masivas, éstas se encuentran designadas como estrellas [WR] para diferenciarlas de las estrellas WR masivas. Las estrellas [WR] se subdividen en: secuencia de oxígeno [WO], secuencia de carbono [WC] y secuencia de nitrógeno [WN]. Las propiedades que presentan las estrellas [WR] son similares a las anteriormente descritas, un ensanchamiento en las líneas espectrales de nitrógeno, carbono y oxígeno, pero más débiles que las estrellas WR (DePew et al., 2011). Basándonos en el artículo de Acker & Neiner (2003), los espectros WR son fáciles de detectar, incluso si el continuo estelar no es observable. Las estrellas WR son relativamente más abundantes dentro de la población de estrellas masivas donde la etapa WR cubre aproximadamente 10^5 años. También reportan la clasificación de subtipos de estrellas [WR] como estrellas centrales de NPs, los cuales se extienden desde [WO1] a [WC11]. Como ya se mencionó antes, debido a que NGC 2371 tiene fuertes líneas de emisión entre 3811-3834 Å (Feibelman, 1997), este doblete parece tener ruido y su medición es incierta en la mayoría de los casos, por lo tanto, utilizan este doblete sólo de forma cualitativa, sin embargo su presencia es muy importante para la clasificación como una estrella tipo [WO]. Todos los subtipos están presentes en una secuencia de temperaturas del viento estelar, de forma decreciente desde [WO1] a [WO4]. Debido a la temperatura de NGC 2371 es por esta razón que la clasificación de la estrella central se clasifica como una estrella [WO1] (Acker & Neiner, 2003).

La motivación de estudiar este tipo de objetos (NPs) es que ayudará a entender mejor la evolución estelar, además según el rango de masas que maneja la literatura, el mismo Sol pasará por todas estas fases que he descrito en el trabajo. Las morfologías de las nebulosas son tan diferentes unas de otras, estudiarlas da indicios de cómo pudo haber sido el objeto central que expulsó ese material y ver cómo han evolucionado. El método que se presentará, a grandes rasgos, es hacer la reducción de datos espectroscópicos con IRAF, analizando detenidamente el proceso de reducción para tener los mejores resultados. Para después pasar a obtener los diagramas Posición-Velocidad y con base en éstos proponer y aportar un modelo morfocinemático, ya que la morfología de este objeto es muy compleja, atacándola en

la actualidad con técnicas modernas para así aprender y aportar algo nuevo. El objetivo del presente trabajo es encontrar la estructura morfocinemática de la nebulosa, es decir, utilizando imágenes y cinemática para conocer como es el objeto. Esta información es útil para conocer el origen de la morfología y la evolución que ha tenido la estrella central. El estudio que se propone hace uso de espectros con cualitativamente mejor señal a ruido, lo que permite tener confianza en que se puede obtener un modelo más detallado. Es factible que los resultados de nuestro trabajo sean el punto de inicio para un trabajo posterior de modelado hidrodinámico, por lo que se considera que para lograr hacer ese modelado hidrodinámico medianamente realista, se necesita dedicar un esfuerzo para la realización de una tesis que dé continuidad a este trabajo.

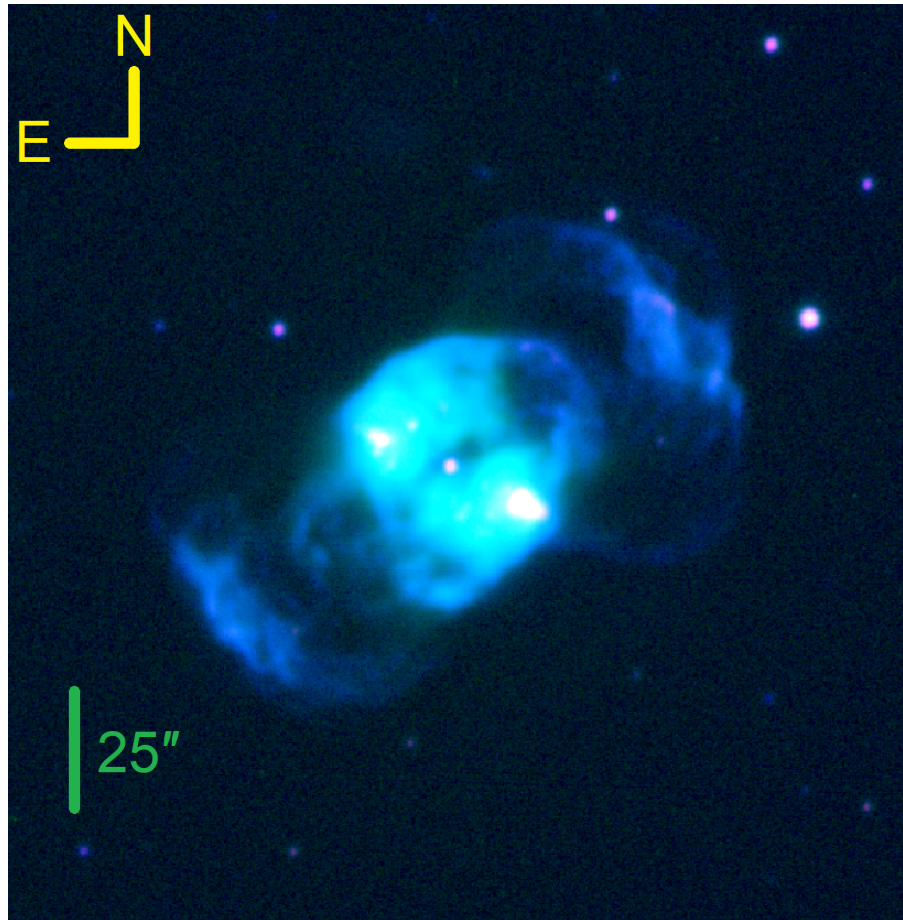


Figura 1.15: Imagen RGB de NGC 2371, conformada por los filtros: $H\alpha$ $\lambda 6563$, $[N II]$ $\lambda 6584$ y $[O III]$ $\lambda 5007$. La imagen en $H\alpha$ fue obtenida por L. F. Miranda (IAA-CSIC) en el telescopio de 1.5 m en el Observatorio de Sierra Nevada (OSN) el 19 de febrero de 2004 con el CCD VersArray de 2048×2048 píxeles, con un tiempo de exposición de 900 segundos. Mientras que las imágenes en $[N II]$ y $[O III]$ fueron obtenidas por S. Ayala (UANL) en el telescopio de 2.1 m en el OAN SPM el 10 de marzo del 2004 con el CCD SITE de 1024×1024 píxeles, con un tiempo de exposición de 600 segundos para cada una.

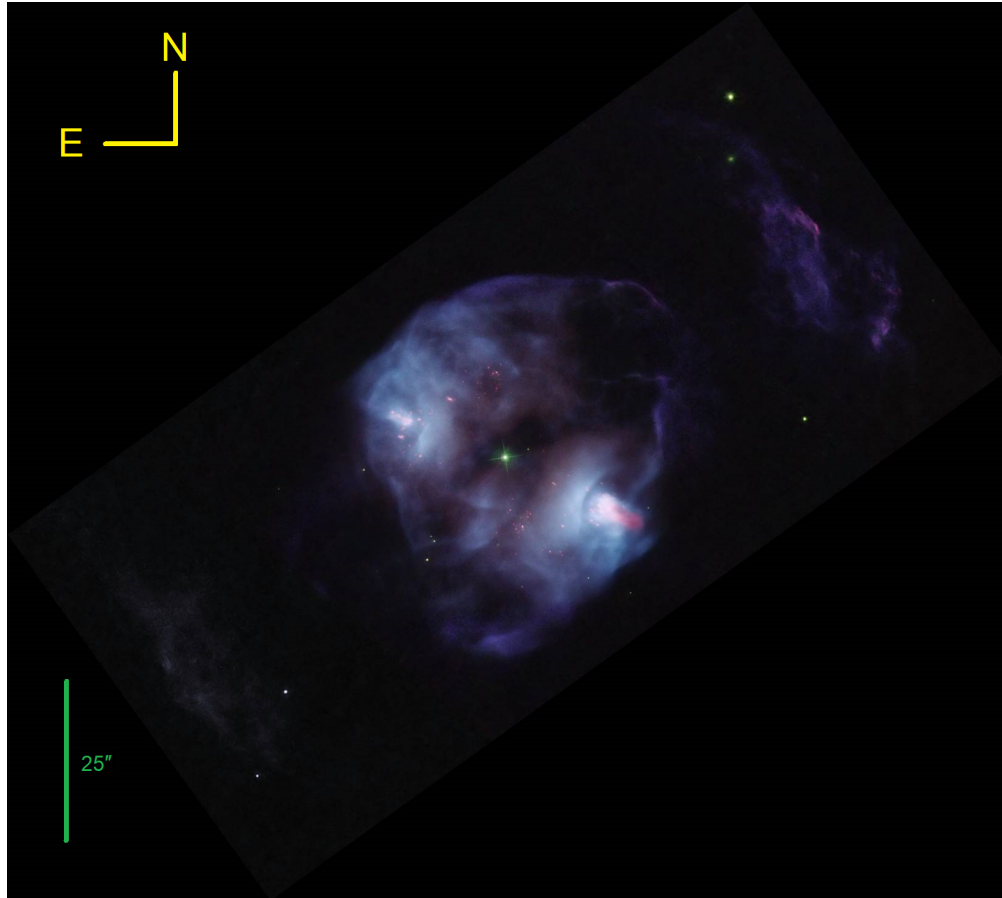


Figura 1.16: Imagen RGB de NGC 2371, está compuesta de exposiciones separadas realizadas por el instrumento WFPC2 del HST. Se utilizaron cuatro filtros para muestrear rangos de longitud de onda cortos que coinciden con la emisión de elementos químicos específicos, conformada por los filtros: para el rojo con F673N [S II] + F658 [N II], para el verde con F656 H α y para el azul F502 [O III]. Imagen tomada de: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:NGC_2371.png

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Fundamentos de espectroscopía

Si bien es cierto las secciones 2.1 y 2.2 no son fundamentales para el trabajo, ayudan a contextualizar la importancia de la espectroscopía y de los tamaños angulares, ambos temas utilizados en el presente trabajo.

En la presente sección se resumen los temas dedicados a espectroscopía, tomando el formalismo y fundamentos de la literatura, como por ejemplo los libros *Optical Astronomical Spectroscopy* (Kitchin, 1995), *An Introduction to Analytical Atomic Spectroscopy* (Ebdon et al., 1998), etc.

Para muchos el primer contacto con respecto a la espectroscopía es la observación del arcoiris. Este fenómeno natural fue explicado en 1304 por el físico Teodorico de Freiberg, quien mostró gracias a un experimento con un matraz esférico con agua, que el arco primario se produce debido a que gotas de agua en la atmósfera reflejan internamente la luz entrante. La producción de los distintos colores se debe a la variación del índice de refracción del agua con la longitud de onda, mientras que el segundo arco (el cual siempre se presenta aunque más tenue y casi nunca se observa) es producido por dos reflexiones internas.

En el año 1863, el astrónomo italiano Angelo Secchi, da inicio a lo que se conoce como espectroscopía astronómica, cuyas bases siguen siendo utilizadas en la actualidad. Una de ellas es la clasificación de las estrellas según la apariencia de sus espectros. La clasificación de Secchi se basaba en espectros de la siguiente manera: Tipo I, este espectro sólo tenía líneas de hidrógeno, generalmente estrellas blancas; Tipo II, espectros similares a los del

Sol, generalmente estrellas amarillas; Tipo III, espectros con líneas oscuras en la parte roja del espectro, generalmente estrellas rojas; Tipo IV, espectros con líneas oscuras en la parte violeta del espectro.

Posteriormente a esta clasificación espectral se le fueron añadiendo nuevas características volviéndose más compleja, ya que las estrellas comenzaron a clasificarse de acuerdo al número de líneas que tenían los espectros. Por ejemplo, la clase A era para estrellas con el menor número de líneas espectrales, la clase B para estrellas con un poco más líneas espectrales. Para el siglo XIX, el astrónomo estadounidense Edward Pickering se dedicaba a clasificar espectros de estrellas utilizando prismas objetivos. Su trabajo dio como resultado el catálogo Henry Draper (HD). Este catálogo lleva este nombre debido a que la viuda del astrónomo Henry Draper donó el dinero que se requería para la financiación del proyecto.

Este catálogo es la base del sistema de clasificación espectral que aún se usa en la actualidad pero con algunas modificaciones. Actualmente el orden de las clases espectrales quedó de la siguiente manera (en el orden de mayor a menor temperatura): O, B, A, F, G, K, M.

También se creía que la secuencia estaba relacionada con la edad, a las estrellas con clasificación espectral O, B y A se les conoce como estrellas tempranas, mientras que las clases K y M como estrellas tardías. Actualmente sabemos que esto no es así, y que esta clasificación espectral no tiene sentido en cuanto a evolución.

Mientras estos descubrimientos se estaban dando en la astronomía, se avanzaba en la comprensión de la naturaleza de los átomos y los procesos físicos de la producción de luz. En 1885 el físico y matemático Johann Balmer halla una ley empírica para predecir las longitudes de onda en las líneas de hidrógeno en el espectro visible, actualmente a éstas se les conoce como líneas de Balmer:

$$\lambda = 3645.6 \frac{n_2^2}{n_2^2 - n_1^2} (\text{Å}), \quad (2.1)$$

donde n_1 y n_2 son enteros pequeños. Y en una versión más conocida, la ecuación tiene la forma:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (2.2)$$

donde R corresponde a la constante de Rydberg la cual tiene un valor de $3.288 \times 10^{15} \text{Hz}$, en donde n_1 tiene valores de 1, 2, 3, 4 etc. correspondientes a las series de Lyman, Balmer,

Paschen, Brackett, etc. para el hidrógeno y n_2 toma valores enteros de $n_1 + 1$ en adelante. Dicha ecuación predice correctamente las longitudes de onda de las otras series de líneas del hidrógeno fuera del espectro visible.

En 1913, Niels Bohr presenta su modelo atómico gracias a la contribución de diversos investigadores. Por ejemplo el descubrimiento del electrón en 1897 por Joseph Thomson, el modelo de radiación de cuerpo negro en 1900 de Max Planck, el efecto fotoeléctrico en 1905 de Albert Einstein y la estructura de los átomos en 1908 por Ernest Rutherford. En el modelo de Bohr, las órbitas de los electrones en los átomos se relaciona con la emisión y absorción de radiación a ciertas longitudes de onda. La longitud de onda observada corresponde a los espacios de energía entre pares de energías permitidas para los electrones. La relación entre la energía y la longitud de onda ya había sido descubierta por Planck:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2.3)$$

donde h es la constante de Planck (6.626×10^{-34} Js) y c es la velocidad de la luz (2.998×10^8 m s⁻¹).

2.1.1. Tipos de espectroscopía

Existen distintos tipos de espectroscopía, los mencionados aquí surgieron en un período en donde comenzaba a tomar mayor fuerza su aplicación a la astronomía y la física atómica fundamental. Estos son: La espectroscopía de absorción atómica (*Atomic Absorption Spectroscopy*: AAS), la espectroscopía de emisión atómica (*Atomic Emission Spectroscopy*: AES) y la espectroscopía de fluorescencia atómica (*Atomic Fluorescence Spectroscopy*: AFS).

La AAS es el término utilizado cuando se mide la radiación absorbida por los átomos. La AES fue la primera en reingresar al campo de la química analítica, inicialmente como espectroscopía de arco y chispa. La reemisión de la radiación de los átomos que han absorbido la luz se denomina fluorescencia atómica.

La AAS es la forma básica de espectroscopía empleada en astronomía estelar, la cual se basa en que, cuando tenemos un átomo o ion que absorbe radiación a una frecuencia específica cuya energía viene dada por la diferencia entre los niveles de energía cuantificados del átomo, éste cambia su estado energético a uno mayor. En el modelo de Bohr, lo representan como

si el electrón “salta” de una órbita más cercana al núcleo, a otra más alejada. Por su parte, la espectroscopía de emisión estudia las líneas de emisión producidas cuando los electrones disminuyen su nivel energético radiando un fotón de la longitud de onda correspondiente de un nivel de mayor energía a otro de energía inferior. En el modelo de Bohr, esto se representa con los electrones saltando hacia abajo en átomos e iones. Este tipo de espectroscopía es la más utilizada en objetos extendidos con líneas de emisión, como las NPs. En las moléculas, así como en la emisión o absorción derivada de las transiciones de electrones, la radiación se puede producir o absorber a medida que la vibración y/o rotación de la molécula cambia entre valores cuantificados.

Los tres tipos de espectroscopía que se mencionan están dados en la siguiente Figura:

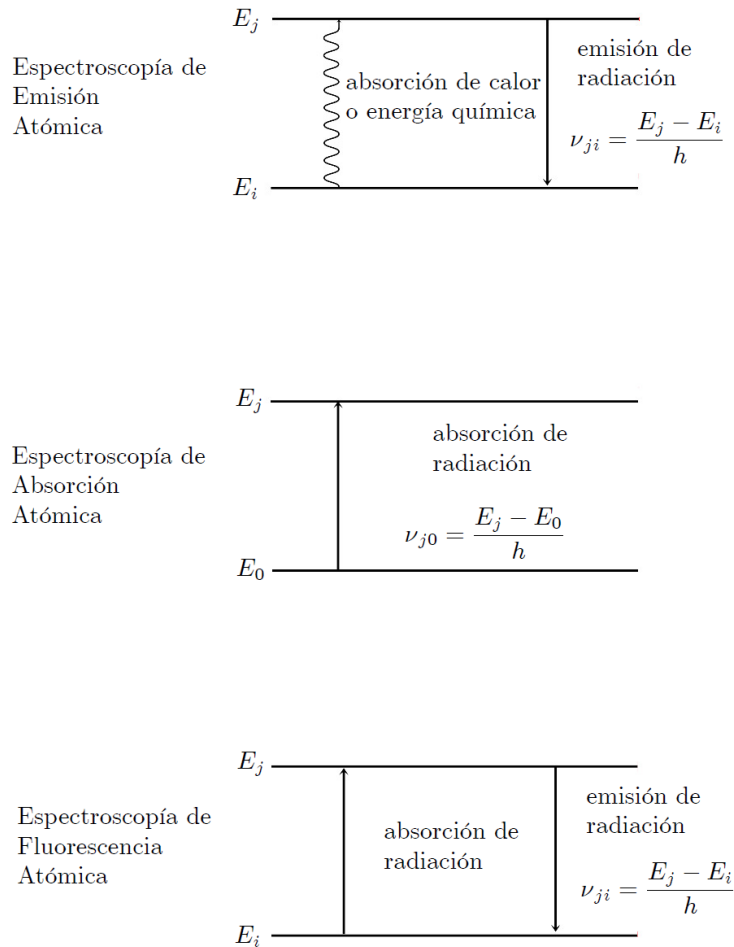


Figura 2.1: Ilustración de los tres tipos de espectroscopía: AES, AAS y AFS.

En la Figura 2.1 se muestran tres esquemas en los que tenemos que las líneas horizontales indican los diferentes niveles energéticos en un átomo. E_0 es el término utilizado para el nivel de energía más bajo, conocido como estado fundamental o estado base. Así, todas las mediciones de absorción se originan a partir de átomos en el estado fundamental, como lo hacen prácticamente todas las mediciones de fluorescencia. E_i y E_j son otros niveles de energía, siendo E_j más alto (mayor energía) que E_i . La línea vertical sólida indica una

transición que implica la absorción o emisión de radiación como energía. La línea ondulada indica una transición no radiativa. La energía de la radiación absorbida o emitida se cuantifica según la ecuación de Planck (Ecuación 2.3). Estos cuantos se conocen como fotones, cuya energía es proporcional a la frecuencia de la radiación.

2.1.2. Resolución espacial y espectral

Resolución espacial: la resolución espacial se refiere a la medida del objeto más pequeña que puede ser resuelta por un sensor. En otras palabras, la resolución espacial nos ayuda a visualizar los detalles que se pueden apreciar en una imagen, si tomamos en cuenta que a cuanto menor área representada por cada píxel en una imagen digital mayor serán los detalles que se puedan distinguir y apreciar, y por lo tanto, mayor será su resolución espacial (Figura 2.2). Dependiendo en qué ámbito se esté trabajando hay factores que influirán en la resolución espacial, entre ellos puede estar los factores asociados al sensor, el poder de resolución del sistema óptico, así como también la influencia de la atmósfera, etc.

Para el caso de los telescopios en tierra, la resolución espacial se ve limitada por dos parámetros, el tamaño del telescopio y las condiciones de la atmósfera en esa noche de observación. Por lo general, para telescopios ópticos mayores a 30 cm. (aproximadamente el tamaño de las celdas atmosféricas), la resolución espacial limita la atmósfera, mientras que la difracción, dada por el tamaño de entrada del telescopio, limita la resolución en telescopios más pequeños. El límite atmosférico se puede evitar enviando telescopios al espacio (como el HST) u observando con longitudes de onda mayores (radiotelescopios).



Figura 2.2: Estas tres imágenes simulan el efecto de una resolución diferente para la galaxia NGC 3521. A la izquierda tenemos una resolución baja y mientras nos acercamos a la imagen de la derecha hay un aumento en la resolución, los detalles se pueden apreciar claramente. Imagen tomada de http://www.atnf.csiro.au/outreach/education/senior/astrophysics/resolution_sensitivity.html

Resolución espectral: Se sabe que los detectores que operan en la parte óptica del espectro son generalmente dispositivos de banda ancha, sensibles a la radiación en un amplio rango de longitudes de onda. Esto indica que el espectro no se va a poder observar directamente como puede hacerse en las longitudes de onda más cortas en las que la respuesta del detector varía con la energía del fotón. En la región óptica, se requiere un dispositivo alternativo para separar la radiación en sus componentes de longitudes de onda antes de que se detecte. Ese dispositivo se llama espectrógrafo. Existen varios procesos mediante los cuales la radiación se puede separar en sus componentes de longitudes de onda. El proceso más común para hacer esto es colocar un elemento dispersor antes del detector, como un prisma o una rejilla de difracción.

El poder de resolución R de una rejilla es una medida de su capacidad para separar las líneas espectrales adyacentes de la longitud de onda λ promedio. Generalmente se expresa como la cantidad adimensional:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (2.4)$$

donde $\Delta\lambda$ es el límite de resolución, la diferencia en la longitud de onda entre dos líneas de igual intensidad que se puede distinguir, esto se refiere a que los picos de dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 para los cuales la separación $|\lambda_1 - \lambda_2| < \Delta\lambda$ será ambigua. Por lo general se utiliza el criterio de Rayleigh para determinar $\Delta\lambda$, es decir, los máximos de intensidad de dos longitudes de onda vecinas son resolubles (es decir, identificables como líneas espectrales distintas) si el máximo de intensidad de una longitud de onda coincide con la intensidad mínima de la otra longitud de onda.

Un ejemplo muy común de difracción (o tal vez lo fue) es el de los discos compactos (CDs), cuando se incide luz sobre éstos vemos colores reflejados. Es el mismo mecanismo para las rejillas de difracción, los cuales tienen muchas aberturas paralelas entre si estrechamente espaciadas, los colores que podemos ver son debido al resultado de la interferencia constructiva y destructiva entre la luz reflejada desde esas aberturas. Pero aunque una rejilla tenga muchas más aberturas el funcionamiento básico es el mismo, se basa en los efectos de interferencia que se producen por dos aberturas. En la mayoría de las rejillas son de reflexión, pero el principio de su funcionamiento es el mismo que el de una rejilla de transmisión, debido a que para una rejilla de transmisión es más fácil saber lo que sucede, en los libros de texto la ecuación de rejilla es derivada para una rejilla de transmisión.

Si consideramos los efectos de interferencia de Fraunhofer (campo lejano) de un par de aberturas estrechamente espaciadas (Figura 2.3) iluminadas por una fuente distante con longitud de onda monocromática, λ .

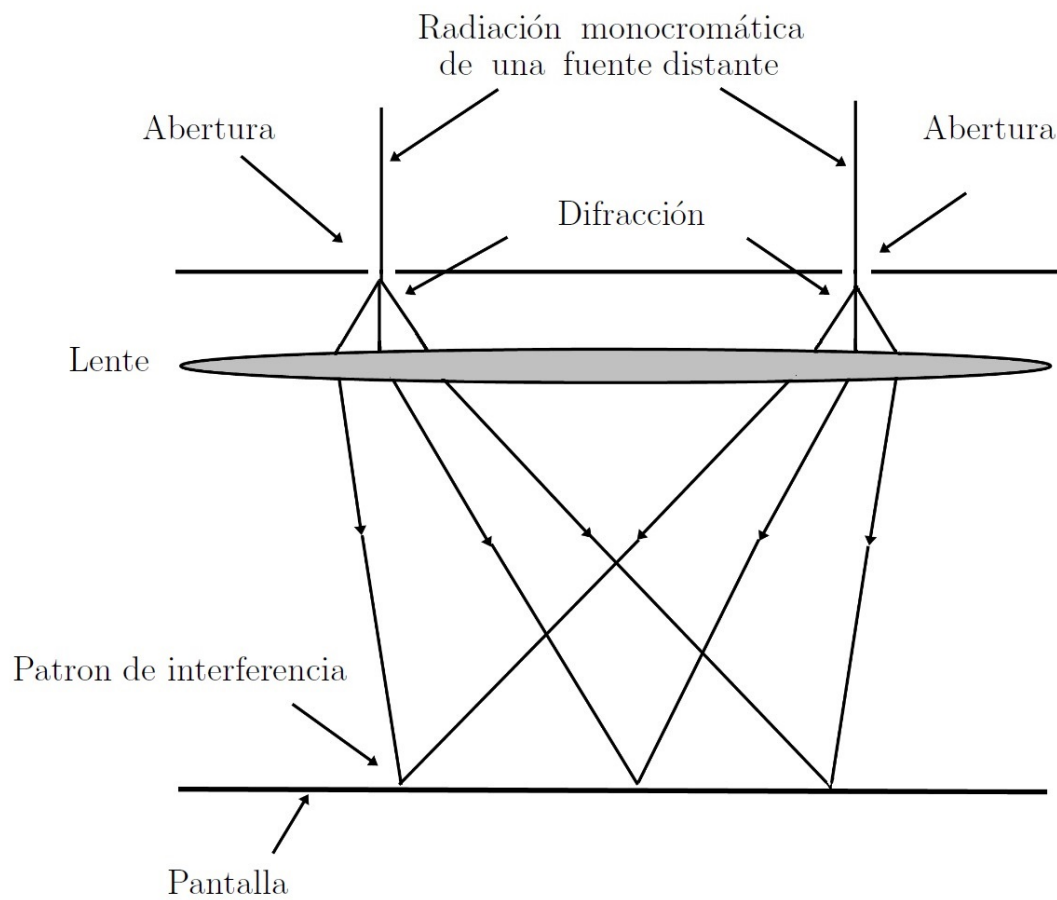


Figura 2.3: Interferencia de Fraunhofer de un par de aberturas (adaptada de Kitchin 1995).

La diferencia de trayectoria en un ángulo θ con respecto al rayo entrante está dada por (Figura 2.4):

$$\Delta p = s \operatorname{sen} \theta, \quad (2.5)$$

donde s es la separación de las aberturas.

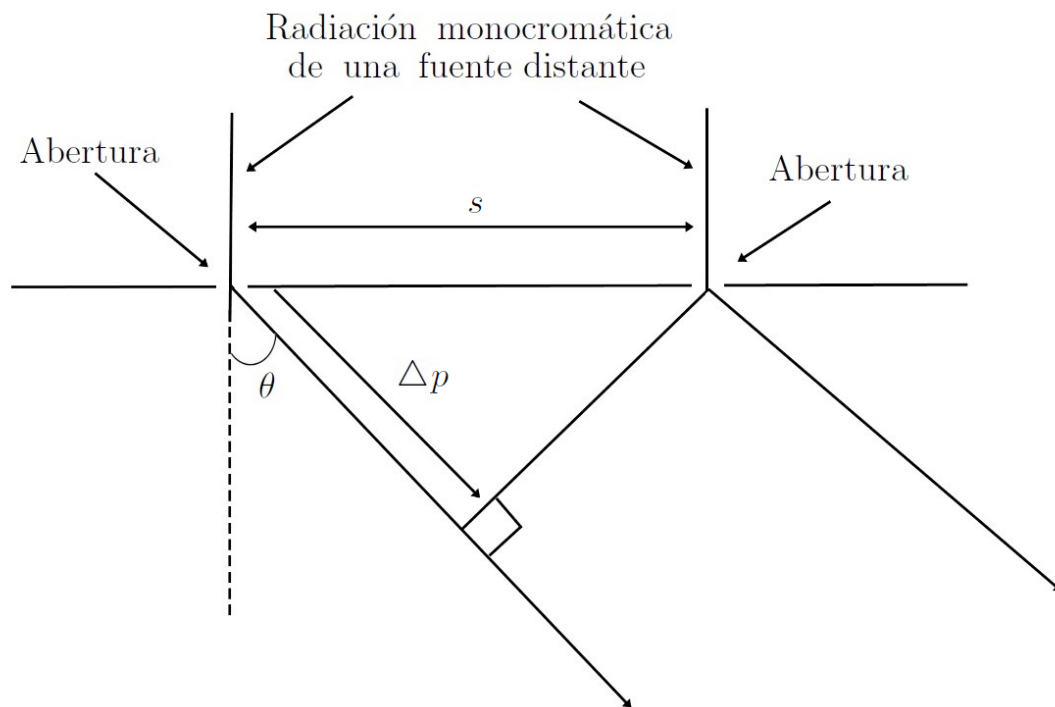


Figura 2.4: Diferencia de trayectoria en la interferencia de Fraunhofer en dos aberturas (adaptada de Kitchin 1995).

