



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

ESTRUCTURA MORFO-CINEMÁTICA Y MODELOS HIDRODINÁMICOS DE
NEBULOSAS PLANETARIAS GALÁCTICAS CON NÚCLEO TIPO [WC]

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

PRESENTA:
JACKELINE SUZETT RECHY GARCÍA

TUTORES:
DRA. MIRIAM DEL CARMEN PEÑA CÁRDENAS
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

DR. PABLO FABIÁN VELÁZQUEZ BRITO
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MÉXICO, CDMX, JULIO 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

ESTRUCTURA MORFO-CINEMÁTICA Y
MODELOS HIDRODINÁMICOS DE
NEBULOSAS PLANETARIAS GALÁCTICAS
CON NÚCLEO TIPO [WC]

TESIS

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

PRESENTA

JACKELINE SUZETT RECHY GARCÍA

TUTORES

DRA. MIRIAM DEL CARMEN PEÑA
CÁRDENAS

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

DR. PABLO FABIÁN VELÁZQUEZ BRITO

INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES



México, CDMX, JULIO 2018



*Cada paso que he dado a lo largo de mi vida siempre ha sido acompañado
de una mujer cuyo nombre retiembla en mi corazón.*

Dedico este trabajo a mi madre Bertha García Villaseca.

AGRADECIMIENTOS

A la única persona que ha estado conmigo en los buenos y malos momentos, mi Madre. Ha sido largo el camino que he tenido que recorrer a lo largo de todos estos años, perdiéndome con ello cumpleaños, reuniones familiares, viajes... Pero ella siempre ha estado allí apoyándome desde la distancia. Fue la primera en creer en este sueño, quien me obsequió mi primer telescopio y quien nunca dudó que lo lograría. Gracias Ma, te amo siempre.

Quiero agradecer infinitamente a mis dos directores de tesis. La Dra. Miriam Peña Cárdenas por todos estos años en que me permitió trabajar a su lado. Por toda su sabiduría y compartir conmigo todos sus conocimientos. Mil gracias por tanta paciencia, por cada una de sus enseñanzas, por las risas, por las correcciones, por los viajes, por los sueños. No habría llegado hasta este punto de mi vida sin usted. Al Dr. Pablo Velázquez Brito, quien nunca me soltó a lo largo de este trabajo y estuvo allí en cada momento que lo necesité, sin importar la hora o el día. Gracias por las risas, por animarme siempre, por su sabiduría, por compartir conmigo todos sus conocimientos y enseñanzas en todos estos años. Hay personas que llegan a tu vida para quedarse y para llevarte de la mano en los caminos difíciles de andar. Voy a estar eternamente agradecida con ustedes, Pablo y Miriam, no tengo palabras que logren expresar todo el agradecimiento y cariño que les tengo. Toda mi admiración para ustedes.

A mis sínodos: Dr. Alejandro Raga, Dr. Manuel Peimbert, Dra. Gloria Delgado, Dr. Martín A. Guerrero y Dr. William Henney, por su valioso tiempo, por leer mi trabajo doctoral y hacerme comentarios y sugerencias para mejorar esta tesis. Mil gracias a cada uno de ustedes.

A mi Comité académico que a lo largo de estos 4 años me dieron sugerencias para mejorar este trabajo doctoral, Dr. José Alberto López, Dr. Michael Richer y Dr. Christophe Morisset.

Al Instituto de Ciencias Nucleares y en especial al grupo de astroplasmas que me acogieron siempre y me hicieron sentir como en casa. Gracias amigos: Pablo, Alex Raga, Esquivel, Lili, Ary, Fabio y a todos los del ñoño journal.

A cada uno de los profesores que tuve a lo largo de todos estos años, mil gracias por compartir todo su conocimiento. A Lety Carigi quien estuvo al pendiente de mis

avances, gracias por los ánimos. A Bertha y Heike por toda su paciencia y quienes siempre me echaron la mano con los trámites. Quiero agradecer a Betty, quien siempre estuvo dispuesta a buscar algún libro que no encontrara en la biblioteca, gracias de verdad.

Muchísimas gracias a Jorge García-Rojas por siempre estar al pendiente de mi camino astronómico. A Martín A. Guerrero por permitirme hacer una estancia académica y compartir conmigo sus conocimientos, he aprendido bastante.

A cada uno de los amigos que hice durante todos estos años, incluyendo al grupo de astrorodada. En especial quiero agradecer a Mary Loli por todas las veces que hablamos sobre la vida, sobre el futuro de México y por todo lo que aún falta por trabajar. A Mony porque siempre llegaba con una sonrisa a mi oficina. A Jonnathan por ser ese amigo con quien puedes platicar de astronomía, poesía, cine y la vida, gracias por escucharme cuando lo necesitaba. Sin lugar a dudas mi etapa de posgrado la recorrí con mi gran amigo Regis, gracias por todas esas pláticas que tuvimos, por escucharme, por las risas y por los momentos de desesperación, siempre seremos un tripié. A Gloria por permitirme hacer volar mi imaginación siendo ayudante de su materia “Comunicación de la Ciencia”, por las risas, por los helados y por compartir conmigo su conocimiento, te admiro siempre.

A mi amiga de muchos años atrás Noemí, gracias mensa por estar conmigo en esta etapa, por escucharme en los momentos difíciles y por sostenerme cuando más cansada me encontraba. A mi compañerito P.D.C.F quien creyó que lo lograría hace 12 años atrás, gracias por estar y no estar todos estos años.

A mi familia que siempre ha estado allí apoyándome en cada decisión y aventura que emprendo. Gracias a mis hermanos James, Joshua y Jannifer por llamarme y preocuparse por mi siempre. A mi tía Silvia quien siempre será como una segunda madre y mi tío Arturo como un padre. A mi tía Olga y a mis primos Carlanguitas, Junior e Iván. A mis sobrinas por amarme tanto.

A todos quienes conforman el Instituto de Astronomía por todos los increíbles momentos que pasé. Por hacerme sentir como en casa. Gracias por compartir conmigo ésta aventura.

Agradezco también la beca recibida de CONACyT durante mi doctorado, a los proyectos DGAPA-PAPIIT IN109614, IG100516, IN103117, IG100218 y a los proyectos CONACyT 167611 y 241732.

Hoy cierro un ciclo lleno de astronomía y mucha diversión, pero sé que éste no es el final sino un nuevo comienzo...

Contenido

1	INTRODUCCIÓN	15
1.1	Las nebulosas planetarias	15
1.1.1	Formación de nebulosas planetarias	16
1.2	Importancia de las nebulosas planetarias	18
1.3	Proto-nebulosas planetarias	18
1.4	Estrellas centrales de nebulosas planetarias	20
1.4.1	Estrellas centrales de tipo Wolf-Rayet	20
1.4.2	Estrellas centrales binarias	23
1.5	Morfología de nebulosas planetarias	24
1.5.1	Introducción	24
1.5.2	Clasificación morfológica	25
2	LAS OBSERVACIONES	29
2.1	Muestra de objetos	29
2.2	Reducción de datos	34
2.3	Diagramas posición-velocidad	35
3	MODELOS HIDRODINÁMICOS	38
3.1	Introducción	38
3.2	Código Yguazú	40
3.3	Primeros modelos hidrodinámicos	41
4	Artículo: Observations and 3D hydrodynamical models of planetary nebulae with Wolf-Rayet type central stars	51
5	Artículo: 3D hydrodynamical models of point-symmetric planetary nebulae	63
6	CONCLUSIONES GENERALES	77

APÉNDICES	81
Bibliografía	87

Lista de Figuras

1.1	Diagrama Hertzsprung-Russel que muestra la evolución de una estrella de baja masa. Las diferentes fases de la evolución estelar son indicadas en la figura junto con los principales episodios de mezclado (dentro de los rectángulos). Los tipos espectrales están indicados en la parte superior. Los acrónimos corresponden a: MS - Secuencia principal, RGB - Rama de las Gigantes Rojas, AGB - Rama de las Gigantes asintóticas, HBB - Hot Bottom Burning, PN - Nebulosa Planetaria. Imagen tomada de Bernard-Salas 2003	19
1.2	Ilustraciones de tipos morfológicos de NPs y PNPs. El color rojo indica generalmente regiones de baja ionización (los colores de NGC 3132 y OH231 han sido alterados para este propósito). Primera fila: IC 3568 (Bond & NASA), NGC 3132 (Sahai & NASA), NGC 6826 con FLIERs en rojo (Balick & NASA); Segunda fila: NGC 7354, NGC 6886 y NGC 7026 (all Hajian & NASA); Tercera fila: M2-9 (Balick & NASA), He2-104 (Corradi & NASA), OH231 (Bujarrabal & ESA), He3-1475 (Borkowski & NASA); (Bottom row) He2-47 (Sahai & NASA), He2-339 (Sahai & NASA), IRAS 17150-3224 (Kwok & NASA), IRAS 16594-4656 (Hrivnak & NASA). Imagen tomada de Balick and Frank (2002).	28
2.1	Posiciones de las rendijas para cada nebulosa planetaria. Izquierda: M1-32. Centro: M3-15. Derecha: H1-67. La rendija es marcada con rojo en las dos primeras NPs y en color negro, para la última NP. La escala está marcada en cada imagen de las NPs. Las imágenes son tomadas con el filtro H α . . .	32
2.2	Ejemplo de reducción de la lámpara de calibración. Izquierda: lámpara de calibración obtenida en la observación. Derecha: lámpara de calibración resultante de la aplicación de las tareas para la reducción de datos	35
2.3	Diagramas posición-velocidad para una posición de rendija de cada nebulosa planetaria.	37

3.1	Curva de enfriamiento obtenida con la función de enfriamiento empleada en el código Yguazú	41
3.2	Distintos valores para A y B	43
3.3	Morfologías encontradas por Mellema et al. (1991) para diferentes valores de A y B. Cada recuadro muestra la densidad de masa en una escala de grises logarítmica. Las sombras más oscuras expresan valores más altos de densidad. El eje de simetría está verticalmente y el plano ecuatorial horizontalmente. a) A = 0.3, B = 0.1 (casi esférica) b) A = 0.9, B = 1.0 (alargada, con forma de maní) c) A = 0.8, B = 3.0 (con una cúspide leve), d) A = 0.8, B = 12.0 (cúspide plegable, formación de outflow).	44
3.4	Izquierda: Representación gráfica de la envolvente (azul) debida a la interacción del viento isotrópico eyectado por la estrella central con el medio circundante dado por el viento AGB. En color verde se representa el toro (debido al viento lento de la AGB), componente principal del objeto. Para la construcción del diagrama PV, inclinamos el eje z con respecto de la dirección original en 90° , por lo tanto, ahora el eje z de la simulación se encuentra a lo largo de la línea de visión. Derecha: Diagrama PV obtenido del modelo hidrodinámico. En el eje horizontal se encuentra la velocidad radial en km s^{-1} y en el eje vertical la dirección espacial en unidades de 10^{18} cm. La escala logarítmica en grises está dada en unidades de $\text{erg cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$	45
3.5	Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un viento anisotrópico en velocidad con el medio circundante dado por el viento AGB.	46
3.6	Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un viento anisotrópico en velocidad y densidad con el medio circundante dado por el viento AGB.	47
3.7	Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un jet cilíndrico (azul) eyectado por la estrella central con el medio circundante dado por el viento AGB.	48
3.8	Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un jet cónico (azul) con semiapertura de $\alpha = 5^\circ$ eyectado por la estrella central con el medio circundante dado por el viento AGB.	49
1	Contornos para los diagramas PV de las nebulosas planetarias H-67. Arriba: corresponde a la rendija con un A.P. = 45° . El continuo que se ve en la parte inferior es la emisión de una estrella de fondo. Abajo: corresponde a la rendija situada con un A.P. = 0° y al Este	82

-
- 2 Diagramas posición-velocidad (PV) sintéticos para la línea de emisión [N II] $\lambda 6583$ después de un tiempo de evolución de 1500 años. Estos diagramas PV fueron obtenidos después de aplicar dos rotaciones al dominio computacional, ϕ es el ángulo con respecto a la línea de visión y ψ es el ángulo con respecto a la dirección z . La primera columna corresponde a la proyección xz y la segunda columna a la proyección yz . Los ejes horizontal y vertical representan la velocidad radial en km s^{-1} y la dirección espacial en arco segundos (considerando una distancia a la fuente de 5.88 kpc), respectivamente. La escala logarítmica en grises está dada en unidades de $\text{erg cm}^{-3} \text{ sr}^{-1}$ 84
- 3 Diagramas posición-velocidad (PV) sintéticos para la línea de emisión [N II] $\lambda 6583$ después de un tiempo de evolución de 1800 años. Estos diagramas PV fueron obtenidos después de aplicar dos rotaciones al dominio computacional, ϕ es el ángulo con respecto a la línea de visión y ψ es el ángulo con respecto a la dirección z . La primera columna corresponde a la proyección xz y la segunda columna a la proyección yz . Los ejes horizontal y vertical representan la velocidad radial en km s^{-1} y la dirección espacial en arco segundos (considerando una distancia a la fuente de 5.88 kpc), respectivamente. La escala logarítmica en grises está dada en unidades de $\text{erg cm}^{-3} \text{ sr}^{-1}$ 86

Lista de Tablas

2.1	Tabla de observaciones	33
2.2	Tabla de datos	36
4.1	Tabla de nebulosas planetarias bipolares y/o bipolares espectroscópicas . .	53

RESUMEN

Analizamos los espectros de alta resolución de tres nebulosas planetarias, M1-32, M3-15 y H1-67, con estrella central de tipo [WC], las cuales están localizadas cerca del bulbo galáctico y muestran una morfología compacta. Las observaciones fueron obtenidas con el espectrómetro Echelle Manchester (Meaburn et al., 2003) conectado con el telescopio de 2.1 m del Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, Baja California. Los datos espectroscópicos fueron obtenidos para diferentes regiones de los objetos. Esto es, se colocaron rendijas con distintas orientaciones sobre la imagen de las nebulosas planetarias, con el fin de conocer mejor la estructura nebular de los objetos. Además, para complementar el mapeo nebular, se utilizaron diferentes filtros en cada observación. Los filtros utilizados para esta tesis, aislaron el orden correspondiente a $H\alpha$ (este orden incluye las líneas de emisión $H\alpha$, [N II] $\lambda 6548$ y [N II] $\lambda 6583$) y el orden que aísla la línea de emisión del [O III] $\lambda 5007$.

Estos datos fueron reducidos con IRAF¹ y posteriormente construimos diagramas de posición-velocidad (PV) para mostrar el comportamiento cinemático de las líneas de emisión de las nebulosas planetarias. Estos diagramas PV se realizaron con el software WIP (Morgan, 1995).

Basados en los resultados observacionales, llevamos a cabo simulaciones hidrodinámicas utilizando el código Yguazú (Raga et al., 2000), con el fin de modelar estas nebulosas planetarias. Se construyó un modelo tridimensional que consiste en un jet interactuando con un viento lento concentrado ecuatorialmente, emulando un toro denso. Este modelo sencillo fue utilizado para explicar la estructura morfo-cinemática de dos nebulosas planetarias, M1-32, M3-15. Posteriormente, consideramos un chorro precesante para reproducir la morfología similar a una “S” e incluimos la velocidad de eyección del chorro con dependencia del tiempo o una densidad de eyección con dependencia del tiempo. Además, el chorro interactúa con un viento lento “ruidoso”, concentrado ecuatorialmente emulando la presencia de un toro denso roto. Se compararon los diagramas posición-velocidad sintéticos con los diagramas posición-velocidad observados de la nebulosa planetaria H1-67, con el fin de describir su comportamiento cinemático.

Con nuestro modelo, se realizaron diagramas PV sintéticos para las líneas de emisión [N II] $\lambda 6583$ y [N II] $\lambda 6548$ los cuales fueron comparados con los diagramas PV observa-

¹IRAF es distribuido por los National Optical Astronomy Observatories, que es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo contrato con la National Science Foundation

dos. El modelo hidrodinámico creado puede explicar de manera global la morfología de cada uno de nuestros objetos. Con estas simulaciones, podemos reproducir los diagramas PV observados después de un tiempo de integración de 4500 años para M1-32, 3500 años para M3-15 y 1500 años para H1-67. Estos valores están de acuerdo con la edad de nebulosas planetarias jóvenes.

Estos tres objetos, a pesar de que muestran una morfología compacta, resultan peculiares desde el punto de vista espectroscópico. Muestran un toro y eyecciones bipolares que escapan por los polos del toro a alta velocidad, por lo que proponemos llamarlos “nebulosas bipolares espectroscópicas”. Consideramos que, dado que las NPs bipolares y multipolares pueden ser resultado de la interacción de sistemas dobles, M1-32, M3-15 y H1-67 podrían albergar un sistema binario. Esto podría ser confirmado en trabajos futuros.

Utilizando el catálogo cinemático de NPs galácticas (López et al., 2012) hemos encontrado que los espectros de 34.4% de 29 nebulosas planetarias con estrella central [WC] muestran eyecciones bipolares a altas velocidades. Algunas NPs con WELs (Weak Emission Line Stars) muestran eyecciones pero con velocidades más pequeñas. Por lo tanto, una gran fracción de estrellas centrales [WC] están produciendo nebulosas planetarias con eyecciones bipolares a alta velocidad.

OBJETIVOS

1.- Analizar el comportamiento morfológico y cinemático de dos nebulosas planetarias con núcleo tipo [WC], M1-32 y M3-15, las cuales muestran evidencia de tener chorros moviéndose con altas velocidades y relacionar su cinemática con otras características. Para ello, construimos un modelo tridimensional utilizando el código Yguazú, consistiendo de un chorro interactuando con un viento estelar concentrado ecuatorialmente, el cual emula la presencia de un toro denso.

2.- Examinar la formación de morfologías de tipo Simetría de Punto que presentan algunas nebulosas planetarias. Para ello calculamos simulaciones numéricas de un chorro que cambia su dirección describiendo un cono de precesión para reproducir la morfología similar a una “S” e incluimos la velocidad de eyección del flujo con dependencia del tiempo o una densidad de eyección con dependencia del tiempo, para explicar las es-

estructuras observadas en estas NPs. Además, el chorro interactúa con un viento lento “ruidoso”, concentrado ecuatorialmente emulando la presencia de un toro denso roto. Los diagramas posición-velocidad sintéticos de este conjunto de modelos serán comparados con los diagramas posición-velocidad observados de la nebulosa planetaria H 1-67, con el fin de describir su comportamiento cinemático.

PUBLICACIONES

Los siguientes artículos son el resultado del trabajo de esta tesis doctoral:

- 1.- **Rechy-García, J. S.**, Velázquez, P. F., Peña, M., & Raga, A. C., 2017, MNRAS, 464, 2318
- 2.- **Rechy-García, J. S.**, Peña, M., & Velázquez, P. F., 2018, MNRAS, (en arbitraje)

Memorias de congresos:

- 1.- **Rechy-García, J. S.**, Peña, M., & García-Rojas, J.,. Kinematical analysis of the galactic planetary nebulae M1-32. In Asymmetrical Planetary Nebulae VI Conference, page 78, April 2014.
- 2.- **Rechy-García, J. S.**, Velázquez, P. F., Peña, M., & Raga, A. C., 3D Hydrodynamical models of the planetary nebulae M 1-32 and M 3-15. In X. Liu, L. Stanghellini, and A. Karakas, editors, Planetary Nebulae: Multi-Wavelength Probes of Stellar and Galactic Evolution, volume 323 of IAU Symposium, pages 361-362, October 2017a. doi: 10.1017/S1743921317001703.
- 3.- **Rechy-García, J. S.**, Velázquez, P. F., Peña, M., & Raga, A. C.,. Hydrodynamical models of planetary nebulae with [WC] central stars. In Cosmic Feast of the Elements, page 29, November 2017b.

ESTANCIAS ACADÉMICAS

Realicé una estancia académica en el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC) en Granada, España con el Investigador Científico, Dr. Martín A. Guerrero. Trabajo: Estudio estadístico de flujos colimados de nebulosas planetarias.

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

1.1 Las nebulosas planetarias

En el año 1782, mientras William Herschel buscaba estrellas dobles, se encontró con un objeto difuso de naturaleza desconocida. Él no estaba seguro de lo que había visto a través del telescopio y, dado que tenía la apariencia de un disco verdoso parecido al planeta Urano, le llamó nebulosa planetaria (Hoskin, 2014).

Las teorías actuales de evolución estelar nos señalan que las estrellas que alcanzaron masas entre 0.8 y $8 M_{\odot}$ (Peimbert, 1990) al momento de su formación, terminarán sus vidas convirtiéndose en nebulosas planetarias (NPs). Sin embargo, hay tres razones por las cuales una estrella de masa baja-intermedia podría no pasar por la fase de la rama asintótica de las gigantes (AGB, por sus siglas en inglés) y en consecuencia, no producir una nebulosa planetaria: 1.- si la masa de su núcleo de helio es menor que $0.47 M_{\odot}$, la estrella no encenderá el núcleo de helio y en su lugar se convertirá en una enana blanca justo después de la fase de la rama de las Gigantes Rojas (RGB, por sus siglas en inglés); 2.- las estrellas que encienden el helio en el núcleo y desarrollan un núcleo de CO en la rama horizontal (HB, por sus siglas en inglés) podrían nunca ascender a la fase AGB si la masa de su envoltura posterior al RGB es demasiado pequeña; 3.- estrellas post-RGB pueden no ascender a la fase AGB si desarrollan una envoltura con un compañero en la fase RGB, convirtiéndose en binarias de periodo corto en la rama horizontal. Ver artículo de Moe and De Marco (2006) para mayor detalle.

Las NPs consisten en un gas ionizado de baja densidad que rodea una estrella central muy compacta y caliente en un estado avanzado de evolución, una cuasi enana blanca. Las densidades típicas de las NPs son del orden de 10^4 cm^{-3} para objetos jóvenes y com-

pactos, y 100 cm^{-3} para objetos extendidos. Su temperatura electrónica se encuentra en un intervalo de 5,000 a 20,000 K. Las nebulosas planetarias constituyen un proceso evolutivo estelar de corta duración comparado con el tiempo que la estrella pasa en secuencia principal. La vida de las NPs es de unos pocos 10^4 años y éstas terminan dispersándose en el medio interestelar. Tienen un radio típico entre 0.05 pc y 0.5 pc.

Una fracción de los elementos que fueron sintetizados en el núcleo de las estrellas de masa baja-intermedia son llevados a la superficie por diversos procesos convectivos. El proceso de formación de las NPs inicia cuando las envolturas exteriores de las estrellas son eyectadas a través de los vientos. Este material eyectado será ionizado por la estrella progenitora una vez que alcance una temperatura por encima de 25,000 K. La edad de las estrellas progenitoras se encuentra entre los 0.1 a 9 Gyr (Allen et al., 1998) y la masa final de las estrellas centrales de las NPs es del orden de 0.5 a 0.9 M_{\odot} (Bloeker, 1995). La temperatura superficial de la estrella central se encuentra en un intervalo de 25,000 a 300,000 K.

El trabajo reciente de Gesicki et al. (2018) muestra nuevas trazas evolutivas post-AGB encontrando que todos los modelos nuevos con edades entre 1 y 7 Gyr (masas progenitoras entre 2.0 y 1.1 de M_{\odot}) evolucionan lo suficientemente rápido para ionizar la NP. Sus nuevos modelos predicen que el Sol al final de su vida formará una NP bastante tenue.

1.1.1 Formación de nebulosas planetarias

Una herramienta importante que usan los astrónomos para el estudio de la evolución estelar es el llamado Diagrama Hertzsprung-Russell (diagrama HR). En este gráfico se representa la relación de la luminosidad de las estrellas contra sus temperaturas efectivas. En el diagrama HR podemos distinguir varias regiones en donde se sitúan las estrellas. Dentro de una de estas regiones se encuentran las estrellas centrales de las nebulosas planetarias, nuestros objetos de estudio. A continuación se describe cada zona del Diagrama HR, que nos permitirá conocer cómo evolucionan las estrellas de masa baja-intermedia a lo largo del tiempo.

En el año de 1912 los astrónomos Ejnar Hertzsprung y Henry Norris Russell estudiaron, de manera independiente, la relación que existe entre la magnitud absoluta de las estrellas y su tipo espectral (o temperatura). Ambos notaron que la mayoría de las estrellas se ubicaban en una curva suave a lo largo del diagrama (ver Fig. 1.1), que va desde las estrellas calientes y más luminosas, hasta las estrellas más frías y menos brillantes. A

esta zona del diagrama se le conoce como Secuencia Principal y aquí las estrellas pasan la mayor parte de su vida fusionando hidrógeno en helio en sus núcleos. Una estrella de $1 M_{\odot}$ pasaría en esta fase aproximadamente unos 10,000 millones de años. Aquí la estrella se encuentra en equilibrio y su estructura cambia porque su composición química es alterada debido a las reacciones nucleares. Esta fase finaliza cuando el hidrógeno se agota en el núcleo estelar. En este momento la estrella se encuentra en un estado en el que fusiona el hidrógeno en una capa más cerca de la superficie, debido a esto la estrella se expande y se mueve casi horizontalmente a la derecha del diagrama HR (zonas de menor temperatura efectiva). A esta etapa se le denomina fase de Gigante Roja. Esta fase se caracteriza por tener temperaturas similares a las estrellas que se localizan en la secuencia principal pero con una mayor luminosidad, esto de acuerdo a la Ley de Stefan-Boltzman, indica que el radio de la estrella gigante roja es mayor que el de las estrellas de Secuencia Principal. Aquí la temperatura del núcleo aumenta y es lo suficientemente caliente como para empezar el quemado de helio. El núcleo eventualmente finaliza como un núcleo de oxígeno y carbono degenerado.

Las estrellas gigantes se subdividen en varios grupos: la rama horizontal, la rama de las gigantes rojas y la rama asintótica de las gigantes (AGB). La rama horizontal forma casi una secuencia horizontal de magnitud absoluta cero. Aquí las estrellas son aproximadamente 100 veces más brillante que el Sol. Las gigantes rojas se elevan casi verticalmente desde la Secuencia Principal y tienen tipo espectral entre K y M en el diagrama HR. Y finalmente tenemos la rama asintótica gigante, en esta fase una estrella de baja masa puede pasar unos 10^6 años, dependiendo de la masa inicial de la estrella.

Cuando una estrella de $1 M_{\odot}$ quema todo el He en su núcleo, esta se mueve hacia la rama asintótica de las gigantes. Esta zona es crucial puesto que aquí las estrellas sufren varios procesos de nucleosíntesis importantes. La fase es caracterizada por dos tipos de quemado, uno del He alrededor del núcleo y otro del H en las cáscaras externas. En esta etapa, las estrellas sufren pérdidas de masa del orden de $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ por medio de un viento lento, de unos 10 km s^{-1} . Este proceso produce una cáscara expandiéndose lentamente alrededor de la estrella. Finalmente el núcleo de la estrella central es expuesto después de que se ha perdido la mayor parte de la masa de la envoltente y surge un nuevo viento mucho más rápido. Estos vientos rápidos tienen velocidades del orden de 1000 km s^{-1} , pero tasas de pérdida de masa mucho más pequeña, típicamente de $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (ver libro *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* de Osterbrock, D.R y Ferland, G.). Al mismo tiempo se emiten fotones ultravioleta, ionizando así la

envolvente circundante. Se han formado entonces nuestros objetos de estudio, las nebulosas planetarias. Cuando las reacciones termonucleares finalizan, la estrella se enfría y ya no es capaz de continuar ionizando el material y da lugar a las estrellas enanas blancas.

Otra región que se encuentra dentro del Diagrama HR es la constituida por las enanas blancas, una clase de estrellas que se encuentran 10 magnitudes por debajo de las estrellas de la secuencia principal y son muy difíciles de observar debido a su baja luminosidad. Dichas estrellas tienen una masa aproximadamente similar o menor a la del Sol y su tamaño es como del planeta Tierra.

1.2 Importancia de las nebulosas planetarias

Las nebulosas planetarias nos ayudan a entender los procesos de nucleosíntesis que se han producido en el interior de las estrellas, por ejemplo, los elementos químicos que se producen en la etapa AGB son He, C, N, un poco de O y elementos s. También, las NPs nos aportan información sobre la composición química inicial del medio en donde se formaron las estrellas progenitoras, principalmente los elementos que no cambian son Cl, S y Ar.

Las NPs enriquecen al medio interestelar devolviendo elementos pesados, tales como N, C, O, entre otros, por lo que podemos estudiar cómo contribuyen a las abundancias químicas del medio interestelar.

Además, la forma que posee cada objeto nos ayuda a inferir los posibles progenitores y/o procesos físicos que dieron lugar a dicha morfología y a comprender las últimas etapas de evolución estelar. En un contexto extragaláctico, las NPs nos proporcionan información sobre la composición química de galaxias lejanas y sobre cómo es la nucleosíntesis en diferentes ambientes. Además las NPs pueden ser utilizadas como indicadores de distancia.

1.3 Proto-nebulosas planetarias

Las proto-nebulosas planetarias (proto-NP) representan una evolución entre la fase final de la etapa AGB y la fase de Nebulosa Planetaria. Esta fase de proto-NP tiene una duración bastante corta, de unos 1000 años, de acuerdo con Sahai et al. (2005). Sahai and Trauger (1998) propusieron que conforme las estrellas evolucionan fuera de la etapa

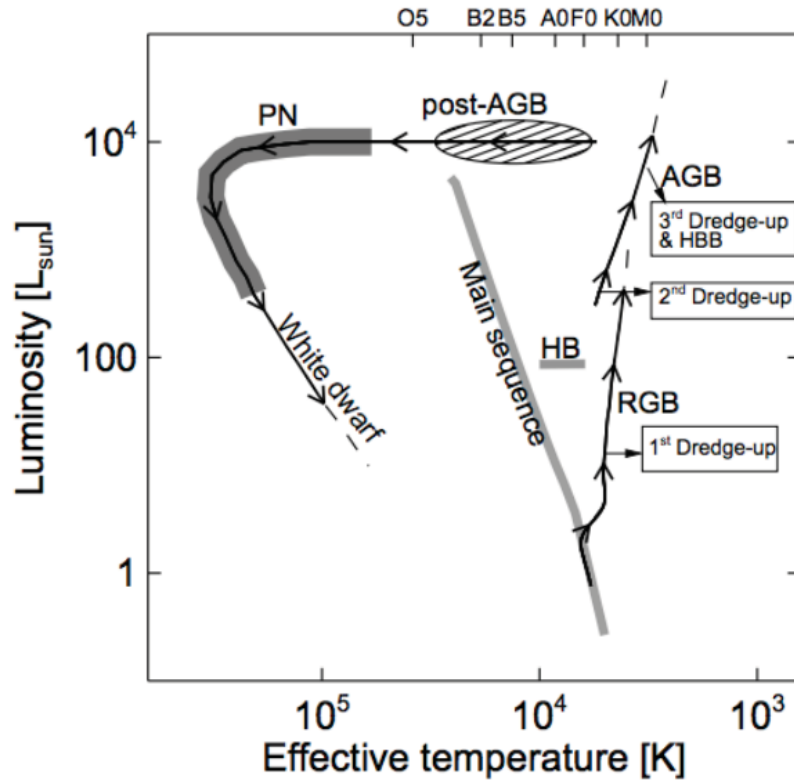


Figura 1.1: Diagrama Hertzsprung-Russel que muestra la evolución de una estrella de baja masa. Las diferentes fases de la evolución estelar son indicadas en la figura junto con los principales episodios de mezclado (dentro de los rectángulos). Los tipos espectrales están indicados en la parte superior. Los acrónimos corresponden a: MS - Secuencia principal, RGB - Rama de las Gigantes Rojas, AGB - Rama de las Gigantes asintóticas, HBB - Hot Bottom Burning, PN - Nebulosa Planetaria. Imagen tomada de Bernard-Salas 2003

AGB, aparecen vientos rápidos colimados, barriendo y chocando la envoltura circumestelar AGB. Esto provoca cambios en la geometría y cinemática de la transición de las fases AGB a NP. La búsqueda de chorros en esta fase es complicada, debido a que es de corta duración y porque la gran cantidad de polvo pudiera estar oscureciendo la zona, que afectan el intervalo visibles del espectro. La proto-NP IRAS16342-3814 vista en el cercano-infrarrojo muestra indicios de un chorro precesante. Otras PNPs estudiadas en Sahai et al. (2005) muestran morfología bipolar y multipolar. Esto indicaría que muchas NPs podrían adquirir su forma en esta fase. Ejemplo de PNPs son CRL 618, CRL 2688 (conocida como la nebulosa del Huevo), IRC + 10216, HR 44179 (conocida como la nebulosa del Rectángulo Rojo) y IRAS09371 + 1212 (la nebulosa Helada de Leo).

1.4 Estrellas centrales de nebulosas planetarias

La gran mayoría de las estrellas centrales de las nebulosas planetarias pueden clasificarse en dos categorías: aquellas que poseen una atmósfera rica en hidrógeno y las que son deficientes en hidrógeno.

Las estrellas centrales que poseen las tres NPs que estamos estudiando son del tipo Wolf-Rayet, las cuales presentan atmósferas deficientes en H. Por ésta razón en este subcapítulo ahondaremos sobre las características generales de las estrellas tipo Wolf-Rayet.

Por otro lado, las morfologías asimétricas observadas en algunas nebulosas planetarias posiblemente son producidas por sistemas estelares binarios; debido a que los tres objetos que estamos analizando en este trabajo doctoral presentan flujos bipolares, éstas NPs podrían albergar un sistema binario. En este subcapítulo también profundizaremos sobre las estrellas centrales binarias.

1.4.1 Estrellas centrales de tipo Wolf-Rayet

Las estrellas centrales de NPs muestran espectros típicos de estrellas calientes con atmósferas ricas en H y líneas de absorción del H, He y elementos pesados.

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) son los núcleos desnudos de estrellas masivas evolucionadas, fueron descubiertas en 1867 por C. Wolf y G. Rayet, son estrellas muy calientes ($\geq 30,000$ K) y muy luminosas (5,250 a 33,130 L_{\odot}), las cuales se caracterizan por tener líneas de emisión intensas y anchas en sus espectros. Estas estrellas pertenecen a la población I de la galaxia; se ha calculado que tienen masas de 10 a 40 M_{\odot} . Las líneas de emisión anchas que presentan son indicativas de inestabilidades atmosféricas y pérdidas de masa extrema mediante un viento estelar intenso. De acuerdo a sus espectros las estrellas WR se clasifican en WN (líneas intensas de nitrógeno) o WC (líneas intensas de carbono) y sus espectros reflejan las líneas de emisión producto del ciclo CNO y del quemado de He, respectivamente. También dentro de esta clasificación están las denominadas WO las cuales son ricas en oxígeno y son descendientes de las estrellas WC más evolucionadas (Kingsburg et al. 1995). En general, las atmósferas de las estrellas WR son deficientes en H.

De las estrellas centrales de nebulosas planetarias, cerca de un 10% pertenecen a la clasificación [WC]. Estas estrellas muestran espectros similares a las estrellas Wolf-Rayet

masivas de la secuencia del Carbono. Las estrellas [WC] presentan vientos intensos, con fuertes líneas en emisión, muy anchas, evidencia de que están sufriendo una inestabilidad atmosférica con gran pérdida de masa, entre 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1} (Koesterke, 2001). Sus velocidades terminales están entre cientos y miles de km s^{-1} .

Las estrellas centrales que se encuentran en algunas nebulosas planetarias (de ahora en adelante [WR]NPs) son de masa baja, típicamente 0.6 - $0.7 M_{\odot}$ y pertenecen a una clase de estrellas centrales que tienen baja cantidad de hidrógeno, sus atmósferas estelares están compuestas principalmente por helio, oxígeno y carbono. La inmensa mayoría de las conocidas hasta ahora son de la secuencia del carbono [WC]. Están en un avanzado estado evolutivo y el fuerte viento estelar las ha despojado de la atmósfera rica en hidrógeno. Las estrellas [WC] se subdividen de acuerdo al grado de ionización de su atmósfera, las que presentan alta ionización (He II, C IV y O VI) se denotan como [WC2] a [WC4] (también se les denota como [WO]) y son llamadas *tempranas*, con temperaturas estelares más altas que 100 kK, y las que presentan baja ionización (He I y C II) son clasificadas como [WC6] a [WC9] y son llamadas *tardías* con temperaturas estelares entre 30 kK a 70 kK (Koesterke, 2001). Las estrellas centrales WR que son núcleos de NPs se distinguen de las no-WR por las líneas en emisión anchas y la inusual composición química de sus atmósferas.

Las diferencias importantes que se conocen entre las NPs con núcleo [WC] y con núcleo normal es la mayor velocidad de expansión y turbulencia que muestran las cáscaras de las nebulosas con estrella [WC], debido a la deposición de energía mecánica del viento (Gorny y Stasinska 1995; Medina, Tesis doctoral 2004; Peña et al. 2001., y Medina et al. 2006). En el trabajo realizado por Gorny et al. (2004) se encontró que la proporción de [WR]NPs es bastante mayor en el bulbo galáctico que en el disco. Otra de las diferencias entre este tipo de planetarias es que las [WR]NPs que están localizadas en el disco galáctico se encuentran más concentradas hacia el disco delgado (a una altura menor a 400 pc del disco) que las NPs con estrella central normal o wels (estrellas de líneas en emisión débiles, esto es, presentan líneas más débiles y angostas que las líneas observadas en las [WR]), las cuales están distribuidas hasta por arriba de 800 pc. Esto indicaría que las [WC] son objetos más jóvenes (Peña et al. 2013). Recientemente García-Rojas et al. (2013) estudiando una muestra de 12 [WR]NPs, han encontrado que son más ricas en N que las NPs del disco y muchas de ellas son ricas en C.

Mecanismos para formar una estrella [WC]

La formación de una estrella de masa baja-intermedia deficiente en hidrógeno no se entiende completamente. Existen modelos de evolución estelar que proponen cómo se forma una [WC] a partir de pulsos térmicos (pulso en el que se enciende el He en el núcleo de manera explosiva). Estos pulsos producen la ingesta del H de la superficie hacia el interior donde se quema. Esto da como resultado la deficiencia de este elemento. Durante la segunda etapa AGB los pulsos térmicos de la estrella ocasionan que haya una gran pérdida de masa y por ende, la envoltura rica en H de la estrella disminuye. Una vez que la estrella abandona la etapa AGB (post AGB) los pulsos térmicos continúan y puede ser que en el último pulso térmico, la estrella regrese a la zona de las gigantes rojas (born-again). Existen 3 modelos básicamente, que se explican a continuación, los cuales se han tomado de Koesterke (2001):

AFTP (Pulso térmico final de la rama asintótica de las gigantes): Ocurre un pulso térmico cuando la estrella está aún en la etapa AGB, en donde la combustión del hidrógeno cesa y se mezcla en la zona entre la cáscara de quemado de H y la de quemado de He (intershell). La abundancia de hidrógeno que queda en la superficie, es relativamente alta.

LTP (Pulso térmico tardío): Este pulso ocurre cuando la estrella ha abandonado la fase AGB y la combustión de hidrógeno todavía continúa. La estrella se encuentra aproximadamente en el régimen de las estrellas centrales de nebulosas planetarias (CSNP). Durante el pulso, el hidrógeno de la superficie permanece sin cambios y no ocurre un quemado del mismo. La estrella regresa a la etapa AGB y posteriormente a este pulso tardío el hidrógeno en la superficie se reduce hasta un porcentaje muy bajo en masa.

VLTP (Pulso térmico muy tardío): Es similar al proceso LTP, sin embargo aquí la estrella ha entrado en el proceso de enfriamiento de la enana blanca y la combustión del hidrógeno ha cesado, por lo que el pulso térmico se desarrolla en esta etapa. La estrella regresa, como en el primer caso, a la etapa AGB.

Como se ha mencionado, no se entiende del todo la formación de estrellas deficientes en H y los modelos anteriores son escenarios que podrían ayudar a entender la razón de esta deficiencia. Las estrellas born-again también son deficientes en H y se cree que éstas experimentan un segundo “flash” en el que expulsarían su atmósfera rica en H, dejando al descubierto una capa rica en He y C. A medida que la envoltura del remanente se expande, la temperatura estelar efectiva disminuye y la estrella regresa a la fase AGB.

La evolución estelar que sigue a este evento es rápida y llevará a la estrella de regreso hacia la fase post-AGB en el diagrama HR, aquí la envoltura de la estrella se contrae, su temperatura efectiva aumenta y se desarrolla un nuevo viento estelar rápido. Como si una segunda NP naciera de nuevo. El viento estelar rápido eyectará el material pobre en H durante el evento born-again. Este tipo de escenario ha sido encontrado en la vecindad de la estrella de la NP A30. Además, en A30 se encuentran nudos cometarios pobres en H con velocidades de hasta 200 km s^{-1} . Una explicación con mayor detalle de estrellas born-again se encuentra en Guerrero et al. (2012).

La diferencia de NPs que tienen estrella central born-again (como el caso de A30) con NPs que tienen estrella central [WC] es que en éstas últimas no se encuentra material rico en metales pesados.

1.4.2 Estrellas centrales binarias

La morfologías asimétricas que presentan el 80% (Douchin et al., 2013; Parker et al., 2006) de NPs aún no se explica del todo. La idea de campos magnéticos y/o rotación estelar fueron propuestos en el pasado, para tratar de comprender la forma asimétrica de estos objetos. Sin embargo, en los recientes años, la idea de que son las estrellas binarias las responsables (en su mayoría) de este zoológico de morfologías de NPs es la más aceptada. De Marco (2009) resume los cinco tipos principales de interacciones binarias que pueden dar lugar a las distintas morfologías de NPs:

1.- Binarias muy separadas, en este tipo de sistemas binarios el periodo orbital es más largo que el tiempo de vida de las NPs y la interacción entre ellas podría causar algunos tipos de estructuras pequeñas como burbujas en las NPs. Un ejemplo de objeto con binaria muy separada es NGC 246.

2.- Binarias separadas, aquí el período orbital es del mismo orden que el tiempo de vida de las NPs. Las estrellas tienen una separación de 100 a 1000 UA. Es este tipo de sistemas el que más probabilidad tiene de producir desviaciones asimétricas como chorros. Un ejemplo de binarias separadas es NGC 6826.

3.- Binarias cercanas que evitan la envoltura común, tienen una separación de unas pocas a 100 UA. Estos sistemas pueden ocasionar una variedad de formas de NPs dependiendo de su separación y relación de masa. Este tipo de sistemas puede causar NPs bipolares y la interacción binaria con un disco puede causar chorros precesando que den

origen a NPs cuádrupolares. Aquí la estrella compañera puede evitar la envoltente común e interactuar con la envoltura de la estrella primaria al principio de la fase AGB y entrar en una envoltente común cuando la estrella se expande en un momento posterior. Esto puede dar lugar a una morfología más compleja.

4.- Interacción de envoltente común donde la binaria sobrevive, ésta ocurre cuando una estrella RGB o AGB transfiere la masa a su compañera a una velocidad que es demasiado grande para ser acretada. Aquí la compañera se expande llenando su lóbulo de Roche y las dos estrellas terminan dentro de la envoltura de la estrella primaria. La estrella secundaria transfiere energía y momento angular a la primaria y puede desvincular la envoltente. Si la compañera es capaz de eyectar la envoltente, el resultado es una binaria cercana. Esta interacción puede dar lugar a NPs bipolares.

5.- Interacción de envoltente común que resulta en una fusión, aquí si la interacción de la envoltente común con la estrella compañera no resulta en la eyección de la envoltente, la compañera se fusiona con el núcleo de la primaria. Si la compañera se convierte en una marea triturada a medida que se acerca al núcleo de la primaria, podría formar un disco a su alrededor. Este disco podría eyectar chorros y la morfología general de la NP podría ser elíptica debido al giro de la envoltente.