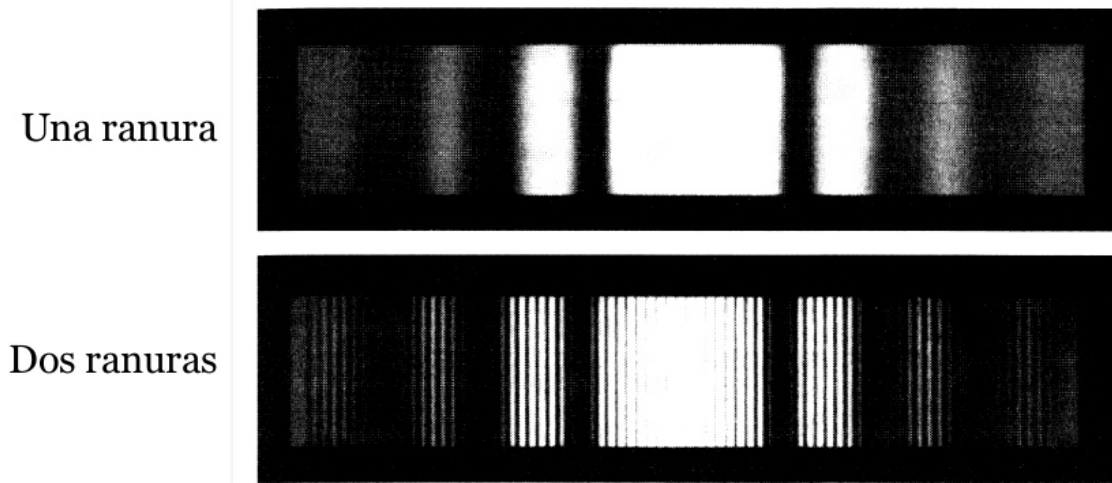


Figura 2.5: Patrón de difracción de Fraunhofer. Imagen tomada de <https://www.slideshare.net/sofitaylor19/0105-difraccion-1>

Como se observa en la Figura 2.5 el patrón de interferencia en la pantalla será una serie de franjas claras y oscuras, ya que la diferencia de uno a otro es un número entero, o entero más la mitad de las longitudes de onda y tenemos interferencia constructiva o destructiva, respectivamente. Las intensidades de los máximos están moduladas por el patrón de interferencia de una sola abertura (Figura 2.5 una ranura). Los centros de las franjas brillantes corresponden a las diferencias de la longitud de onda entera, por lo que en tales puntos tenemos:

$$\Delta p = s \sin \theta = n\lambda, \quad (2.6)$$

donde n es un número entero, indicando el orden de la interferencia.

El criterio de resolución de Rayleigh es que se superponga un máximo de franjas en el primer cero de un segundo patrón de franjas. Por lo tanto, la resolución angular de Rayleigh de una rejilla de difracción está dado por $\Delta\theta$. Y éste tiene la forma:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Ns \cos \theta}. \quad (2.7)$$

La dispersión de un espectro es el cambio de la longitud de onda con respecto a la posición angular. De la ecuación (2.6) tenemos:

$$\lambda = \frac{s \operatorname{sen} \theta}{n}, \quad (2.8)$$

entonces:

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = \frac{s \cos \theta}{n}. \quad (2.9)$$

Como el ángulo θ es generalmente pequeño, la dispersión a lo largo de un espectro de una rejilla de difracción es aproximadamente constante ($\cos \theta \approx 1$ para θ pequeña). La dispersión, sin embargo, varía entre órdenes diferentes, la dispersión angular del espectro es proporcional al orden.

Anteriormente se ha definido la resolución espectral (ecuación 2.4), y ahora podemos calcularla para una rejilla de difracción. De las ecuaciones (2.7) y (2.9) tenemos:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = R = nN. \quad (2.10)$$

Así, observamos que para la resolución espectral de un espectro de rejilla, ésta va a depender únicamente del orden del espectro y del número de aberturas en la rejilla. En el caso de un espectrógrafo astronómico típico que esté montado en un telescopio grande, N podría estar en la región de 10,000 a 20,000. El orden del espectro podría estar entre 1 ó 2, o tal vez 3. La resolución espectral típica disponible estaría, por lo tanto, en la región de 30,000, o aproximadamente 0.002 \AA en la parte visible del espectro. Para una rejilla Echelle, usada en el orden 100, la resolución espectral podría alcanzar 10^5 ó más.

En resumen, la resolución espacial es la capacidad que tiene el sistema para poder distinguir objetos en una imagen dada, mientras que la resolución espectral es la capacidad que tiene el espectrógrafo de separar una línea ancha en dos líneas delgadas utilizando el criterio de Rayleigh mencionado anteriormente.

2.2. Distancias y tamaños

2.2.1. Distancias: La paralaje

Sabemos que para conocer el brillo intrínseco de las estrellas, debemos determinar sus distancias. Un método muy utilizado para medir distancias es la paralaje trigonométrica, la cual es una técnica de triangulación. Encontrar la distancia incluso a las estrellas más cercanas requiere una línea base más larga que el diámetro de la Tierra. Mientras que la Tierra está orbitando alrededor del Sol, se pueden realizar dos observaciones de una misma estrella con una diferencia de seis meses, teniendo así una línea de base igual al diámetro de la órbita de la Tierra. De esta manera se podrá observar como una estrella cercana tendrá un cambio anual de posición respecto al fondo “sin movimiento” de estrellas más lejanas (Figura 2.6). Por lo tanto, una medida del ángulo de paralaje p (la mitad del cambio máximo en la posición angular) permite el cálculo de la distancia d a una estrella (Carroll & Ostlie, 2017):

$$\tan p = \frac{1\text{UA}}{d}, \quad (2.11)$$

$$d = \frac{1\text{UA}}{\tan p} \simeq \frac{1}{p}\text{UA}, \quad (2.12)$$

en donde se utilizó la aproximación para ángulos pequeños, $\tan p \simeq p$ (medido en radianes) y con UA como unidad astronómica definida como la distancia media entre la Tierra y el Sol. Usando $1 \text{ radian} = 57.2957795^\circ = 206264.806''$ para convertir p a p'' (en unidades de segundos de arco), teniendo:

$$d \simeq \frac{206,265}{p''}\text{UA}. \quad (2.13)$$

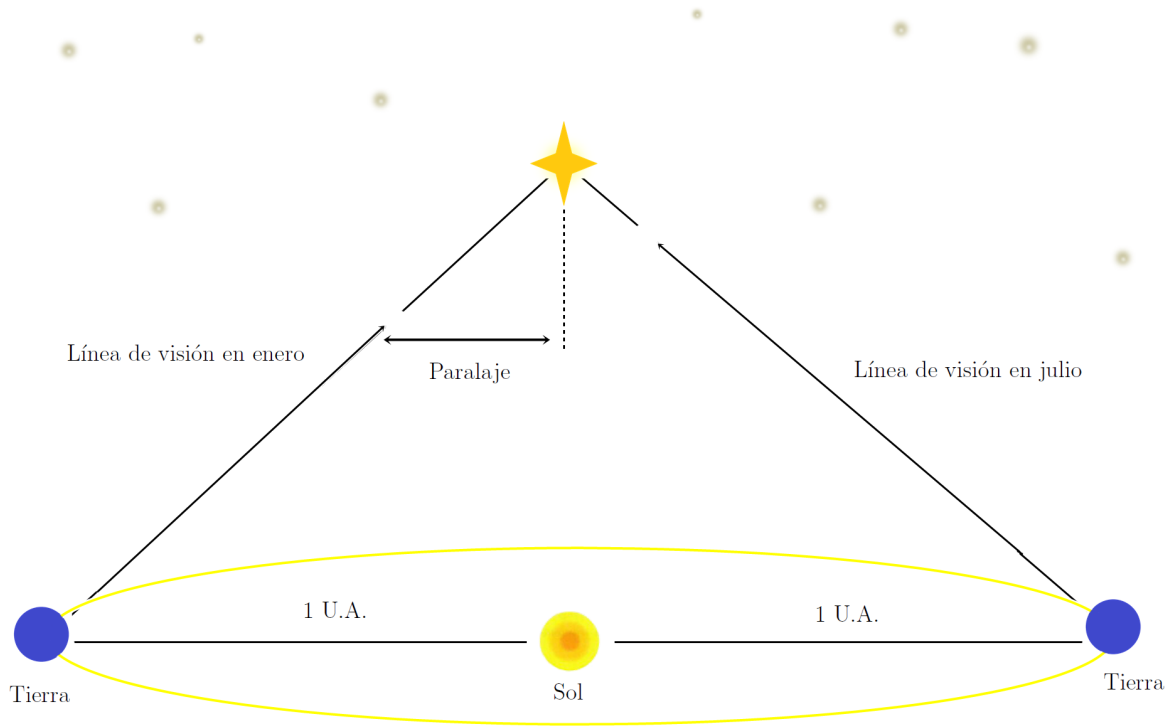


Figura 2.6: Esquema del cálculo de distancias utilizando la paralaje (adaptada de De Grijs 2011).

Así, podemos definir una unidad de distancia, el “pársec” (*parallax – second*) como la distancia desde la cual el radio de la órbita de la Tierra, 1UA, subtiende un ángulo de $1''$, por lo que, utilizando (2.12) tendremos una expresión para la distancia en pársecs de un objeto con paralaje dado en segundos de arco:

$$d[\text{pc}] = \frac{1}{p[\text{arcsec}]} \quad (2.14)$$

2.2.2. Tamaño de un objeto astronómico

Generalmente para estimar el tamaño aparente de un objeto celeste se usa una medida angular. El tamaño angular de un objeto indica el ángulo subtendido por el objeto visto

desde la Tierra (Morison, 2013). Por otra parte, para obtener el tamaño real, además del tamaño angular también tenemos que considerar la distancia, usando para ello la expresión general:

$$D = d \cdot \theta, \quad (2.15)$$

donde D es el tamaño lineal de un objeto dado, θ el tamaño angular del objeto en radianes y d la distancia al objeto (Figura 2.7). Si el tamaño angular se expresa en segundos de arco (arcsec) la expresión cambia a:

$$D = \frac{d \cdot \theta[\text{arcsec}]}{206,265}. \quad (2.16)$$

El tamaño angular se puede obtener de mapas calibrados, ya sea desde la base de datos de observatorios virtuales, o utilizando software especializado dedicado a analizar imágenes astronómicas (por ejemplo, DS9), para medir sobre una imagen con escala de placa conocida (arcsec/píxel).

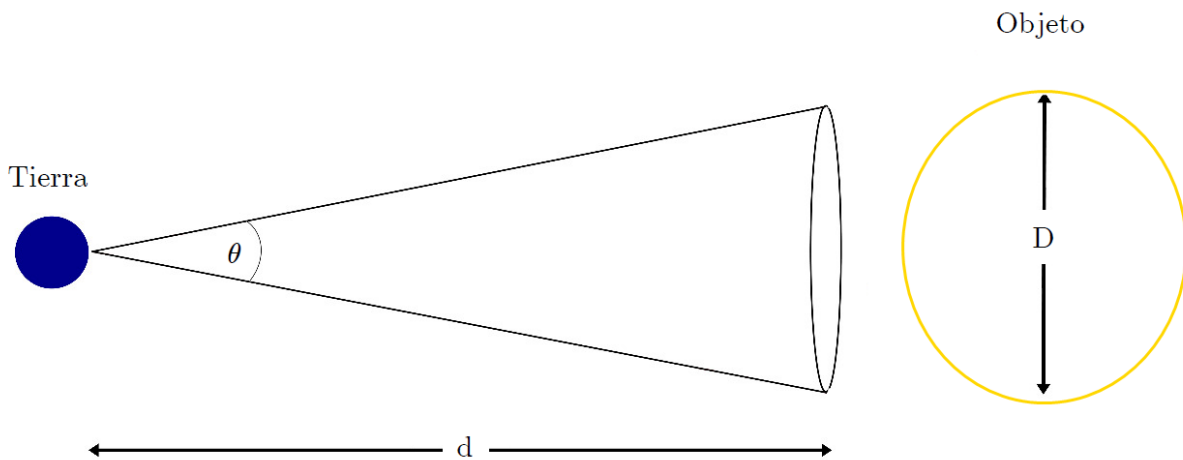


Figura 2.7: Esquema del cálculo del tamaño angular de un objeto.

2.3. Cinemática y edad de nebulosas planetarias

2.3.1. Velocidades supersónicas

Partiremos de la definición de rapidez, la cual es la magnitud del vector de velocidad, el cual nos indica la tasa de cambio del vector de posición en el tiempo, o bien, la distancia d que recorre un objeto en un tiempo t determinado:

$$v = \frac{d}{t}. \quad (2.17)$$

Para las NPs, tenemos que el gas ionizado se expande a velocidades supersónicas, esto es, a velocidades que superan la velocidad del sonido en dicho medio. Con esto se hace referencia a la propagación de las ondas sonoras en un medio dado. Por ejemplo, en el caso de la Tierra, con las condiciones de que nos encontremos a nivel del mar, con aproximadamente el 50 % de humedad y una temperatura ambiente de 20°C, la velocidad del sonido será de 344 m s⁻¹ (Young et al., 2009). En el caso del agua, además de los factores de la humedad, densidad, presión y temperatura, también importa la salinidad del agua, en el caso del agua salada (mares) la velocidad del sonido es de aproximadamente 1500 m s⁻¹, mientras que en agua dulce es de 1435 m s⁻¹. Si observamos las ecuaciones que calculan la velocidad del sonido en distintos medios, vemos que la densidad ρ se encuentra en el denominador:

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad \text{Para gases,} \quad (2.18)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Para sólidos,} \quad (2.19)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad \text{Para líquidos,} \quad (2.20)$$

con γ como el coeficiente de dilatación adiabática, E el módulo de Young y K como el módulo de compresibilidad.

La velocidad con la que se propaga una perturbación mecánica en un medio se conoce como “velocidad del sonido”. Para el caso de un fluido uniforme, ésta depende de la presión y la densidad, tal que:

$$v_s = \sqrt{\frac{P}{\rho}}. \quad (2.21)$$

Así, mientras que para el medio ambiente terrestre bajo condiciones normales de temperatura y presión, la $v_s=344 \text{ m s}^{-1}$ (Young et al., 2009), en el medio interestelar (MIE), bajo condiciones típicas de una NP (con $P = 100,000 \text{ kg km}^{-1} \text{ s}^{-2}$ y $\rho = 1,000 \text{ kg km}^{-3}$ la $v_s=10 \text{ km s}^{-1}$. De este modo, cualquier objeto o sección de fluido que se desplace a una velocidad $>v_s$ se le considera supersónico.

La relación entre la velocidad de un objeto y la velocidad del sonido en un medio, determina la magnitud de muchos efectos de compresibilidad y está dado como:

$$M = \frac{v}{v_s}, \quad (2.22)$$

donde M es el número de Mach, v es la velocidad del objeto y v_s la velocidad del sonido en un medio en específico. El número de Mach nos indica que un flujo es subsónico si $M < 1$, para $M = 1$ se dice que el flujo es transónico, mientras que el flujo se considera supersónico si $M > 1$. Para velocidades superiores a cinco veces la velocidad del sonido $M > 5$, se dice que el flujo es hipersónico (<https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/mach.html>).

2.3.2. Choques

Una onda de choque surge cuando un fluido supersónico sufre alguna restricción en su movimiento. La onda de choque está formada por el “frente de choque” y la “zona de relajamiento”. Existen distintos tipos de choques, entre ellos está el choque radiativo, en el cual tenemos un gas que se enfría radiando en la zona de relajamiento. Un choque radiativo puede ser isotérmico si el enfriamiento es tal que las temperaturas antes y después del choque son las mismas, no necesariamente conservándose en el proceso intermedio. Otro tipo de choque es el adiabático, el cual consiste en que no hay intercambios de calor con el sistema, es decir, una vez que aumenta la temperatura, ésta ya no disminuye.

Tomando y siguiendo el formalismo de Gurzadyan (2013), tenemos que el rápido y fuerte aumento de la presión en un medio gaseoso conduce a las ondas de choque. La propagación de las ondas de choque está acompañado del calentamiento del medio. Las estrellas centrales de las PN producen vientos rápidos con velocidades de $1,000 \text{ km s}^{-1}$ y mayores probablemente

comunes para los núcleos de NPs de alta temperatura. Estos vientos llevan una cantidad significativa de momento y energía, que se cree desempeñan un papel esencial en la evolución dinámica de las NPs.

Discutiendo en la forma más simple el problema dinámico del gas de la interacción del viento rápido y la envolvente lenta. Supongamos un viento con una velocidad térmica u con una pérdida de masa \dot{M} . Se asume un viento rápido de velocidad V , muy superior a u , desde el núcleo de la luminosidad L . Este último viento transporta energía a una velocidad $L_W = \eta L$, y la estrella emite fotones en el continuo de Lyman a una tasa de $S_* = jL$ para que se desarrollen dos choques como resultado de la interacción entre los vientos. Las ecuaciones que describen el movimiento son:

$$\frac{d}{dt} (2\pi r^3 P) + 4\pi r^2 P \frac{dr}{dt} = \eta L, \quad (2.23)$$

$$P = \rho_0 \left(\frac{dr}{dt} - u \right)^2 + \frac{M_s}{4\pi r^2} \frac{d^2 r}{dt^2}, \quad (2.24)$$

donde:

$$M_s = \frac{\dot{M}}{u_0} (r - ut), \quad (2.25)$$

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 u}, \quad (2.26)$$

donde P es la presión en el viento estelar del choque caliente, M_s es la masa del cascarón en un radio r , y ρ_0 es la densidad del super viento justo después del choque externo.

Las soluciones para las Ecuaciones (2.23) y (2.24) llevan al siguiente resultado:

$$r = \lambda ut, \frac{dr}{dt} = V_0 = \lambda u, P = \frac{\dot{M} (\lambda - 1)^2}{4\pi \lambda^2 ut^2}, \quad (2.27)$$

donde λ satisface:

$$\lambda(\lambda - 1)^2 = \frac{2}{3} \frac{\eta L}{\dot{M} u^2}. \quad (2.28)$$

El equilibrio entre las presiones del viento rápido y del viento estelar caliente muestra que

el choque interno debe estar a una distancia radial:

$$r_{in} = \frac{\lambda t}{\lambda - 1} \left(\frac{2uL_w}{MV} \right)^{1/2}, \quad (2.29)$$

y por lo tanto:

$$\frac{r_{in}}{r} = \left(\frac{3V_0}{V} \right)^{1/2}, \quad (2.30)$$

donde $V_0 = \lambda u$ es la velocidad de expansión de la nebulosa, típicamente 30 km s^{-1} , y la velocidad rápida del viento V es $3,000 \text{ km s}^{-1}$, de modo que la relación de los dos radios $\frac{r_{in}}{r}$ es aproximadamente 6, o la relación de volúmenes es de alrededor 200.

Para darnos una idea, tomamos los valores de los parámetros principales: $u = 10 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{M} = 9 \times 10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}$, $L = 6300 L_\odot = 2.5 \times 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$, $L_w = \eta L = 10^{35} \text{ ergs s}^{-1}$, $S_* = jL = 2.5 \times 10^{47} \text{ fotones s}^{-1}$, consistente con un valor de $\lambda = 3$, y una velocidad de expansión $V_0 = dr/dt = 30 \text{ km s}^{-1}$ para el cascarón chocado, es decir, de la propia nebulosa.

La temperatura T_s detrás del frente de choque para una velocidad V del viento estelar viene dada por la relación:

$$T_s = 2 \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} \frac{\mu m_p}{k} V^2, \quad (2.31)$$

donde μ es el peso molecular medio del gas, γ es el índice adiabático y m_p es la masa del protón.

Para un viento estelar de hidrógeno, cuando $\mu = 1$ y $\gamma = 5/3$ de la Ecuación (2.31) tenemos:

$$T_s = 22 V^2, K, \quad (2.32)$$

donde V está en km s^{-1} .

Para velocidades de viento estelares típicas de $V = 1,000 \text{ km s}^{-1}$ de la Ecuación (2.32) tenemos para la temperatura detrás del frente de choque $T_s = 2 \times 10^7 \text{ K}$ y $T_s = 2 \times 10^8 \text{ K}$ en $V = 1,000 \text{ km s}^{-1}$ y $V = 3,000 \text{ km s}^{-1}$ respectivamente. En relación con estas altas temperaturas, surge el problema del origen de los átomos fuertemente ionizados y, por lo tanto, de ahí surge la excitación de las líneas de emisión de alto potencial (Gurzadyan, 2013).

2.3.3. Viento estelar

El viento estelar es el material eyectado por una estrella, el cual alcanza una velocidad supersónica (si la velocidad es subsónica se le llama brisa). Este material se compone en su mayoría de protones y electrones, además de partículas alfa, también se sabe que éste es un mecanismo eficiente de pérdida de masa de las estrellas. En el caso de las estrellas centrales de NPs, el viento estelar puede ser producido por gradientes de presión de radiación o por ondas magnéticas (Mattsson et al., 2010). La velocidad de las partículas son del orden de $V_\infty=2,000$ km s⁻¹, mientras que la pérdida de masa está en el rango de $\dot{M}_* \sim 10^{-7}-10^{-5}$ M_⊙ año⁻¹ (Mattsson et al., 2010), con esto podemos calcular la producción de energía mecánica estelar del viento por unidad de tiempo (\dot{E}_*) o luminosidad mecánica, como:

$$\dot{E}_* = \frac{1}{2} \dot{M}_* V_*^2 \approx 2 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ M}_\odot \text{ año}^{-1} \approx 1.3 \times 10^{29} \text{ J s}^{-1}. \quad (2.33)$$

Dadas las condiciones en el MIE, se considera que una velocidad es supersónica si supera los 10 km s⁻¹. Así, si tenemos una estrella rodeada por una nube de gas ionizado, esto producirá un patrón de flujo. El viento estelar (con velocidad $V_\infty=2,000$ km s⁻¹) empuja el gas interestelar, cuya velocidad de sonido es $c_i \approx 10$ km s⁻¹, a una velocidad que inicialmente es altamente supersónica. El viento actúa como un pistón y una onda de choque se debe configurar inmediatamente en el gas interestelar. Al hacer esto, el viento mismo debe ser frenado. Dado que el viento en sí solo tiene energía cinética, debe encontrarse algún modo de convertir esta energía en energía térmica. La única forma de hacer esto es introducir un segundo choque en el viento mismo. Alternativamente, podríamos decir que el cascarón de materia interestelar barrido juega el papel de un obstáculo o pistón introducido en el flujo del viento. El viento se mueve supersónicamente hacia este pistón, o bien, al cambiar el marco de referencia, el pistón avanza supersónicamente hacia el viento, por lo tanto, es natural que se produzca un choque. Sin embargo, debemos tener en cuenta que este choque se enfrenta a la estrella, a diferencia del choque en el gas interestelar (Dyson & Williams, 1997).

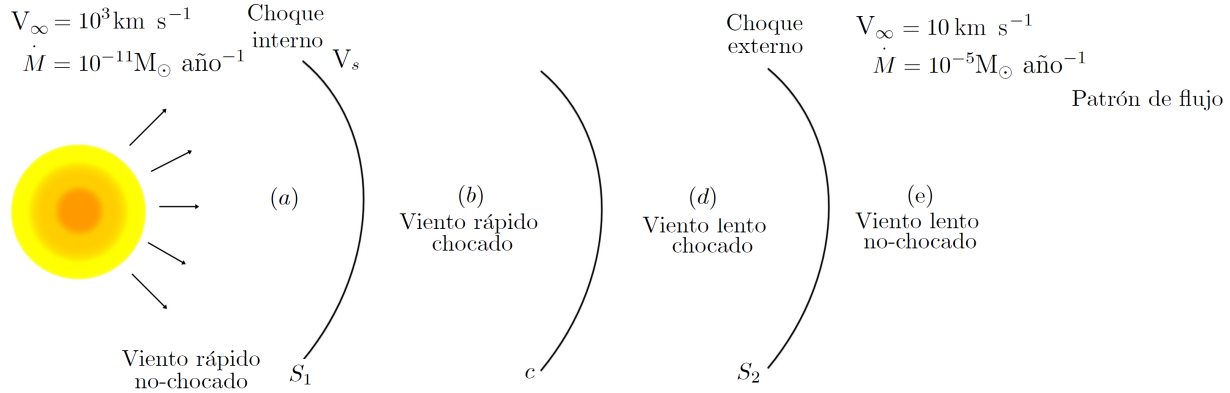


Figura 2.8: Diagrama que muestra el patrón de flujo en el medio circunestelar, donde S_1 es la onda de choque interno y S_2 es la onda de choque externo.

Con la metodología de Dyson & Williams (1997) analizaremos detalladamente la Figura 2.8, tenemos:

(a) Viento rápido no-chocado ($V_\infty=10^3 \text{ km s}^{-1}$). Limitado por S_1 , que es el frente de choque que convierte parte de la energía mecánica en térmica.

(b) Viento rápido chocado. El choque es fuerte. La velocidad del sonido en ese medio es de 600 km s^{-1} . Ahora, la velocidad de expansión del cascarón decae por la pérdida de energía interna debido al trabajo aplicado al material circundante. La presión es uniforme y decreciente con la distancia. Además, la densidad baja implica que los tiempos de enfriamiento son largos. El frente de choque S_1 avanza desde la superficie de discontinuidad hacia la estrella.

(c) Superficie de discontinuidad (discontinuidad de contacto). Aquí el enfriamiento radiativo es muy efectivo. Separa al viento lento chocado del viento rápido chocado.

(d) Viento lento chocado. Se trata del viento por el que ha pasado el frente de choque S_2 que va desde la superficie de discontinuidad hacia afuera.

(e) Viento lento no chocado. Es el gas expedido por la estrella AGB, aún sin interactuar ($V_\infty=10 \text{ km s}^{-1}$).

Se sabe que la densidad atrás de S_2 es 4 veces la del ambiente y no se ve afectada por la dilución geométrica. Además, el gas entra al choque S_2 a una velocidad más lenta que la velocidad con la que entró a S_1 . El gas atrás de S_2 tiene $T_{S_2} < T_{S_1}$, también contiene líneas

que pueden excitarse colisionalmente y radiar ya sea por transiciones prohibidas o permitidas.

Analizamos dos casos que pueden ayudarnos a entender la formación de los dos frentes de choque del patrón de flujo (Figura 2.8). En la Figura 2.9 (izquierda) representamos un flujo de gas supersónico ($V_0 > c$, en donde c es la velocidad del sonido). Dicho flujo se topa con pared y se detiene ($V=0$). Como sigue llegando el gas, se forma un frente de choque que avanza en dirección contraria al flujo (V_s). Este es el choque reverso que representamos como S_1 en el patrón de flujo. En la Figura 2.9 (derecha) ahora tenemos un fluido en reposo ($V=0$) que repentinamente es empujado por un émbolo que se mueve a una velocidad supersónica ($V_0 > c$). Como su velocidad es mayor que la propagación de la onda sonora, se crea un frente de choque que avanza en dirección del movimiento del émbolo, dejando tras de sí, al gas chocado y con mayor velocidad. Este sería el caso del choque S_1 en el patrón de flujo de la Figura 2.8. Este es el choque que compone el gas formando el cascarón de la NP. Enseguida se obtienen las velocidad pre-choque y post-choque de cada zona, relativas a la velocidad del frente de choque V_s , es decir, considerándolo en reposo (Figura 2.9). En la parte baja de la Figura 2.9 tenemos un esquema con las variables pre-choque y post-choque tal como se usarán en los desarrollos posteriores.