1.5 Morfología de nebulosas planetarias

1.5.1 Introducción

Tradicionalmente las nebulosas planetarias son clasificadas de acuerdo a su apariencia morfológica con base en imágenes. La importancia del estudio de la morfología junto con el análisis espectroscópico de las NPs, yace en que nos proporcionan información relevante sobre el proceso evolutivo y los procesos de eyección de las estrellas de masa baja e intermedia. Es precisamente esta razón la que motiva la realización de esta tesis doctoral. Varios fenómenos propician las diferentes morfologías de estos objetos, ya sea por la pérdida discreta de masa al final de las últimas fases de la evolución de la estrella, desviaciones en la simetría del viento estelar, la presencia de estrellas binarias (como ya explicamos en la sección anterior), campos magnéticos o rotación estelar.

1.5.2 Clasificación morfológica

Han habido muchos intentos de clasificar morfológicamente a las NPs, desde Curtis (1918) quien clasificó a las NPs en diferentes grupos, cada una de acuerdo a las características observadas, tales como anillos elípticos o circulares, ansae, formas de disco más brillantes en los bordes, etc. Greig (1972) clasificó a las NPs en dos grupos, binebulares y circulares, siendo el primer grupo aquellas que tienen mayor intensidad en las líneas nebulares prohibidas, [O III], [O II] y [NII].

Peimbert (1978) también ordenó a las NPs en 4 tipos, el primero de acuerdo a sus propiedades químicas y los 3 siguientes en relación a su cinemática. Esto es, las de Tipo I son aquellos objetos ricos en He y N ($\text{He}/\text{H} \geq 0.125$, $\text{N}/\text{O} \geq 0.5$), las masas de sus estrellas progenitoras están en el rango de 2 a 8 M_{\odot} y en general, estas NPs tienen morfologías bipolares. Los objetos clasificados como de Tipo II muestran velocidades peculiares menores a 60 km s^{-1} y las masas iniciales de sus estrellas centrales son más pequeñas que $2 M_{\odot}$. La mayoría de las NPs son de este tipo. Las NPs de Tipo III son similar a las de Tipo II pero sus velocidades peculiares son mayores a 60 km s^{-1} . Éstas, al igual que el Tipo II, no presentan enriquecimiento del He y N. Finalmente, el Tipo IV de Peimbert son aquellos objetos que pertenecen al halo de la galaxia. Hay pocos objetos en esta categoría y muestran muy bajas metalicidades y altas velocidades peculiares.

Zuckerman (1986) dividió a las NPs básicamente en bipolares, redondas, de disco y anulares. Encontró una relación inversa entre la abundancia de elementos pesados y la latitud galáctica. Balick (1987) realizó un atlas de 51 NPs que clasificó con base en una secuencia empírico-evolutiva de 4 diferentes tipos, redondas, elípticas, bipolares y con forma de mariposa. Estos resultados después fueron contrastados tomando en cuenta la evolución en el tiempo de estos objetos con trabajos hidrodinámicos hechos por Icke et al. (1992). El resultado más importante que se encuentra en este trabajo es que la mayoría de las NPs simétricas y asimétricas observadas pueden haberse formado como consecuencia de la interacción entre los vientos AGB y post AGB, a través de un viento estelar no simétrico para producir una NP asimétrica. Otro resultado es que las envolventes de las estrellas gigantes rojas de las NPs no circulares se expulsan con una densidad menor a lo largo de sus polos que en sus ecuadores. Schwarz et al. (1992) publicó un catálogo de imágenes de 255 NPs tomadas en los filtros $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ y $[\text{O II}]$, en este artículo se clasificaron a las NPs de acuerdo a su morfología.

También se realizó un catálogo de NPs del cielo del Norte con el fin de completar la

muestra morfológica hecha anteriormente por Schwarz para los cielos del Sur, tomando en cuenta 5 principales clases morfológicas, redondas, elípticas, bipolares, cuadrupolares y tipo simetría de punto (Manchado et al., 1996). Una reciente clasificación morfológica de NPs jóvenes es la realizada por Sahai et al. (2011), en la cual se incluyen 119 imágenes nuevas del Telescopio Espacial Hubble. En esta nueva clasificación el enfoque del trabajo son las NPs jóvenes, ya que muestran las simetrías originales impuestas por los procesos físicos dominantes que operan en los primeros estados de formación. En cambio, las NPs más viejas desarrollan inestabilidades, interactúan con el medio interestelar y están sujetas a los frentes de fotoionización y todo esto cambia la configuración de la geometría impuesta desde el principio.

Todas estas clasificaciones son hechas con base en imágenes, sin embargo, las estructuras intrínsecas de las NPs no pueden ser fácilmente derivadas. Es importante entonces tomar en cuenta varios factores que contribuyen a un mejor entendimiento morfológico de estos objetos. Kwok (2010) describió tres problemas que sufren todos los esquemas de clasificación morfológicos:

Dependencia en el tiempo de exposición: una exposición más profunda podría revelar estructuras más débiles, las cuales podrían cambiar la clasificación de la nebulosa.

Dependencia de las especies químicas: la morfología de las NPs observadas en líneas de diferentes iones no es necesariamente la misma, como resultado de la estructura de ionización y el efecto de estratificación.

Efectos de proyección: la clasificación morfológica describe la estructura proyectada en 2D, no la estructura 3D de la NP.

En este trabajo doctoral, a través de la hidrodinámica, intentamos dilucidar las componentes necesarias para describir la morfología desde el punto de vista espectroscópico que tienen tres nebulosas planetarias, M 1-32, M 3-15 y H 1-67. Estos tres objetos en apariencia resultan ser objetos compactos y con forma toroidal. Sin embargo las observaciones espectroscópicas nos revelan que la morfología es más compleja.

Esta tesis nos indica que otro factor importante que debe tomarse en cuenta, si es que se quiere tener un panorama global de la morfología espectroscópica de las NPs, es **la posición de la rendija** al momento de hacer la observación, ya que rendijas

con diferentes orientaciones pueden dar otras estructuras morfológicas en los diagramas posición-velocidad.

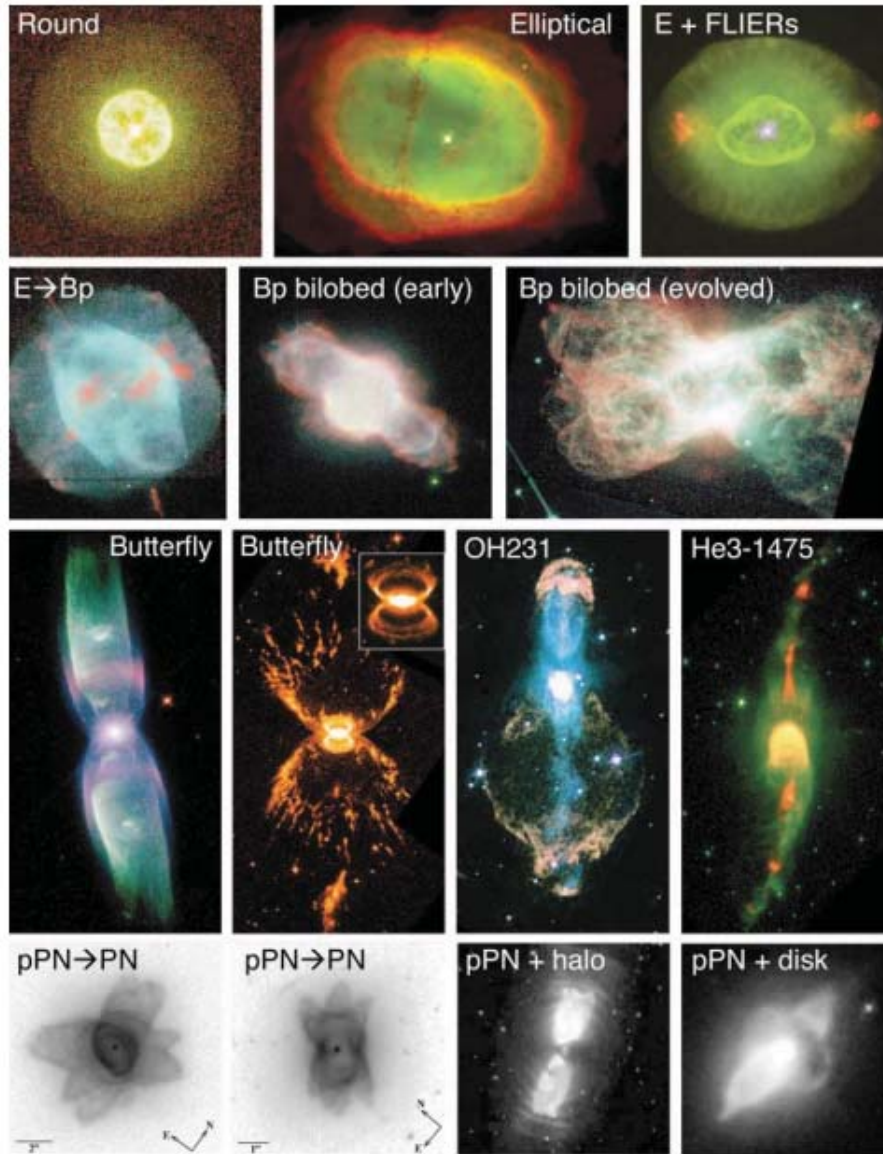


Figura 1.2: Ilustraciones de tipos morfológicos de NPs y PNPs. El color rojo indica generalmente regiones de baja ionización (los colores de NGC 3132 y OH231 han sido alterados para este propósito). Primera fila: IC 3568 (Bond & NASA), NGC 3132 (Sahai & NASA), NGC 6826 con FLIERs en rojo (Balick & NASA); Segunda fila: NGC 7354, NGC 6886 y NGC 7026 (all Hajian & NASA); Tercera fila: M2-9 (Balick & NASA), He2-104 (Corradi & NASA), OH231 (Bujarrabal & ESA), He3-1475 (Borkowski & NASA); (Bottom row) He2-47 (Sahai & NASA), He2-339 (Sahai & NASA), IRAS 17150-3224 (Kwok & NASA), IRAS 16594-4656 (Hrivnak & NASA). Imagen tomada de Balick and Frank (2002).

Capítulo 2

LAS OBSERVACIONES

2.1 Muestra de objetos

Obtuvimos espectros de alta resolución con el espectrógrafo Manchester Echelle Spectrometer (MES, Meaburn et al., 2003) acoplado al telescopio de 2.1m del Observatorio Astronómico Nacional ubicado en San Pedro Mártir, Baja California (OAN-SPM).

El espectrógrafo MES fue construido para estudiar objetos extendidos y débiles que emiten en el rango de 3900 - 9000 Å en donde se requiere observar zonas con alta señal a ruido para obtener perfiles espacialmente resueltos de líneas de emisión individuales, por lo que resulta de gran utilidad para este trabajo doctoral. El MES es un espectrógrafo de rendija larga, el cual usa filtros de banda angosta para aislar los órdenes que contienen las líneas de emisión de interés, como pueden ser H α , [O III] y [S II]. Tiene un poder de resolución espectral de $\lambda/\delta\lambda \leq 10^5$.

Para nuestras observaciones, el MES fue equipado con el CCD Marconi 2, el cual tiene un tamaño de pixel de 13.5 μm . Utilizamos un binning de 2×2 y usamos un espejo secundario de f/7.5 que provee una escala de placa de 13.2 arcsec mm^{-1} . La escala de placa sobre el detector fue de 0.356 arcsec pixel^{-1} . La rendija utilizada para todas nuestras observaciones tiene un tamaño de 6.5 arcmin y un ancho de 2 arcsec (150 μm) sobre el cielo. La resolución espectral obtenida es aproximadamente 11 km s^{-1} .

Tenemos espectros de un conjunto de nebulosas planetarias galácticas, de los cuales tres de ellos resultan interesantes desde el punto de vista cinemático y morfológico. El resumen de las observaciones para cada objeto se muestra en la Tabla 2.1.

Las NPs que resultan interesantes para este trabajo debido a que se detectan espec-

trocópicamente flujos moviéndose con alta velocidad y tienen apariencias compactas son: M 1-32, M 3-15 y H 1-67, las cuales tienen un núcleo central de tipo [WO 4]_{pec}, [WC 4] y [WO 2] respectivamente. Las observaciones fueron realizadas en las noches del 4 y 5 de agosto de 2011 para M 1-32 y M 3-15, y la noche del 18 de mayo de 2013 para el caso de H 1-67. Se obtuvieron espectros con rendijas en diferentes orientaciones para cada NP. Inmediatamente después de cada observación, se tomaron exposiciones con la lámpara de Th-Ar para realizar posteriormente la calibración en longitud de onda. También tomamos una secuencia de bias y finalmente se hizo la reducción de los espectros. La reducción de los datos se realizó con el software IRAF¹.

Para M 1-32 y M 3-15 se contemplaron tres posiciones distintas para colocar la rendija. Todas fueron ubicadas en dirección Norte-Sur. Para H 1-67 se colocaron dos rendijas en distintas posiciones, una en dirección Norte-Sur y la segunda con un ángulo de posición de 45°. Las imágenes se muestran en la Fig. 2.1. Como mencionamos en la subsección §1.3.2, es importante realizar observaciones con rendijas en diferentes posiciones, para tener un mapeo global del objeto y así entender mejor la estructura general de la NP. Los filtros que utilizamos aíslan el orden correspondiente a H α , este orden incluye las líneas de emisión [N II] λ 6548 y [N II] λ 6583. También tomamos el filtro que aísla la línea de emisión [O III] λ 5007, sin embargo, el comportamiento de la línea del oxígeno muestra la misma estructura que el orden en H α para M 1-32 y M 3-15. Obtuvimos un espectro para cada posición de la rendija en cada objeto.

En la Fig. 2.1 se muestran las rendijas que fueron colocadas en cada NP. Podemos observar lo siguiente: la NP M 1-32 tiene apariencia de un anillo, relacionado a una estructura toroidal, vista de frente, con una cáscara muy débil alrededor. Esta es una imagen en H α obtenida por nosotros en el OAN-SPM. La NP M 3-15 tiene apariencia de un anillo estirado, relacionado a una estructura toroidal alargada, y emisiones más débiles en la dirección del eje mayor del toro (o anillo). Esta imagen forma parte del catálogo realizado por Sahai et al. (2011) y fue obtenida con el Telescopio Espacial Hubble. M 1-32 y M 3-15 son fuentes morfológicamente muy parecidas, con un anillo relacionado con una estructura toroidal y lobulos bipolares más extensos en M 3-15 que en M 1-32. En el capítulo 4 se detallan los modelos hidrodinámicos realizados para ambos objetos.

Finalmente, tenemos la NP H 1-67 la cual tiene apariencia de un anillo relacionado a una estructura toroidal con dos emisiones brillantes al Este y Oeste, dando la apariencia

¹IRAF es distribuido por los National Optical Astronomy Observatories, que es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo contrato con la National Science Foundation.

de un toro roto. La imagen en $H\alpha$ fue obtenida por nosotros en el OAN-SPM. En el capítulo 5 se detallan los modelos hidrodinámicos realizados para este objeto.

Como podemos notar los tres objetos son muy similares en apariencia y de manera general parecieran ser objetos de estructura toroidal. Éstos además resultan ser objetos compactos con un tamaño menor que 10 arcosegundos de diámetro.

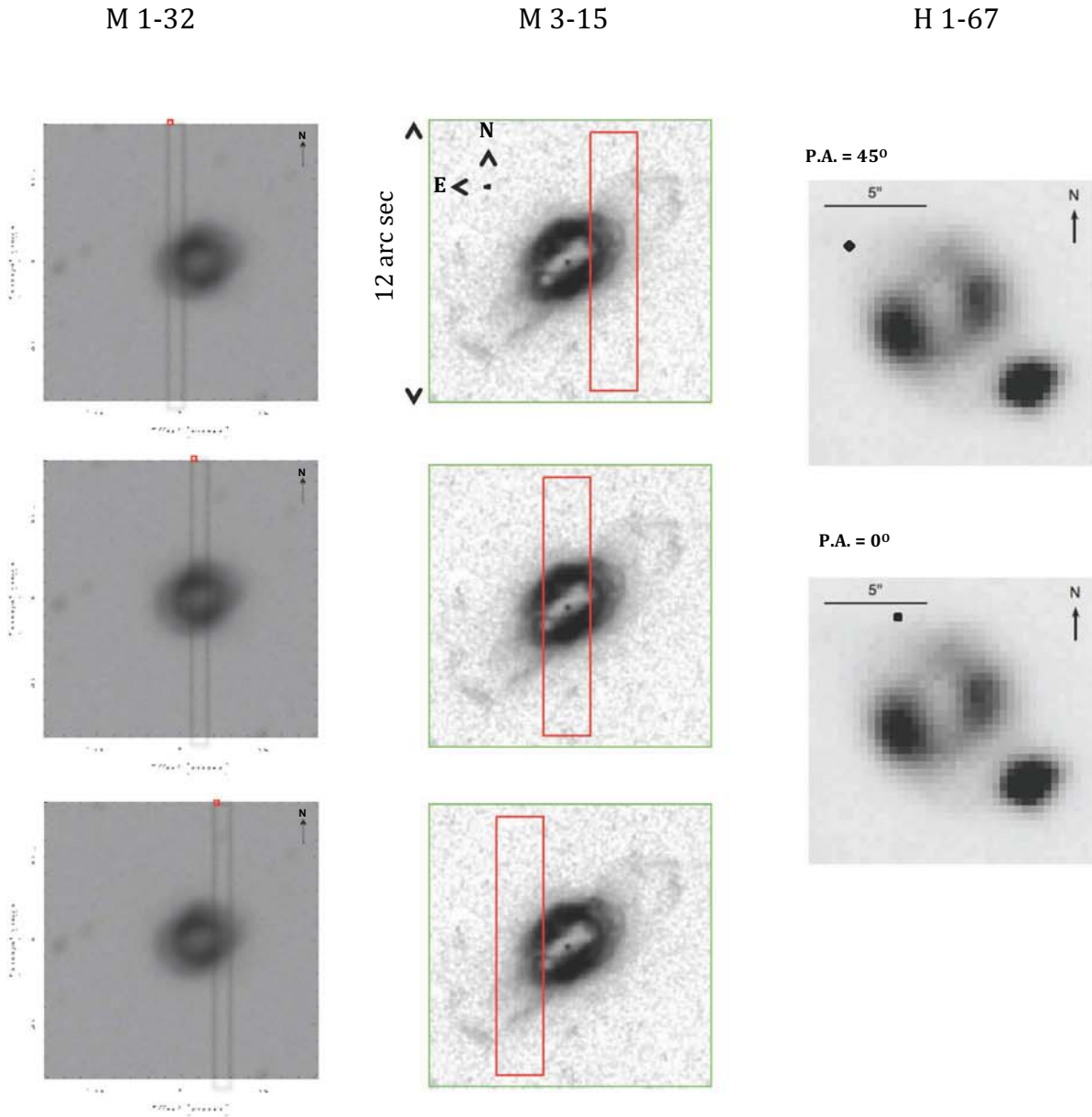


Figura 2.1: Posiciones de las rendijas para cada nebulosa planetaria. Izquierda: M1-32. Centro: M3-15. Derecha: H1-67. La rendija es marcada con rojo en las dos primeras NPs y en color negro, para la última NP. La escala está marcada en cada imagen de las NPs. Las imágenes son tomadas con el filtro $H\alpha$.

Tabla 2.1: Tabla de observaciones

PN G	Nombre	A.R J2000	Dec J2000	Fecha de observación	Posición de la rendija, A.P.	Tiempo de exposición (s)
002.4+05.8	NGC 6369	17 29 20	-23 45 34	19/05/2015	Este, 0°	1800
006.8+04.1	M3-15	17 45 32	-20 58 02	05/08/2011	Centro, 0° Este, 0°	1800 600
009.8-04.6	H1-67	18 25 04.9	-22 34 52	18/05/2015	Centro, 0° Oeste, 0° Este, 0°	1200 1200 900
011.9+04.2	M1-32	17 56 20	-16 29 04	04/08/2011	Norte-Este, 45° Este, 0° Centro, 0°	900 1200 1200
034.5-06.7	NGC 6778	19 18 25.0	-01 35 47	29/06/2017	Oeste, 0° Este, 0° Centro, 0°	600 900 600
049.3+88.1	H4-1	12 59 27	+27 38 10	19/05/2015	Centro, 0°	900
054.2-03.4	Necklace	19 43 59	+17 09 01	19/05/2015	Este, 0°	900
086.9-03.4	Ou5	21 14 20	+43 41 36	26/06/2017	Centro, 0°	900
096.3+02.3	K3-61	21 30 00	+54 27 27	24/07/2014	Este-Oeste, 0°	1200
326.6+42.2	IC972	14 04 26	-17 13 40	21/05/2015	Centro, 0°	1200

2.2 Reducción de datos

Para llevar a cabo las reducciones de los espectros, empleamos el software IRAF. Para ello utilizamos dos paquetes de este software, *ccdred* y *longslit*.

Con el primer paquete *ccdred*, utilizamos la tarea *combine*, la cual nos permitió combinar las exposiciones de los bias que realizamos cada noche de observación. Así conseguimos hacer un Masterbias, resultado del promedio de los bias. Aplicamos este Masterbias a todas las imágenes, espectros y lámparas de comparación. La corrección por campos planos no fue realizada en este trabajo.

A continuación realizamos la calibración en longitud de onda. Para realizar esta calibración, lo que hicimos es entrar al paquete *longslit* y utilizar la tarea *identify*. Con esta tarea identificamos las líneas de emisión que tenemos en las lámparas de comparación de Th-Ar. Esta tarea identifica las líneas en un espectro unidimensional (a lo largo de una línea o de una columna dependiendo de cual sea el eje de dispersión). Este paso se debe hacer con precaución, pues una línea mal identificada nos modificaría el espectro observado. Una vez que identificamos algunas líneas de emisión en las lámparas de calibración, usamos la tarea *reidentify* la cual toma la información previa y produce un mapa de dispersión en las dimensiones de los datos. Esto nos permitirá identificar las líneas que estén en toda la imagen y que posteriormente se usarán como referencia para encontrar las líneas de emisión en otros espectros.

El siguiente paso fue utilizar la tarea *fitcoords*, la cual nos permite fijar las coordenadas que hemos obtenido en la identificación de las líneas de emisión. Esto es, estamos indicando al programa que la longitud de onda asignada a cada uno de los pixeles en la previa identificación, es la que tomaremos como única en las posteriores transformaciones a realizar. Aquí se nos desplegará una ventana en la que tenemos que encontrar la menor dispersión de nuestros datos.

El último paso es aplicar la tarea *transform*, la cual nos permite tomar la imagen previa de referencia con las líneas identificadas en longitud de onda y aplicárselas a nuestros espectros, para que estén calibrados en longitud de onda y se puedan hacer las mediciones de velocidades. En la Fig. 2.2 mostramos un ejemplo de la lámpara de calibración obtenida en la observación y el resultado de aplicar todas las tareas anteriores para la reducción de datos.

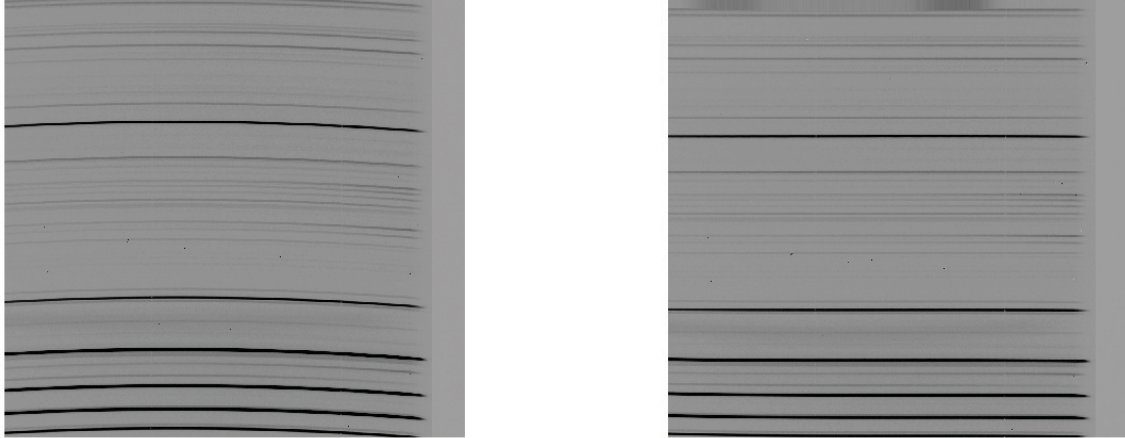


Figura 2.2: Ejemplo de reducción de la lámpara de calibración. Izquierda: lámpara de calibración obtenida en la observación. Derecha: lámpara de calibración resultante de la aplicación de las tareas para la reducción de datos

2.3 Diagramas posición-velocidad

Para estudiar la cinemática de las NPs M1-32, M3-15 y H1-67 construimos diagramas posición-velocidad (PV). Estos fueron realizados usando el software WIP (Morgan, 1995). Este programa nos permite realizar gráficos de alta calidad. Para construir estos diagramas PV, primero hicimos la calibración de los espectros en longitud de onda (ver sección §2.2), posteriormente tomamos la línea de emisión [N II] y utilizando la ecuación de efecto Doppler y haciendo la corrección a la velocidad radial para obtener la velocidad heliocéntrica (usando la tarea `rvcorrect` de IRAF) transformamos la longitud de onda en velocidad. La ecuación de Efecto Doppler se muestra a continuación:

$$V_r = c \frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o} \quad (2.1)$$

Donde:

V_r = velocidad radial

$c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$, velocidad de la luz

λ = longitud de onda medida (observada)

λ_o = longitud de onda en reposo

Para graficar el eje X que corresponde a la posición, tenemos que conocer la escala de placa del detector y multiplicarlo por el tamaño en pixeles de la línea de emisión.

Hemos elegido mostrar las líneas de [N II] $\lambda 6548$ y [N II] $\lambda 6583$ debido a que estas líneas son más sensibles a los nudos, filamentos, condensaciones brillantes o ansae (Balick et al., 1994). La estructura espacial de la línea de emisión de [N II] se resuelve mejor debido a que es menos ancha (debido a su menor ancho térmico) que la línea H α .

Los diagramas PV nos permiten estudiar en detalle las estructuras de velocidad de las líneas de emisión así como estudiar la cinemática de los nudos, condensaciones brillantes o material asociado a chorros que puedan presentar las líneas.

Como podemos notar en la Fig. 2.3, los tres espectros de cada objeto son muy similares entre sí. En una descripción general, los tres tienen una o dos condensaciones brillantes a 0 km s^{-1} , las cuales corresponden a estructuras toroidales. Además, tienen eyecciones o nudos brillantes de alta velocidad, los cuales corresponden a chorros eyectados por sus estrellas centrales.

En la tabla 2.2 se resumen las características de estos tres objetos.

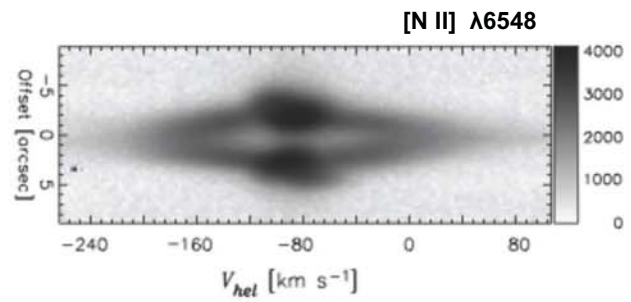
Tabla 2.2: Tabla de datos

Nombre	Tipo espectral	T _* kK	Tamaño (")	Distancia (kpc)	Densidad electrónica (cm ⁻³)	He/H ^a	N/O ^a
M 3-15	[WC 4]	55	4.5	6.82±1.36	5000	0.107	0.14
H 1-67	[WO 2]	–	7.0	5.88±1.76	–	0.125	0.56
M 1-32	[WO 2]	66	9.1	4.79±0.95	9250	0.126	0.5

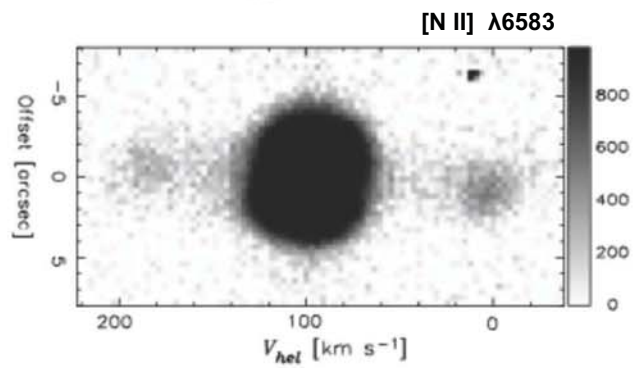
^a In 12 + log X/H , ver García-Rojas et al. (2013) y Escudero et al. (2004)

En los capítulos 4 y 5, describimos los diagramas PV obtenidos para distintas posiciones de rendija de cada objeto. Como describimos en la sección §1.3.2, la posición de la rendija resulta interesante cuando ésta es colocada en distintas orientaciones.

M 1-32
(rendija N-S, centro)



M 3-15
(rendija N-S, centro)



H 1-67
(rendija N-E, A.P = 45°)

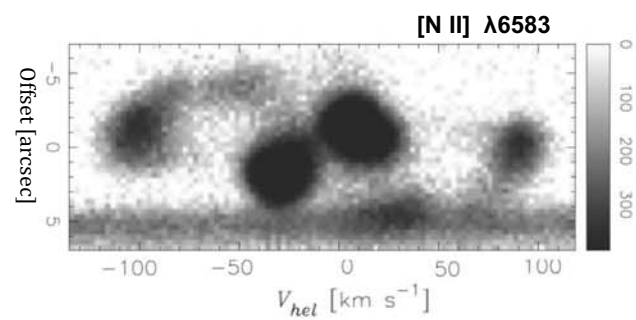


Figura 2.3: Diagramas posición-velocidad para una posición de rendija de cada nebulosa planetaria.

Capítulo 3

MODELOS HIDRODINÁMICOS

3.1 Introducción

La hidrodinámica estudia el movimiento de los fluidos y las fuerzas que actúan sobre ellos (fuerzas de volumen y fuerzas de superficie) y cómo éstos se mueven en respuesta a las fuerzas. En algunas ocasiones es útil considerar el fluido en un marco de referencia Lagrangiano, es decir, uno que se mueve con el fluido, mientras que en otras ocasiones se considera al fluido en un sistema de referencia Euleriano (sistema estacionario). La derivada del tiempo de f en un sistema de coordenadas Lagrangiano, Df/Dt , donde f es cualquier cantidad física que es función de la posición y el tiempo y \mathbf{u} es la velocidad, está dado por:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla f \quad (3.1)$$

Los términos del lado derecho representan las derivadas Eulerianas (en un punto fijo en el espacio). El primer término de la derecha representa cambios en f sobre el tiempo y el segundo representa la advección, esto es, cambios debido al transporte de flujo. Hay tres ecuaciones hidrodinámicas que determinan las condiciones en el gas. Estas describen la conservación de masa, momento y energía.

La ecuación de continuidad representa la conservación de la masa y relaciona los campos de la densidad (ρ) y la velocidad (\mathbf{u}) en el gas:

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

La ecuación de momento puede ser escrita como:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\nabla p + \rho\mathbf{f} \quad (3.3)$$

donde p y \mathbf{f} son la presión y las fuerzas de volumen por unidad de masa, respectivamente.

La ecuación de la energía en coordenadas cartesianas es:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(E + P)] = -L \quad (3.4)$$

con $E = \rho[e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)]$

donde u , v y w son las velocidades en los ejes x , y y z . La energía interna específica está denominada como e .

ρe es la energía térmica por unidad de volumen y $\rho(u^2 + v^2 + w^2)/2$ es la densidad de energía cinética. $e + (u^2 + v^2 + w^2)/2$ es la energía total por unidad de masa.

Lo que nos falta ahora para determinar las condiciones del gas, es una ecuación de estado que vincule ρ y p con la temperatura T . Podemos tomar la ecuación de los gases ideales $p = nk_B T$ donde k_B es la constante de Boltzmann y n la densidad numérica. Además definiremos γ como el cociente entre los calores específicos a presión constante (C_p) y volumen constante (C_v). Para un gas ideal la ecuación de estado es:

$$\rho e = \frac{nk_B T}{\gamma - 1} = \frac{p}{\gamma - 1} \quad (3.5)$$

A pesar de que ningún gas es perfecto, podemos modelar nuestros objetos como un gas ideal. Esto es porque si las densidades son lo suficientemente bajas y las temperaturas son muy altas tal como el gas que fluye alrededor de una estrella, éste se acerca cada vez más a un gas ideal. Por otro lado, en los gases ideales las partículas elementales que se mueven libremente lo hacen en línea recta y cambian de dirección cuando colisionan con otra partícula. Estas colisiones son elásticas (conservación de momento y energía) y las partículas son tan pequeñas que son muchos órdenes de magnitud más pequeñas que el camino libre medio entre dos colisiones. Entonces, para que la ley de gases ideal funcione, el camino libre medio entre colisiones consecutivas debe ser menor que las escalas típicas en las que estudiamos nuestros flujos (en este caso, menor que el tamaño de nuestro objetos de estudio). Alternativamente se puede decir que los tiempos entre colisiones deben ser mucho menores que el tiempo dinámico característico.

3.2 Código Yguazú

El código Yguazú fue creado por Raga et al. (2000) y es un código tridimensional que resuelve las ecuaciones de la dinámica de gases (ecuaciones de Euler) junto con las ecuaciones para la evolución de especies atómicas / iónicas. El sistema de ecuaciones de Euler en 3D puede ser descrito como (en forma conservativa):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = S \quad (3.6)$$

donde

$$U = [E, \rho u, \rho v, \rho w, \rho, n_1, n_2, \dots, n_R], \quad (3.7)$$

$$F = [u(E + P), \rho u^2 + P, \rho uv, \rho uw, \rho u, n_1 u, \dots, n_R u], \quad (3.8)$$

$$G = [v(E + P), \rho uv, \rho v^2 + P, \rho vw, \rho v, n_1 v, \dots, n_R v], \quad (3.9)$$

$$H = [w(E + P), \rho vw, \rho vw, \rho w^2 + P, \rho w, n_1 w, n_R w], \quad (3.10)$$

$$S = [-L, 0, 0, 0, 0, S_1, S_2, \dots, S_R], \quad (3.11)$$

con

$$E = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) + \frac{P}{\gamma - 1}, \quad (3.12)$$

$$P = \left(\frac{\rho}{m} + n_e \right) kT, \quad (3.13)$$

$$n_e = \sum_{r=1}^R z_r n_r \quad (3.14)$$

$$m = \frac{\sum_{r=1}^R m_r n_r}{\sum_{r=1}^R n_r} \quad (3.15)$$

donde u, v, w son las tres componentes de la velocidad del flujo a lo largo de las direcciones x, y, z , ρ es la densidad, P es la presión, T es la temperatura y n_1, n_2, \dots, n_R son las densidades numéricas de las especies atómicas/iónicas y moleculares las cuales tienen masas de m_1, \dots, m_R y cargas z_1, \dots, z_R .

El vector fuente S incluye la pérdida de energía L y los términos fuentes S_1, \dots, S_R debido a las reacciones entre las diferentes especies. Tomamos $\gamma = 5/3$.

El sistema de ecuaciones 3.6 avanza en el tiempo y se resuelve mediante el algoritmo de Van Leer (1982). Una ecuación de tasa para el hidrógeno atómico se integra junto con las ecuaciones dinámicas del gas para incluir las pérdidas radiativas a través de una

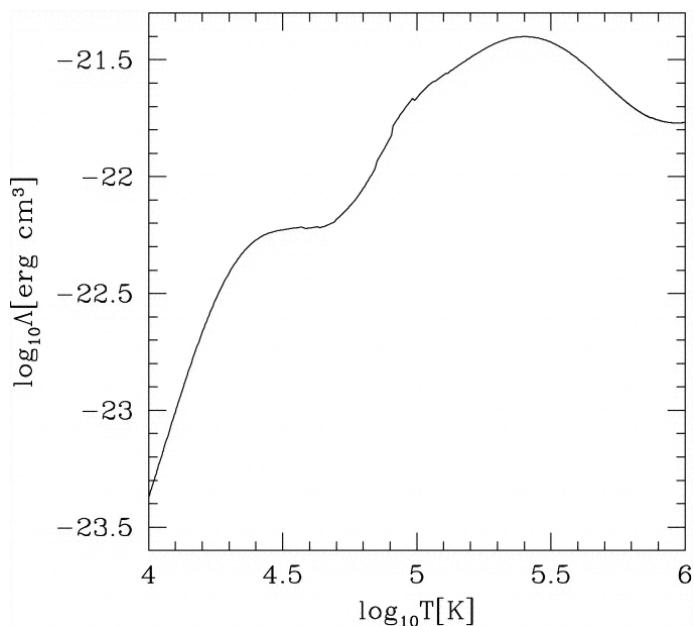


Figura 3.1: Curva de enfriamiento obtenida con la función de enfriamiento empleada en el código Yguazú

función de enfriamiento parametrizada que depende de la densidad, la temperatura y la fracción de ionización del hidrógeno (Raga, 2004). En la Fig. 3.1 graficamos la función de enfriamiento empleada.

De manera general, el código Yguazú calcula U, F, G y H. Posteriormente, calcula las llamadas variables primitivas, estas son ρ , u , v y p , y con los valores avanzados en el tiempo se vuelven a calcular los flujos (ver artículo de Raga et al., 2000, para mayor detalle de cómo se integran las ecuaciones de Euler en el tiempo).

Para construir modelos hidrodinámicos que nos ayuden a entender la morfología de nuestros objetos, hicimos algunas modificaciones a las subrutinas “initflow” (donde se escriben las variables iniciales para el flujo) y “uflow” (que impone las condiciones de frontera) del código Yguazú.

3.3 Primeros modelos hidrodinámicos

Se realizaron diversos modelos hidrodinámicos con el código de malla adaptativa 3D Yguazú que resuelve las ecuaciones de dinámica de gases usando el algoritmo de “flux vector splitting” de van Leer (1982) y también resuelve un sistema de ecuaciones para

especies atómicas/iónicas (Raga et al., 2000).

Mellema et al. (1991) presentaron modelos hidrodinámicos para nebulosas planetarias no esféricas, en los cuales consideran un viento no esférico lento y denso con diferentes distribuciones de densidad y un segundo estado en el que interviene un viento rápido y esférico. La interacción de estos vientos puede dar como resultados estructuras asféricas. En los modelos hidrodinámicos que construimos, imponemos una estratificación de la densidad del medio circumestelar que simula una distribución de densidad toroidal (Mellema et al., 1991) dada por

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 g(\theta) (r_0/r)^2, \quad (3.16)$$

donde $\rho_0 = \dot{M}/(4\pi r_0^2 v)$ es la densidad inicial del viento lento, con tasa de pérdida de masa \dot{M} y velocidad terminal v de 20 km s⁻¹ y r_0 es un radio de referencia que equivale a 5 pixeles para que la malla adaptativa del código Yguazú lo resuelva. La dependencia angular del viento lento está dada por la función parametrizada

$$g(\theta) = 1 - A \left[\frac{1 - \exp(-2B \cos^2 \theta)}{1 - \exp(-2B)} \right], \quad (3.17)$$

donde A determina el cociente entre la densidad en el ecuador y el polo; y B determina la forma en que la densidad varía desde el ecuador al polo; r es la distancia desde la estrella central y θ el ángulo polar (0° en el polo y 90° en el ecuador).

Graficamos la ecuación 3.17 (ver Fig. 3.2) con diferentes valores de A y B . Podemos observar que si queremos un alto contraste entre el ecuador y el polo, tenemos que elegir valores grandes para A .

En la Fig. 3.3 se muestra una colección de morfologías para diferentes valores de A y B obtenidas por Mellema et al. (1991). De aquí podemos observar que para obtener una estructura tipo “toroide”, debemos elegir valores de A cercanos a 1 y valores de B iguales o mayores a 1.

Para esta tesis doctoral, con el fin de reproducir las morfologías observadas en los espectros, construimos modelos hidrodinámicos considerando un viento lento dado por la Ec. 3.16 y posteriormente, incluimos en una segunda etapa, ya sea un viento o un jet que interacciona con el viento AGB previo.

Suponemos que el medio circumestelar circundante (MCE) es producido por un viento AGB. Hemos asumido una temperatura de 1000 K para el MCE. La tasa de pérdida de

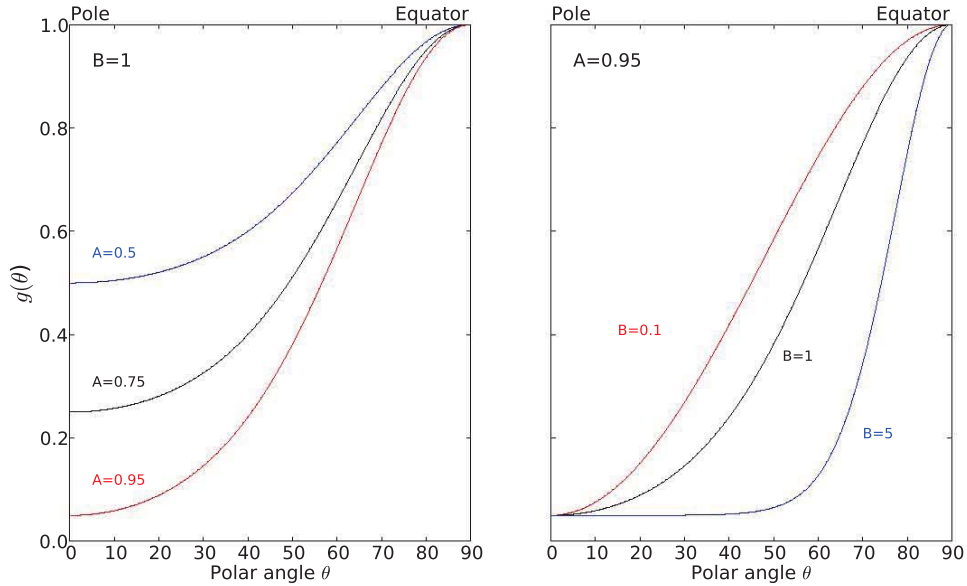


Figura 3.2: Distintos valores para A y B

masa y la velocidad terminal para el viento AGB que hemos considerado en cada modelo son $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y 20 km s^{-1} , respectivamente. Estos son valores típicos en los vientos AGB.

A continuación se describe cada modelo y su correspondiente diagrama PV obtenido en la línea de emisión del [N II]. La emisividad se calcula para cada pixel de la simulación. Posteriormente, esta emisividad es utilizada para calcular la emisión de la línea considerando la velocidad radial del objeto y la velocidad de turbulencia del medio.

Viento isotrópico: El viento isotrópico estelar es un viento rápido eyectado por una estrella, en el cual la densidad y velocidad no tienen dependencia azimutal (dependencia con el ángulo). Este viento estelar rápido interacciona con la envoltura AGB y produce una onda de choque que barre el medio circundante. Para esta simulación, consideramos un viento estelar isotrópico con un radio inicial de $1.17 \times 10^{16} \text{ cm}$, una temperatura de 1000 K, una velocidad de 1000 km s^{-1} y una tasa de pérdida de masa de $5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En el diagrama PV de la Fig. 3.4, vemos que hay una componente intensa a velocidad de 0 km s^{-1} y las velocidades del viento alcanzan casi 500 km s^{-1} . Este diagrama PV se realizó considerando un tiempo de evolución de 480 años.