Analizando ambos casos, tenemos que se cumplen las siguientes leyes de conservación (suponiendo gas ideal, proceso adiabático, etc.) (Shu, 1991):

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 \quad \text{conservación de la masa (ecuación de continuidad),} \quad (2.34)$$

$$p_2 - p_1 = \rho_2 V_2^2 - \rho_1 V_1^2 \quad \text{conservación del ímpetu,} \quad (2.35)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \quad \text{conservación de la energía,} \quad (2.36)$$

$$h = C_p T = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho R} = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} \quad \text{Entalpía,} \quad (2.37)$$

donde ρ es la densidad, V la velocidad, p el momento líneal, T la temperatura, h la entalpía y $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, donde C_p es el calor específico del gas a presión constante y C_v el calor específico a volumen constante y los subíndices 1 y 2 corresponden a las condiciones antes y después del choque.

A partir de las ecuaciones anteriores se pueden derivar las condiciones de salto o ecuaciones

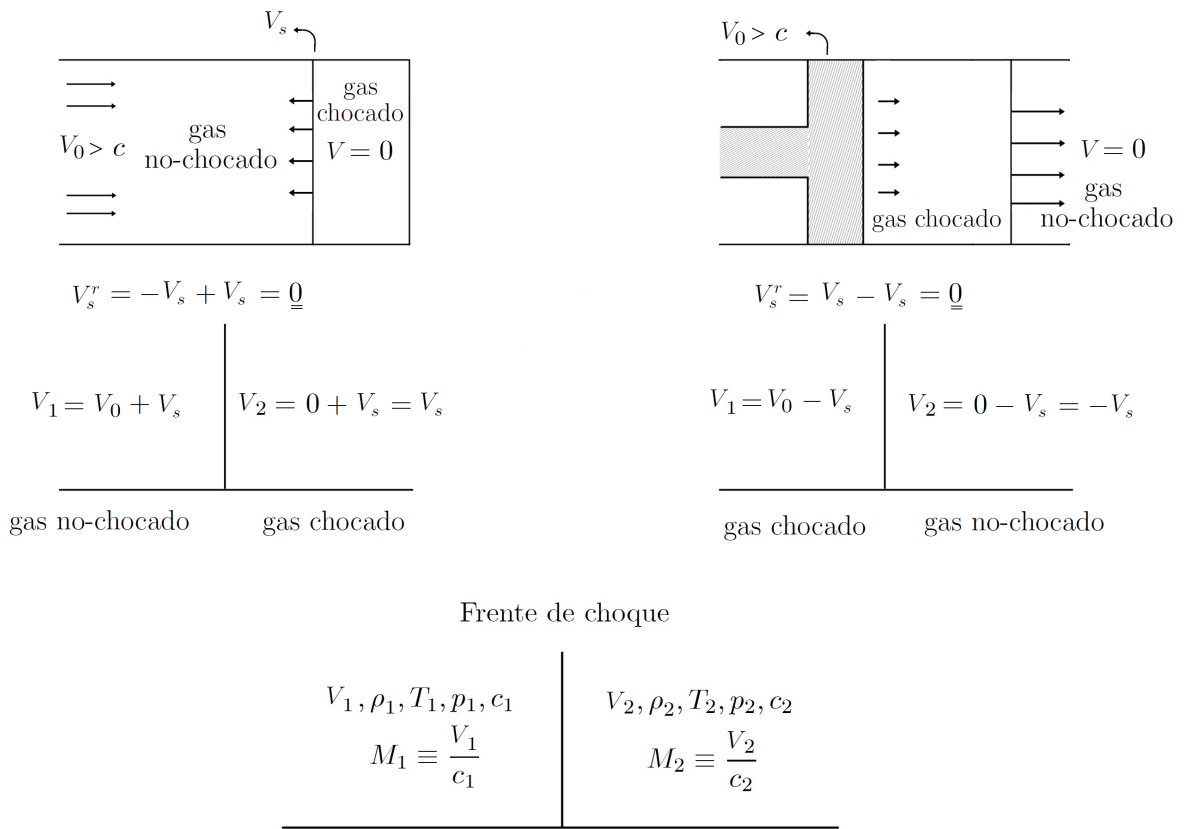


Figura 2.9: Análisis del frente de choque y el sistema de referencia en el choque.

de Rankine-Hugoniot (Shore, 2008):

Para la presión:

$$\frac{p_1}{p_2} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_1^2 - 1). \quad (2.38)$$

Para la densidad:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}. \quad (2.39)$$

Para la velocidad:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{(\gamma + 1)M_1^2}. \quad (2.40)$$

Para la temperatura:

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\gamma M_1^2 + 1}{M_1^2} (M_1^2 - 1), \quad (2.41)$$

en donde todos los cocientes quedan en función de γ y del número de Mach antes del choque (M_1).

Con estas cuatro ecuaciones podemos estudiar un caso específico para un choque dado.

En un frente de choque, la velocidad relativa del fluido se frena abruptamente, aumentando su temperatura y densidad de la misma manera. Así, por ejemplo, para un gas ideal ($\gamma = \frac{5}{3}$) y choques fuertes (con velocidades pre-choque altas $M \gg 1$), se obtiene $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 4$ y $\frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{4}$.

2.3.4. Efecto Doppler

En un objeto cualquiera que emite ondas, la frecuencia de éstas se verá alterada en virtud de su movimiento de la siguiente forma:

$$f = \frac{v \pm v_r}{v \pm v_f} f_0, \quad (2.42)$$

donde f es la frecuencia medida, f_0 es la frecuencia emitida, v la velocidad de la onda, v_r la velocidad del receptor y v_f la velocidad de la fuente. En el caso de un objeto que emite luz, tal como una estrella o una nebulosa visto desde la Tierra, tenemos que $v = c$, $v_r = 0$ y $v_f = v_0$ (Young et al., 2009). Tomando en cuenta esto, tenemos:

$$f = \frac{c}{c \pm v_0} f_0, \quad (2.43)$$

ahora, tenemos que $c = \lambda_0 f_0$, por lo tanto:

$$\frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0} \frac{c}{c \pm v_0}, \quad (2.44)$$

$$(c \pm v_0) \frac{1}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0}, \quad (2.45)$$

$$c \pm v_0 = c \frac{\lambda}{\lambda_0}, \quad (2.46)$$

$$1 \pm \frac{v_0}{c} = \frac{\lambda}{\lambda_0}, \quad (2.47)$$

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \pm \frac{v_0}{c}. \quad (2.48)$$

Para tener finalmente la siguiente expresión:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \pm \frac{v_0}{c}. \quad (2.49)$$

Con esta expresión se confirma que si el objeto emisor (o una parte de él) tiene un movimiento a lo largo de la línea de visión respecto del observador, la longitud de onda de la luz que emita, se verá afectada de dos formas, la primera es que si $\Delta\lambda$ es positivo (es decir, hay un corrimiento hacia el rojo en las líneas espectrales), esto se refiere a que el objeto se aleja de nosotros. El segundo caso es cuando $\Delta\lambda$ es negativo (o sea que presenta un corrimiento hacia el azul en sus líneas espectrales), lo que significa que el objeto se acerca hacia nosotros.

Así, cuando hacemos espectroscopía de alta dispersión el corrimiento de la línea espectral de una nebulosa nos da información de su movimiento a lo largo de la línea de visión.

2.3.5. Velocidad sistémica

La velocidad sistémica es la velocidad del objeto como un todo. No considera los movimientos de expansión, los cascarones de gas ni los movimientos internos de microestructuras. Así, las velocidades internas de la NP, quedarán mejor descritas respecto a la velocidad sistémica. Por otra parte hay que tener en cuenta nuestro marco de referencia. Sabemos que

nuestro planeta está en movimiento, en el que se incluyen la rotación de la Tierra sobre su propio eje, la rotación alrededor del centro de masas del sistema Tierra-Luna, y el movimiento de traslación alrededor del Sol. También hay que tomar en cuenta que el Sistema Solar orbita en la Galaxia interactuando con el vecindario solar. Entonces, suponiendo que el Sistema Solar está en reposo, el objeto que se observe tendrá una velocidad respecto a nosotros aparte de su cinemática interna, si restamos nuestra velocidad a la del objeto se obtendrá la velocidad que tiene dicho objeto respecto al Sol, a esta velocidad se le conoce como Velocidad Heliocéntrica (v_{HEL}). Este mismo movimiento pero ahora respecto a nuestro vecindario solar se le conoce como velocidad estándar local de reposo (*Local Standard of Rest* en inglés v_{LSR}) Tomando lo anterior en cuenta, la velocidad sistémica para ambas referencias se puede obtener sumando términos de corrección para cada caso, los cuales se obtienen partiendo del movimiento del Sol, en una fecha dada, así como la fecha y dirección de la observación.

Una manera sencilla de obtener la velocidad sistémica de una NP, es utilizar una rendija que pase por el centro de la NP, es decir, por su estrella central. Si en el espectro se pueden resolver dos componentes cinemáticas del gas, justo a la altura de la estrella central, el promedio de ambas longitudes de onda correspondería a la longitud de onda observada para el movimiento del objeto como un todo, es decir, a la velocidad sistémica.

$$\lambda_{\text{obs}} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}, \quad (2.50)$$

donde λ_{obs} será la longitud de onda promedio perteneciente a nuestro objeto.

Y la velocidad sistémica será:

$$v_{\text{sys}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{lab}}}c = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{lab}}}{\lambda_{\text{lab}}}c, \quad (2.51)$$

$$v_{\text{sys}}^{\text{HEL}} = v_{\text{sys}} + C_{\text{HEL}}, \quad (2.52)$$

$$v_{\text{sys}}^{\text{LSR}} = v_{\text{sys}} + C_{\text{LSR}}, \quad (2.53)$$

donde C_{HEL} y C_{LSR} son los términos aditivos de corrección para ambas velocidades. Tanto $v_{\text{sys}}^{\text{HEL}}$ como $v_{\text{sys}}^{\text{LSR}}$ son referencias utilizadas en distintos campos de la Astronomía y muchos trabajos en donde se obtienen incluyen ambos valores.

Cuando existan otras componentes de velocidad localizadas sobre la posición de la estrella,

cuya emisión nos imponga un sesgo evidente en la estimación de la velocidad sistémica (como veremos más adelante, éste es el caso para nuestro objeto), es posible apoyarnos utilizando la cinemática de estructuras con una evidente simetría espacial, tal como condensaciones simétricas. En este caso, serviría una rendija que pase por el centro y que conecte dichas estructuras. Considerando cada estructura como una λ , se puede aplicar la Ecuación (2.50).

2.3.6. Edad cinemática de una nebulosa planetaria

Se define como edad cinemática al tiempo transcurrido para que una estructura gaseosa alcance su tamaño angular actual (observado) considerando un radio inicial cero y una velocidad de expansión uniforme (constante). En una NP, diferentes estructuras pueden tener diferentes edades cinemáticas. En el caso de que esté formada por una estructura principal, frecuentemente se usa la edad cinemática de dicha estructura como la edad de la nebulosa. Así, la edad cinemática puede calcularse si se conoce el tamaño angular y la distancia del objeto de interés, así como su velocidad de expansión. La edad cinemática para una NP se calcula con la siguiente ecuación (Guillén et al. 2013; Sabin et al. 2017):

$$\tau_{\text{kin}} = \frac{4744 * d(\text{kpc}) * \theta(\text{arcsec})}{V_{\text{exp}}(\text{km s}^{-1})} \text{años}, \quad (2.54)$$

donde τ_{kin} representa la edad cinemática de la NP, d la distancia, θ el radio angular y V_{exp} la velocidad de expansión del objeto de interés, y 4744 representa un factor de conversión de unidades.

La edad cinemática no es más que calcular el tiempo basado en la velocidad medida considerada constante. La ecuación (Ecuación 2.54) que usamos incluye la conversión de unidades para meter los datos en km s^{-1} y arcsec . Esta ecuación no es propuesta por nosotros, dicha versión se encuentra en Guillén et al. (2013), nosotros usamos la forma aceptada para calcular la edad cinemática, aunque es posible que este valor esté sobrestimado según Schönberner et al. (2014).

El formalismo aquí presentado será utilizado en el capítulo 5 para estimar las edades cinemáticas de las estructuras de NGC 2371.

Capítulo 3

Metodología

3.1. Instrumentación

Los datos aquí presentados corresponden a observaciones realizadas en el Observatorio Astronómico Nacional de la Sierra de San Pedro Mártir (OAN-SPM) en el telescopio de 2.12 m (Figura 3.1) y con el instrumento *Manchester Echelle Spectrograph* (MES ó MEZCAL).



Figura 3.1: En esta imagen se puede apreciar el OAN-SPM en la Sierra San Pedro Mártir, en la cual se encuentra ubicado el telescopio de 2.12 m.

3.1.1. Telescopio de 2.12 m

El telescopio de 2.12 m es el de mayor diámetro que se encuentra en el OAN-SPM, el cual fue construido entre 1974-1979 y se inauguró el 17 de septiembre de 1979 (Figura 3.2). Este telescopio tiene un diseño tipo Ritchey-Chrétien y una relación focal de $f/7.5$ con secundarios intercambiables de $f/13.5$ y $f/30$. El lugar donde está situado es una zona privilegiada para la observación astronómica (Erasmus, 2006). Se encuentra ubicado en las coordenadas: $115^{\circ} 27'49''$ Longitud W y $31^{\circ} 02'39''$ Latitud N, a una altitud de 2,800 metros.

Los límites para este telescopio son los siguientes: Límite AH: 5.5h, Límites DEC: $+69^{\circ} 40'$ y -40° . Cuenta con una platina giratoria recientemente automatizada (Zazueta et al., 2017). El gajo de la cúpula cuenta con 2 segmentos los cuales se pueden poner arriba o abajo, ya sean los 2 o solamente 1, según la región del cielo que se observa.

Este telescopio cuenta con distintos instrumentos disponibles, para espectroscopía óptica, infrarrojo e imagen directa en el óptico. El instrumento utilizado para el presente trabajo fue un espectrógrafo echelle sin dispersión cruzada, el MEZCAL.



Figura 3.2: En esta figura se puede apreciar el edificio que alberga al telescopio de 2.12 m.

3.1.2. Espectrógrafo echelle MEZCAL

El MEZCAL (Meaburn et al., 2003) es uno de los instrumentos que utiliza el telescopio de 2.12 m con el secundario $f/7.5$ y está diseñado para problemas astrofísicos donde es necesario un estudio con una alta señal a ruido, así como una alta resolución espectral proveniente de fuentes extendidas por lo general débiles.

En el modo primario del MEZCAL (Figura 3.3), con un solo orden de su rejilla echelle (con un ángulo de resplandor (*blaze*) de $\delta=63.43^\circ$ y un rayado de $31.6 \text{ líneas mm}^{-1}$), éste se aísla con la ayuda de un filtro de interferencia amplio, que es eficiente para así poder eliminar la necesidad de dispersión cruzada (Figura 3.4). Por tal razón, el uso principal en los focos de Cassegrain o Ritchey-Chrétien (RC) es para conseguir perfiles de líneas individuales espacialmente resueltos de fuentes extendidas y débiles, las cuales emiten en un rango de 3,900 a 9,000 Å y con un poder de resolución espectral de $\lambda/\delta\lambda \leq 10^5$.

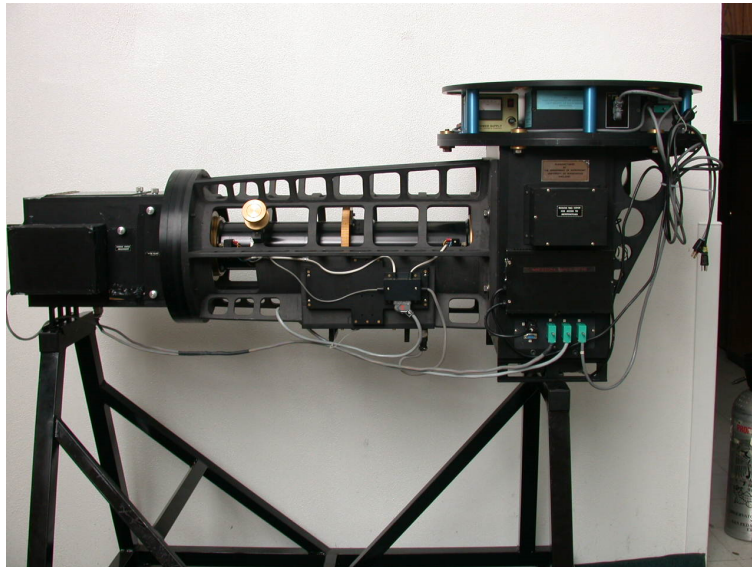


Figura 3.3: En esta imagen observamos el instrumento MEZCAL. Imagen tomada de <http://www.astrossp.unam.mx/oanspm/index.php>

Este instrumento es muy útil en problemas astrofísicos donde necesitamos observar nebulosas con líneas de emisión muy extendidas y débiles (tanto en nuestra Galaxia como en galaxias cercanas) ya que, por lo general, en estos casos se necesitan integraciones muy largas y no se cuenta con suficiente resolución angular. Debido a su eficiencia, la configuración del telescopio 2.12 m. y el MEZCAL es competitiva con instrumentos similares en telescopios más grandes (Meaburn et al., 2003).

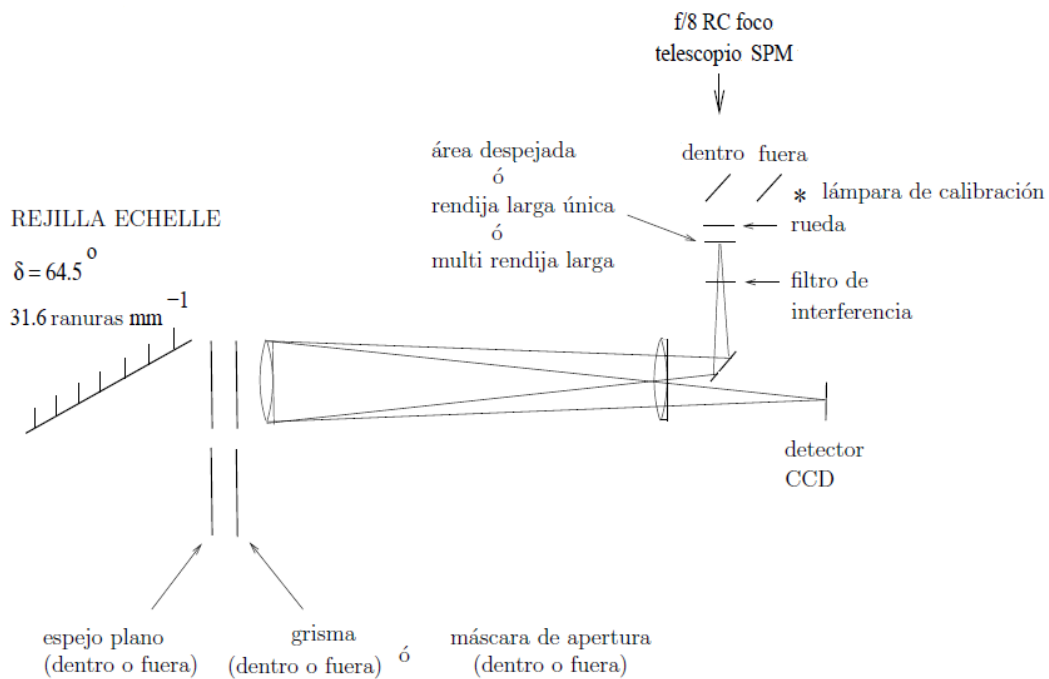


Figura 3.4: En esta imagen observamos el diseño del instrumento MEZCAL (Meaburn et al., 2003).

3.1.3. Detector

Los CCDs (*Charge Coupled Device*) o Dispositivo de Carga Acoplada (Figura 3.5) son circuitos integrados que contienen un cierto número de condensadores acoplados. En la actualidad la mayoría de los detectores que se usan ya sea en cámaras fotográficas y teléfonos celulares, así como en observatorios profesionales o en muchos telescopios de aficionados, son los detectores CCD. Éstos trajeron consigo una gran revolución para la astronomía moderna, ya que su linealidad y sensibilidad superan a las películas fotográficas del pasado. En 1975 se obtuvo la primera imagen astronómica con un CCD, la cual fue tomada por científicos del Laboratorio de Propulsión a Chorro (JPL-NASA) mostrando una imagen de Urano.

En las últimas décadas la tecnología en el proceso de fabricación de estos detectores ha avanzado mucho, mejorando así las propiedades de ruido, y aumentando su eficiencia en la astronomía.

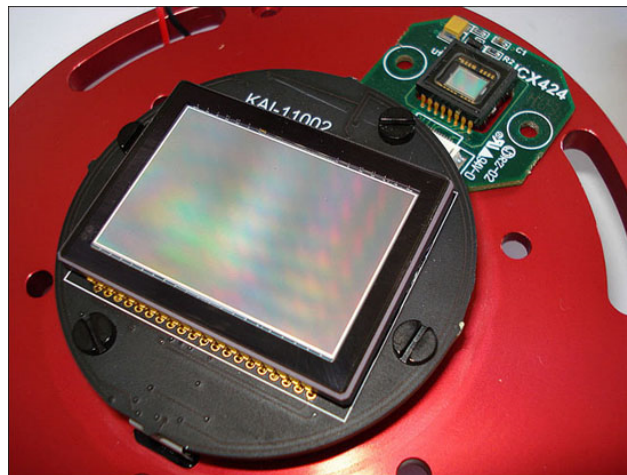


Figura 3.5: En esta imagen observamos un detector CCD. Imagen tomada de <http://www.astrosurf.com/re/ccdrev.html>

Prácticamente un CCD es una malla de colectores de fotones hecha de silicio. Los píxeles, los cuales son los elementos del CCD, se encargan de convertir los fotones a electrones por medio del efecto fotoeléctrico. Al ser expuestos a la luz durante un tiempo de integración determinado se acumula carga en cada píxel, la cual es leída al término de la exposición. Al momento de llevarse a cabo la lectura se transfiere la carga de cada línea de píxeles a la línea anterior y se transfiere la carga de la primera línea al registro de lectura y éste a su vez lo lee un amplificador que forma parte intrínseca del CCD, después la señal que obtiene

el amplificador del CCD es enviada a otros amplificadores externos, donde es digitalizada por medio de un convertidor analógico-digital en una computadora dedicada a esto donde se genera la imagen y es transferida a otra computadora para poder trabajar y manipular la imagen final.

Una analogía para lo anteriormente descrito que se suele utilizar en la explicación de los detectores CCD es la de la cubeta con agua (Figura 3.6). Supongamos que tenemos muchas cubetas para recoger agua, cada cubeta representa un píxel en la matriz del CCD, si estas cubetas estuvieran bajo una tormenta caerían gotas de agua, las cuales serían los fotones recolectados en los píxeles. Si tenemos muchas cubetas alineadas y ordenadas en filas y columnas en toda una zona definida, después de la tormenta (la integración del CCD), cada una de las cubetas es examinada para ver la cantidad de agua que recolectó, por último teniendo un registro escrito (imagen final del CCD) de toda el agua que acumuló cada cubeta en la tormenta nos otorgará un registro bidimensional de la lluvia en esa región (Howell, 2006).

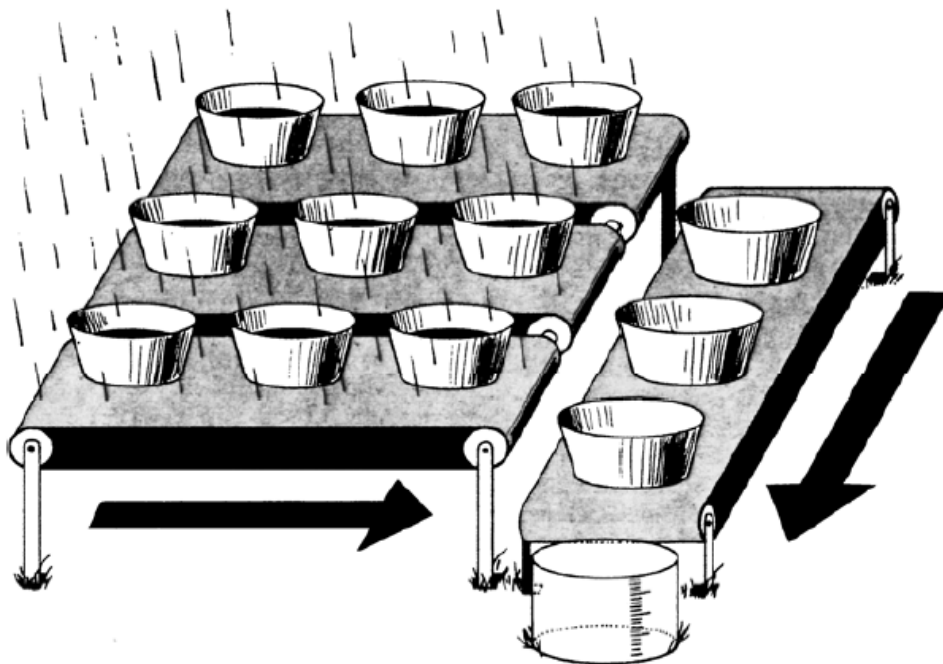


Figura 3.6: Analogía del funcionamiento de un detector CCD. Imagen tomada de Howell (2006).

Los espectrógrafos ópticos actuales utilizan casi exclusivamente CCD como su detector. Las principales razones para esta elección son: (1) el amplio rango espectral libre de estos detectores, ya que éstos cubren aproximadamente un rango de 3,000 a 11,000 Å, permitiendo la detección de líneas de absorción o emisión, así como el continuo en todo el rango visible, y (2) el formato de área grande de los CCD modernos (2048 hasta 4096 píxeles o más en extensión). Esta última propiedad es especialmente importante para aplicaciones como la espectroscopia Echelle. Los parámetros del detector que se ha utilizado en este trabajo se muestran en la siguiente tabla:

CCD	Tamaño	Escala (micras/píxel)	Ganancia (e-/ADU)	Ruido (e-)
SITe3	1024x1024	24	4	13.7

Cuadro 3.1: Datos del detector CCD utilizado para las observaciones.

3.2. Observaciones

Las observaciones aquí presentadas corresponden a tres temporadas realizadas en el telescopio de 2.12 m del OAN-SPM. La primera temporada fue realizada del 20 al 24 de febrero del 2005, quien obtuvo estos datos fue R. Vázquez. La segunda temporada comprende los días del 12 al 15 de diciembre del 2005, los encargados de obtener estos datos fueron: R. Vázquez, J. J. Pineda, A. Avilés y F. Guillén. La tercera temporada cubrió los días 03 al 05 de febrero del 2009, quien obtuvo los datos fue R. Vázquez. Se obtuvieron espectros ópticos de alta dispersión con el instrumento MEZCAL en el telescopio de 2.1 m ($f/7.5$) en el observatorio de San Pedro Mártir (OAN-UNAM). Utilizando un CCD SITE con 1024×1024 píxeles como detector y configurando el ancho de la rendija a $150 \mu\text{m}$ ($1.6''$). Se utilizó un binning de 2×2 , lo que dio como resultado una escala espacial de $0.6 \text{ arcsec píxel}^{-1}$ y una escala espectral de $0.1 \text{ \AA píxel}^{-1}$. Centrando el rango espectral en la línea de emisión de $\text{H}\alpha + [\text{N II}] \lambda 6584$ ($\Delta\lambda = 90 \text{ \AA}$) y $[\text{O III}] \lambda 5007$ ($\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$), estos filtros aislan el orden 87 y 114 respectivamente, recordando que en un espectrógrafo echelle las líneas espectrales de diferentes órdenes se traslapan, es por esto que utilizamos estos filtros para evitar el traslape y aislar los órdenes que nos interesan (Gómez-Muñoz et al., 2015). Los espectros fueron calibrados en longitud de onda con una lámpara de arco Th-Ar con una precisión de $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$.

Los espectros aquí presentados fueron reducidos por el autor de esta tesis y supervisados por su director de tesis. A continuación en la Figura 3.7 se muestra a NGC 2371 con todas las rendijas de las temporadas mencionadas anteriormente diferenciándolas por colores, teniendo un total de ocho rendijas y diez espectros correspondientes, los datos de estos espectros se presentan en el Cuadro 3.2.