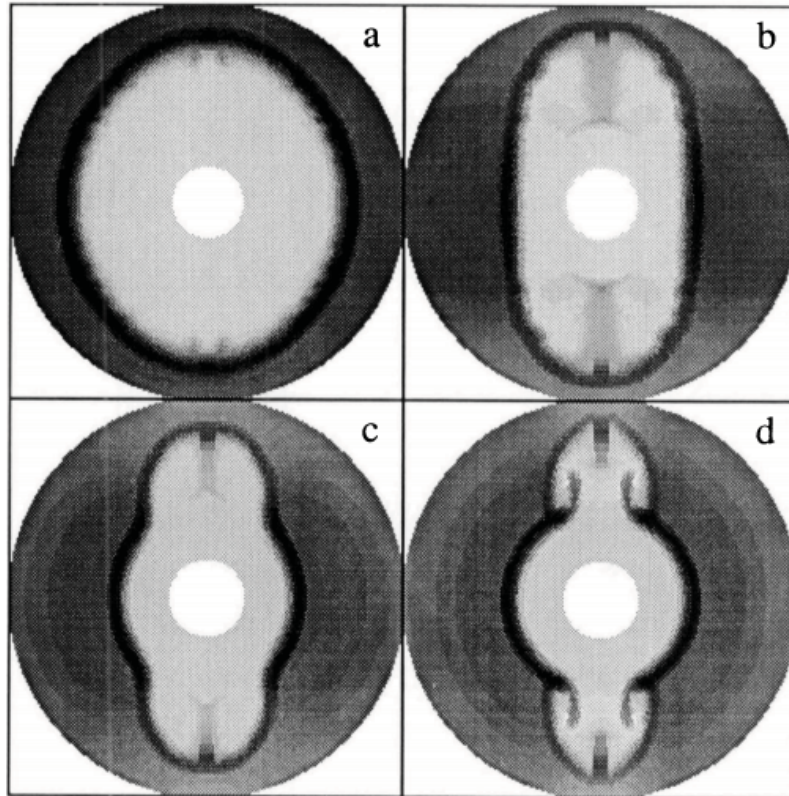


Figura 3.3: Morfologías encontradas por Mellema et al. (1991) para diferentes valores de A y B . Cada recuadro muestra la densidad de masa en una escala de grises logarítmica. Las sombras más oscuras expresan valores más altos de densidad. El eje de simetría está verticalmente y el plano ecuatorial horizontalmente. a) $A = 0.3$, $B = 0.1$ (casi esférica) b) $A = 0.9$, $B = 1.0$ (alargada, con forma de maní) c) $A = 0.8$, $B = 3.0$ (con una cúspide leve), d) $A = 0.8$, $B = 12.0$ (cúspide plegable, formación de outflow).

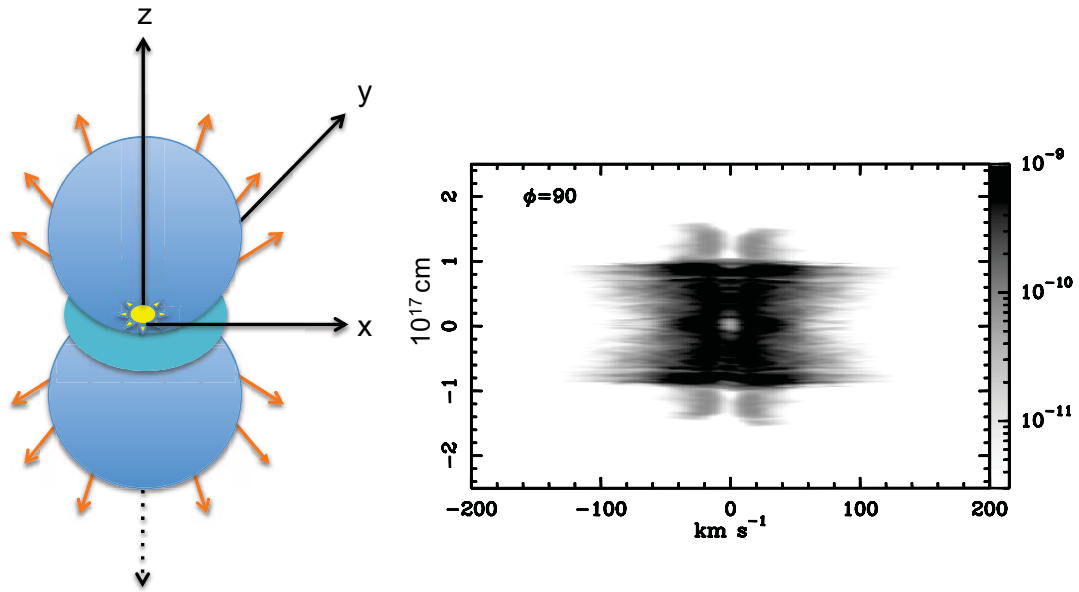


Figura 3.4: Izquierda: Representación gráfica de la envoltura (azul) debida a la interacción del viento isotrópico eyectado por la estrella central con el medio circundante dado por el viento AGB. En color verde se representa el toro (debido al viento lento de la AGB), componente principal del objeto. Para la construcción del diagrama PV, inclinamos el eje z con respecto de la dirección original en 90° , por lo tanto, ahora el eje z de la simulación se encuentra a lo largo de la línea de visión. Derecha: Diagrama PV obtenido del modelo hidrodinámico. En el eje horizontal se encuentra la velocidad radial en km s^{-1} y en el eje vertical la dirección espacial en unidades de 10^{18} cm. La escala logarítmica en grises está dada en unidades de $\text{erg cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$.

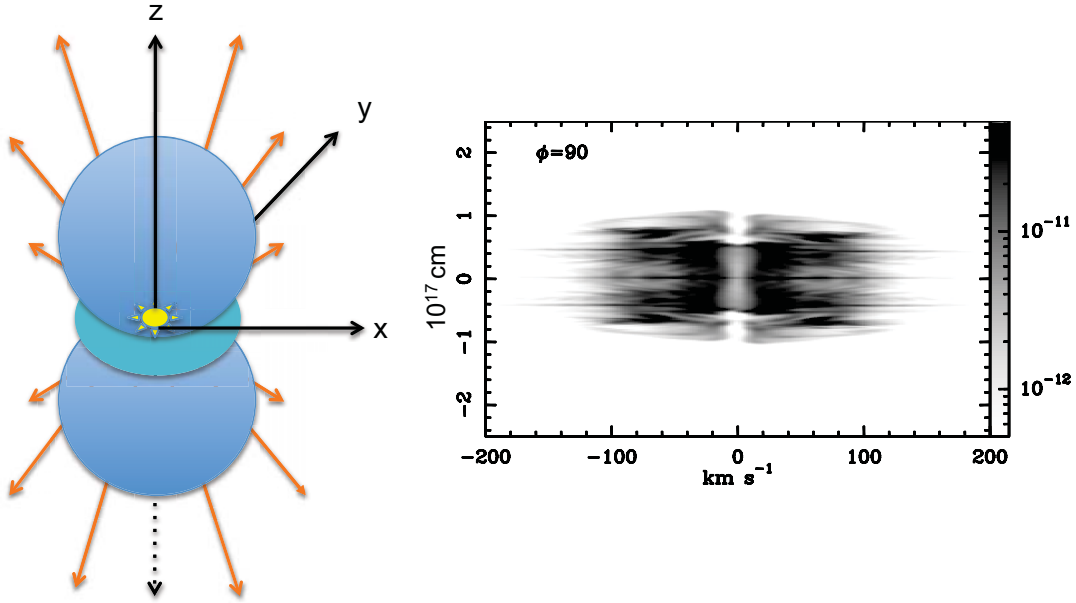


Figura 3.5: Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un viento anisotrópico en velocidad con el medio circundante dado por el viento AGB.

Para describir un viento, tenemos lo siguiente:

$$\vec{V}_w = V_0 \hat{r} \quad (3.18)$$

donde \hat{r} es la dirección radial.

Consideramos que la densidad del viento isotrópico tiene la forma: $\rho_0 = \dot{M}/(4\pi r_0^2 v)$.

Viento anisotrópico en velocidad (AWV): Para esta simulación, consideramos un viento estelar anisotrópico en velocidad; con un radio inicial de 1.17×10^{16} cm, una temperatura de 1000 K, una velocidad de 1000 km s^{-1} y una tasa de pérdida de masa de $5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En el diagrama PV de la Fig. 3.5, vemos que las velocidades del viento alcanzan casi 200 km s^{-1} . Este diagrama PV se realizó considerando un tiempo de evolución de 450 años.

La ecuación que describe el viento anisotrópico en velocidad es la siguiente:

$$V_{AWV}(\theta) = V_{polo} / \sqrt{f(\theta)} \quad (3.19)$$

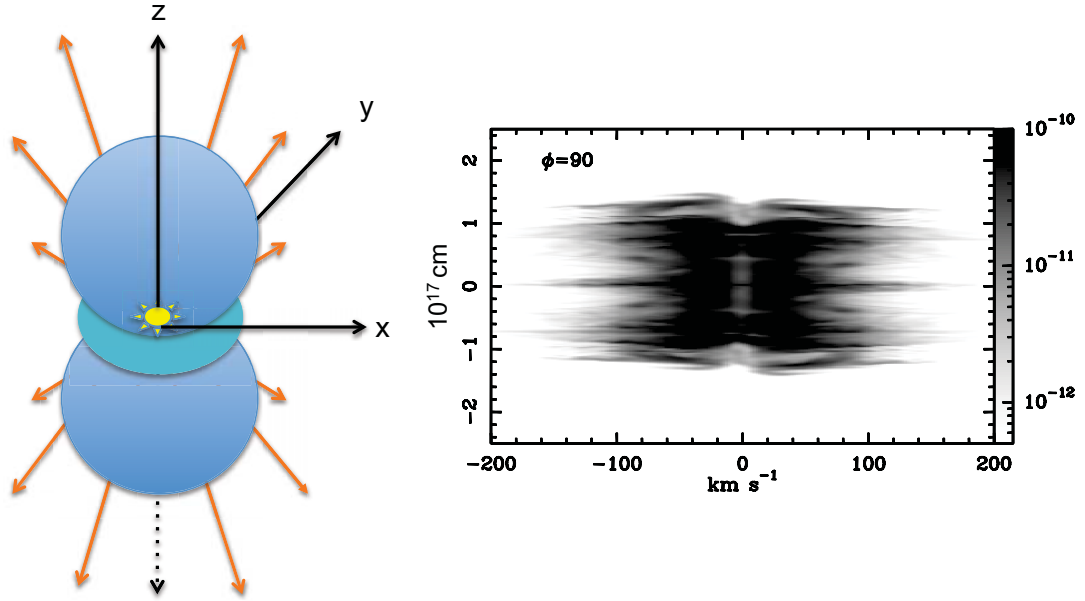


Figura 3.6: Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un viento anisotrópico en velocidad y densidad con el medio circundante dado por el viento AGB.

donde $f(\theta) = \zeta - (\zeta - 1)[\sqrt{|\cos\theta|}]$

y ζ es el contraste de la velocidad del polo al ecuador. Para estas pruebas usamos un valor de $\zeta = 20$. (Toledo-Roy et al., 2014)

Viento anisotrópico en velocidad y densidad (AWVD): Para este modelo, consideramos un viento estelar anisotrópico tanto en velocidad como en densidad; con un radio inicial de 1.17×10^{16} cm, una temperatura de 1000 K, una velocidad de 1000 km s^{-1} y una tasa de pérdida de masa de $5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En el diagrama PV de la Fig. 3.6 vemos que las velocidades del viento alcanzan casi 200 km s^{-1} . Este diagrama PV se realizó considerando un tiempo de evolución de 570 años.

La ecuación que describe al viento anisotrópico en densidad tiene dependencia con $f(\theta)$, de la siguiente manera:

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Gamma}{r^2} f(\theta), \quad (3.20)$$

donde $\Gamma = 0.389 \dot{M}_{AWVD} / (4 \pi V_{polo})$.

Modelo de un jet cilíndrico: En este modelo hidrodinámico consideramos un jet cilíndrico en el cual el movimiento del gas evoluciona a lo largo del eje z . Este jet posee un radio inicial de 1.76×10^{16} cm, una densidad de $3.8 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$, temperatura de 1000 K, una velocidad de 150 km s^{-1} y una tasa de pérdida de masa de $1.47 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En la Fig. 3.7 se muestra el diagrama posición-velocidad del jet. Podemos apreciar componentes en forma de alas (zona débil) por arriba del jet (zona más intensa). Este diagrama PV se realizó considerando un tiempo de evolución de 750 años.

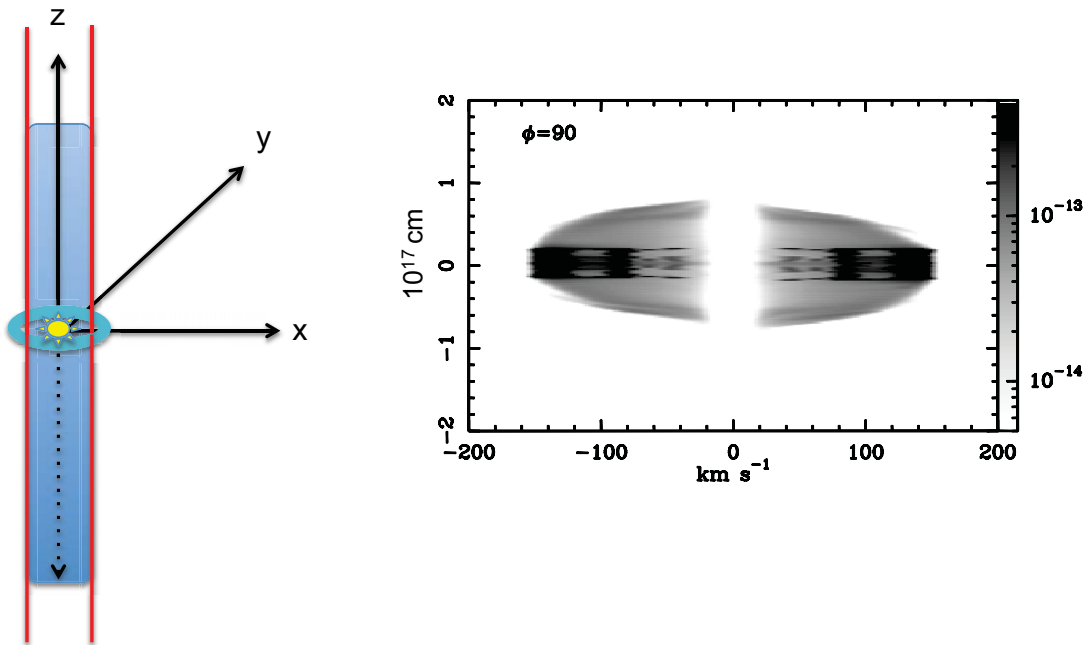


Figura 3.7: Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un jet cilíndrico (azul) eyectado por la estrella central con el medio circundante dado por el viento AGB.

Modelo de un jet cónico: Consideramos un jet cónico con una semiapertura de 5 grados el cual fluye radialmente golpeando en un ángulo oblicuo y es refractado hacia el eje polar iniciando la colimación del jet (la envolvente AGB confina el gas). Este jet posee un radio inicial de 1.76×10^{16} cm, densidad de $3.8 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$, temperatura de 1000 K, una velocidad de 150 km s^{-1} y una tasa de pérdida de masa de $1.47 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En la fig. 3.8 podemos observar que este jet con semiapertura de 5° posee unos nudos centrales (de baja intensidad) a velocidad cero y en las alas se observan filamentos con alta velocidad; los cuales probablemente se producen por choques entre el gas del jet cónico y el medio estratificado. Este diagrama PV se realizó considerando un tiempo de evolución de 810

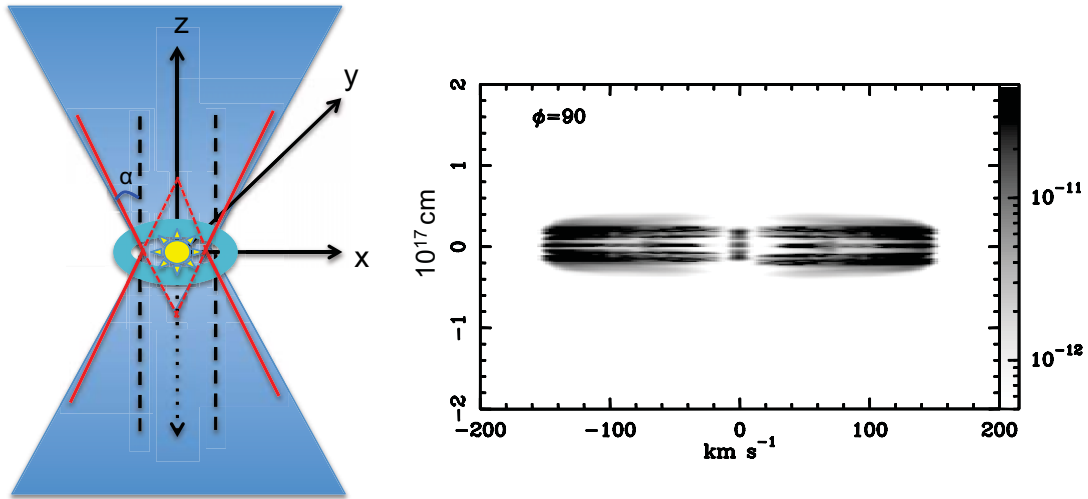


Figura 3.8: Lo mismo que en la Fig. 3.4 pero para la interacción de un jet cónico (azul) con semiapertura de $\alpha = 5^\circ$ eyectado por la estrella central con el medio circundante dado por el viento AGB.

años.

Comparando estos modelos con las observaciones, nos permitió elegir el modelo que mejor reproducía las observaciones, por lo que decidimos refinar el modelo del jet con semiapertura de 5 grados que se describe en el capítulo 4. Debido a que el código Yguazú no resuelve el transporte radiativo, para simular el flujo de fotones en las nebulosas planetarias, modificamos la función de enfriamiento de tal manera que la temperatura del gas no decayera por debajo de 10^4 K y así asegurar que todas las especies químicas permanecieran una vez ionizadas.

De manera general, se han realizado diversos trabajos para explicar la formación de estructuras bipolares. Llegando a la conclusión que un sistema binario (ver Capítulo 1) es necesario para que se produzcan NPs bipolares. Se invoca la presencia de un medio denso en la latitud ecuatorial previamente formado en la rama asintótica de las gigantes (AGB) y posteriormente este colimaría un viento estelar o jet producido por la estrella compañera. Varias NPs con formas bipolares son conocidas, tal es el caso de M2-9, NGC 2346, MyCn18, entre otras.

En el artículo reciente de Bollen et al. (2017) muestran que la binaria post-AGB BD+46°442 conduce, debido a la interacción binaria del sistema, a la creación de un disco

de acreción alrededor de la compañera secundaria, lo que facilita la salida de un chorro de alta velocidad inducido por el disco. Concluyen que sistemas binarios Post-AGB son ideales para estudiar la formación de jets y mecanismos de lanzamiento en una amplia gama de condiciones orbitales.

Capítulo 4

Artículo: Observations and 3D hydrodynamical models of planetary nebulae with Wolf-Rayet type central stars

Como hemos visto las nebulosas planetarias se producen en las etapas finales de una estrella de baja masa, precisamente empieza a formarse en la etapa AGB. Y es aquí en esta etapa, donde muchas NPs empiezan a definir su morfología. Se ha encontrado que muchas proto-NPs tienen formas bipolares. Sin embargo, como hemos revisado en el capítulo 1, las NPs pueden tener distintos tipos de morfología. También en dicho capítulo, vimos que las clasificaciones morfológicas generalmente se hacen a partir de imágenes de las nebulosas planetarias.

En este capítulo, los objetos de estudio son dos NPs que en apariencia tienen una estructura toroidal, sin embargo, en los espectros se revela una morfología interesante.

De los diagramas Posición-Velocidad, podemos notar que tanto M 1-32 como M 3-15 presentan material con altas velocidades. M 1-32 muestra dos condensaciones intensas en la parte central, que corresponden al toro que las compone y material con altas velocidades, que corresponden a un chorro que se encuentra moviéndose cerca de la línea de visión del observador. M 3-15, también muestra dos condensaciones brillantes en la parte central y dos nudos con altas velocidades. Sin embargo, si observamos los espectros cuando la rendija está ubicada en la parte Este, sólo se observa un nudo con alta velocidad y el otro nudo se aprecia más débil. Se ve el mismo efecto para la rendija ubicada en la

zona Oeste del objeto. La morfología de esta nebulosa planetaria también puede explicarse con dos componentes, un toro y un chorro. Sin embargo, dadas las observaciones, este chorro no estaría en la línea de visión, sino que tendría cierta inclinación con respecto al observador y al plano del cielo.

La estructura 3D de ambos objetos ha sido ya modelada en trabajos anteriores (Akras, 2012) usando el código morfo-cinematográfico SHAPE (Steffen et al., 2011). La importancia de nuestro modelo radica en que es posible modelar ambos objetos con un único modelo hidrodinámico que consta sólo de dos componentes, un toro y un chorro, pero con diferentes parámetros físicos como velocidad, valores de A y B (ver capítulo §3), tasa de pérdida de masa, distancia heliocéntrica y radio del chorro. La tasa de pérdida de masa del jet para M1-32 es $3.6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y la tasa de pérdida de masa del jet para M3-15 es $1.65 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

A partir de observaciones espectroscópicas (y no de imágenes) vemos que ambos objetos resultan ser bipolares moviéndose con altas velocidades, proponemos llamarlos “bipolares espectroscópicas”.

Además, utilizando los espectros disponibles del Catálogo Cinemático de SPM de nebulosas planetarias galácticas (López et al., 2012) realizamos un estudio estadístico preliminar de nebulosas planetarias que son bipolares en apariencia o que muestran espectroscópicamente flujos bipolares con altas velocidades, comparando aquellas que tuvieran estrella central de tipo [WR], wels y estrella central normal. En la Tabla 4.1 presentamos la lista de los objetos que presentan estas características.

Observando los datos que se muestran en la tabla, podemos apreciar que la mayoría de las NPs que tienen flujos con altas velocidades son aquellas NPs que tienen estrella central de tipo [WR].

Tabla 4.1: Tabla de nebulosas planetarias bipolares y/o bipolares espectroscópicas

PN G	Nombre	Estrella central	Morfología	Velocidad de los flujos (km s^{-1})
000.4-01.9	M2-20	[WC 5-6]	bipolar espectroscópica	± 70
002.4+05.8	NGC 6369	[WO 3]	bipolar (y espectroscópica)	± 65
003.1+02.9	Hb4	[WO 3]	bipolar (y espectroscópica)	± 80
006.0-03.6	M2-31	[WC 4]	bipolar espectroscópica	± 75
006.8+04.1	M3-15	[WC 4]	bipolar espectroscópica	± 90
008.3-07.3	NGC 6644	wels	bipolar (y espectroscópica)	± 80
009.6+14.8	NGC 6309	wels	simetría de punto	± 50
009.8-04.6	H1-67	[WO 2]	bipolar espectroscópica	± 100
011.9+04.2	M1-32	[WO 4]	bipolar espectroscópica	± 180
034.6+11.8	NGC 6572	wels/normal	bipolar	± 40
043.1+37.7	NGC 6210	normal	bipolar	± 30
049.4+02.4	Hen 2-428	normal	bipolar	± 45
061.4-09.5	NGC 6905	[WO 2]	bipolar espectroscópica	± 62
062.4+09.5	NGC 6765	wels/PG1159	bipolar	± 60
089.0+00.3	NGC 7026	[WO 3]	bipolar (y espectroscópica)	± 80
096.4+29.9	NGC 6543	wels/normal	bipolar	± 40
147.4-02.3	M1-4	normal	bipolar espectroscópica	± 50
334.8-07.4	Hen 3-1312	normal	bipolar	± 25
356.9+04.4	M3-38	wels	bipolar espectroscópica	± 100
357.2-04.5	H1-42	wels	bipolar espectroscópica	± 65
359.9-04.5	M2-27	[WR]	bipolar espectroscópica	± 75

A continuación se presenta en detalle el trabajo cinemático e hidrodinámico para M 1-32 y M 3-15, así como el porcentaje de [WR]PNs con presentan flujos con altas velocidades. Este trabajo ya ha sido publicado en la revista Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.



Observations and 3D hydrodynamical models of planetary nebulae with Wolf–Rayet type central stars

J. S. Rechy-García,¹★ P. F. Velázquez,² M. Peña¹ and A. C. Raga²

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70264, 04510, Ciudad de México, México

²Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70543, 04510, Ciudad de México, México

Accepted 2016 October 3. Received 2016 September 29; in original form 2016 May 13

ABSTRACT

We present high-resolution, long-slit spectroscopic observations of two planetary nebulae, M 1-32 and M 3-15, with [WC] central stars located near the Galactic bulge. The observations were obtained with the 2.1-m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir. M 1-32 shows wide wings on the base of its emission lines and M 3-15 has two very faint high-velocity knots. In order to model both planetary nebulae, we built a three-dimensional model consisting of a jet interacting with an equatorially concentrated slow wind, emulating the presence of a dense torus, using the Yguazú hydrodynamical code. From our hydrodynamical models, we obtained position–velocity diagrams in the [N II]λ6583 line for comparison with the observations. We find that the spectral characteristics of M 1-32 and M 3-15 can be explained with the same physical model – a jet moving inside an asymptotic giant branch wind – using different parameters (physical conditions and position angles of the jet). In agreement with our model and observations, these objects contain a dense torus seeing pole-on and a bipolar jet escaping through the poles. Then, we propose to classify this kind of objects as spectroscopic bipolar nebulae, although they have been classified morphologically as compact, round, or elliptical nebulae or with ‘close collimated lobes’.

Key words: hydrodynamics – methods: numerical – methods: observational – ISM: jets and outflows – planetary nebulae: general.

1 INTRODUCTION

Planetary nebulae (PNe) represent a highly evolved stage of low–intermediate-mass stars (1–8 M_{\odot}). Several thousand objects are known in the Milky Way, and chemical abundances have been determined in a large number of them, which has led to classify them as Type I (N- and He-rich young objects), Type II (objects in the galactic disc with peculiar velocities lower than 60 km s⁻¹), Type III (objects with peculiar velocities larger than 60 km s⁻¹), and Type IV (old objects belonging to the extreme Population II; see Peimbert 1990). Thus, PNe of different types belong to different populations in the galaxy.

In addition, PNe are classified by their morphology: they can be round, compact, elliptical, bipolar, or point-symmetric nebulae (see, for example, Balick 1987 and Manchado et al. 1996). More recently, Sahai, Morris & Villar (2011) proposed a more detailed morphological classification for young PNe, based on deep, high-resolution imaging from *Hubble Space Telescope* (HST). We will refer to this classification later on. However, in many cases it is difficult to decide which is the real morphology of a PN, because we need to consider different aspects. For example, the projection

effects of a three-dimensional (3D) object on the plane of the sky, the exposure time dependence on the object morphology, or observations in lines of different ions give different morphologies due to the stratification in the nebula. Despite these complications, the study of morphology plays an important role for understanding the ejection processes, the presence of magnetic fields, and even the presence of a binary central star.

Approximately 80 per cent of PNe are asymmetric (Parker et al. 2006; Douchin et al. 2013), showing ellipsoidal, bipolar, or multipolar morphologies, displaying tori, jets, knots, etc. How can the formation of such components be explained? Pascoli (1992) proposed that the magnetic field can produce a bipolar morphology in PNe. Also, García-Segura et al. (1999) suggested that asymmetries can be due to magnetic fields and stellar rotation. Soker & Harpaz (1992) had already shown that even if the magnetic field works for shaping asymmetric PNe, a binary companion is necessary. The notion that magnetic fields alone are insufficient for shaping bipolar morphologies has been subsequently reinforced by Soker (2006), Nordhaus, Blackman & Frank (2007), and García-Segura et al. (2014).

The conception of a binary system as the shaping mechanism of bipolar and multipolar PNe has taken several decades (Bond, Liller & Mannery 1978; Livio, Salzman & Shaviv 1979; Soker & Livio 1994; De Marco 2009). Bond (2000) showed that there is

★ E-mail: jrechy@astro.unam.mx

a considerable circumstantial evidence about the role played by close-binary systems (or post-common envelope systems, post-CE) in the formation and shaping of elliptical or bipolar PNe. Tocknell, De Marco & Wardle (2014) found that post-CE central stars often have jets. De Marco, Hillwig & Smith (2008) showed that at least 10 per cent–15 per cent of PNe have binary systems with short orbital periods (<3 days), giving strong support to the binary hypothesis as shaping mechanism. Several more binary systems in PNe have been reported by Miszalski et al. (2009).

Bipolar PNe can be formed by two jets that are ejected by one of the components of a binary system (Morris 1987; Soker & Rappaport 2000). Sahai & Trauger (1998, see also Balick & Frank 2002) showed that these jets play a primary role in forming bipolar proto-PNe (PPNe). García-Arredondo & Frank (2004) carried out a 3D hydrodynamical simulation of the interaction between an asymptotic giant branch (AGB) wind and a jet, showing that bipolar morphologies are obtained for the strong jet case (when the jet momentum is larger than the AGB wind momentum). Dennis et al. (2008) showed that ‘jet-like’ outflows in PPN can be formed by the launching of clumps or bullets from one of the components of the binary system. Employing the hypothesis of a binary system in the centre of the nebula, Riera et al. (2014) and Velázquez et al. (2014) modelled the morphology and proper motions of the PPN CRL 618 by means of a precessing jet with a time-dependent ejection velocity, obtaining a good agreement with observations. We will use these ideas in this work.

A special group of PNe (around 10 per cent) has a central star that displays strong and very wide emission lines, an evidence that they are suffering atmospheric instabilities with large mass-loss. These stars show spectra similar to the massive Wolf–Rayet stars of the C sequence and have been classified as [WC]. Their atmospheres are deficient in H, showing mainly He, C, and O (Koesterke 2001). PNe with central stars of the [WC] type (hereafter [WC]PNe) have larger expansion velocities and present more turbulence than PNe with normal central stars (Medina et al. 2006). Peña, Rechy-García & García-Rojas (2013) found that the [WC]PNe are more concentrated towards the galactic thin disc (height smaller than about 400 pc from the disc), compared to PNe with normal central stars, most of which are distributed up to 800 pc from the disc. This has been interpreted as evidence that [WC]PNe belong to a younger population than PNe with normal stars.

In this work, we aim to analyse the kinematical behaviour of two [WC]PNe, namely M 1-32 and M 3-15, which show evidence of having jets at high velocities and to relate their kinematics with other nebular characteristics.

M 1-32 (PN G 011.9+04.2) has a [WO 4] pec central star (Acker & Neiner 2003; Weidmann & Gamen 2011) and presents some very interesting characteristics, some of which are listed in Table 1. It is located towards the galactic bulge, showing a high heliocentric radial velocity of -86.4 km s $^{-1}$ (Peña et al. 2013). Its heliocentric distance is 4.79 kpc (Stanghellini & Haywood 2010). It is a moderate Peimbert Type I PN (with a N/O abundance ratio of 0.50 and a He/H ratio of 0.126) and shows a large C-enrichment, with a C/O

abundance ratio of 4.3 (García-Rojas et al. 2013). Evolution models for single stars by Karakas (2010) indicate that such a nebular C-enrichment should have been produced by a central star with an initial mass larger than $3 M_{\odot}$. This high initial stellar mass can also explain the high N/O abundance in the nebula. Morphologically, it has been classified as an elliptical nebula (Stanghellini & Haywood 2010), but from high-resolution spectra, Medina et al. (2006) found that the nebular lines present intense narrow profiles with faint wide wings. In addition, from spectroscopic analysis it is found that the nebular morphology of M 1-32 is highly asymmetric, showing a dense, almost face-on torus with low expansion velocity, and also knots and jets at high velocities of ± 200 km s $^{-1}$. There is also evidence of a possible external envelope (Akras & López 2012).

PN G 006.8+04.1, also known as M 3-15, has a [WC 4] central star (Acker & Neiner 2003; Weidmann & Gamen 2011) and it has been classified as compact (López et al. 2012). It is located towards the galactic bulge, showing a high heliocentric radial velocity of 96.9 km s $^{-1}$ (Peña et al. 2013). Its heliocentric distance is 6.82 kpc (Stanghellini & Haywood 2010). In Table 1, we list some of its characteristics. Medina et al. (2006) found that the line profiles show a narrow component, with an expansion velocity of 20 km s $^{-1}$ and two faint knots at velocities of ± 90 km s $^{-1}$ (see also Akras & López 2012). The total nebular abundance ratios in this object are C/O = 0.467, N/O = 0.14, and He/H = 0.107 (García-Rojas et al. 2013); therefore, different from M 1-32, this object is not a Type I PN and it does not show C-enrichment.

In the recent morphological classification scheme proposed by Sahai et al. (2011), based on *HST* imaging, they classify M 3-15 as a ‘L,c bcr(c) ps(s)’ nebula, meaning that it has close collimated lobes, with a close ‘barrel-shaped’ central region, and the overall geometric shape of the lobes is point-symmetric (see fig. 6 of Sahai et al. 2011). There are no high-resolution images available for M 1-32, so that Sahai et al. (2011) classification cannot be directly applied, but in Fig. 1 we present an image of M 1-32 in H α obtained by us, which clearly shows that the shape for this PN is a ‘face-on torus’.

In this work, we use high-resolution spectra to analyse the kinematical behaviour of the gas in these two [WC]PNe, and by using a hydrodynamical model, we investigate if the morphological structure of M 1-32 and M 3-15 can be produced by the interaction between a jet and a dense torus. We compare the position–velocity (PV) diagrams obtained from the observations with those predicted by the hydrodynamical models.

The paper is organized as follows. In Section 2, the spectral observations are presented. In Section 3, we describe the hydrodynamical model that has been calculated with the code Yguazú (Raga, Navarro-González & Villagrán-Muniz 2000). In Section 4, we discuss the results for each object, and in Section 5 we summarize the main conclusions.

2 OBSERVATIONS

High-resolution spectra for both PNe were obtained with the Manchester Echelle Spectrometer (MES; Meaburn et al. 2003)

Table 1. Main characteristics of M 1-32 and M 3-15.

PN G	Name	Spectral type	V_{hel} (km s $^{-1}$)	D (kpc)	C/H a	N/H a	O/H a
006.8+04.1	M 3-15	[WC 4]	96.9 ± 0.8	6.82 ± 1.365	8.85 ± 0.13	8.33 ± 0.10	9.18 ± 0.08
011.9+04.2	M 1-32	[WO 4] pec	-86.4 ± 0.8	4.79 ± 0.959	9.75 ± 0.09	8.44 ± 0.06	9.11 ± 0.08

a In 12 + log X/H (see García-Rojas et al. 2013).

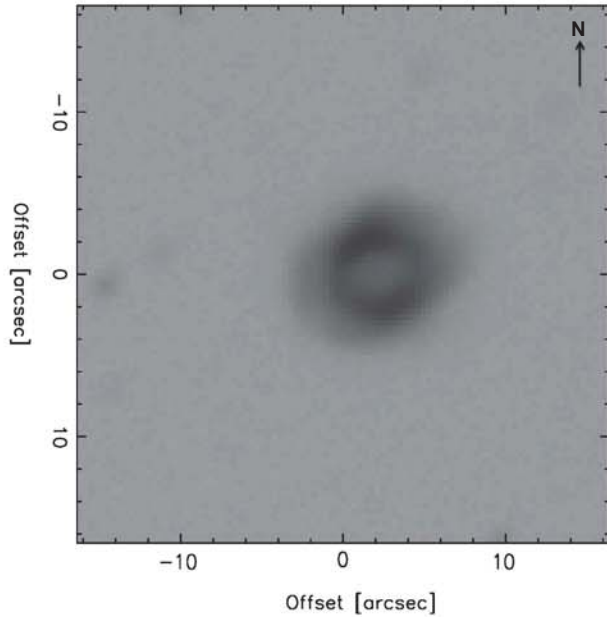


Figure 1. $H\alpha$ image of PN M 1-32 obtained using MES spectrograph on OAN-SPM. North is up and east to the left. The exposure time is 100 s. We observe a face-on torus and a possible external envelope.

attached to the 2.1-m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir, B.C, Mexico. The MES is a long-slit Echelle spectrometer, which uses narrow-band filters to isolate the orders containing the emission lines of interest. In our case, the filters used isolated the order corresponding to $H\alpha$ (this order includes the $H\alpha$, $[\text{N II}]\lambda 6548$, and $[\text{N II}]\lambda 6583$ emission lines) and the order isolating the $[\text{O III}]\lambda 5007$ emission line. In this paper, we show only the behaviour of the $[\text{N II}]\lambda 6548$ line because the other lines show the same structure.

The MES was equipped with a Marconi 2 CCD detector, which has a pixel size of $13.5 \mu\text{m}$. A binning of 2×2 was applied and using the secondary mirror $f/7.5$ which provides a plate scale of $13.2 \text{ arcsec mm}^{-1}$, the plate scale on the detector was $0.356 \text{ arcsec pixel}^{-1}$. The slit width used was $150 \mu\text{m}$ (equivalent to 2 arcsec on the sky), and it was oriented north–south. The spectral resolution obtained is of 11 km s^{-1} .

Observations were obtained for three different regions of the object (see Figs 2 and 3). Immediately after every science observation, exposures of a Th–Ar lamp were acquired for wavelength calibration. The internal precision of the lamp calibrations is better than 1.0 km s^{-1} . Data reduction was performed using the standard processes for the MES, with IRAF¹ reduction packages. In Table 2, we present the log of the observations.

2.1 PV diagrams

PV diagrams for each PN were obtained with the WIP software (Morgan 1995). In Fig. 2, the PV diagrams for M 1-32 are shown for the slit located in three different positions (east, centre, and west, as it is shown in the left-hand side of this figure). In the horizontal

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract to the National Science Foundation.

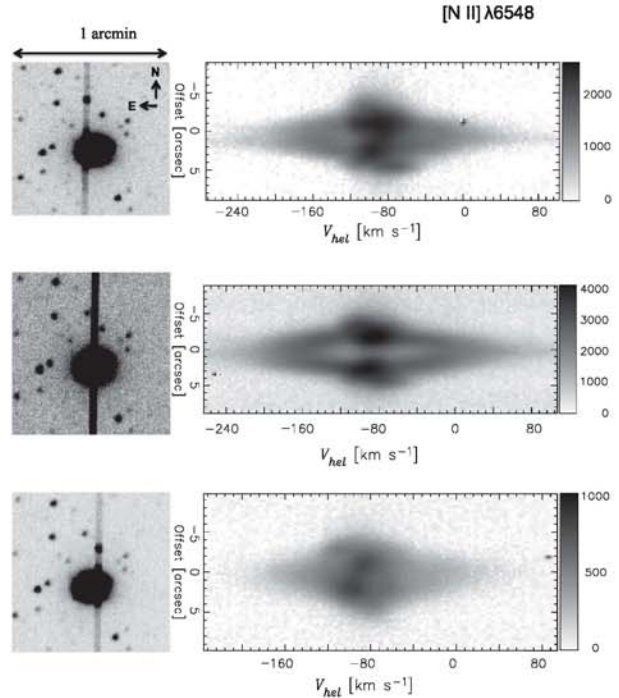


Figure 2. Position–velocity diagrams of M 1-32 in the $[\text{N II}]\lambda 6548$ line, for three positions of the slit (shown in the left frames). The eastern and western slits are located at about 2.8 and 2.5 arcsec, respectively, from the centre of the object. The size of the images is $1.0 \times 1.0 \text{ arcmin}$. In the diagrams to the right, the intense knots correspond to the toroidal component. The wide faint components come from a bipolar jet. The grey-scale to the right is the intensity in counts. The ratio between the brightest and faintest regions is of the order of 30.

axis, the heliocentric radial velocity is represented, and the vertical axis shows the spatial direction. The emission line shown in these spectra is $[\text{N II}]\lambda 6548$. In the central position diagram, two bright knots (at a heliocentric systemic velocity of -86.4 km s^{-1}) and wings at high velocities are visible. These wings have velocities of $\pm 180 \text{ km s}^{-1}$, relative to the systemic velocity.

Fig. 3 shows the PV diagrams for M 3-15, obtained for three slit positions. As for the case of M 1-32, the emission line shown in these spectra is $[\text{N II}]\lambda 6548$. In the central slit position, a bright condensation (at a systemic velocity of 96 km s^{-1}) and jets, ending in knots at $\pm 90 \text{ km s}^{-1}$ (relative to the systemic velocity), are seen. In the east and west slit positions, we only observe one side of the jet and one knot.

The observations are not calibrated in flux, but we have added a scale in counts. In the observational PV diagrams, the ratio between the brightest and faintest regions is of the order of 30.

3 NUMERICAL SIMULATIONS

3.1 The hydrodynamical model and the Yguazú code

We have calculated hydrodynamical models using the code Yguazú. This is a 3D adaptive code that solves the gas dynamic equations using the ‘flux vector splitting’ algorithm of van Leer (1982). Together with these equations, it also integrates a system of equations for atomic/ionic species, which are used for obtaining the cooling function (Raga et al. 2000). For this simulation, we have used the

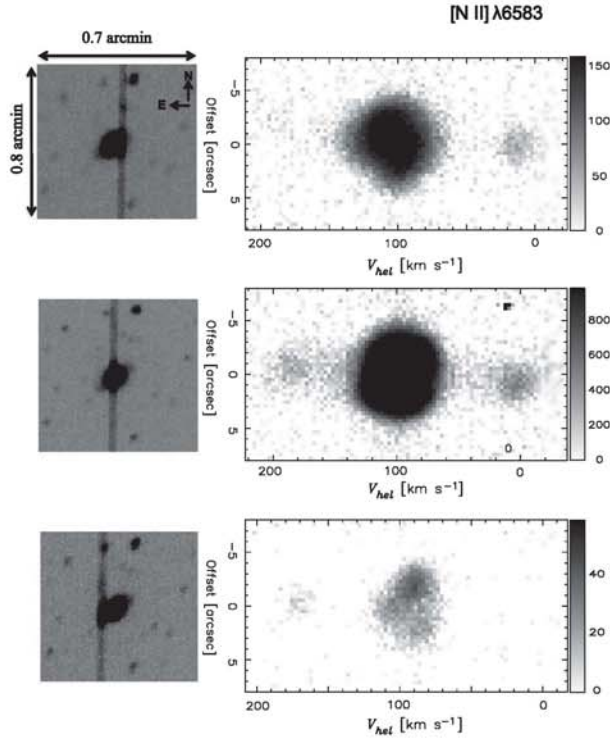


Figure 3. Position–velocity diagrams of M 3-15 in the [N II] λ 6583 line, for three slit positions (shown in an image in the left frames). The size of the images is 0.8×0.7 arcmin. The eastern and western slits are located at 2.0 arcsec from the centre of the nebula. The intense central emission corresponds to a toroidal component that is more compact than in the case of M 1-32. The wide faint components correspond to a bipolar jet. The grey-scale to the right is the intensity in counts. The ratio between the brightest and faintest regions is of the order of 30.

Table 2. Log of observations.

PN G	Name	Date	Slit pos., PA	Exp. time (s)
006.8+04.1	M 3-15	05/08/2011	East, 0°	600
			Centre, 0°	1200
			West, 0°	1200
011.9+04.2	M 1-32	04/08/2011	East, 0°	1200
			Centre, 0°	1200
			West, 0°	600

total abundances of C, N, O, and S (relative to hydrogen), obtained by García-Rojas et al. (2013).

From the observations, it is evident that both objects have a dense torus and that the high-velocity wings flow through the poles of the torus. Therefore, in order to calculate a hydrodynamical model for these objects, we have considered a circumstellar medium that was previously swept up by a dense low-velocity wind of an AGB star. Afterwards, a second outflow is launched by the central star. Different types of second outflow were modelled: an isotropic wind, an anisotropic wind (with anisotropic distributions in density or velocity), a cylindrical jet, and a conical jet.