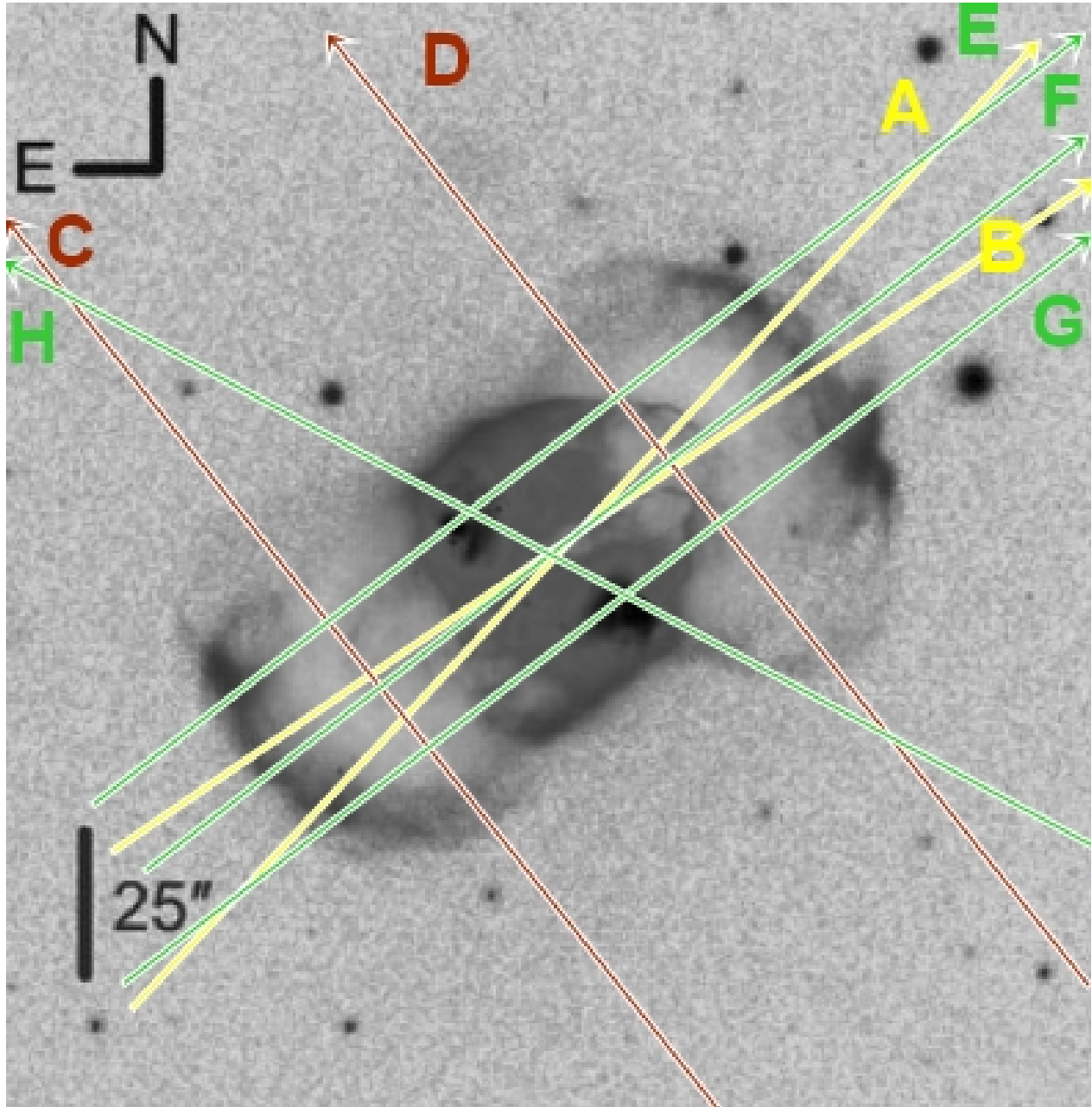


Figura 3.7: Imagen de NGC 2371 ilustrando las rendijas de cada temporada: en amarillo las rendijas correspondientes a la temporada de febrero del 2005, en marrón las rendijas correspondientes a diciembre del 2005 y en verde las rendijas correspondientes a febrero del 2009.

Espectro	Tiempo de exposición (s)	Filtro	Fecha de observación (a-m-d)
A	1200	[O III]	2005-02-25
B	1200	[O III]	2005-02-25
C	1800	[O III]	2005-12-14
D	1200	[O III]	2005-12-14
E	900	[O III]	2009-02-06
F	900	H α , [O III]	2009-02-06
G	900	[O III]	2009-02-06
H	1800	H α + [N II]	2009-02-06

Cuadro 3.2: Datos de las observaciones utilizadas en el trabajo.

3.2.1. Sesgo (*bias*)

El bias consiste en tomar una serie de imágenes con un tiempo de exposición nulo. Como no habrá un tiempo de exposición, dichas imágenes no contienen fotoelectrones ni electrones térmicamente excitados (Figura 3.8). Se trata de leer una carga que se añade electrónicamente al detector para evitar lecturas negativas ya que cada píxel puede dar lecturas diferentes. Esta variación píxel a píxel es corregida por este proceso. La serie de imágenes que tomamos, también conocidas como marcos de bias, nos permitirán medir el nivel de sesgo píxel a píxel y restarlo a nuestros datos. Se puede hacer un promedio de varios datos de los bias y usar éste como el sesgo maestro para restar a todas las imágenes y así eliminar el nivel de sesgo de cada píxel.

3.2.2. Imagen directa

Para un estudio morfocinemático se requiere utilizar una o varias imágenes del objeto de estudio en donde se aprecien formas, tamaños, microestructuras, etc. Es importante utilizar varios filtros, al menos H α , [O III] λ 5007 y [N II] λ 6583, para encontrar las zonas de alta y baja excitación y decidir qué filtros utilizar para la espectroscopía. Estas imágenes pueden ser obtenidas de otros trabajos o incluso de archivos. Estas imágenes son útiles para definir por dónde hacer pasar las rendijas, es decir, el ángulo de posición (PA) y de ser posible alguna estrella o una región en particular (Figura 3.9).

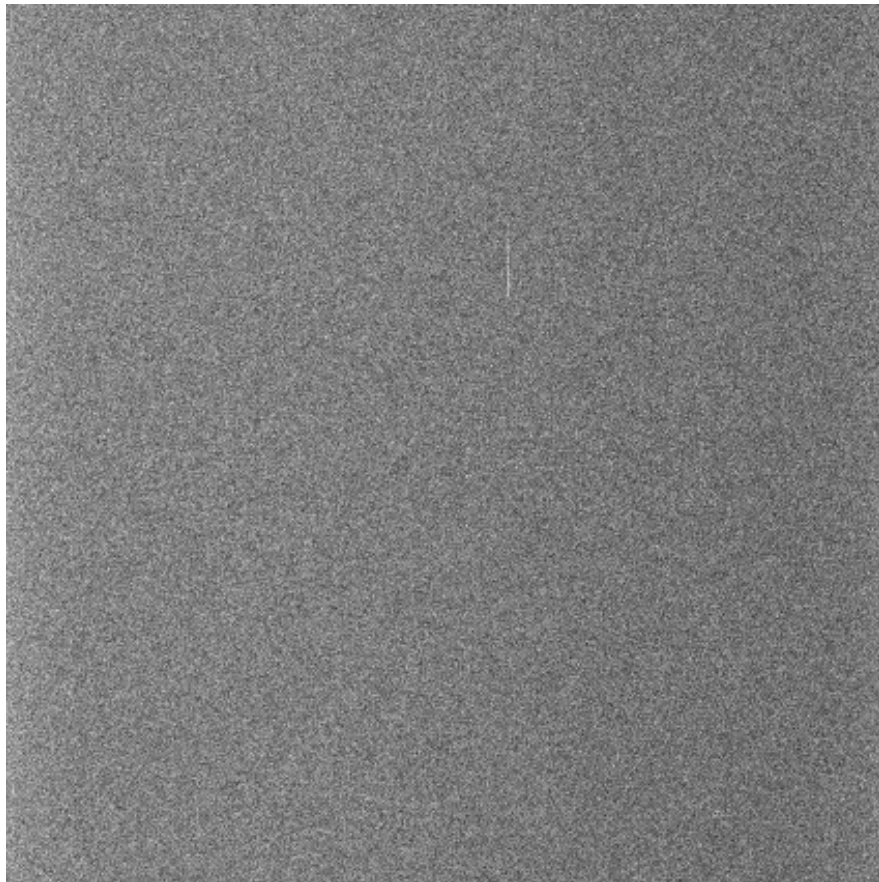


Figura 3.8: En esta figura se muestra un ejemplo de imagen de BIAS.

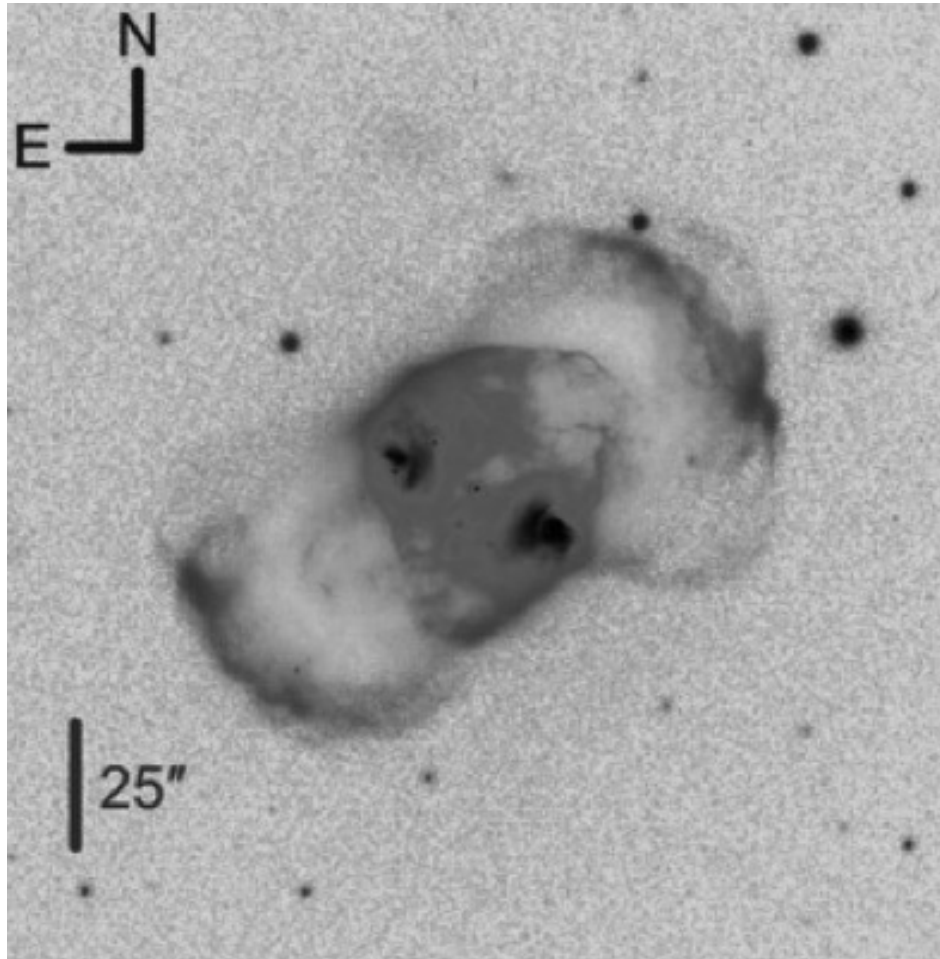


Figura 3.9: Ejemplo ilustrativo de imagen directa de la NP NGC 2371: Se observa el objeto de interés y estrellas alrededor que sirven de guía.

3.2.3. Imagen más rendija

Gracias a que el instrumento MEZCAL cuenta con un modo en el cual se puede superponer la imagen del campo en el cual está nuestro objeto y la rendija (Figura 3.10), podemos utilizar este modo para mostrar por dónde pasa la rendija y afinarlo, modificando el PA mediante el giro de la platina del telescopio y haciendo movimientos finos en su posición. Se pueden tomar varias de estas imágenes hasta tener la rendija en una posición precisa antes de tomar los espectros. Definir las posiciones de las rendijas para el objeto de estudio es crucial para crear el modelo morfocinemático final.

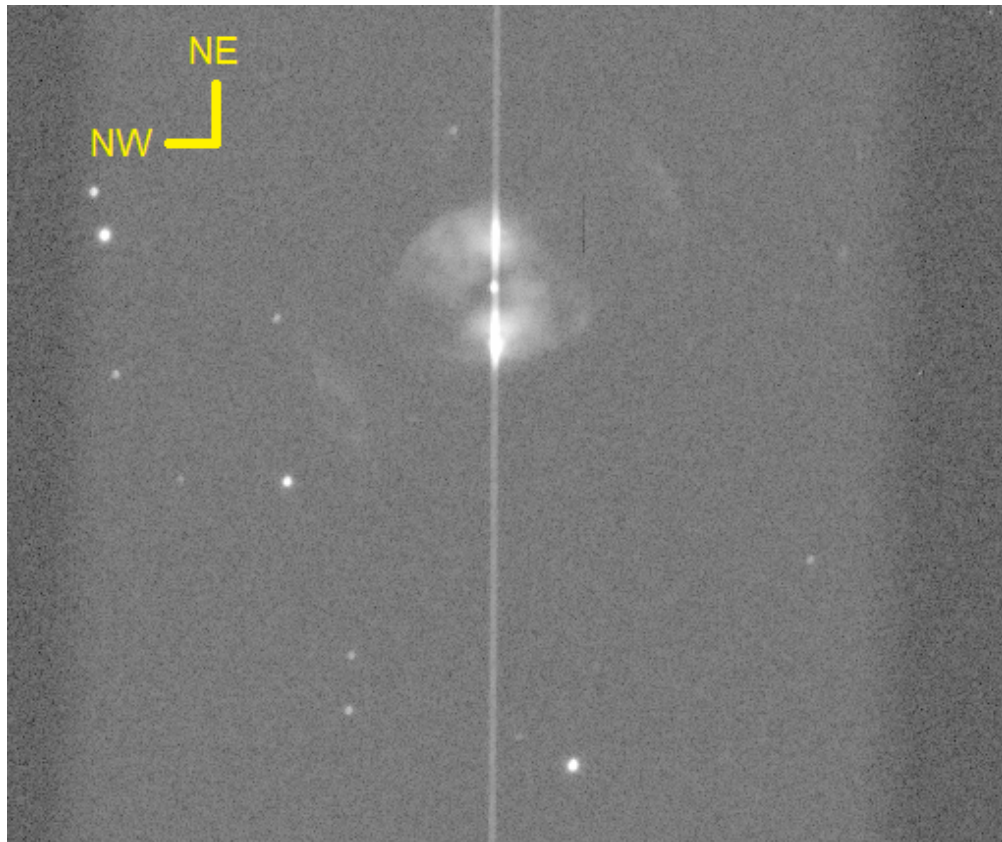


Figura 3.10: En esta imagen se observa el objeto de interés como en la imagen directa más la rendija en la posición que se quiere estudiar. Esta imagen presentada así se obtiene del telescopio e independientemente del ángulo de la platina (que se usa para definir el ángulo de posición de la rendija) en el programa la rendija siempre aparece vertical y hay que ser cuidadosos al analizar los espectros.

3.2.4. Espectro

Como se mencionó anteriormente, al pasar una rendija por una posición de interés en nuestro objeto se generará el espectro correspondiente (Figura 3.11). El tiempo de exposición puede ser escogido de acuerdo al brillo del objeto o de las microestructuras que se desean estudiar. Para la configuración estándar, exposiciones de 15 a 20 minutos son recomendables. Más de 30 minutos acumularían muchos rayos cósmicos. Los rayos cósmicos son partículas energéticas provenientes del espacio, en su mayoría son núcleos de átomos o electrones.

De ser posible se recomienda tomar tres espectros iguales y combinarlos con el método de la mediana para eliminar los rayos cósmicos.

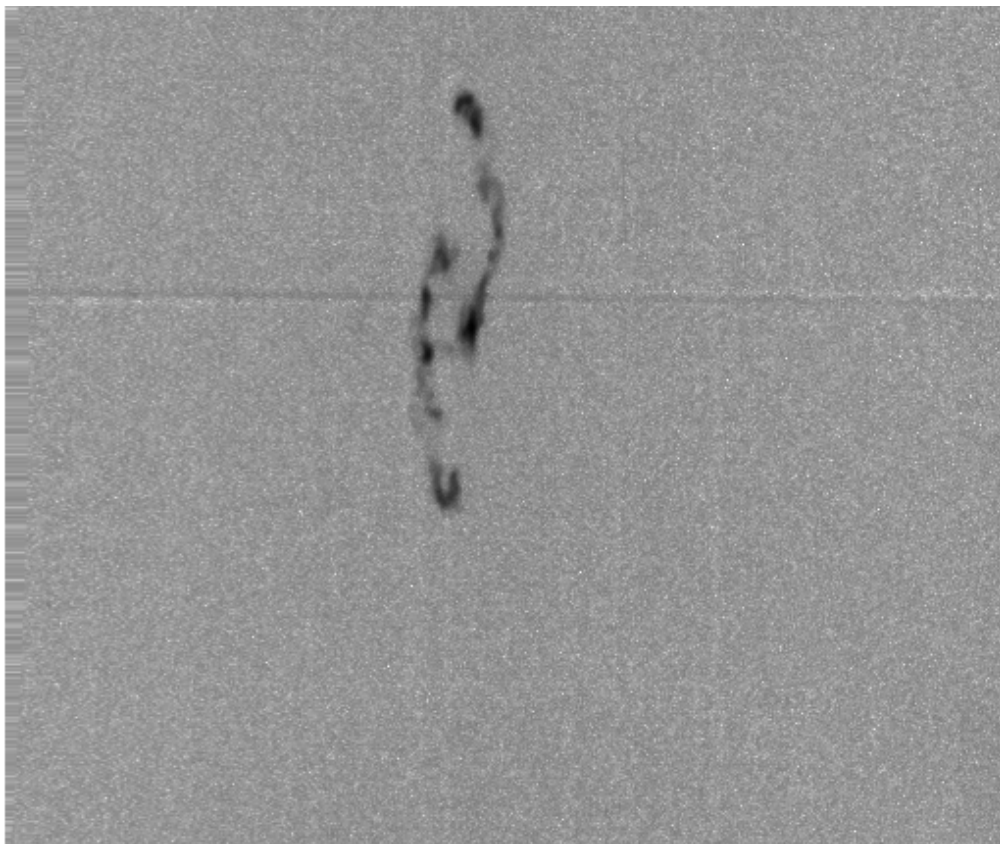


Figura 3.11: En esta imagen se observa el espectro sin calibrar obtenido al pasar la rendija por una sección específica. El eje vertical es el espacial y el eje horizontal es el espectral (dispersión).

3.2.5. Arcos de comparación

Dentro de la serie de tres espectros de una rendija dada, o después del espectro de una rendija (si sólo se tomó uno) se recomienda tomar el espectro de un arco de comparación (Figura 3.12). Los espectros de comparación no son más que espectros tomados de lámparas de referencia con un gas conocido (ThAr, Torio y Argón para el caso del MEZCAL), esto con el fin de poder calibrar el espectro de nuestro objeto en longitud de onda. La manera en la cuál funciona este sistema es que la lámpara una vez encendida ioniza el gas que se encuentra dentro, produciendo una luz que pasa a través del espectrógrafo para que después el espectro de emisión sea captado por el CCD. Las longitudes de onda de las líneas de estos espectros de comparación ya han sido identificados anteriormente en laboratorios. Para el presente trabajo se usaron los espectros calibrados que se encuentran en el sitio web del OAN-SPM: [http : //www.astrossp.unam.mx/indexspm.html](http://www.astrossp.unam.mx/indexspm.html).

Siguiendo el procedimiento estándar de reducción de datos espectroscópicos de rendija larga de IRAF (<http://www.noao.edu>), los arcos de comparación se calibran hasta obtener las líneas rectas y una dispersión uniforme. Posteriormente, esa calibración es aplicada a los espectros del objeto a los cuales se les hace el proceso de resta del cielo, para finalmente recortar cada sección espectral y transformar el eje de las abscisas de longitud de onda a velocidad, basado en los valores de $H\alpha$ (6562.77 Å), $[O III]$ (5006.84 Å) y $[N II]$ (6583.4 Å) (Zhang & Liu, 2003). Estas secciones de espectro, calibradas en km s^{-1} y arcsec, corresponden a los diagramas Posición-Velocidad (PV) que aparecen en el siguiente capítulo.

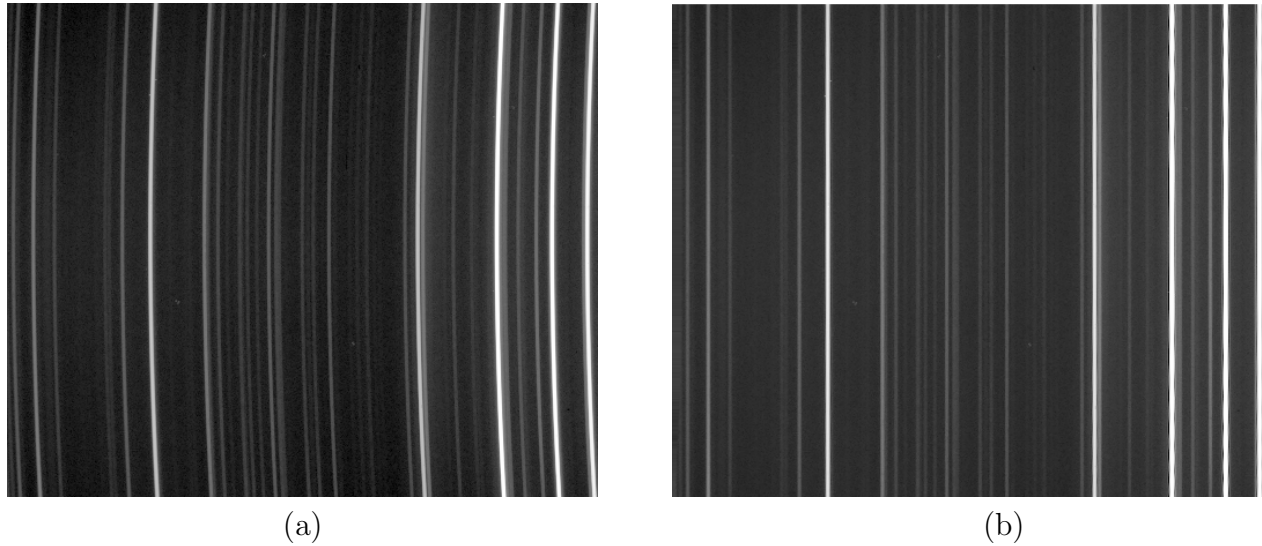
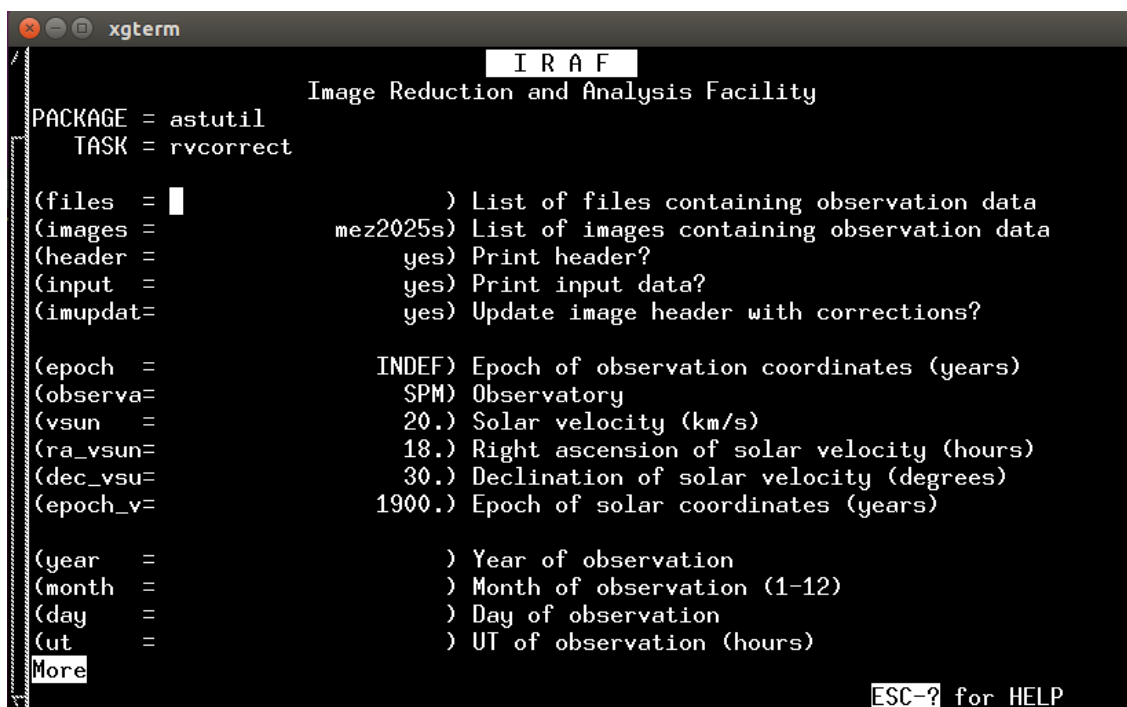


Figura 3.12: (a) En esta figura se observa el arco de comparación sin calibrar. (b) Mientras que en esta figura se presenta el arco de comparación ya calibrado.

3.2.6. Reducción de datos

Para el tratamiento de los datos se utilizó el software IRAF. Dicho software nos ayudó para recortar los bordes de las imágenes y hacer la resta del bias a nuestros datos. También lo utilizamos para la calibrar nuestros arcos de comparación, así como tener calibrados nuestros espectros en longitud de onda y recortarlos al tamaño deseado para poder realizar los diagramas posición-velocidad. Gracias a la información que contiene IRAF y a los encabezados (*header*) que tiene cada imagen nos apoyamos para el cálculo de la velocidad sistémica utilizando la tarea “rvcorrect” la cual se muestra en la Figura 3.13.



```
xterm
I R A F
Image Reduction and Analysis Facility
PACKAGE = astutil
TASK = rvcorrect
(files = ) List of files containing observation data
(images = mez2025s) List of images containing observation data
(header = yes) Print header?
(input = yes) Print input data?
(imupdat= yes) Update image header with corrections?
(epoch = INDEF) Epoch of observation coordinates (years)
(observa= SPM) Observatory
(vsun = 20.) Solar velocity (km/s)
(ra_vsun= 18.) Right ascension of solar velocity (hours)
(dec_vsu= 30.) Declination of solar velocity (degrees)
(epoch_v= 1900.) Epoch of solar coordinates (years)
(year = ) Year of observation
(month = ) Month of observation (1-12)
(day = ) Day of observation
(ut = ) UT of observation (hours)
More
ESC-? for HELP
```

Figura 3.13: Imagen ilustrativa de la tarea “rvcorrect” con los parámetros a modificar.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Velocidad sistémica de NGC 2371

Utilizando el procedimiento descrito en la sección 2.3.5 para el cálculo de la velocidad sistémica de NGC 2371, se obtuvo un valor para la velocidad sistémica de $v_{sys}^{LSR}=17 \text{ km s}^{-1}$, a partir del espectro H (con el filtro de [N II] correspondiente a la Figura 4.1), el cual consideramos como el más limpio y menos susceptible a confusiones para obtener este parámetro específicamente. En la siguiente sección se muestran todos los espectros estudiados.

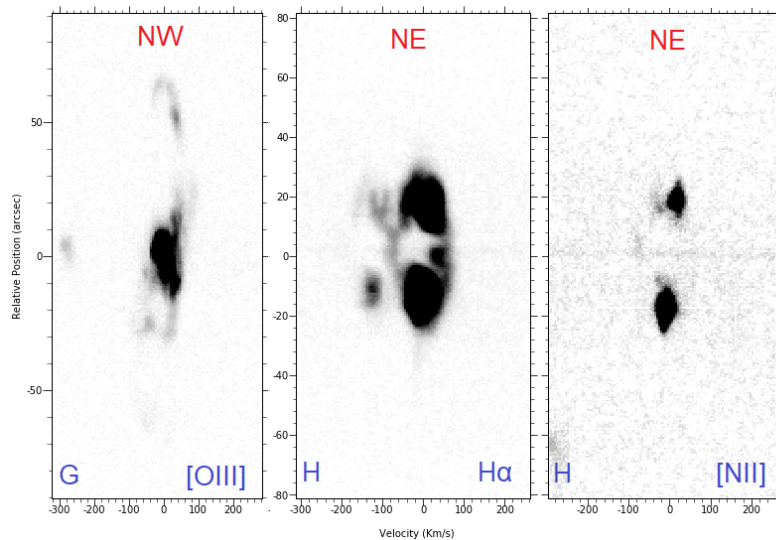


Figura 4.1: Diagramas P-V de las rendijas G y H respectivamente, en el caso de H es la misma rendija, sólo que en otro filtro, como se indica en la Figura.