We finally found that the model that best describes the PV diagrams observed for M 1-32 and M 3-15 nebula consists of two components: a dense torus and a bipolar system of conical jets. However, this model does not reproduce the bright regions at radial

velocities close to zero, which are observed in the PV diagrams. In order to reconcile observations with models, it was necessary to include the effect of a central star of the nebula, which would ionize the surrounding medium. Due to the fact that the Yguazú hydrodynamical code does not solve the radiative transfer equation, we have included the photoionization effects of a central source by keeping H, He, C, O, and N at least singly ionized.

3.2 Initial setup

Following Mellema (1995), at the beginning of our simulations, we have imposed on all of the computational domain an AGB wind that has a density distribution given by

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 g(\theta) (r_0/r)^2, \quad (1)$$

where $\rho_0 = \dot{M}/(4\pi r_0^2 v)$ is the initial density of the AGB slow wind, with mass-loss rate \dot{M} and a terminal velocity v of 20 km s^{-1} . The angular dependence of the wind is given by the parametrized function:

$$g(\theta) = 1 - A \left[\frac{1 - \exp(-2B \cos^2 \theta)}{1 - \exp(-2B)} \right], \quad (2)$$

where A determines the ratio between the density at the equator and the pole; and B determines the way the density varies from the equator to the pole, r is the distance from the central star, and θ is the polar angle (0° at the pole and 90° at the equator). In equation 1, r_0 is a reference radius that is equivalent to 5 pixels of the grid at maximum resolution. The values of r_0 employed in our simulations are listed in Table 3.

For the case of PN M 1-32, we have chosen $A = 0.9$ and $B = 5$, and for M 3-15 we have chosen $A = 0.99$ and $B = 0.1$. For both models, a temperature of 1000 K was adopted for the AGB wind. In Table 3, we list the values for \dot{M} , the initial jet radius r_j (which was set equal to r_0), the jet velocity v_j , the semi-aperture of the conical jet α , and the size of the computational domain employed for our PN models.

4 RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 4 shows the time evolution of the electron density distribution of the models for M 1-32 and M 3-15. Also, this figure shows the velocity field of the flow. A clear bipolar morphology results from the presence of the conical jets. This outflow expands into a latitude-dependent AGB wind, with high densities at the equator. In order to compare the observations (Figs 2 and 3) with the hydrodynamical model, we also obtained PV diagrams from the models.

The simulation for M 1-32 was carried out until an integration time of 4500 yr. Synthetic PV diagrams (for the [N II] λ 6583 emission line) were obtained considering several slits located at different distances from the symmetry axis of the object. Due to the fact that the observed PV diagrams of this PN are symmetrical on both sides of the axis, we only display the PV diagrams obtained for slits located to the right of the PN source (the same results are obtained if we move the slit to the left). These PV diagrams are shown in Fig. 5.

The bright central knots come from the torus, which has a total diameter of 20 arcsec, and it is at a velocity of 0 km s^{-1} , while the wings (associated with the jet) show velocities ranging up to $\pm 150 \text{ km s}^{-1}$. In these synthetic PV diagrams, for slits located farther away from the centre, the inner zone of the torus is filling up, due to the fact that the slits approach the edge of the PN. In addition, in PV diagram for Fig. 5 (d) only part of the jet is seen, giving the appearance that the wings are moving at slow velocities.

Table 3. Input for hydrodynamical simulations.

Name	Computational domain x -, y -, and z -axis (cm)	A	B	$r_j = r_0$ (cm)	v_j (km s^{-1})	α (degrees)	\dot{M} ($M_\odot \text{ yr}^{-1}$)
M 1-32	$(2.25, 2.25, 4.5) \times 10^{18}$	0.9	5	4.4×10^{16}	150	5	5×10^{-6}
M 3-15	$(1.57, 1.57, 3.15) \times 10^{18}$	0.99	0.1	3.08×10^{18}	140	5	6×10^{-6}

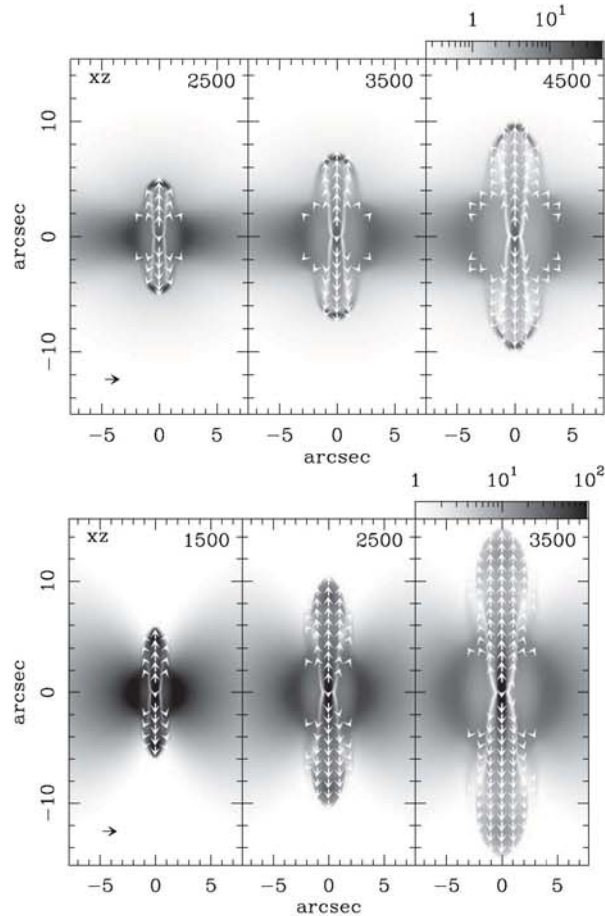


Figure 4. Top: electron density distribution map (xz -projection), corresponding to the model for M 1-32 at different evolutionary times, in year. Bottom: the same map for M 3-15. The grey-scale (given by the bars on the top of the right-hand-side frames) is given in units of particles cm^{-3} . Both axes are given in units of arcseconds, considering a distance of 4.8 and 6.8 kpc for M 1-32 and M 3-15, respectively. The arrows show the velocity field of the jet. The small arrows at the bottom of the left frames correspond to 200 km s^{-1} .

For M 1-32, our synthetic PV diagrams (Fig. 5) are in good agreement with the observational ones (Fig. 2), especially the synthetic PV diagrams labelled (a), (c), and (d) corresponding to the slits located on the axis, at 2 and 3 arcsec from the centre, respectively. We reproduce the central knots corresponding to the dense torus, and the wide wings associated with the jet material.

In our model for M 1-32, the jet axis is nearly pole-on, i.e., at 0° with respect to the line of sight. The synthetic PV diagrams show fast bipolar outflows at velocities of 160 km s^{-1} , with shapes that are similar to the observations (Fig. 2), and a dense torus that expands

at velocities of approximately 25 km s^{-1} with respect to the centre of the nebula (also in qualitative agreement with the observations).

The fact that we assume that all of the material in the computational domain is at least singly ionized results in strong emission from the bow shocks at the leading edge of the conical jets. This emission produces the bright knots at radial velocities of $\pm 160 \text{ km s}^{-1}$ in the PV diagrams corresponding to slit positions (a) and (b) (Fig. 5).

M 3-15 was modelled with the same hydrodynamical setup as M 1-32: a dense torus and a conical jet, but using different parameters. By comparing the images of M 1-32 and M 3-15 (see Figs 2 and 3), we note that M 3-15 exhibits an elongation in the SE–NW direction. This fact suggests that the jet axis (the z -axis of the computational domain) must be tilted with respect to the north–south direction and to the line of sight. The synthetic PV diagrams displayed in Fig. 6 were obtained after an integration time of 3500 yr, and after applying two rotations to the computational domain. After several tests, we obtained a good agreement with observations if the jet axis was tilted by -55° with respect to the north direction, and at an inclination of 30° with respect to the line of sight. These PV diagrams show a bright condensation corresponding to the torus. The collimated outflows have velocities of the order of 100 km s^{-1} .

Our hydrodynamical model, shown in Fig. 4, has a bipolar structure of conical jets that emerge through the poles of a toroidal structure. Morphologically, M1-32 has been classified as ‘elliptical’ (Stanghellini & Haywood 2010), and M3-15 as L,c (Sahai et al. 2011), meaning that it shows close collimated lobes, with a ‘barrel-shaped’ central region. In the observations, these objects do not look like bipolar nebulae as the bipolar lobes are being ejected along or very close to the line of sight. Their bipolarity is only noticed through the spectroscopic data. Therefore, we propose to call them ‘spectroscopic bipolars’.

Using the available spectra in The SPM Kinematic Catalogue of Galactic Planetary Nebulae (López et al. 2012), we have found some PNe with similar spectral characteristics to M 1-32 and M 3-15 (spectra showing outflows). From a sample of 29 objects with [WC] central stars, 10 [WC]PNe are ‘spectroscopic bipolar nebulae’, which represent 34.4 per cent of the sample. The outflows of these [WC]PNe reach more than 70 km s^{-1} . As an example, in Fig. 7 we present the PV diagram for H 1-67 that has a [WO 2] central star. Its outflows have a velocity of $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$ relative to the system.

From a sample of 34 PNe (taken randomly) with weak emission line (WEL) central stars, 7 objects have outflows. This represents 20.5 per cent of the sample. Only three of these seven objects (H 1-42, NGC 6644, and M 3-38) would be ‘spectroscopic bipolar nebulae’ with fast bipolar outflows at about 70 km s^{-1} . A PV diagram for H 1-42 is shown in Fig. 7. These three PNe and 10 [WC]PNe mentioned above are good candidates for modelling with our ‘torus+bipolar outflow’ dynamical model.

In addition, from a sample of 36 PNe with normal central stars (taken randomly), 4 have outflows. These outflows show velocities smaller than 50 km s^{-1} . From these four, M 1-4 could be explained

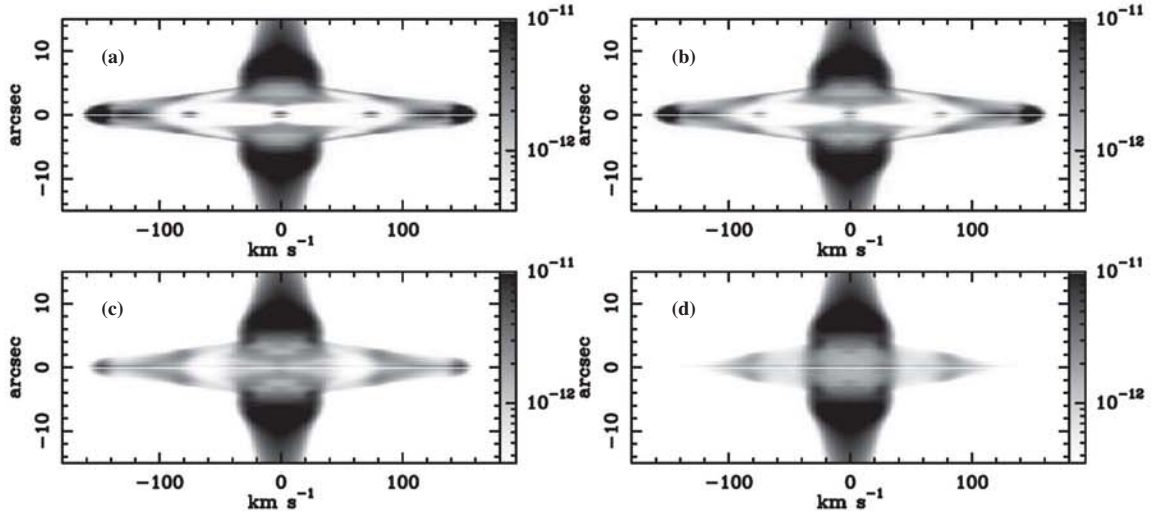


Figure 5. Synthetic position–velocity diagrams of the $[\text{N II}]\lambda 6583$ line, obtained from the hydrodynamical model for M 1-32. (a) PV diagram for the slit located on the axis of the model. (b) Slit at 1 arcsec from the axis. (c) Slit located at 2 arcsec from axis. (d) Slit at 3 arcsec from the axis. The horizontal and vertical axes represent the velocity in km s^{-1} and the spatial direction in arcseconds, respectively. The logarithmic grey-scale is given in units of $\text{erg cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$.

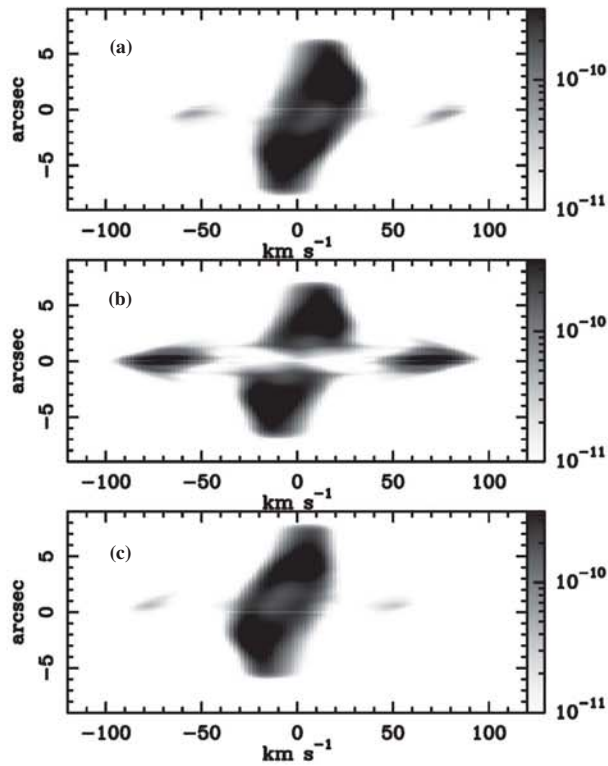


Figure 6. Synthetic $[\text{N II}]$ PV diagrams for M 3-15. (a) PV diagram for slit located at 2 arcsec to the right of the source. (b) PV diagram for a slit going through the centre of the source. (c) PV diagram for a slit at 2 arcsec to the left from the source. The horizontal and vertical axes represent the radial velocity in km s^{-1} and the spatial direction in arcsec, respectively. The logarithmic grey-scale is given in units of $\text{erg cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$.

with the hydrodynamical model presented here, but with a slower velocity jet (see Fig. 7).

According to these raw statistics, an important fraction of [WC]-type central stars could be producing PNe with high-velocity out-

flows, which is not the case for PNe around WEL central stars or normal central stars.

5 CONCLUSIONS

With the Yguazú code, we have carried out 3D hydrodynamical simulations of a bipolar jet system moving inside an anisotropic AGB wind with a high density at the equator (producing a dense torus around the central star of a PN). In order to explain the global morphology and the PV diagrams of the PNe M 1-32 and M 3-15, it was necessary to assume that all of the simulated structure is photoionized by the central star.

The bipolar ejection leaves the central star, expanding through the poles of the torus at high velocities of the order of 160 and 100 km s^{-1} for M 1-32 and M 3-15, respectively. With the simulations, we reproduce the observed PV diagrams of these nebulae after an integration time of 4500 yr for M 1-32, and 3500 yr for M 3-15. These values are in agreement with the age of young PN.

Sahai et al. (2011) classified M 3-15 as having close collimated lobes with a close barrel-shaped central region, and M 1-32 was previously classified as an elliptical. However, spectroscopically we find that both M 3-15 and M 1-32 show a torus and high-velocity bipolar ejections. Therefore, we propose to call them ‘spectroscopic bipolar nebulae’. As we explained in the introduction, bipolar (and multipolar) PNe can be created by binary stars (see, for example, Morris 1987 and Soker 1998). Therefore, M 1-32 and M 3-15 could host a binary system in their centre, which could be confirmed in a future work.

In the kinematical catalogue of Galactic PNe (López et al. 2012), we have found that the spectra of 34.4 per cent of 29 [WC]PNe show outflows at high velocities. Some PNe around WEL central stars or normal central stars also show similar outflows, but with smaller velocities. Therefore, a large fraction of [WC] central stars are producing nebulae with fast, bipolar outflows.

In summary, we have shown that the same physical model, a bipolar jet system moving inside an anisotropic AGB wind (with high density at the equator, producing a dense torus-like structure), can explain the observed PV diagrams of M 1-32 and M 3-15

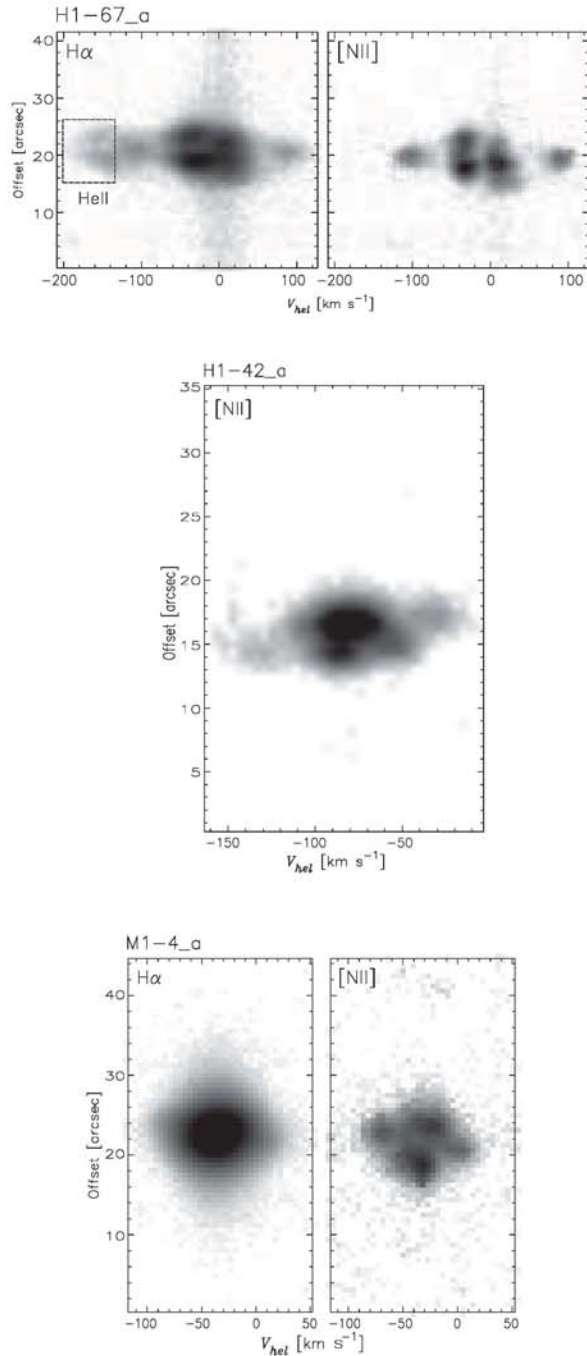


Figure 7. PV diagrams observed for three PNe, obtained from The SPM Kinematic Catalogue of Planetary Nebulae. Top: PN H 1-67 with a [WO2] central star. We observe three bright knots at the centre and two faint knots reaching high velocities. Middle: PN H 1-42 with a WEL central star. We observe a sphere at the centre and high-velocity outflows. Bottom: PN M 1-4 with a normal central star. We observe two bright, inclined knots at the centre and two faint knots reaching low velocities. These PNe are good candidates for our hydrodynamical model.

PNe. In future work, we intend to model other PNe with similar characteristics.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work is based on observations carried out at the Observatorio Astronómico Nacional on the Sierra San Pedro Mártir (OAN-SPM), Baja California, México. We would like to thank Fernando Ávila Castro and Dr Margarita Pereyra for their help in the installation and use of WIP. Helpful comments by Dr Jorge García-Rojas are deeply acknowledged. We are grateful to Prof. Noam Soker for his comments and suggestions, which allowed us to improve the previous version of this manuscript. We acknowledge Enrique Palacios (Cómputo-ICN) for maintaining the Linux servers, where the hydrodynamical simulations were carried out. We thank the daytime and night support staff at the OAN-SPM for facilitating and helping to obtain our observations. This work received financial support from DGAPA-PAPIIT grants IN109614, IG100516, and CONACyT grant 167611. J.S.R.-G. acknowledges scholarship from CONACyT-México.