Como se menciona anteriormente, utilizamos es espectro H con el filtro de [N II] ya que se intentó calcular la velocidad sistémica con otros espectros pero mostraban emisión no uniforme, esto posiblemente porque en la línea de visión hay algún grupo que desvía la simetría en las velocidades e impide obtener un velocidad sistémica confiable, por esta razón utilizamos la de los nudos.

En la Figura 4.1 aparecen los espectros calibrados de las rendijas G y H mostrando distintas líneas espectrales. En particular, la rendija H pasa por la estrella central, y puede notarse que para el caso de $H\alpha$, existe una estructura cuya emisión nos impide obtener con certeza la velocidad sistémica, tal como lo mencionamos en el último párrafo de la sección 2.3.5. En este caso, usaremos la emisión de las condensaciones en [N II] para obtener las longitudes de onda correspondientes, a partir de las cuales obtendremos una velocidad sistémica.

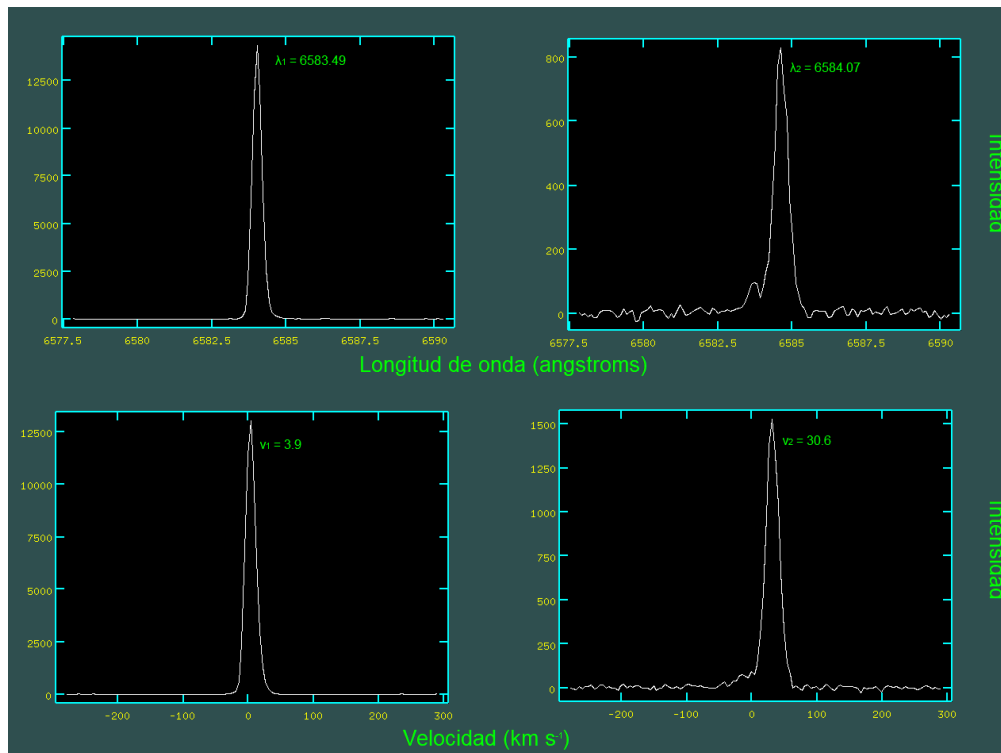


Figura 4.2: Imagen ilustrativa de la obtención de la velocidad sistémica.

En la Figura 4.2 se observa la representación gráfica de cómo se obtuvo la velocidad sistémica haciendo uso de las ecuaciones planteadas en la sección 2.3.5.

4.2. Diagramas Posición-Velocidad

Para cada uno de los nueve espectros que se obtuvieron de todas las temporadas de observación, se hizo su respectivo diagrama de Posición-Velocidad (PV), utilizando Python y las rutinas Frame Go Tools V. 1.0 (Gómez et al. 2019 en preparación), las cuales producen un diagrama PV a partir de la sección de un espectro calibrado en longitud de onda. También puede agregar la corrección por la velocidad sistémica.

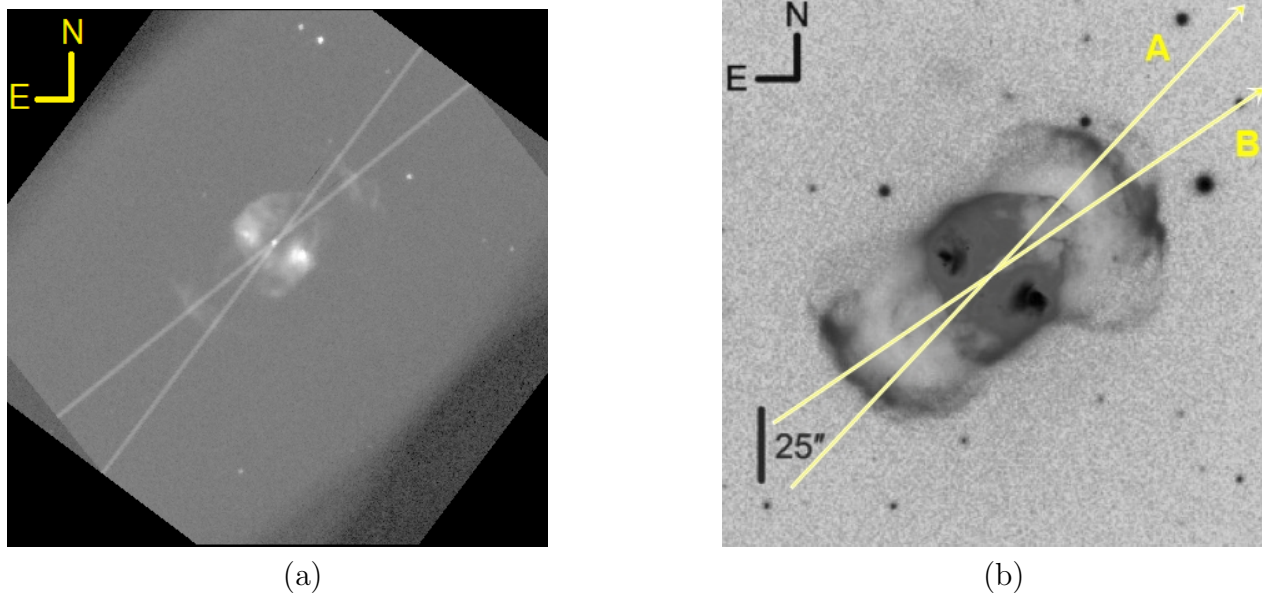


Figura 4.3: (a) Imagen de NGC 2371 tomada con el telescopio de 2.12 m en el OAN-SPM. (b) Posición de las rendijas correspondientes a la temporada de observación de febrero del 2005. Para la rendija A con un PA de -40° y para la rendija B de -54° .

Observando la Figura 4.3, vemos que las rendijas pasan por la estrella central, por lo que en los espectros de la Figura 4.4 vemos el continuo de ésta en donde colocamos el valor cero en posición relativa. Además, ambos espectros tienen cierta similitud, esto se debe a que los dos pasan por las tres estructuras que se aprecian de NGC 2371, la cáscara elipsoidal y las dos cáscaras al NW y al SE de ésta. También vemos que tienen cierta simetría puntual y que las estructuras están formadas por condensaciones o nódulos brillantes que en la sección central presentan un desdoblamiento de línea espectral de aproximadamente $\pm 60 \text{ km s}^{-1}$. Es muy notorio en ambos espectros que alrededor de las posiciones -70 y $+70$ arcsec se forman unos “ganchos” relacionados con los bordes de la nebulosa en [O III], a lo largo de esas rendijas.

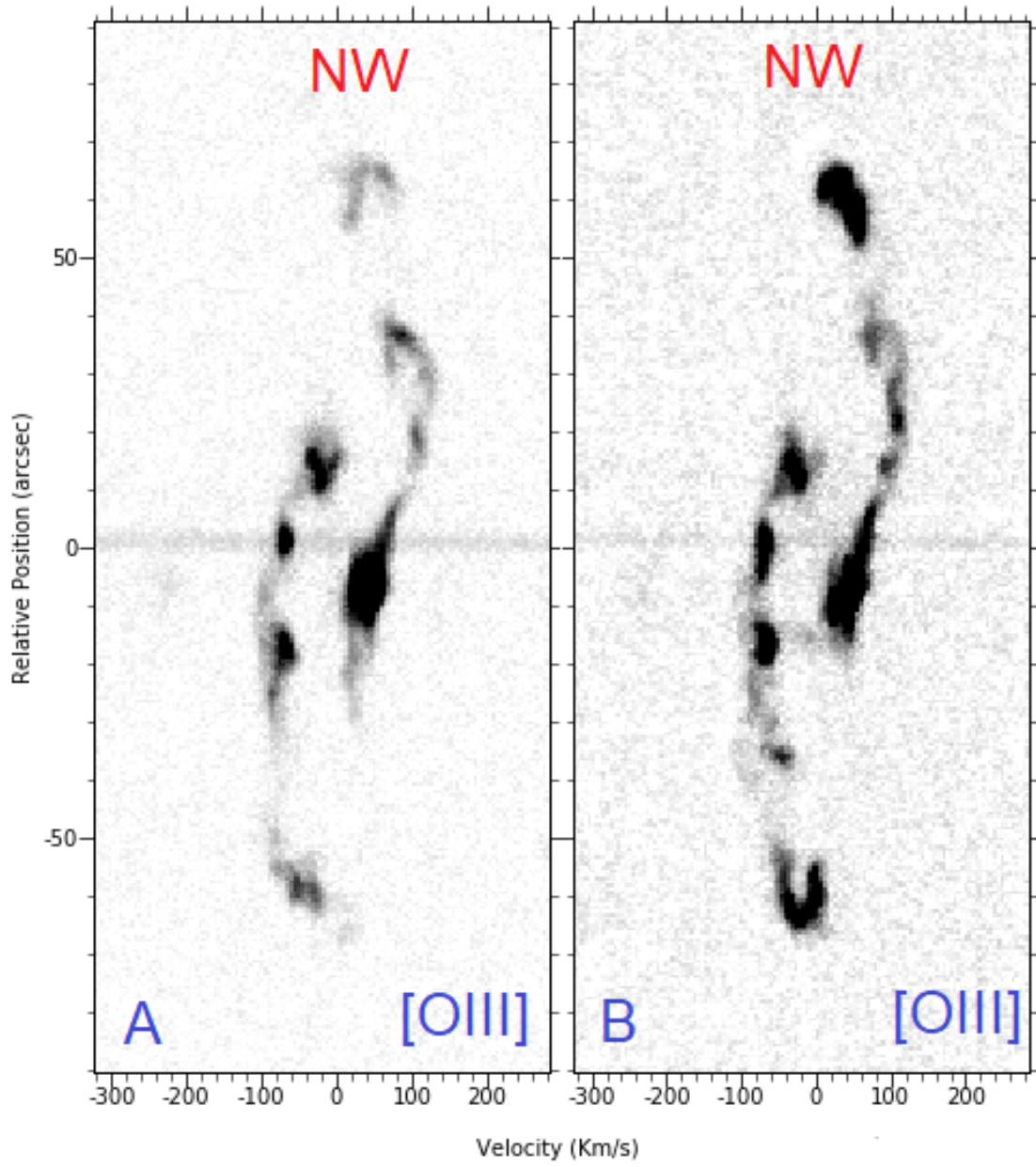


Figura 4.4: Diagramas P-V de las rendijas A y B respectivamente.

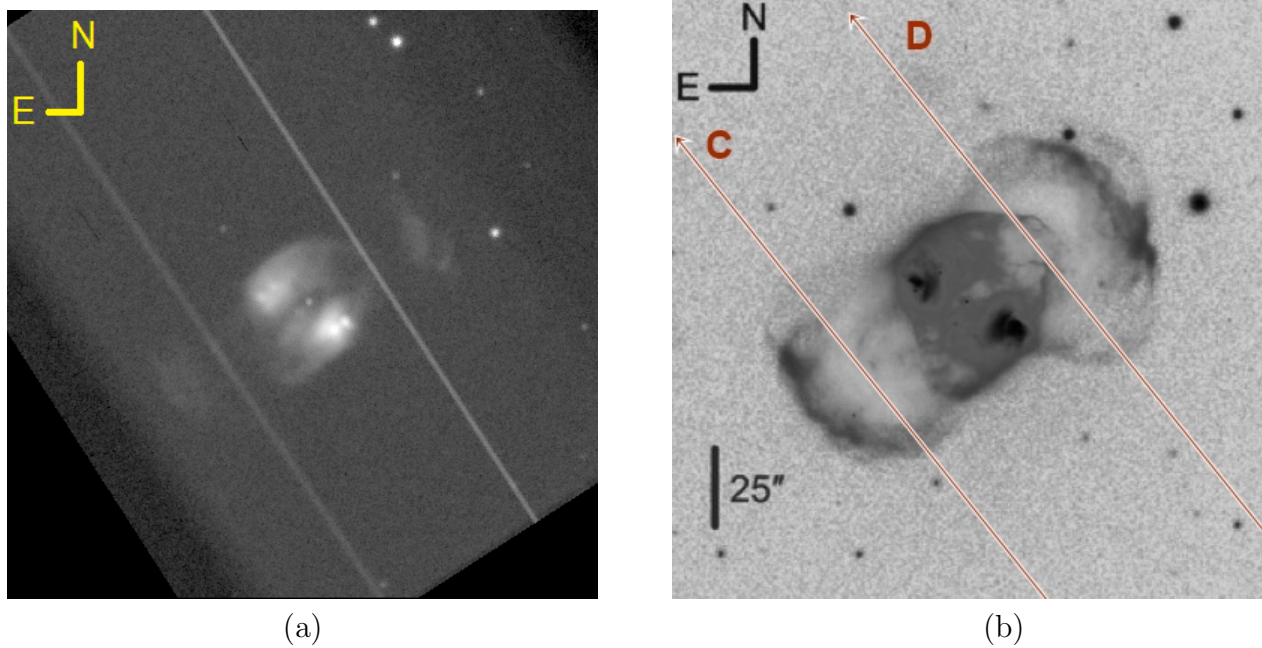


Figura 4.5: (a) Imagen de NGC 2371 tomada con el telescopio de 2.12 m en el OAN-SPM. (b) Posición de las rendijas correspondientes a la temporada de observación de diciembre del 2005. Ambas rendijas (C y D) con un PA de $+35^\circ$.

En la Figura 4.5 vemos que las rendijas pasan por lo que parece ser la intersección de las cáscaras externas con la cáscara elipsoidal. En la Figura 4.6 para el espectro que corresponde a la rendija C vemos que la estructura alcanza velocidades de aproximadamente 100 km s^{-1} hacia un corrimiento al azul, mientras que para el espectro que corresponde a la rendija D la estructura tiene una velocidad de hasta aproximadamente 90 km s^{-1} con corrimiento hacia el rojo.

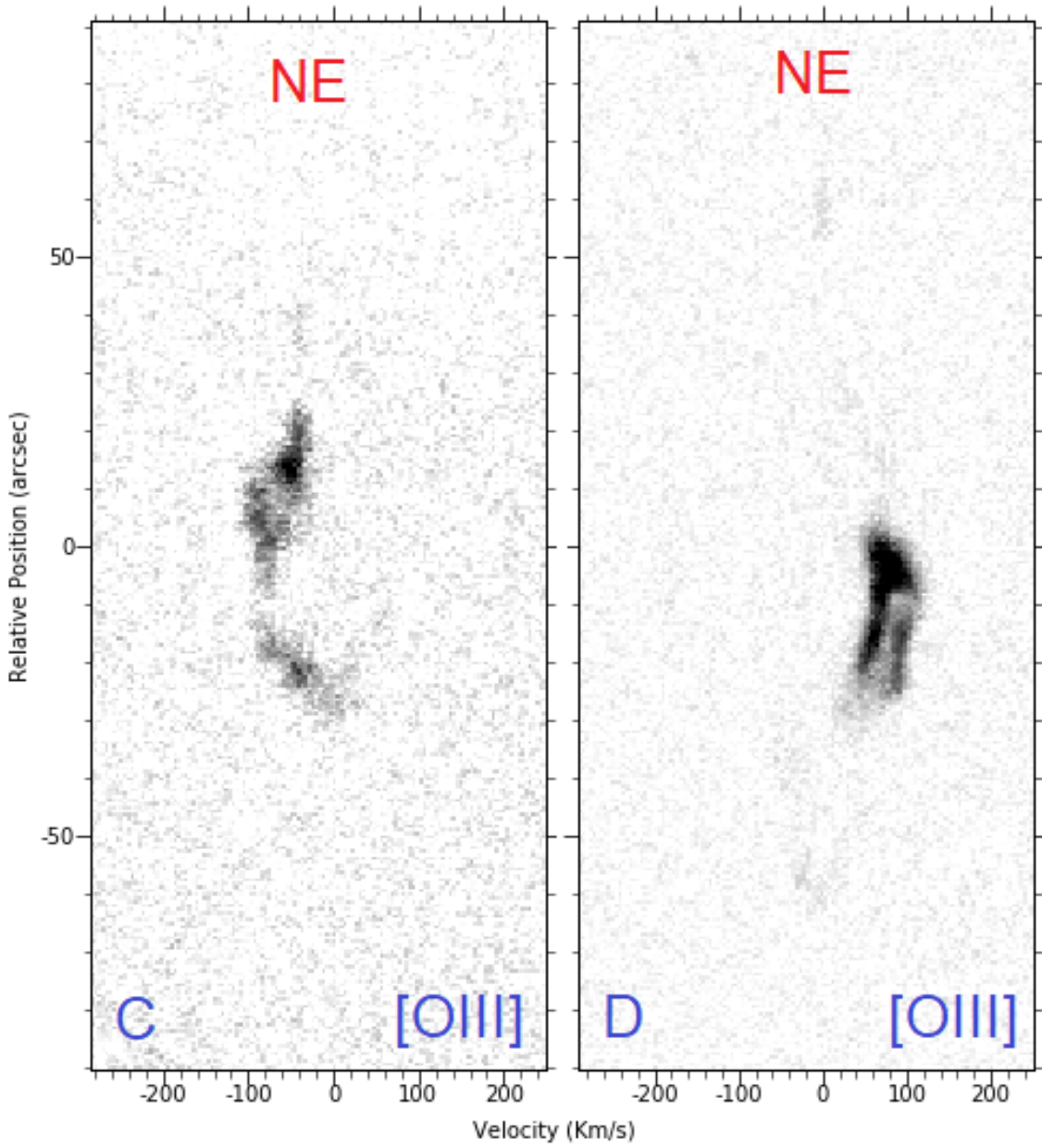


Figura 4.6: Diagramas P-V de las rendijas C y D respectivamente.

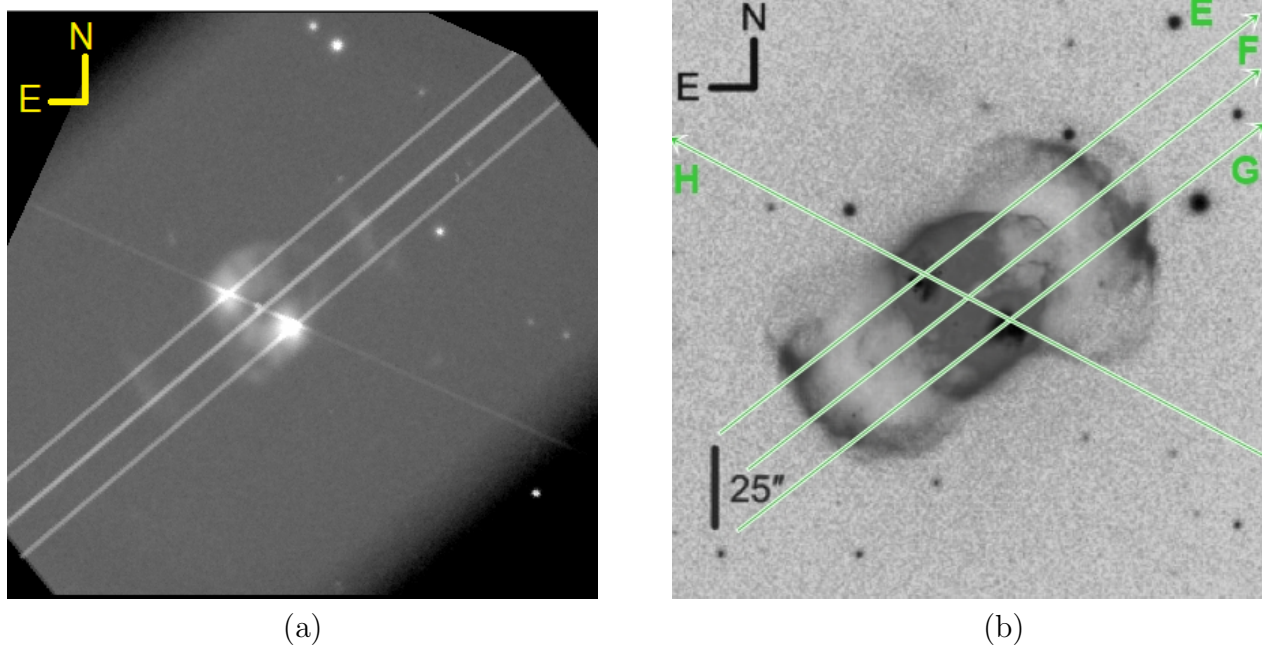


Figura 4.7: (a) Imagen de NGC 2371 tomada con el telescopio de 2.12m en el OAN-SPM. (b) Posición de las rendijas correspondientes a la temporada de observación de febrero del 2009. Con un PA de -54° para las rendijas E, F y G, y la rendija H con un PA de $+63^\circ$.

De la Figura 4.7 podemos observar que dos rendijas pasan por las condensaciones más brillantes (E y G) de NGC 2371, mientras que F pasa por la estrella central y H pasa tanto por la estrella central como por ambas condensaciones brillantes.

En la Figura 4.8 el espectro correspondiente a la rendija E vemos que tiene un patrón similar a los espectros de la Figura 4.4, esto debido a que además de pasar por una de estas condensaciones brillantes, igualmente toca las otras regiones que no pertenecen a la estructura elipsoidal, apareciendo estas estructuras con forma de “ganchos”.

En el caso de la rendija F tenemos dos casos, uno con el filtro de $H\alpha$ y otro con el filtro de $[O III]$, no se presenta el espectro en $[N II]$ ya que no se observaba nada en ese filtro, por esta razón sólo se reporta el espectro en $H\alpha$. El espectro en $[O III]$ tiene mucha similitud con el espectro B ya que aparentemente pasa por casi las mismas regiones, pero en el caso de F con el filtro de $H\alpha$ vemos con mayor definición los nudos alrededor de la estrella central, estas con velocidades de aproximadamente 40 km s^{-1} corrida hacia el azul y $+40 \text{ km s}^{-1}$ corrida hacia el rojo.

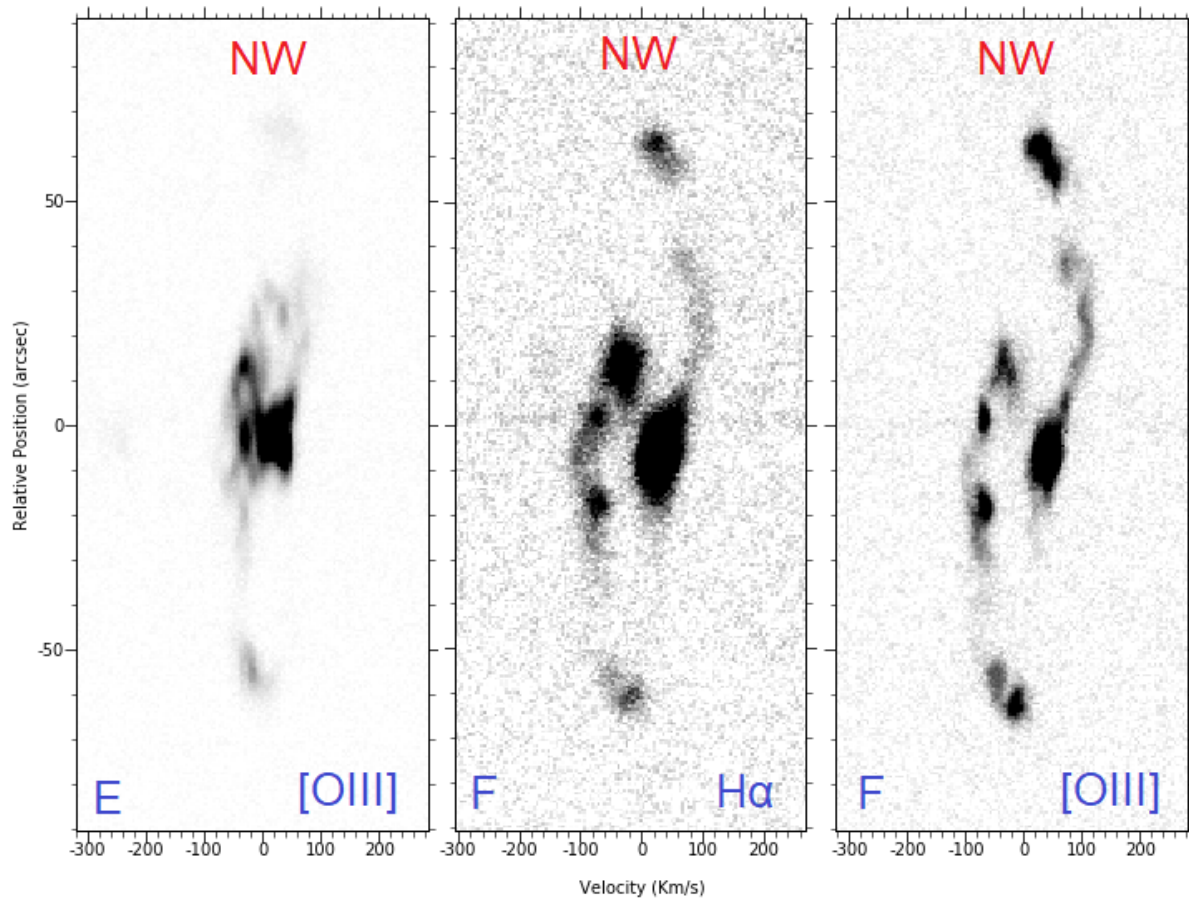


Figura 4.8: Diagramas P-V de las rendijas E y F respectivamente, en el caso de F es la misma rendija, sólo que en otro filtro como se indica en la Figura.

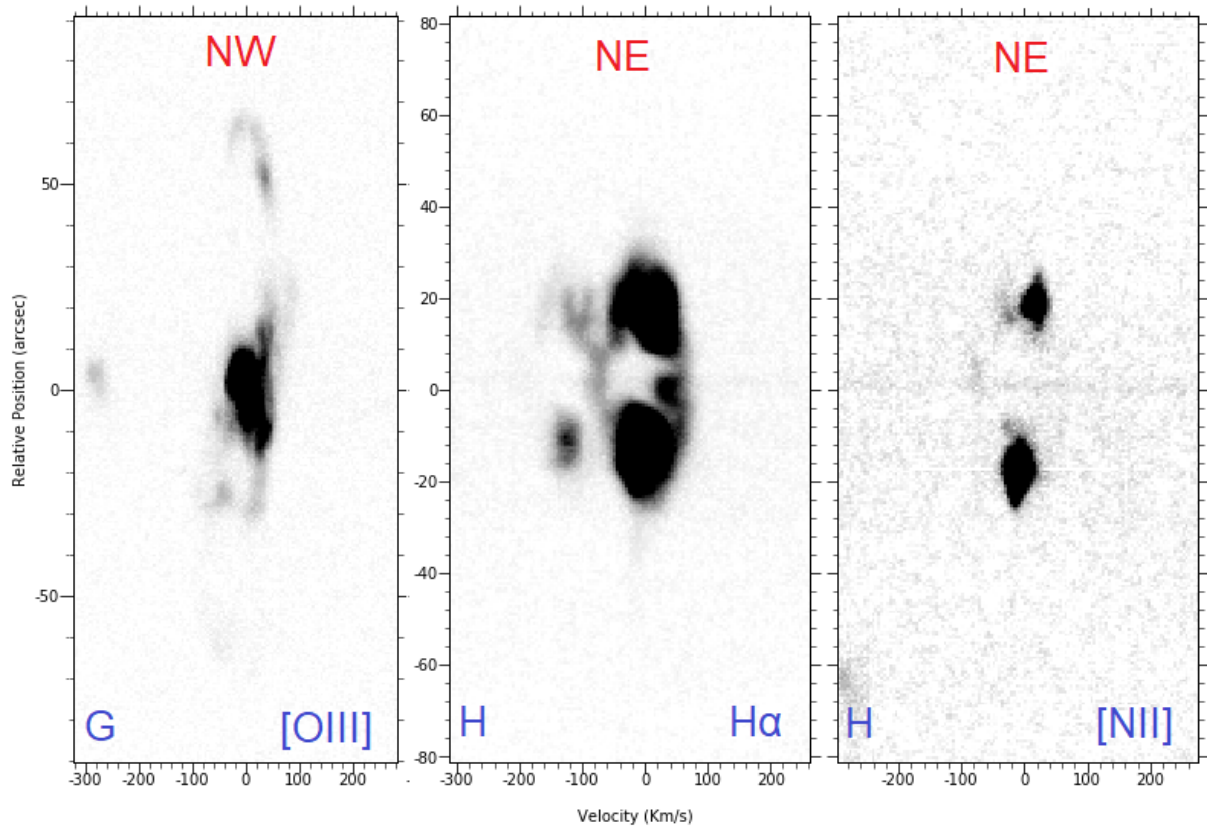


Figura 4.9: Diagramas P-V de las rendijas G y H respectivamente, en el caso de H es la misma rendija, sólo que en otro filtro como se indica en la Figura.

En el caso de la Figura 4.9, el espectro que corresponde a la rendija G es un caso similar al del espectro E, se aprecian un poco los “ganchos” y en su centro hay una mayor concentración, estos debido a que ambos pasan por las zonas donde se ve una mayor condensación.

Para el espectro correspondiente a la rendija H vemos que pasa por las dos condensaciones brillantes y además por la estrella central, tenemos el espectro H que está en el filtro de $H\alpha$ y se observa por todas las estructuras que pasa esta rendija con menos definición, pero en el caso de H (con el filtro $[N II]$) tenemos aislados solamente a las condensaciones más brillantes ya que tienen una mayor emisión en la línea de $[N II]\lambda 6583\text{\AA}$, la condensación superior con una velocidad aproximada de $+40 \text{ km s}^{-1}$ con un corrimiento hacia el rojo, mientras que la condensación inferior con una velocidad aproximada de 40 km s^{-1} hacia el azul.

Las líneas desdobladas indican movimientos de expansión, así como los centroides de cada sección de la línea, ya sea al rojo o al azul están indicando que esa parte de la nebulosa tiene una tendencia a alejarse o acercarse respectivamente a la estrella central.

Capítulo 5

Discusión

5.1. Estructura morfocinemática de NGC 2371

Analizando la Figura 1.15 y 1.16, tenemos que es evidente una estructura principal dentro de la cual se encuentra la estrella central. Podemos decir que esta estructura tiene una forma de elipse la cual se aprecia en la Figura 5.1 (de color rosa), también se pueden ubicar fácilmente dos nudos más brillantes, dispuestos en lados opuestos de la estrella a una distancia de 7 arcsec con un PA de +63. En la Figura 5.2 podemos observar que dichos nudos tienen una fuerte emisión en [N II] y en [S II].

En la región NW de la estructura principal se aprecia otra estructura con aparente interacción y que a simple vista podríamos decir que también tiene una forma de elipse. Por otra parte, en la región SE de la estructura principal se observa otra estructura similar a la del NW aunque un poco más pequeña.

De forma general, las estructuras en los extremos no se aprecian tan bien definidas como la estructura central, pero de manera marginal se puede apreciar una forma elíptica para ambas, en ambos casos casi perpendiculares a la elipse central, como se muestra en la Figura 5.1, siendo las estructuras en verde y blanco. Cabe notar que la estructura elíptica que se encuentra hacia el NW es aproximadamente un 20% mayor que la estructura del SE.

Para el modelo que propondremos se intentará ajustar un sistema con varias estructuras (las principales) en expansión con una simetría definida (como se menciona anteriormente, elíptica) y usaremos Shape para ayudarnos a encontrar el modelo que describa mejor a los espectros de las observaciones.

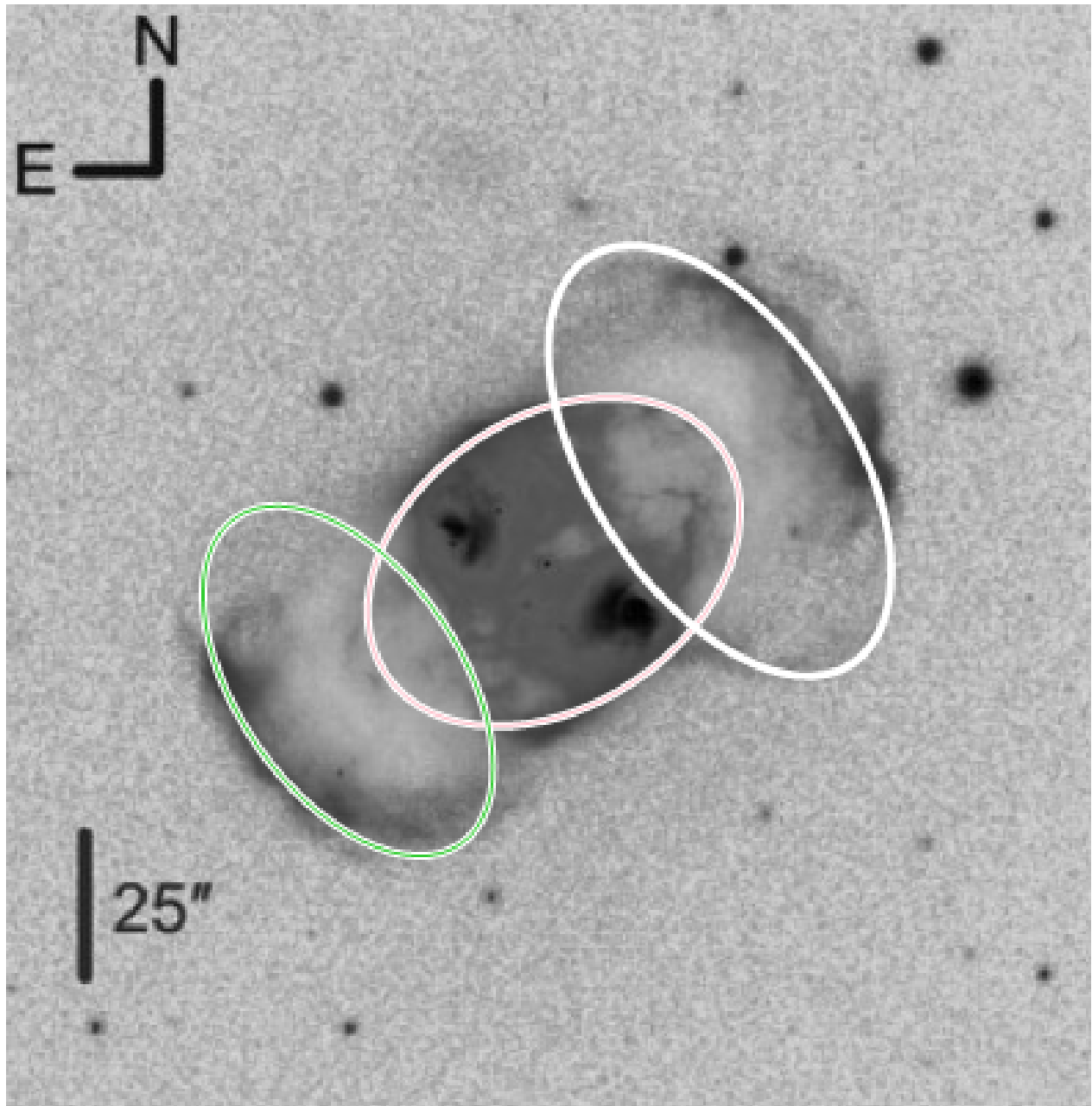


Figura 5.1: Dibujo ilustrativo de las estructuras principales que pensamos modelar para NGC 2371.

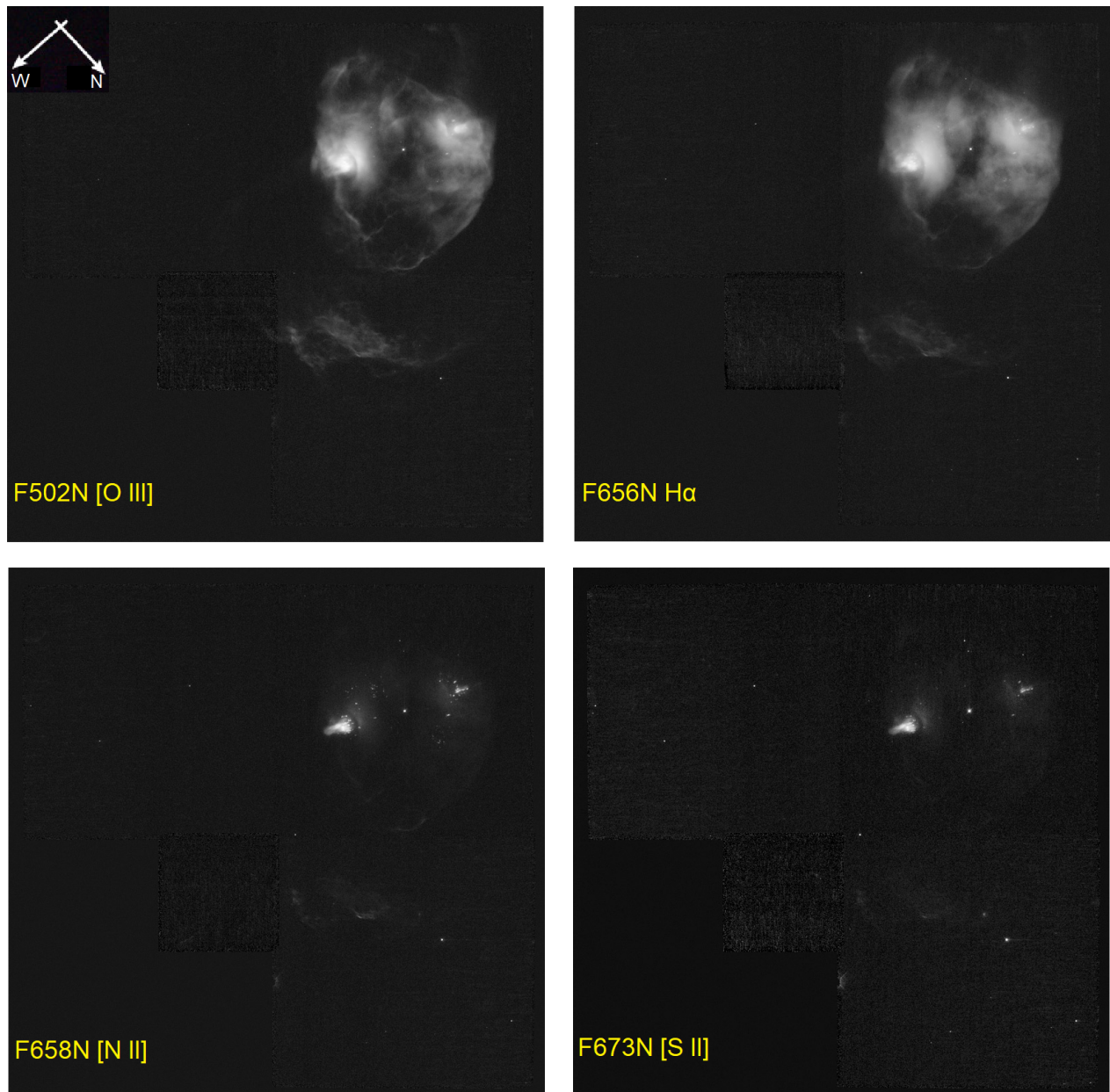


Figura 5.2: Imagen que sirve de ilustración para ver a NGC 2371 en los distintos filtros del HST. Imagen tomada de <http://heritage.stsci.edu/2008/13/original.html>

5.2. Modelado de una NP

Para realizar el modelo utilizamos el software Shape en su versión 5.0, esta herramienta ya se ha utilizado con éxito en varios proyectos de investigación en astrofísica (Steffen et al., 2011). Este programa permite al usuario crear modelos interactivos tridimensionales de NPs y hacer una comparación directa de la predicción del modelo con los datos observacionales. Los parámetros del modelo pueden irse mejorando automáticamente para adaptarse a las observaciones. Shape permite al usuario crear distintos tipos de figuras geométricas, elegir leyes de velocidades homólogas, variar ángulos, elegir la densidad de las estructuras, entre muchas otras cosas¹.

Para nuestro caso en específico, dado que sabemos que una NP es prácticamente un cascarón en expansión empezamos con una esfera como modelo principal para nuestra NP. Después pasamos a deformar el tamaño para que sea un esferoide, ya con esto definido se pasa una rendija en la zona de interés y se establece un ángulo de posición (PA) para alinear el objeto propuesto como se muestra en la Figura 5.3. También hay que establecer una ley homóloga de velocidades, lo que significa que la velocidad dependa de la distancia, esto para hacer que nuestro objeto propuesto tenga una expansión sin deformación. Dentro del proceso interactivo de proponer una ley de velocidades para las estructuras, utilizamos una ley de velocidades homóloga (tipo Hubble), $v_r \propto r$, en donde r es la distancia de la región de interés de la nebulosa a la estrella central. Esas distancias y velocidades son reales. Al proponerlas en el modelo, se busca una única constante de proporcionalidad que haga coincidir la proyección en el plano del cielo de la estructura propuesta con la imagen, y simultáneamente su diagrama PV con el espectro (Bermúdez, 2016).

Seguidamente se empieza a variar el ángulo de inclinación, mientras éste se va variando también hay que estar compilando el programa para ver cómo se va generando el espectro del modelo y poderlo comparar con el de la observación. Debido a que el hecho de variar el ángulo de inclinación vamos perdiendo el tamaño inicial que creíamos podría haber tenido la estructura propuesta, al momento de que inclinas el esferoide debes hacer que crezca (Figura 5.4), este es un proceso interactivo e iterativo, ya que conforme vas variando cualquier parámetro de la estructura que tienes, debes de ir compilando hasta que coincidan observación y modelo. Una vez que el modelo se asemeja a tu observación detienes el proceso, como se

¹Este software se puede descargar desde su sitio oficial: <http://www.astrosen.unam.mx/shape/v4/whyshape.html>. En este enlace también encontraremos manuales y tutoriales de Shape.

menciona en un inicio, primero se parte de una esfera, y vas jugando con ciertos parámetros para ver que forma tiene de manera general, como un solo esferoide no replicaba exactamente las observaciones, este modelo es descartado pero no desechado, ya que de aquí podemos partir y ver que otras estructuras puede tener nuestra NP.

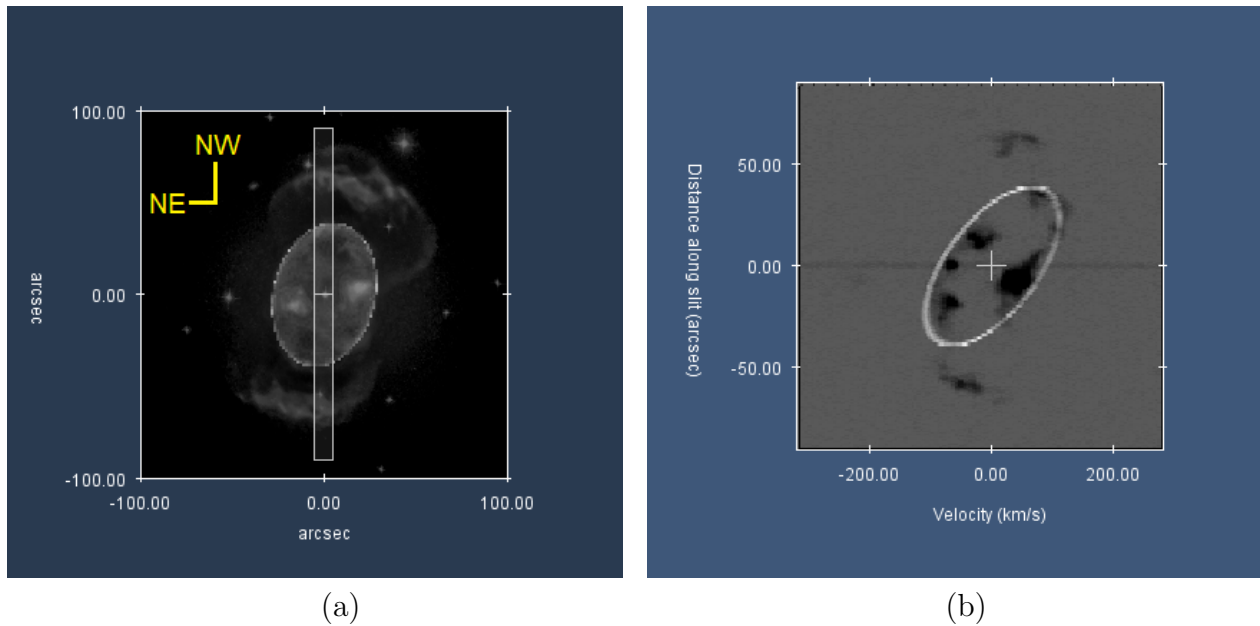


Figura 5.3: Imagen ilustrativa de cómo se fue generando el modelo a partir de un cascarón esférico hasta deformarlo en un elipsoide. (a) NGC 2371 con la rendija correspondiente de la observación. (b) Espectro resultante de la rendija del modelo comparado con el espectro de la observación .

Posteriormente lo que queríamos modelar eran dos estructuras que pensamos interactúan con la primera estructura que proponemos, una estructura al oeste y otra al este. Partiendo del mismo principio de un cascarón en expansión, estas dos estructuras se proponen del mismo modo que la primera, igualmente, le asignamos un tamaño inicial, una ley de velocidades, un PA y un ángulo de inclinación, igualmente vamos compilando el programa, y comparamos observación con modelo. Como ahora ya estamos modelando tres estructuras, vamos a ver más resultados en nuestro espectro resultante, esto implicará que como hay interacción entre las tres estructuras lo que teníamos y pensábamos de la primer estructura propuesta ya no se cumpla, entonces tenemos que ir adecuando nuevamente los parámetros que en un inicio habíamos definido.

Durante este proceso ya habiendo propuesto las tres estructuras principales, lo que más tiempo toma es irle dando nueva forma a cada estructura, al inicio uno propone esferas,

conforme compilas vas descubriendo que la morfología es más compleja que eso. Entonces, si sabes aproximadamente cuántas estructuras a grosso modo tiene tu objeto, puedes proponerlas desde un inicio (como cascarones en expansión) y de ahí ver que tan complejas son e ir las adecuando a la observación.

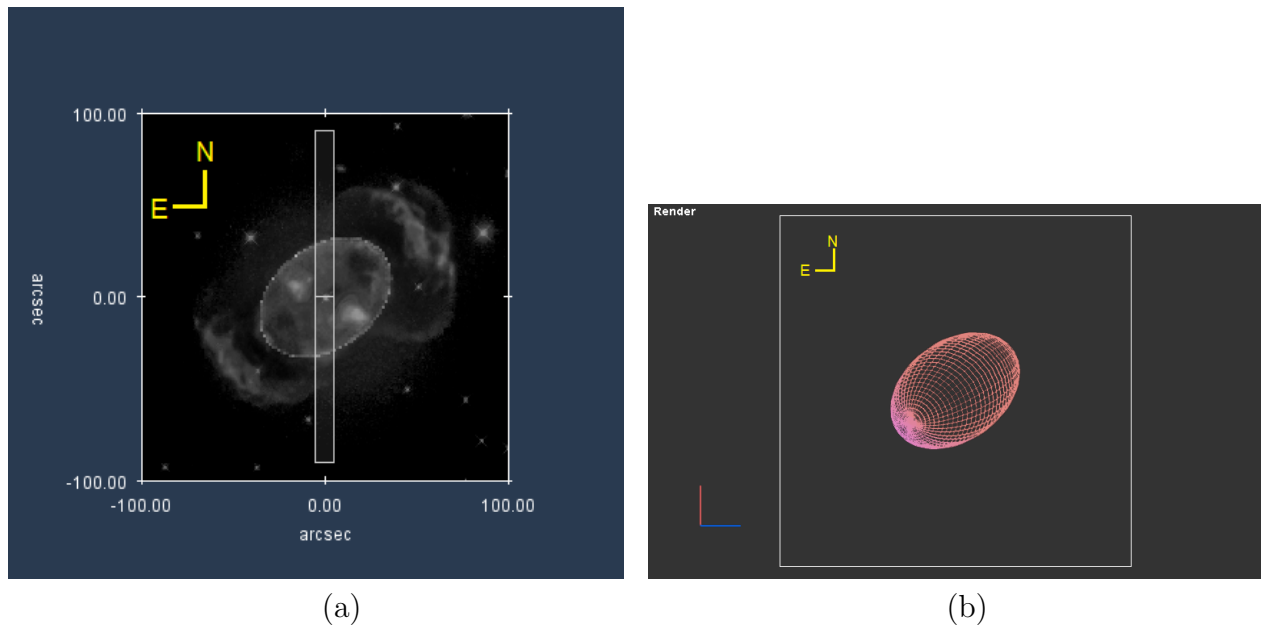


Figura 5.4: Imagen ilustrativa de cómo se fue generando el modelo a partir de un cascarón esférico hasta deformarlo en un elipsoide. (a) NGC 2371 con la rendija correspondiente de la observación. (b) Se muestra lo que se tenía en un inicio del modelo. Se anexan estas imágenes para demostrar que ambas tienen la misma orientación y dar una mejor visualización de cómo se iba produciendo el modelo.

Una vez pensando que las estructuras anteriormente mencionadas cumplían de cierto modo las observaciones pasamos a proponer las zonas con mayor condensación alrededor de la estrella central, lo que nosotros pensamos son los nudos. Para modelarlos partimos de esferas, esto para fines prácticos en un inicio, ya que sabemos que no son cascarones. Se les dieron sus parámetros: tamaños, PA, ley de velocidades, ángulo de inclinación, etc. Y pasamos a compilar el modelo, aquí vemos ahora el resultado de la interacción de todas las estructuras, pero como pensábamos los nudos no son lo que esperábamos en el espectro, por lo tanto, deformamos su geometría, proponiendo en un inicio algo como una semiesfera, intentando simular lo que es la eyección de material desde la estrella central.

Hasta este punto pensábamos que ya teníamos lo que creíamos era un modelo general,

había cierta coincidencia con el modelo y las observaciones, pero era claro que aún faltaba más. Por lo tanto, el modelo no se descarta, se sigue trabajando en él y haciendo modificaciones para llegar a un mejor resultado. Es por eso que ahora a las otras dos estructuras (oeste y este) se les varía el ángulo θ , esto tendrá como resultado que ya no sean dos elipsoides oblatos completos, si no que estarán truncadas. Volviendo hacer la compilación del modelo vemos que ha mejorado bastante desde el punto de partida.

Con esto ya tenemos un modelo general de lo que se propone para NGC 2371. Cabe aclarar que este es un proceso tardado, ya que cada variación en cada estructura cambia el espectro resultante, y el anexar una estructura más puede variarte lo que en un inicio propusiste y te parecía un resultado aceptable.

5.3. Modelo

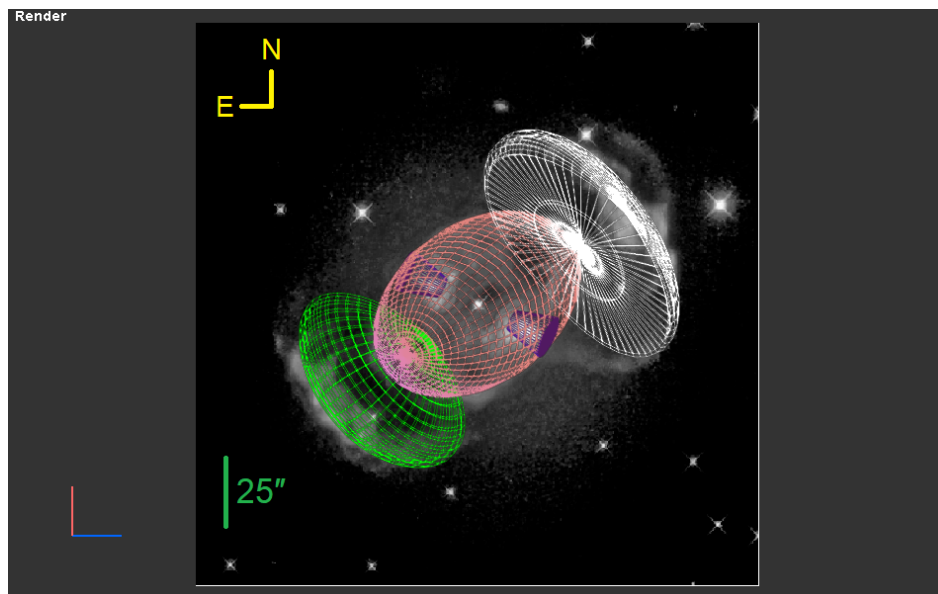


Figura 5.5: En esta imagen observamos de fondo a NGC 2371 y sobrepuesto el modelo que se propone para estudiar su estructura morfocinemática.

Después de probar distintas formas, tamaños y leyes de velocidad (homólogas) para cada estructura, interactiva e iterativamente el resultado que se obtuvo es una estructura central principal elipsoidal con un semieje menor y semieje mayor de 28 y 63 ± 2 arcsec respectivamente, con un ángulo de posición de $+126^\circ$ y un ángulo de inclinación de $+30^\circ$ respecto a la

línea de visión. En torno a la región ecuatorial de dicha estructura se modelan otras dos más, ambas con una forma elipsoidal oblatas y truncadas en el ángulo θ , una de ellas con un semieje menor y semieje mayor de 21 y 46 ± 2 arcsec respectivamente, con un ángulo de posición de -54° y un ángulo de inclinación de $+70^\circ$ respecto a la línea de visión. La otra estructura modelada tiene un semieje menor y semieje mayor de 21 y 38 ± 2 arcsec respectivamente, ésta con un ángulo de posición de -54° y un ángulo de inclinación de $+60^\circ$ respecto a la línea de visión.

En la Figura 5.5 se observa el modelo propuesto, sobre una imagen de fondo de NGC 2371. La estructura principal aparece en la Figura 5.6 en color rosa la cual se propone con una morfología elipsoidal (esferoide prolato), mientras que las estructuras color verde y blanco son las propuestas como elipsoides oblatos truncados. En la Figura 5.7 se puede observar a NGC 2371 visto desde distintos ángulos.

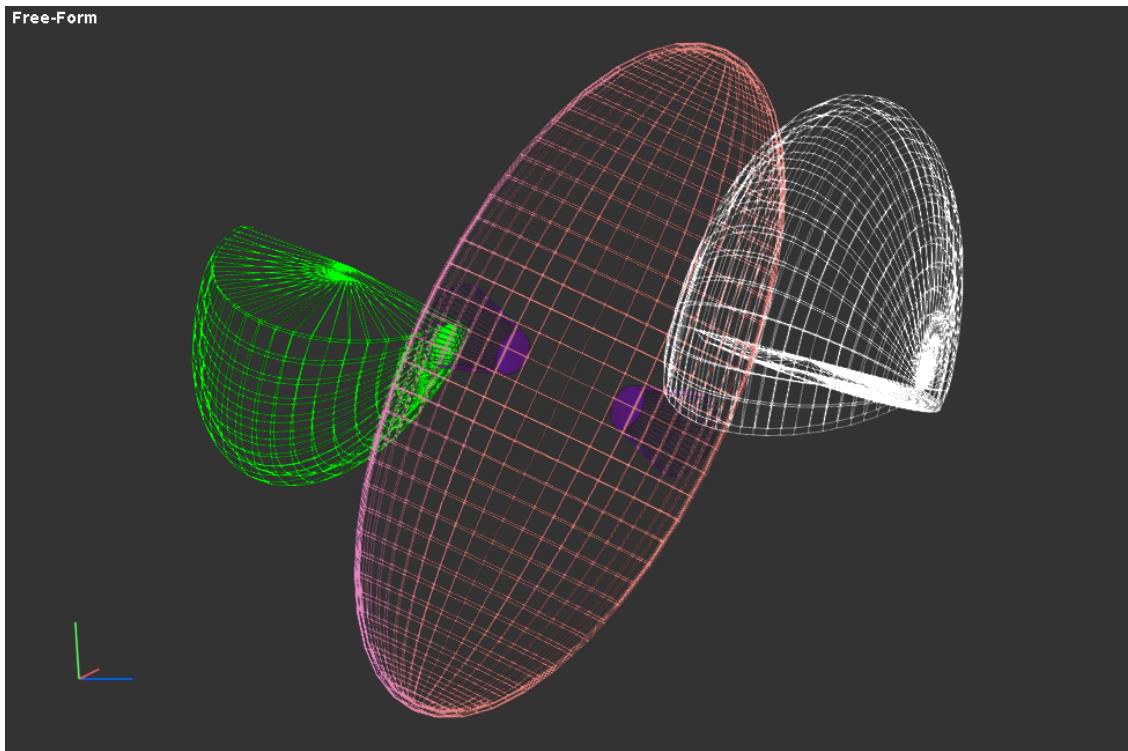


Figura 5.6: Modelo propuesto para NGC 2371, rotado en 3 dimensiones respecto a la orientación sobre el plano del cielo.

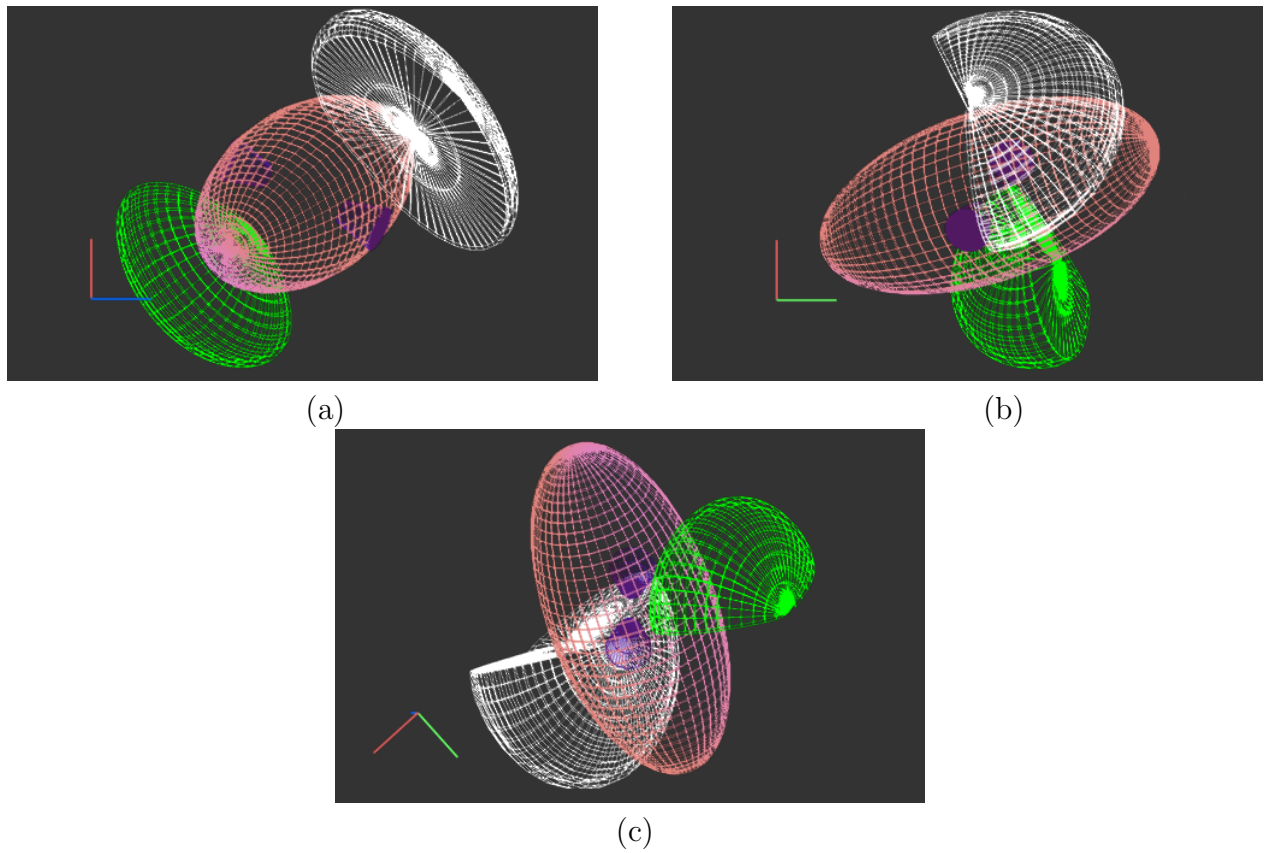


Figura 5.7: Se presenta, con fines ilustrativos, la rotación libre en ángulos aleatorios del modelo tridimensional final de NGC 2371, en el que se puede apreciar que las estructuras elipsoidales no están completas, sino más bien son semicascarones.

A continuación se presentan los diagramas P-V resultantes del modelo tridimensional propuesto, comparados con los espectros observados. Presentamos los resultados de este modo ya que Shape nos permite comparar uno a uno el paso de la rendija (la cual será la imagen de la izquierda, tal como se ve en el MEZCAL) con el espectro (el cual será la imagen de la derecha, tal como se ve en el MEZCAL). Aclarando que la parte de los espectros de la observación se mostrarán de color negro, mientras que el espectro resultado del modelo se presenta de color blanco, este último sobrepuesto en el espectro de la observación para poder realizar una mejor comparativa.

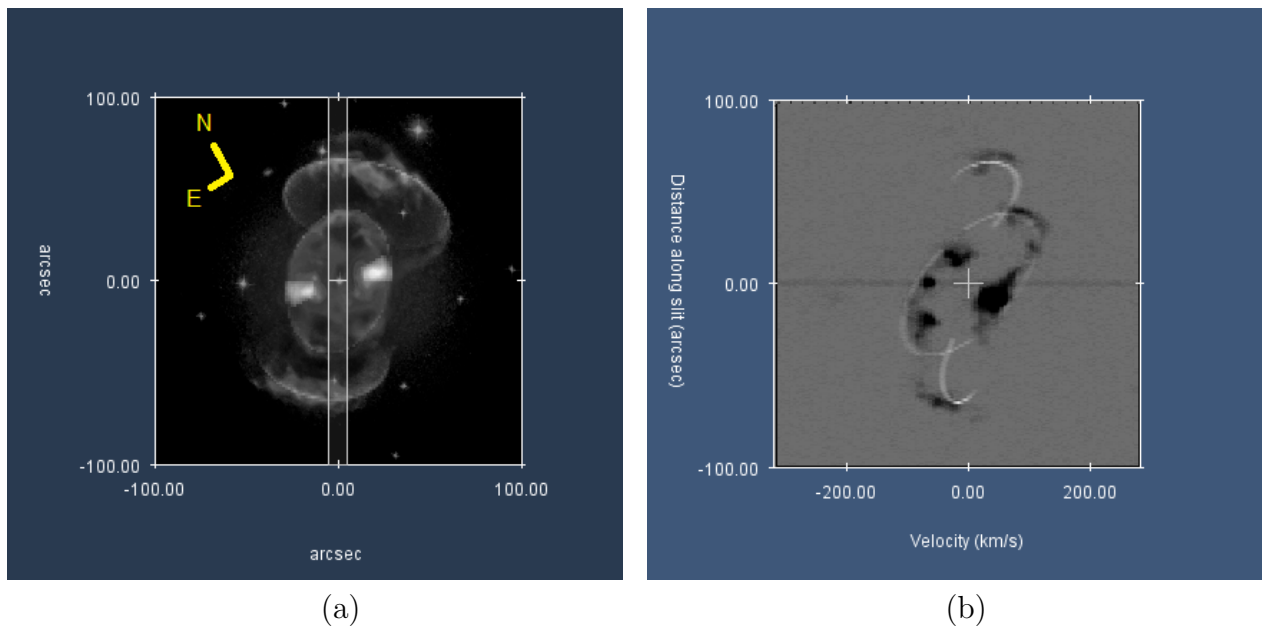


Figura 5.8: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija A del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija A comparado con el espectro de la observación .

En la Figura 5.8 se observa en (a) el modelo propuesto con la rendija A y en (b) se presenta el resultado del espectro de modelo comparado con el espectro obtenido respecto a la observación. Aquí se aprecia que la rendija pasa por la estrella central (esto refleja el continuo en el espectro) y además toca las 3 estructuras. Es claro ahora, que los ganchos que se mencionan anteriormente son debidos a las estructuras elipsoidales oblatas truncadas, y que no es una estructura plana como se pensaba (al momento de observar imágenes y no tener un modelo propuesto), si no que se puede ver que es una estructura bien definida. Además la rendija pasa por la estructura central principal, y en el espectro resultante del modelo se

ve claramente como coincide de manera general con el espectro de la observación.

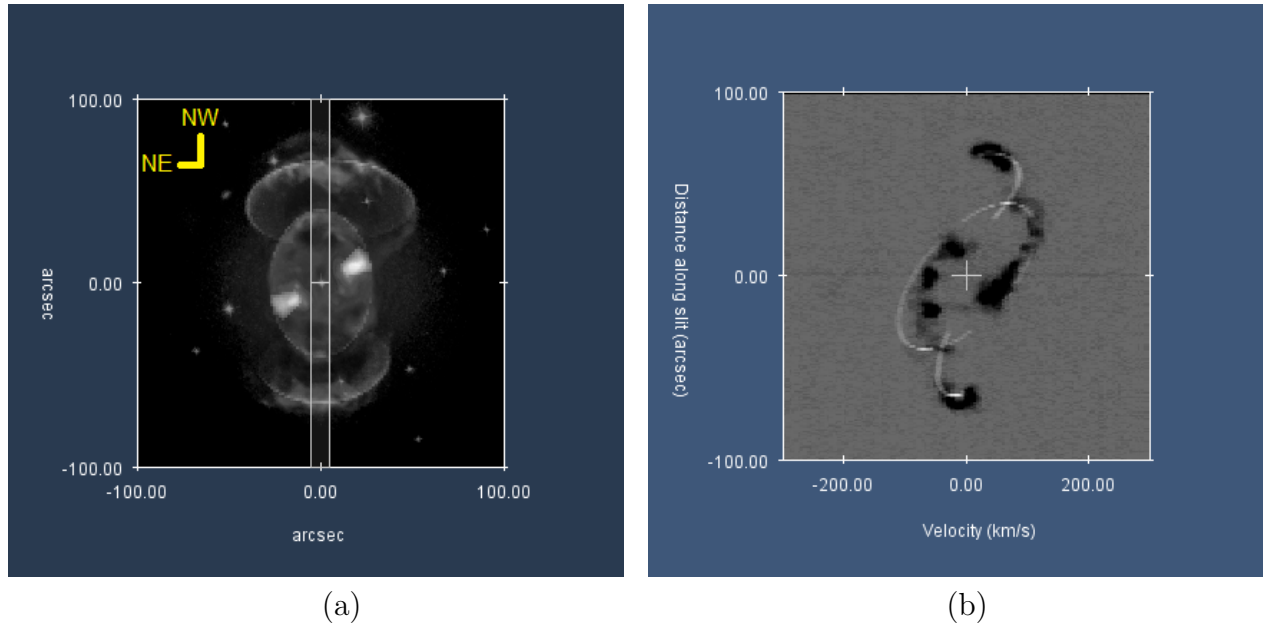


Figura 5.9: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija B del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija B comparado con el espectro de la observación .

El caso de la Figura 5.9 es similar al de la Figura 5.8, en cuanto a espectros se refiere, ya que aunque la rendija pasa por un ángulo de posición diferente (-40° para la rendija A y -54° para la rendija B) sigue tocando las tres estructuras que conforman a NGC 2371 y además pasa por la estrella central. El espectro de las observaciones y el espectro del modelo son muy similares. Lo que más resalta en esta rendija es que la estructura de los ganchos se ve mejor formada y que éstas se forman en los bordes de las estructuras elipsoidales oblatas truncadas que se proponen, teniendo un mejor resultado en esta rendija que en la anterior referente a la estructura de los ganchos y la similitud entre la observación. También resaltando que tanto la Figura 5.8 y 5.9 muestran un espectro típico de la expansión de una NP.

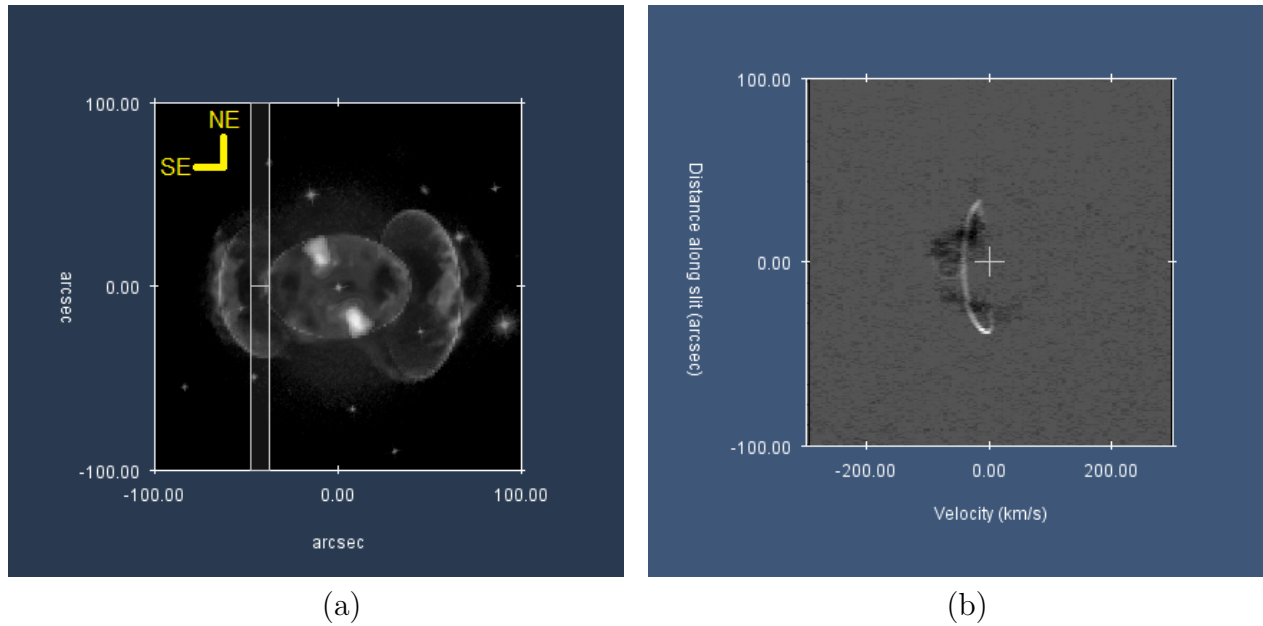


Figura 5.10: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija C del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija C comparado con el espectro de la observación .

En la Figura 5.10 se estudia el caso de la rendija C, la cual pasa por la estructura elipsoidal oblata truncada más pequeña (en adelante SE) y toca a la estructura central. En el espectro resultante del modelo se observa la estructura SE con una velocidad aproximadamente de 50 km s^{-1} con un corrimiento hacia el azul, pero además también se aprecia en el espectro la interacción con la estructura central con una velocidad de aproximadamente 100 km s^{-1} con un corrimiento hacia el azul, teniendo una similitud considerable entre modelo y observación.

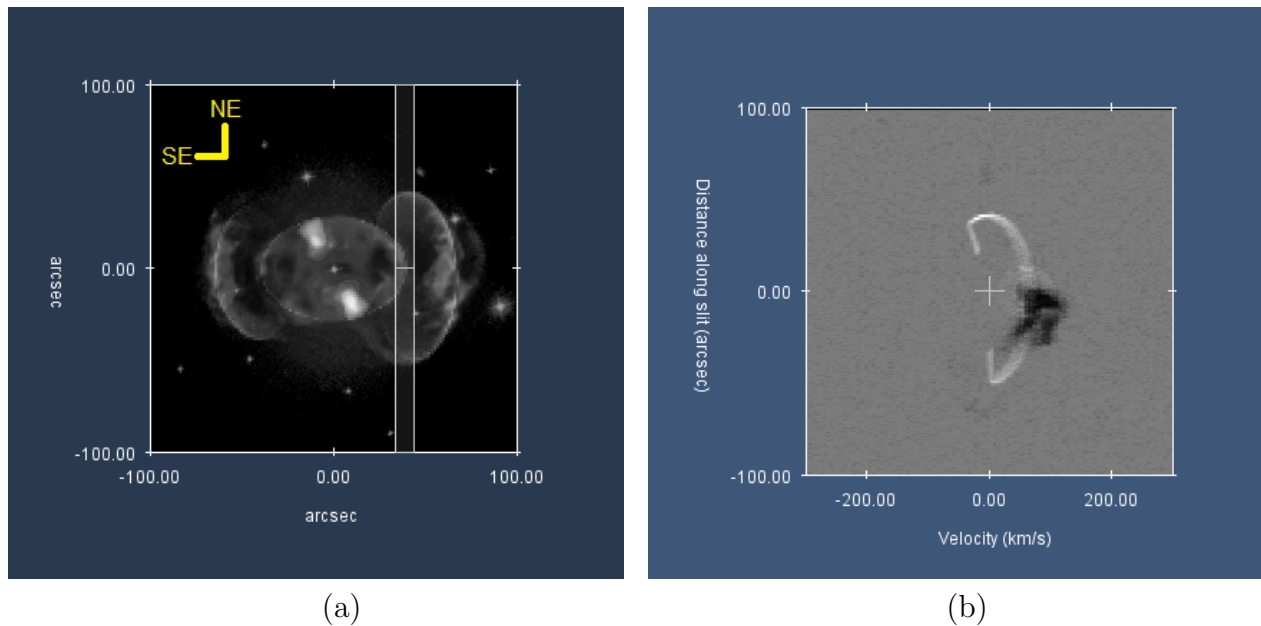


Figura 5.11: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija D del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija D comparado con el espectro de la observación .

El caso de la Figura 5.11 es similar al de la Figura 5.10, la rendija D pasa por la estructura elipsoidal oblata truncada más grande (en adelante NW) y toca a la estructura central. En el espectro resultante del modelo se observa la estructura NW con una velocidad aproximadamente de 50 km s^{-1} con un corrimiento hacia el rojo, pero además también se aprecia en el espectro la interacción con la estructura central con una velocidad de aproximadamente 100 km s^{-1} con un corrimiento hacia el rojo, teniendo una similitud considerable entre modelo y observación. También hay que destacar que tanto en la Figura 5.10 como en la 5.11, se observa claramente la diferencia en tamaño de ambas estructuras (SE y NW), y esto se ve reflejado en el espectro resultante.

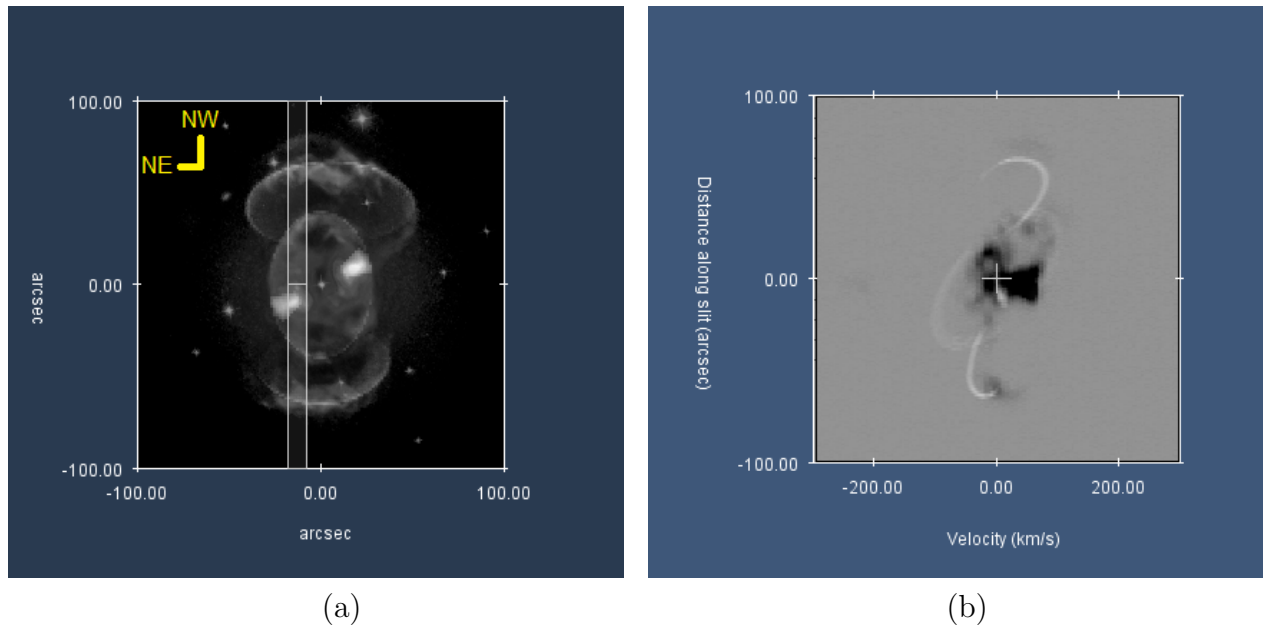


Figura 5.12: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija E del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija E comparado con el espectro de la observación .

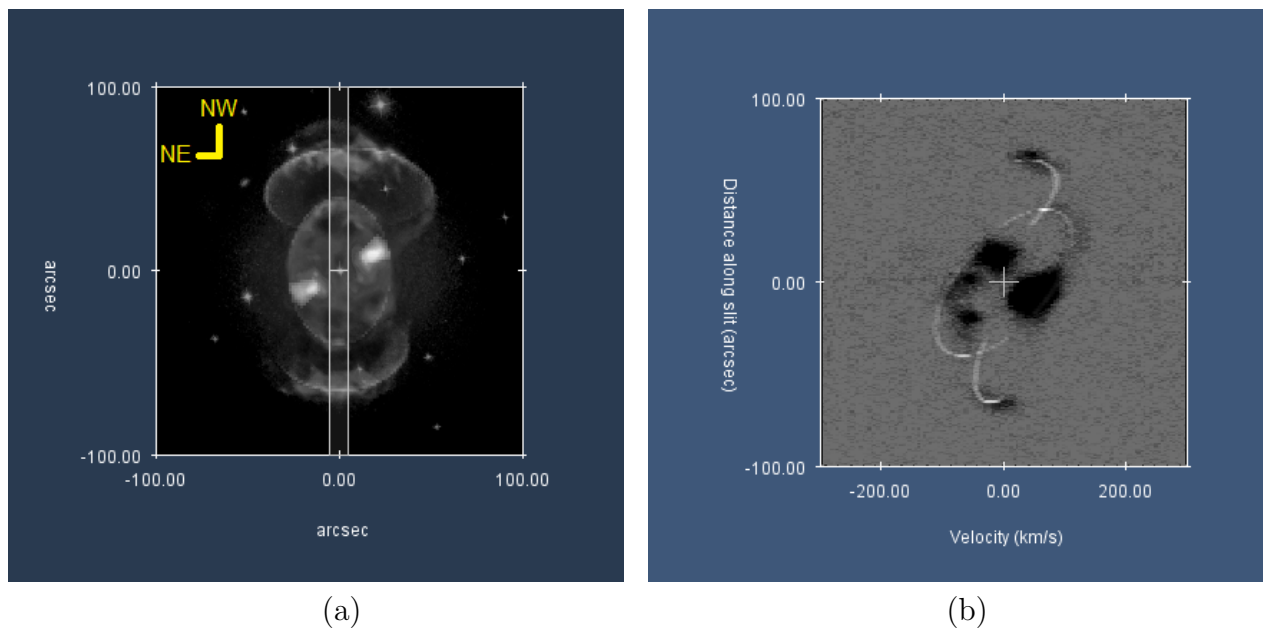


Figura 5.13: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija F del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija F comparado con el espectro de la observación .

Para la Figura 5.12 se presenta un caso similar al de las Figuras 5.8 y 5.9, cuyas rendijas pasan por las tres estructuras que se proponen para NGC 2371. Adicionalmente esta rendija pasa por uno de los nudos, el cual ahora llamaremos nudo E (este). El espectro del modelo propuesto es muy similar al de las Figuras ya mencionadas, aunque no coincide en su totalidad con el de la observación, esto se debe a que la rendija toca el nudo pero no se ve reflejado en el espectro del modelo, aún así se asemeja bastante.

Con la rendija F la cual se aprecia en la Figura 5.13, tenemos un caso similar que el de la rendija B (Figura 5.9), observando aquí que el espectro resultante del modelo coincide para el caso del espectro resultante con las observaciones de una manera muy razonable. Igual que en los espectros similares, vemos un espectro que indica la expansión de una NP.

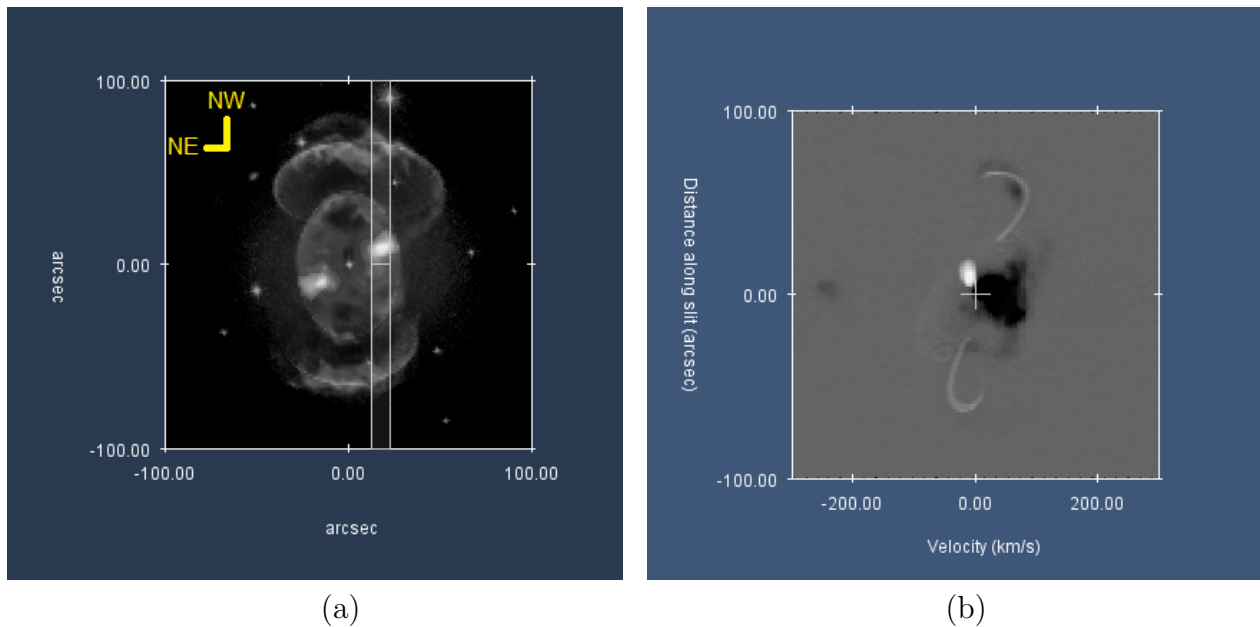


Figura 5.14: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija G del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija G comparado con el espectro de la observación .

Respecto a la Figura 5.14 se tiene un caso similar en la Figura 5.12 pero en esta rendija (G) pasa por el otro nudo, el cual llamaremos nudo W (oeste). El espectro, tanto del modelo como el de las observaciones es similar en ambos casos, pero se aprecia claramente la presencia de estos nudos. Aunque no coincide en su totalidad con el espectro de la observación, esto se debe a que la rendija toca el nudo pero no se ve reflejado en el espectro del modelo, aún así se asemeja bastante.

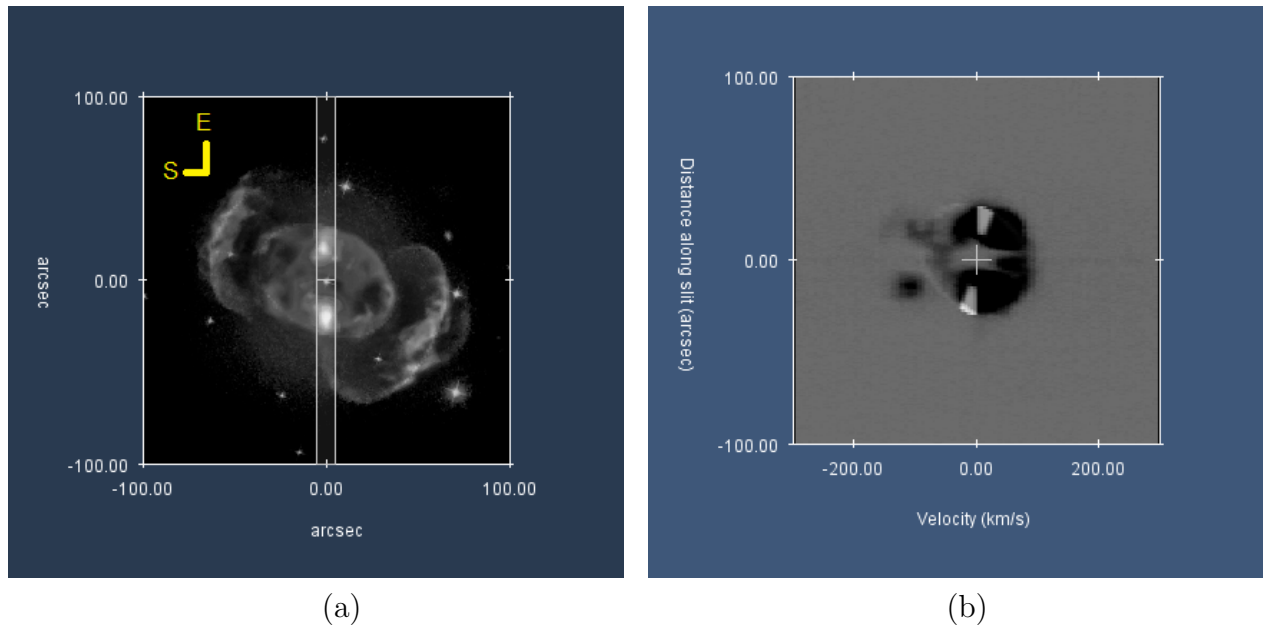


Figura 5.15: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija H con el filtro $H\alpha$ del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija H comparado con el espectro de la observación .

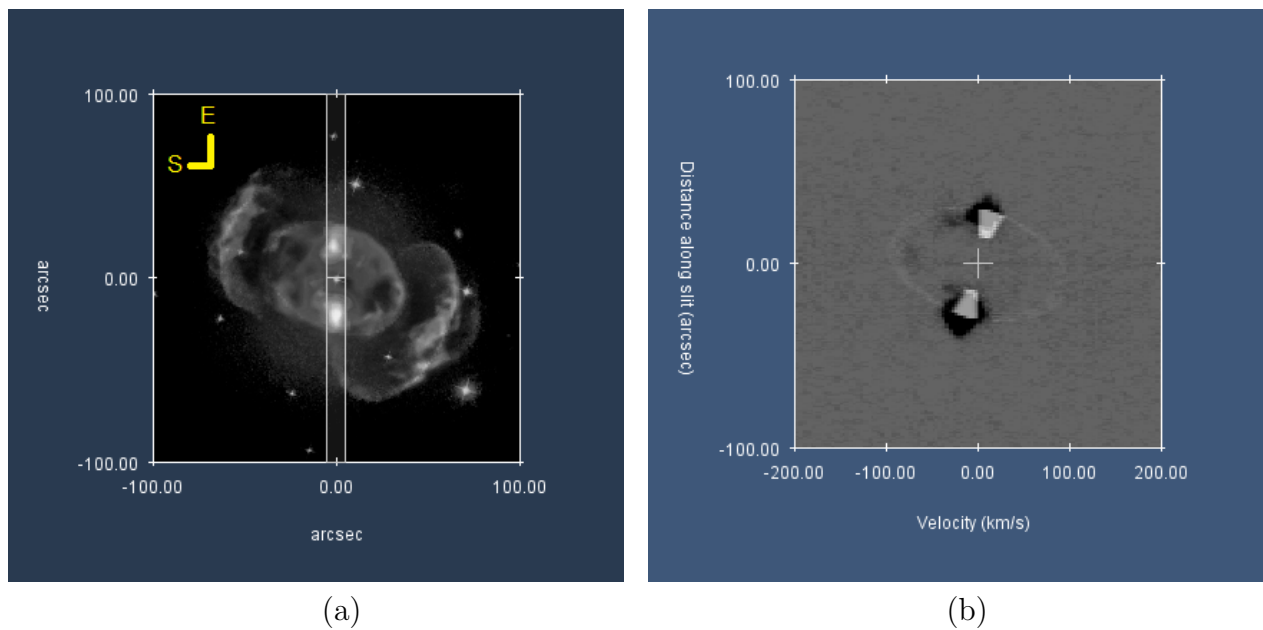


Figura 5.16: (a) Imagen de NGC 2371 con la rendija H con el filtro $[N II]$ del modelo. (b) Espectro resultante del modelo de la rendija H con el filtro $[N II]$ comparado con el espectro de la observación.

El caso de la Figura 5.15 y 5.16, es un caso muy interesante, ya que aquí se puede apreciar que la rendija que se estudia toca tres estructuras, los nudos E y W, así como la estructura central principal de NGC 2371. En la Figura 5.15 (rendija H) se tiene el espectro de la observación en el filtro de $H\alpha$, en el cual se aprecia claramente la estructura central en el espectro del modelo, siendo esta estructura la que mejor coincide con la observación, sin embargo en el caso de los nudos, aunque si caen dentro del espectro de la observación no cubren todo el espectro, aún así, el modelo propuesto coincide de manera razonable con las observaciones

Para el caso de la Figura 5.16 correspondiente a la rendija H, tenemos solamente el espectro de las observaciones con el filtro en $[NII]$ para ver los nudos. En (b) se aprecia la estructura central principal ya que en dicha estructura se encuentran los nudos.

En el caso de las estructuras elipsoidales oblatas truncadas, es relativamente sencillo hacerlas coincidir interactivamente. Primero se propone la forma y el tamaño, posteriormente la velocidad y la orientación. Fue un poco complicado cambiar de elipsoides prolatas a oblatas, pues éstos no son muy comunes, pero ya se han modelado estructuras de este tipo en NPs (e.g. Guillén et al., 2013). Observamos que en el espectro del modelo tenemos la estructura central principal, además tenemos los dos nudos modelados, los cuales se acercan bastante al espectro de las observaciones.

Para modelarlos se asumió que están equidistantes de la estrella central, tienen la misma velocidad y se encuentran en la pared del elipsoide (o sea, dentro del elipsoide central). Esto nos asegura una dirección preferencial del eje que los une y delimita la velocidad que se les puede asumir. En este caso los parámetros de las condiciones, derivadas del modelo son:

Nudo	$\theta(\text{arcsec})$	$V_{\text{exp}} (\text{km s}^{-1})$	τ (años)
W	7.2	-61	$1,053 \pm 409$
E	7.2	61	$1,053 \pm 409$

Cuadro 5.1: Obtención de la Edad Cinemática de los nudos de NGC 2371.

Todos los espectros aquí presentados, son el resultado del modelo que proponemos para NGC 2371. Aunque no es un modelo detallado, lo que intentamos es buscar las estructuras principales que conforman al objeto, no intentamos hallar las microestructuras, es por eso que de manera general, con base en buscar las estructuras principales, nuestro modelo parece estar razonablemente en lo correcto, ya que la mayoría de los espectros del modelo coinciden

con los espectros de las observaciones de una manera muy favorable.

5.4. Origen de NGC 2371

Ya una vez planteado un modelo que coincide con las observaciones, tanto en imagen como en los espectros, es necesario calcular ciertos parámetros que ayudarán a comprender mejor el origen de NGC 2371.

Con base en el modelo tenemos los siguientes datos:

Estructura	$\theta_E(\text{arcsec})$	$\theta_P(\text{arcsec})$	$V_{\text{expE}}(\text{km s}^{-1})(\pm 1)$	$V_{\text{expP}}(\text{km s}^{-1})(\pm 1)$
Elipsoide Central	28	63	58	129
Elipsoide NW	46	21	94	39
Elipsoide SE	38	21	57	30

Cuadro 5.2: Parámetros obtenidos del modelo.

donde θ_E y θ_P son el radio angular Ecuatorial y Polar respectivamente, V_{expE} y V_{expP} son la velocidad de expansión Ecuatorial y Polar respectivamente.

Haciendo uso de la Ecuación (2.54) podemos encontrar las edades cinemáticas de todas las estructuras:

$$\tau_{\text{kin}} = \frac{4744 * d(\text{kpc}) * \theta(\text{arcsec})}{V_{\text{exp}}(\text{km s}^{-1})} \text{años.} \quad (5.1)$$

Utilizando la paralaje de NGC 2371 medida por el satélite espacial *Gaia*, la cual encontramos en el sitio de SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>) de 0.53 ± 0.0658 mas, y la relación $r = 1/\pi$, donde r es la distancia en pc y π es la paralaje en arcsec, obtenemos una distancia de 1.9 ± 0.24 kpc, la cual coincide con la reportada por Bailer-Jones et al. (2018). Con esto y con los parámetros de la Tabla 5.1 podemos obtener los siguientes datos:

Estructura	Radio Ecuatorial (pc)	Radio Polar (pc)	τ (años)
Elipsoide Central	0.13	0.29	$4,234 \pm 782$
Elipsoide NW	0.21	0.098	$4,349 \pm 700$
Elipsoide SE	0.17	0.098	$5,885 \pm 967$

Cuadro 5.3: Obtención de la Edad Cinemática de tres estructuras de NGC 2371.

Con la información que hemos obtenido de NGC 2371 presentada en los Cuadros 5.1, 5.2 y 5.3, podemos observar que la estructura central tiene marginalmente una edad cinemática menor que las otras dos estructuras propuestas como elipsoides oblatos truncados, esto no se puede asegurar del todo debido a las incertidumbres en las edades de las estructuras, por esta razón, las tres estructuras debieron formarse en un inicio (durante la formación de la NP) con una diferencia de algunos años para la estructura central y la estructura NW y de poco más de mil años respecto a la estructura SE. Si contemplamos la incertidumbre para cada una de estas tres estructuras, observamos que todas tienen una edad cinemática de aproximadamente 5000 años, esto puede ser debido a que un elipsoide haya salido antes que el otro, alguno de éstos puede ser que haya desacelerado por un encuentro con el medio circundante más denso, esto explicaría, por ejemplo, por qué el elipsoide SE quedó más pequeño en la parte ecuatorial. Podríamos entonces considerar la hipótesis de que las tres estructuras salieron prácticamente al mismo tiempo.

Para NGC 2371 hemos propuesto dos estructuras elipsoidales oblatas (en forma de lenteja). Si bien es cierto que dichas estructuras son raras, tampoco es que estén del todo ausentes en la morfología de NPs. Tal es el caso, por ejemplo, de NGC 6058, en la que Guillén et al. (2013) propusieron un elipsoide oblatos dentro del cuerpo de la nebulosa, pues era la única estructura que podía explicar imagen y espectro simultáneamente.

El origen de las estructuras elipsoidales oblatas no es claro como vimos en el capítulo introductorio, las estrellas WR tienen vientos muy intensos, y la posibilidad de combinarlos con una posible compañera binaria (incluso que ya no esté, pero que lo haya estado al inicio de la formación de la nebulosas, hace algunos miles de años), podría explicar la complejidad morfológica.

Conocemos ejemplos de NPs complejas con núcleos binarios, como NGC 6326, que se asemeja a una nebulosa elíptica, mientras que en el caso de NGC 6778 tenemos que es claramente una nebulosa bipolar. Miszalski et al. (2011) sugieren que ambas NPs, cuentan con un sistema binario en su núcleo, además de contener estructuras de baja ionización, y se sugiere que los sistemas binarios cercanos desempeñan un papel importante en la formación de LIS así como la presencia de jets (Miszalski et al., 2011). Una investigación de Miszalski et al. (2009b) sobre una muestra grande de nebulosas con LIS encontró que dos tercios de ellas tenían núcleos con líneas de emisión. Por lo que se puede plantear que un origen binario sea el responsable de las LIS. Sin embargo, existe la posibilidad de que ambos o alguno de

los núcleos se puedan clasificar como estrellas centrales con líneas de emisión débiles (*weak emission lines: wels*) y no necesariamente como un objeto central binario (Miszalski et al., 2009b). Como se mencionó en la Sección 1.5, la clasificación de la estrella central de NGC 2371 como [WO1] también podría explicar la naturaleza de las líneas de emisión de los elementos característicos de las estrellas tipo [WF] (Acker & Neiner, 2003).

La idea de proponer que una de las estructuras se formara durante la evolución de la estrella central hasta lo que se observa hoy en día también lo podemos ver en el trabajo de Gómez-Muñoz et al. (2015) donde estudian a NGC 3242, proponiendo que la cáscara interna se formó a través del frente de choque, mientras que la cáscara externa puede interpretarse como el remanente de la envoltura AGB.

Entonces, para el caso de NGC 2371, observando los datos del Cuadro 5.1 y 5.3, podemos ver la edad cinemática de cada estructura, esto nos lleva a pensar y proponer que la estructura central y la estructura NW se formaron durante la etapa post-AGB, mientras que posiblemente la estructura SE se formó en la etapa AGB. La manera en la cual modelamos los elipsoides NW y SE tienen una forma que podría indicar la expulsión de dichas estructuras con esa forma tan peculiar durante la etapa AGB como ya se mencionó.

En el caso de los nudos, que se formaron mucho después de las otras tres estructuras elipsoidales, la fuerte emisión en [N II] es probablemente producto de un choque, porque las velocidades son mayores a la del resto del elipsoide central (en la zona ecuatorial). Como los nudos están dentro del elipsoide central eso implicaría que está chocando con el material de éste, y debido a que los nudos están radiando se le considera un choque radiativo (de los cuales se habló en la Sección 2.3.2), de esta forma están perdiendo energía por la emisión del [N II], es un ion el cual es un enfriador eficiente.

Capítulo 6

Conclusiones

La Nebulosa Planetaria NGC 2371 consta de una morfología conformada principalmente por tres estructuras, una de ellas modelada con una forma elipsoidal con un radio ecuatorial y radio polar de 0.13 ± 0.03 pc y 0.29 ± 0.05 pc respectivamente, y una velocidad de expansión ecuatorial de 58 km s^{-1} . También cuenta con dos estructuras elipsoidales oblatas truncas entorno a la región ecuatorial de la estructura central, una de ellas con un radio ecuatorial y radio polar de 0.21 ± 0.04 pc y 0.098 ± 0.2 pc respectivamente, y una velocidad de expansión ecuatorial de 94 km s^{-1} . La otra estructura modelada tiene un radio ecuatorial y radio polar de 0.17 ± 0.03 pc y 0.098 ± 0.02 pc respectivamente, y una velocidad de expansión ecuatorial de 57 km s^{-1} . En su estructura también modelamos dos flujos colimados de material eyectado (nudos) con distancias hasta la estrella de 0.07 ± 0.03 pc, y con velocidades de 61 km s^{-1} con un corrimiento hacia el rojo y de 61 km s^{-1} con un corrimiento hacia el azul respectivamente.

NGC 2371 tiene una edad cinemática de aproximadamente 5,885 años y se encuentra a una distancia de 1.9 kpc. La estructura morfocinemática de NGC 2371 es compleja, ya que los modelos de formación de NPs como [Kwok et al. \(1978\)](#) y [Mellema \(1993\)](#) no predicen este tipo de morfología, en cambio si nos basamos en modelos como los de [Soker \(1998\)](#) y [Mitchell et al. \(2007\)](#) describirían mejor a NGC 2371, esto debido a que posiblemente en algún momento como objeto central pudo haber tenido un sistema binario, o bien un sistema triple, lo cual con base en la teoría de los modelos de formación de NPs explicaría esta estructura tan compleja pero a la vez interesante ([Bear & Soker, 2017](#)). Estudios de [Akashi & Soker \(2017\)](#), en los que se realizan simulaciones hidrodinámicas tridimensionales de dos jets opuestos expulsados oblicuamente al plano orbital alrededor de una estrella AGB

y un sistema binario (es decir, se trata de un sistema triple), demuestran la formación de una NP desordenada, carente de simetría o con una simetría distorsionada. En este caso, el plano orbital del sistema binario está inclinado respecto al plano orbital que forman dicho sistema con la estrella AGB. Estos autores asumen que la masa acumulada en el sistema binario forma un disco de acreción alrededor de una de las estrellas y que el plano del disco está inclinado hacia el plano orbital del sistema triple. Las estructuras altamente asimétricas y filamentosas que obtienen apoyan la noción de que las NPs desordenadas podrían estar formadas por sistemas triples. Se estima que alrededor del 13 al 21 % de las NPs no esféricas han sido modeladas por sistemas estelares triples, y aproximadamente una de cada ocho NPs no esféricas están formadas por un progenitor AGB, al tragar un sistema binario o la interacción de un sistema binario cerca de su superficie. El sistema binario que queda alrededor de la estrella central de la NP es muy difícil de detectar porque éste está lejos del centro y además que la luminosidad combinada de las dos estrellas es mucho menor que el de la estrella central. Un ejemplo de NP la cual es una posible candidata a sistema triple es SuWt 2, en la cual se propuso que el progenitor estelar AGB envolvió un sistema binario, dicha interacción podría haber formado una nebulosa con un anillo ecuatorial (Akashi & Soker 2017; Schreier et al. 2019).

Si observamos la edad cinemática que obtuvimos del Cuadro 5.3 para cada componente de la NP, vemos que la diferencia de edades cinemáticas entre cada estructura es diferente (observando que para el elipsoide central y NW son casi iguales), y no se presenta uniformidad en la estructura, por lo tanto, concluimos que esta morfología sólo sería posible si se tratase de un sistema binario como objeto central, no necesariamente pudiéndolo observar en estos momentos, tal vez durante su evolución una de las estrellas pudo haberse visto embebida en la otra (e.g., Miranda & Solf 1992).

Las estrellas centrales binarias cercanas de las NPs son clave para restringir la fase de evolución de la envoltura común, que es poco conocida, esto da como resultado las características morfologías típicas de la binaridad (Jones, 2016).

Una de las razones por la cual creemos que se formaron las dos estructuras propuestas con forma elipsoidal oblatas truncadas, es debido a que las formas asimétricas y no esféricas en particular son muy difíciles de explicar sin un motor binario, el cual sea capaz de suministrar suficiente momento angular para dar forma a la nebulosa, por esto se establece que las NPs (con morfologías no esféricas) se derivan de progenitores binarios y no necesariamente de

progenitores individuales. Al menos entre el 10 y 20% de las NPs tienen estrellas centrales con un compañero binario cercano, responsable de modelar fuertemente a la nebulosa expulsada durante la envolvente común. NGC 2346 se consideraba como la única NP bipolar, demostrando ahora que existe una inclinación por la bipolaridad entre las NPs que tienen una envolvente común (Miszalski et al., 2009b).

Analizado lo comentado en la subsección 1.5, más concretamente los resultados de Sabbadin et al. (1982), donde encuentran que los dos lóbulos que forman un óvalo irregular en la parte central, tiene un diámetro de 54 arcsec a un $PA = 65^\circ$, mientras que a $PA = 126^\circ$ y a $PA = 305^\circ$ reportan dos objetos ligeramente curvados, que se encuentran a 60 arcsec. Coinciden de manera razonable con lo que nosotros obtenemos (Cuadro 5.2), con lo cual nosotros reportamos un diámetro ecuatorial de la estructura central de 56 arcsec, mientras que el radio polar es de 63 arcsec. Recordando que en nuestro trabajo el estudio que nosotros proponemos hace uso de espectros cualitativamente con mejor señal a ruido, lo que nos permite obtener confianza en que se puede obtener un modelo más detallado de la cinemática de este objeto tan complejo.

Las técnicas de modelado que utilizamos para llegar a la obtención de los resultados coinciden de manera cualitativa con los datos obtenidos observacionalmente. El estudio de este objeto y los resultados que aquí presentamos nos ayudan a comprender un poco más la evolución estelar y la formación de NPs, ya que el hecho de estudiar un objeto con las características aquí presentadas ayuda a comprender la amplia diversidad de las NPs que se encuentran en la Galaxia.

Capítulo 7

Apéndice

Además de las morfologías mencionadas en la sección 1.3 que podemos encontrar en las NPs, éstas pueden presentar chorros de material con una dirección específica, los cuales son flujos colimados de alta velocidad (*jets*). El origen de estos jets puede deberse a varios eventos, ya sea a efectos de campos magnéticos, o bien que el objeto central de la NP sea un sistema binario. Esto produce la eyección del material a alta velocidad. Las denominadas microestructuras están posiblemente relacionadas con estos flujos (Corradi et al., 1999).

También existen distintas estructuras con más detalle que describen a las NPs, algunas de ellas son las siguientes:

- Jets bipolares: Flujos colimados de alta velocidad, por lo general aparecen en pares simétricos respecto al objeto central. Es común que los jets aparezcan principalmente o bien, exclusivamente en líneas de emisión de baja ionización.
- FLIERs (*Fast Low – Ionization Emission Regions*): Son regiones de alta velocidad de emisión de baja ionización, en las cuales los pares simétricos de nudos de baja ionización tienen diferencias en velocidad Doppler supersónicos opuestas del orden de $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ o más. Estos cambios Doppler indican que los FLIERs tienen una edad cinemática menor que el gas que los rodea. Parece que están enriquecidos en nitrógeno/oxígeno (N/O), es por esta razón que se piensa que debieron haber sido expulsados directamente de la estrella central después de haber terminado la eyección lenta del viento (Balick & Frank, 2002).
- BRETs (*Bipolar Rotating Episodic Jets*): Son eyecciones rotatorias episódicas con

estructuras bipolares. Pueden ser cadenas simétricas de expulsiones con velocidad y dirección episódica o dependientes del tiempo, las velocidades de estas eyecciones son altas, del orden de $\approx 80 \text{ km s}^{-1}$ o más en algunos casos (Lopez et al. 1995; Lopez 1997).

- LISs (*Low-Ionization Structures*): Las estructuras de baja ionización aparecen con una variedad de morfologías: nudos, colas, filamentos, chorros y estructuras tipo jet de baja ionización unidas o desprendidas de las capas principales de las nebulosas. Se han propuesto diferentes modelos para explicar el origen de los LISs. Los principales son los modelos de vientos estelares interactuantes, la formación de chorros y su interacción con el medio circunestelar y la interacción de los cascarones con el medio interestelar. Además, los campos magnéticos estelares, la rotación, la precesión, un sistema binario en el centro y la inestabilidad dinámica y/o la radiación, a veces se consideran dentro de estos modelos para explicar las observaciones (Gonçalves et al., 2001).

Bibliografía

- Acker, A., & Neiner, C. 2003, A&A, 403, 659
- Akashi, M., & Soker, N. 2017, MNRAS, 469, 3296
- Ayala, S., Vázquez, R., Miranda, L., & Olgúin, L. 2005in , AIP, 95–95
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, AJ, 156, 58
- Balick, B. 1987, AJ, 94, 671
- Balick, B., & Frank, A. 2002, ARA&A, 40, 439
- Barral, J. F., & Canto, J. 1981, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 5, 101
- Bear, E., & Soker, N. 2017, ApJ, 837, L10
- Beech, M. 1988, Ap&SS, 147, 219
- Bermúdez, L. C. 2016, Tesis de maestría: Nebulosas planetarias: la morfología oculta en su espectro, Universidad Nacional Autónoma de México
- Blackman, E. G., Frank, A., & Welch, C. 2001, ApJ, 546, 288
- Boffin, H. M. J., Miszalski, B., Rauch, T., et al. 2012, Science, 338, 773
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 2017, An introduction to modern astrophysics (Cambridge University Press)
- Chamandy, L., Frank, A., Blackman, E. G., et al. 2018, MNRAS, 480, 1898

- Chen, Z., Frank, A., Blackman, E. G., Nordhaus, J., & Carroll-Nellenback, J. 2017, *MNRAS*, 468, 4465
- Chevalier, R. A., & Luo, D. 1994, *ApJ*, 421, 225
- Cliffe, J. A., Frank, A., & Jones, T. W. 1996, *MNRAS*, 282, 1114
- Corradi, R. L. M., Perinotto, M., Villaver, E., Mampaso, A., & Gonçalves, D. R. 1999, *ApJ*, 523, 721
- De Grijs, R. 2011, *An Introduction to Distance Measurement in Astronomy* (John Wiley & Sons)
- DePew, K., Frew, D. J., Parker, Q. A., & De Marco, O. 2011, in *Asymmetric Planetary Nebulae 5 Conference*, 160
- Dyson, J. E., & Williams, D. A. 1997, *The physics of the interstellar medium* (CRC Press)
- Ebdon, L., Fisher, A. S., & Hill, S. 1998, *An introduction to analytical atomic spectrometry* (John Wiley & Sons)
- Erasmus, D. A. 2006, in *IAU Symposium, Vol. 232, The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, ed. P. Whitelock, M. Dennefeld, & B. Leibundgut, 510–513
- Feibelman, W. A. 1997, *ApJS*, 112, 193
- Gómez-Muñoz, M. A., Blanco Cárdenas, M. W., Vázquez, R., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 4175
- Gonçalves, D. R., Corradi, R. L. M., & Mampaso, A. 2001, *ApJ*, 547, 302
- Guillén, P. F., Vázquez, R., Miranda, L. F., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 2676
- Gurzadyan, G. A. 2013, *The physics and dynamics of planetary nebulae* (Springer Science & Business Media)
- Howell, S. B. 2006, *Handbook of CCD astronomy, Vol. 5* (Cambridge University Press)
- Jones, D. 2016, *Journal of Physics: Conference Series*, 728, 032014
- Jones, D., & Boffin, H. M. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0117

- Kaler, J. B., Stanghellini, L., & Shaw, R. A. 1993, *A&A*, 279, 529
- Kitchin, C. R. 1995, *Optical astronomical spectroscopy* (CRC Press)
- Kwok, S. 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae* (Cambridge University Press, New York)
- Kwok, S., Purton, C. R., & Fitzgerald, P. M. 1978, *ApJ*, 219, L125
- Lamers, H. J., & Levesque, E. M. 2017, *Understanding Stellar Evolution* (IOP Publishing)
- Lopez, J. A. 1997, in *IAU Symposium, Vol. 180, Planetary Nebulae*, ed. H. J. Habing & H. J. G. L. M. Lamers, 197
- Lopez, J. A., Vazquez, R., & Rodriguez, L. F. 1995, *ApJ*, 455, L63
- Mattsson, L., Wahlin, R., & Höfner, S. 2010, *A&A*, 509, A14
- Meaburn, J., López, J. A., Gutiérrez, L., et al. 2003, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 39, 185
- Mellema, G. 1993, PhD thesis, Ph. D. thesis, University of Leiden, (1993)
- Miranda, L. F., & Solf, J. 1992, *A&A*, 260, 397
- Miszalski, B., Acker, A., Parker, Q. A., & Moffat, A. F. J. 2009a, *A&A*, 505, 249
- . 2009b, *A&A*, 505, 249
- Miszalski, B., Jones, D., Rodríguez-Gil, P., et al. 2011, *A&A*, 531, A158
- Mitchell, D. L., Pollacco, D., O'Brien, T. J., et al. 2007, *MNRAS*, 374, 1404
- Morison, I. 2013, *Introduction to astronomy and cosmology* (John Wiley & Sons)
- Olguin, L., Vázquez, R., Cook, R., & Benítez, G. 2002, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. W. J. Henney, J. Franco, & M. Martos, Vol. 12, 172–172
- Palmer, J. W., Lopez, J. A., Meaburn, J., & Lloyd, H. M. 1996, *A&A*, 307, 225
- Peimbert, M. 1990, *Reports on Progress in Physics*, 53, 1559

- Ramos-Larios, G., & Phillips, J. P. 2012, *MNRAS*, 425, 1091
- Sabbadin, F., Bianchini, A., & Hamzaoglu, E. 1982, *A&AS*, 50, 523
- Sabin, L., Gómez-Muñoz, M. A., Guerrero, M. A., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 3056
- Schönberg, M., & Chandrasekhar, S. 1942, *ApJ*, 96, 161
- Schönberner, D., Jacob, R., Lehmann, H., et al. 2014, *Astronomische Nachrichten*, 335, 378
- Schreier, R., Hillel, S., & Soker, N. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.13175
- Shore, S. N. 2008, *Astrophysical hydrodynamics: an introduction* (John Wiley & Sons)
- Shu, F. H. 1991, *The Physics of Astrophysics: Gas Dynamics*, Vol. 2 (University Science Books)
- Soker, N. 1998, *ApJ*, 496, 833
- Soker, N. 2018, *Galaxies*, 6, 58
- Soker, N., & Rappaport, S. 2001, *ApJ*, 557, 256
- Stanghellini, L., Kaler, J. B., & Shaw, R. A. 1993, in *IAU Symposium*, Vol. 155, *Planetary Nebulae*, ed. R. Weinberger & A. Acker, 492
- Steffen, W., Koning, N., Wenger, S., Morisset, C., & Magnor, M. 2011, *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 17, 454
- Vázquez, R., Miranda, L. F., Olgún, L., et al. 2008, *A&A*, 481, 107
- Velázquez, P. F., Raga, A. C., Cantó, J., Schneider, E. M., & Riera, A. 2013, *MNRAS*, 428, 1587
- Young, H., Freedman, R., Sears, F., & Zemansky, M. 2009, México DF: Pearson
- Zazueta, S., Murillo, F., Sierra, G., et al. 2017, *Diseño del control de movimiento de la platina giratoria del telescopio de 2.1m del OAN*
- Zhang, Y., & Liu, X.-W. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 404, 545
- Zijlstra, A. 2015, *Revista mexicana de astronomía y astrofísica*, 51, 219