REFERENCES

- Acker A., Neiner C., 2003, *A&A*, 403, 659
 Akras S., López J. A., 2012, *MNRAS*, 425, 2197
 Balick B., 1987, *AJ*, 94, 671
 Balick B., Frank A., 2002, *ARA&A*, 40, 439
 Bond H. E., 2000, in Kastner J. H., Soker N., Rappaport S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 199, Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 115
 Bond H. E., Liller W., Mannery E. J., 1978, *ApJ*, 223, 252
 De Marco O., 2009, *PASP*, 121, 316
 De Marco O., Hillwig T. C., Smith A. J., 2008, *AJ*, 136, 323
 Dennis T. J., Cunningham A. J., Frank A., Balick B., Blackman E. G., Mitran S., 2008, *ApJ*, 679, 1327
 Douchin D., De Marco O., Jacoby G. H., Hillwig T. C., Frew D. J., Bojčić I., Jasniewicz G., Parker Q. A., 2013, *Cent. Eur. Astrophys. Bull.*, 37, 391
 García-Arredondo F., Frank A., 2004, *ApJ*, 600, 992
 García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Delgado-Inglada G., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2013, *A&A*, 558, A122
 García-Segura G., Langer N., Różyczka M., Franco J., 1999, *ApJ*, 517, 767
 García-Segura G., Villaver E., Langer N., Yoon S.-C., Manchado A., 2014, *ApJ*, 783, 74
 Karakas A. I., 2010, *MNRAS*, 403, 1413
 Koesterke L., 2001, *Ap&SS*, 275, 41
 Livio M., Salzman J., Shaviv G., 1979, *MNRAS*, 188, 1
 López J. A., Richer M. G., García-Díaz M. T., Clark D. M., Meaburn J., Riesgo H., Steffen W., Lloyd M., 2012, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 48, 3
 Manchado A., Guerrero M. A., Stanghellini L., Serra-Ricart M., 1996, *The IAC Morphological Catalog of Northern Galactic Planetary Nebulae*. Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), La Laguna
 Meaburn J., López J. A., Gutiérrez L., Quiróz F., Murillo J. M., Valdéz J., Pedrayez M., 2003, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 39, 185
 Medina S., Peña M., Morisset C., Stasińska G., 2006, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 42, 53
 Mellema G., 1995, *MNRAS*, 277, 173
 Miszalski B., Acker A., Moffat A. F. J., Parker Q. A., Udalski A., 2009, *A&A*, 496, 813
 Morgan J. A., 1995, in Shaw R. A., Payne H. E., Hayes J. J. E., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 129
 Morris M., 1987, *PASP*, 99, 1115
 Nordhaus J., Blackman E. G., Frank A., 2007, *MNRAS*, 376, 599

- Parker Q. A. et al., 2006, MNRAS, 373, 79
Pascoli G., 1992, PASP, 104, 350
Peimbert M., 1990, Rep. Prog. Phys., 53, 1559
Peña M., Rechy-García J. S., García-Rojas J., 2013, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 49, 87
Raga A. C., Navarro-González R., Villagrán-Muniz M., 2000, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 36, 67
Riera A., Velázquez P. F., Raga A. C., Estalella R., Castrillón A., 2014, A&A, 561, A145
Sahai R., Trauger J. T., 1998, AJ, 116, 1357
Sahai R., Morris M. R., Villar G. G., 2011, AJ, 141, 134
Soker N., 1998, ApJ, 496, 833
Soker N., 2006, PASP, 118, 260
Soker N., Harpaz A., 1992, PASP, 104, 923
Soker N., Livio M., 1994, ApJ, 421, 219
Soker N., Rappaport S., 2000, ApJ, 538, 241
Stanghellini L., Haywood M., 2010, ApJ, 714, 1096
Tocknell J., De Marco O., Wardle M., 2014, MNRAS, 439, 2014
van Leer B., 1982, in Krause E., ed., Lecture Notes in Physics, Vol. 170, Numerical Methods in Fluid Dynamics. Springer-Verlag, Berlin, p. 507
Velázquez P. F., Riera A., Raga A. C., Toledo-Roy J. C., 2014, ApJ, 794, 128
Weidmann W. A., Gamen R., 2011, A&A, 531, A172

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Capítulo 5

Artículo: 3D hydrodynamical models of point-symmetric planetary nebulae

Algunas nebulosas planetarias presentan una morfología tipo S, la cual es conocida como Simetría de punto. Objetos en esta clasificación morfológica son Fg1, NGC 6309, IC4634, NGC5189, por ejemplo.

Sin embargo, al igual que M 1-32 y M 3-15, hay algunos objetos compactos que presentan una estructura toroidal pero que a través de la espectroscopía revelan una estructura en forma de S. En este segundo trabajo, nuestro objeto de estudio es la nebulosa planetaria H 1-67. Hemos observado este objeto con dos orientaciones de rendija. Una situada Norte-Sur (N-S) y de lado Este. Y la segunda rendija orientada con un ángulo de posición de 45° . En esta orientación, a través de la espectroscopía, se revela una estructura de tipo simetría de punto. De manera general, el diagrama PV para ambas rendijas presenta dos condensaciones intensas en la parte central y material o nudos a alta velocidad. Sin embargo, en la rendija orientada a 45° , las condensaciones aparecen inclinadas, esto es, tienen una diferencia en velocidad.

Con el fin de modelar este objeto para saber cuáles componentes nos podrían describir la morfología que presenta en los diagramas posición-velocidad observados, hemos realizado un modelo hidrodinámico usando el código Yguazú descrito en el Capítulo 3. Ya que el modelo hecho para las NPs anteriores, M 1-32 y M 3-15, resulta exitoso para describir nebulosas planetarias bipolares espectroscópicas, hemos utilizado este mismo modelo que consta de un toro y un chorro. No obstante, puesto que en trabajos previos se encuentra

que NPs con simetría de punto se consiguen con un chorro que está precesando, le hemos añadido al modelo previo (el construido para M 1-32 y M 3-15) un chorro precesante para tener esta configuración tipo S, variación de la emisión en velocidad, puesto que en los diagramas PV se observa material y nudos a diferentes velocidades y con el fin de presentar una estructura toroidal rota (como se observa en la imagen de H 1-67, ver Fig. 1 del capítulo 5) hemos añadido ruido a la distribución toroidal.

A continuación se presenta el trabajo cinemático e hidrodinámico para H 1-67, el cual ya ha sido enviado a la revista Monthly Notices of the Royal Astronomical Society y se encuentra en arbitraje. Como dato extra, la tasa de pérdida de masa del jet para H1-67 es $1.65 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

3D hydrodynamical models of point-symmetric planetary nebulae*

Rechy-García, J. S.^{1†}, Peña, M.¹, Velázquez, P. F.²,

¹*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70264, 04510, Ciudad de México, México.*

²*Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70543, 04510, Ciudad de México, México.*

ABSTRACT

We present 3D hydrodynamical simulations of a precessing jet with a time-dependent ejection velocity, interacting with a circumstellar medium given by a dense, anisotropic, and slow AGB wind, forming a torus. We explore a set of configurations with different values for the precession angle and number of ejections. The temporal evolution of these models is analysed at times up to 1500 or 1800 yr. From our hydrodynamical models, we obtain position-velocity diagrams (PV diagrams) in the [N II] λ 6583 line to be compared with high resolution observations of the planetary nebula H 1-67. From spectral data this object shows high-velocity jets and a point-symmetric morphology. With our synthetic PV diagrams we show that a precessing jet with a time-dependent ejection velocity reproduces the point-symmetric morphological structure for this nebula if the precession cone angle is larger than 30° . Our synthetic PV diagrams can be used to understand how the S-like morphology, also presented by other planetary nebulae, is formed.

Key words: Planetary nebulae: general — hydrodynamics — methods: observational — methods: numerical — ISM: jets and outflows.

1 INTRODUCTION

Planetary nebulae (PNe) are expanding regions of ionized gas, whose central stars have initial masses lying in the range of $0.8 - 8 M_\odot$. In a traditional scenario, they are formed in a phase of mass loss of stars that are leaving the Asymptotic Giant Branch (AGB). These stars evolve towards high effective temperatures and ionize the ejected shell, becoming a white dwarf.

It is well known that PNe have a wide variety of shapes, showing shells, jets, torii, knots or internal structures and they are classified according to their morphology (Balick 1987; Parker et al. 2006; Sahai et al. 2011). The main morphological groups are: round, elliptical, bipolar, and multipolar.

Some PNe show a jet-like morphology which can be indicative of a PN evolving from a binary system (Soker & Livio 1994; Bond 2000; De Marco 2009; Soker & Rappaport 2000).

In this morphological scheme PNe catalogued as point-symmetric were introduced by Schwarz et al. (1993) and

Stanghellini et al. (1993). These are defined as PNe whose morphological components show point reflection symmetry with respect to the centre, similar to a S-shape. Examples of point-symmetric PNe are IC 4634 (Guerrero et al. 2008), NGC 6309 (Vázquez et al. 2008), and others. A very interesting case is the PN Fleming 1 which shows a very extended S-shape where the filaments are moving at a high velocity of $\pm 75 \text{ km s}^{-1}$ (López et al. 1993). See the catalogue by Sahai et al. (2011) and the compilation by Guerrero (2000) for a list of point-symmetric PNe.

Point-symmetric PNe have been studied in previous works (Miranda & Solf 1992; López et al. 1993). They are situated at scale height over the galactic plane of 310 pc (García-Segura et al. 2002) which is smaller than the general scale height of disk PNe. It has been suggested that the formation of this morphology is a consequence of a precessing collimated outflow (Guerrero 2000) and a binary system (Livio & Pringle 1996).

Some models have been produced to understand this kind of morphology (García-Segura & López 2000; Rijkhorst et al. 2004; Raga et al. 1993, 2009). Cliffe et al. (1995) proposed a hydrodynamical model for the formation of point-symmetric PNe and they concluded that the knots seen in these PNe can be interpreted as resulting from the periodic ejection of dense material by a precessing jet. 3D numerical simulations like the ones by Haro-Corzo et al. (2009) have shown that a

* Based upon observations carried out at the Observatorio Astronómico Nacional on the Sierra San Pedro Mártir (OAN-SPM), Baja California, México.

† E-mail: jrechy@astro.unam.mx

jet ejected from a binary system can lead to morphological structures of point-symmetric PNe.

The ideas described above have been successfully applied to, e.g., the well known point symmetric PN IC 4634 by Guerrero et al. (2008), who from very deep HST images and high-resolution spectroscopy, and by using the code Iguazú (described in §2.1), constructed a hydrodynamical model, which included a precessing fast collimated outflow interacting with nebular material. Due to they found low radial velocities of the S-shape structure ($\pm 20 \text{ km s}^{-1}$), these authors have assumed that the precession axis is on the plane of the sky. Other well known point symmetric nebulae such as NGC 6309 and Fleming 1 have been studied with deep images and kinematical models. It is worthy to say that the extended S-shaped Fleming 1 resulted to possess a binary stellar system which is the most probable cause for its morphology (Boffin et al. 2012). For none of these objects reported as point-symmetric, except IC 4634, a specific hydrodynamical model has been constructed.

In this and in our previous work, our aim has been to analyse compact PNe presenting round or toroidal images but showing high velocity ejections, V larger than 70 km s^{-1} . Due to their appearance, these objects have been classified as ‘compact’ or ‘elliptical’ PNe. The objects in our analysis have been selected from the San Pedro Mártir (SPM) Kinematical Catalogue of Galactic Planetary Nebulae (López et al. 2012).

By analysing position velocity (PV) diagrams of high resolution spectra of PNe that in images appear compact with no evident structure, we have found that some of them show high velocity ejections that seem to correspond to collimated material thrown through the poles of a torus. Such are the cases of M 1-32 and M 3-15 (Rechy-García et al. 2017). Other objects show point-symmetric features at high velocities.

One of the most interesting cases is the PN H1-67, presented in Figs. 1 and 2. The image and spectra were obtained with the Manchester Echelle Spectrograph (MES) attached to the 2.1-m telescope at Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir (OAN-SPM), B.C., México, on the night 2013 May 18. A detailed analysis of these data is presented in §4. Here we want to show that this PN looks compact in direct images (see Fig. 1 and also the image presented by Reese & Zijlstra 2013), showing a relatively face-on “broken” torus with two bright condensations on the East and West sides, while the PV diagram (Fig. 2 top) obtained from the spectrum with the slit crossing the nebula through the central position, along the symmetry axis, at P.A. = 45° , shows two central bright knots corresponding to the broken torus and a S-shape ejection with several clumps at different velocities ending in two knots at about $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$. This velocity structure corresponds to a point-symmetric nebula, fact that is not noticed in the direct images. In addition, the PV diagram obtained with a slit crossing at P.A. = 0° shows the condensations corresponding to the broken torus and two knots at velocity of about $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$ (Fig. 2 bottom). No S-shape is noticeable in this latter spectrum.

From the SPM Kinematical catalogue mentioned above, other compact nebulae such as M 2-36 and Wray 16-411, presented also in §4, show similar S-shape velocity structures.

The main aim in the present study is to examine the formation of such point-symmetric morphologies. This can be carried out by analysing the history of the injected gas, which

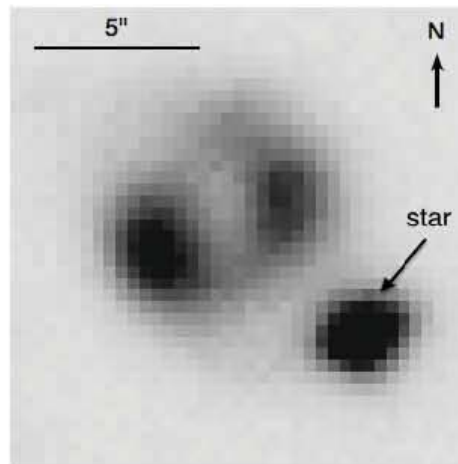


Figure 1: $H\alpha$ image of PN H 1-67, obtained that OAN-SPM using the MES spectrograph. North is up and East to the left. The exposure time is 100 s. We observe a face-on torus, with two bright condensation on the east and west side.

shapes this kind of nebulae. Following Cliffe et al. (1995) we will study the effect of a periodic ejection of dense material in the form of a precessing jet, by means of hydrodynamical models. We calculate numerical simulations of a jet that changes its direction describing a precession cone in order to reproduce the S-like morphology and we include a time-dependence velocity ejection or a time-dependence density ejection, in order to explain the observed structures in these PNe. Furthermore, the jet interacts with a “clumpy” slow wind, equatorially concentrated emulating the presence of a broken dense torus.

This paper is organized as follows, we describe the hydrodynamical models and the initial settings in §2. In §3 the different morphologies obtained from the models are presented. In §4 we compare our results with observations of PN H1-67 that presents S-like morphological features and compute specific models for this object. Other similar objects are presented in §5 and our conclusions are summarised in §6.

2 NUMERICAL SIMULATIONS

2.1 The hydrodynamical model and the Yguazú code

In order to reproduce the observational S-shape PV diagrams, we have carried out 3D hydrodynamical simulations taking into account the observed features of H1-67 described above: a broken dense torus and several clumps, at high and medium velocities, distributed along a filament with a S-like morphology.

To begin with, we have considered a hydrodynamical model which includes the same components of the model presented in Rechy-García et al. (2017), i.e., a circumstellar medium with a density distribution given by a dense and low-velocity AGB wind forming a torus, and an outflow launched by the central star of the nebula. Additionally, and

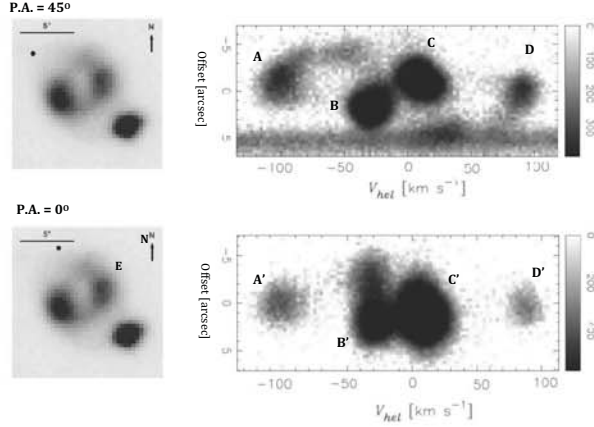


Figure 2: Position-velocity diagrams of H1-67 in the [N II] λ 6583 line, for two positions of the slit (shown in the left frames). The slit to the East (bottom figure) is located at about 1.7 arcsec from the centre of the object. The bright condensations (marked as B, C and B', C') in the right panel correspond to the toroidal component. The wide faint components come from a bipolar precessing jet ending in knots (marked as A, D and A', D'). The grey scale to the right is the intensity in counts. The ratio between the brightest and faintest regions is of the order of 20.

in order to simulate a broken dense torus, we have built a cumply wind by modulating the density by a fractal structure with a spectral index of 11/3, which generates a noisy structure and it is consistent with a turbulent interstellar medium (Esquivel et al. 2003). We imposed this clumpy density on the initial condition and this fluctuates with a 20 per cent of the mean density value.

Finally, to obtain the observed distribution of the clumps in the PV diagrams, a precession and a velocity ejection variability of the outflow were introduced. Alternatively, a model including a time-dependent density ejection of the outflow has been computed and it will be described ahead.

The numerical simulations were performed with the hydrodynamical code Yguazú (Raga et al. 2000). This is a 3D adaptive code which solves the gasdynamic equations employing the “flux vector splitting” scheme of van Leer (1982). Together with these equations, a system of equations for atomic/ionic species are also integrated in order to provide a cooling function. For these simulations, we have used the total abundances of N, O and S (relative to hydrogen), obtained by Escudero et al. (2004) for H1-67, which are similar to the ones presented by many PNe in the Galaxy.

2.2 Initial setup

Our numerical simulations use an adaptive Cartesian grid. We computed several models varying the parameters of the outflow. The sizes of the computational domain are of 10^{18} cm along the x- and y-directions, and 2×10^{18} cm along the z-axis for model 1, while for models 2, 3 and 4 (the latter one with a jet with density variations), the size along the y-axis increases to 2×10^{18} cm (see Table 1).

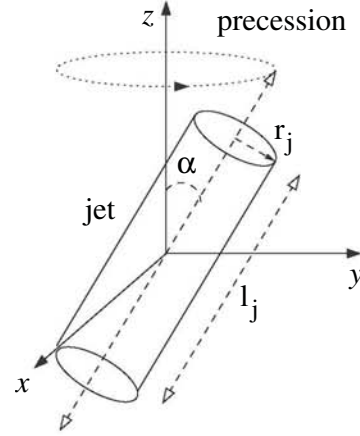


Figure 3: Scheme of the jet configuration

At the beginning, following the work by Mellema et al. (1991), to form the torus we have imposed on all computational domain the density distribution of an anisotropic AGB wind, which is given by:

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 g(\theta) (r_0/r)^2, \quad (1)$$

where r is the distance to the centre of computational domain, θ is the polar angle measured with respect to the z-axis, and ρ_0 is the density for a reference radius r_0 , which is given by:

$$\rho_0 = \dot{M}_{AGB} / (4\pi r_0^2 V_{AGB}), \quad (2)$$

being \dot{M}_{AGB} the mass loss rate and V_{AGB} the terminal wind velocity, which was set to 20 km s^{-1} . The angular dependence of the wind is described by the following equation:

$$g(\theta) = 1 - A \left[\frac{1 - \exp(-2B \cos^2 \theta)}{1 - \exp(-2B)} \right], \quad (3)$$

where A is the parameter which determines the equator to pole density ratio, and B gives the variation of the density from the equator (xy plane or $\theta = 90^\circ$) to the poles ($+z$ direction or $\theta = 0^\circ$; $-z$ direction or $\theta = 180^\circ$).

A jet is imposed at the centre of the computational domain in a cylindrical volume with radius $r_j = r_0$ and a length $l_j = 2r_0$ (see Fig. 3). The jet direction describes a precession cone, with a semi-aperture angle α and a period $\tau_p = \tau_{ch}/f_p$, where f_p is a constant representing the number of turns, and τ_{ch} is a characteristic time given by:

$$\tau_{ch} = \frac{0.5 z_{max}}{v_0(1 + \Delta v) \cos \alpha} \quad (4)$$

Furthermore, the jet velocity depends upon the time as:

$$v_j = v_0 \left(1 + \Delta v \cos \left(2\pi \frac{t}{\tau_v} \right) \right) \quad (5)$$

where v_0 is the mean jet velocity, Δv is the amplitude of the velocity variation, t is the time, and τ_v is the period of the velocity variation, which is given by $\tau_v = \tau_p/f_q$, being f_q a constant (the values of f_p and f_q used in our simulations are listed in Table 1). This jet has a constant density.

In the case of a jet with a time-dependent density ejection, the jet velocity is fixed to v_0 and the density is given

by:

$$\rho_j = \rho_{j0} \left(1 + \Delta\rho_j \cos \left(2\pi \frac{t}{\tau_d} \right) \right) \quad (6)$$

where ρ_{j0} is the mean density of the ejection, $\Delta\rho_j$ is the amplitude of the density variation, t is the time and τ_d is the period of the density variation. In this case, τ_{ch} in Eq. 4 changes accordingly.

In all simulations the values of parameters A and B in Eq.(3) were chosen as 0.99 and 5, respectively, because these values are adequate to produce a thick torus (Mellema et al. 1991) as the ones observed in H1-67, M1-32 and M3-15. Such a torus constrains the stellar ejection helping to produce a bipolar nebula.

The temperature for the AGB wind was fixed as 1000 K while its \dot{M}_{AGB} was of $5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The value of r_0 was chosen as 5 pixels of the grid at its maximum resolution, i.e., $3.08 \times 10^{16} \text{ cm}$. For the jet with velocity variability we have set v_j and Δv as 140 km s^{-1} and 0.5, respectively, while for the jet with density variability ρ_{j0} is 150 cm^{-3} and $\Delta\rho_j$ is 0.7. The variability period is the same in both cases.

Initially we computed a model with a precessing cone with a semi amplitude angle α equal to 15° . Such a model did not produce a S-shape in the PV diagrams of the ejection and we discarded it. This model is not presented here, but helped us to understand that a larger α is required. Afterwards we computed models with α of 30° and 40° which show S-shape structures in the PV diagrams.

Different values of α , f_q and f_p were used (see Table 1) to analyse the P-V diagrams produced. In the following we describe the properties of Model 1 with $\alpha=30^\circ$, $f_q=4$ (the jet orbits 4 times), $f_p=2$ (two ejections per orbit) and Model 2 with $\alpha=40^\circ$, $f_p=1.5$ and $f_q=2$ (two ejections per orbit).

3 NUMERICAL RESULTS OF HYDRODYNAMICAL MODELS

3.1 Density stratification evolution

Fig. 4 displays the temporal evolution of the electron density stratification at integration times of 500, 1000, and 1500 yr for models 1 and 2 mentioned above. These maps show density distribution projected on the xz -plane. The white arrows indicate the velocity field of the material in the jet.

The temporal evolution of the electron density maps on the yz -projection for these models, are shown in Fig. 5. As in Fig. 4, the maps for integration times of 500, 1000, and 1500 yr are displayed for model 1. For model 2, due to the precession angle is larger, $\alpha = 40^\circ$, we have enlarged the computational domain in the y -direction for the jet to fit into the computational domain. Therefore, we only show two evolution times for this model of 300 and 1500 yr.

For all density maps, both axes are given in units of 10^{18} cm and the logarithmic color scale gives the number density in units of cm^{-3} .

In Figs. 4 and 5 the noisy structure of the AGB wind (a not uniform torus) produced by the modulation of the density through a fractal structure, is evident.

For both cases, in the xz -projection we observe a bipolar planetary nebula (see Fig. 4), while in the yz -projection (Fig. 5) a quadrupolar nebula is obtained (see Velázquez et al. (2012)).

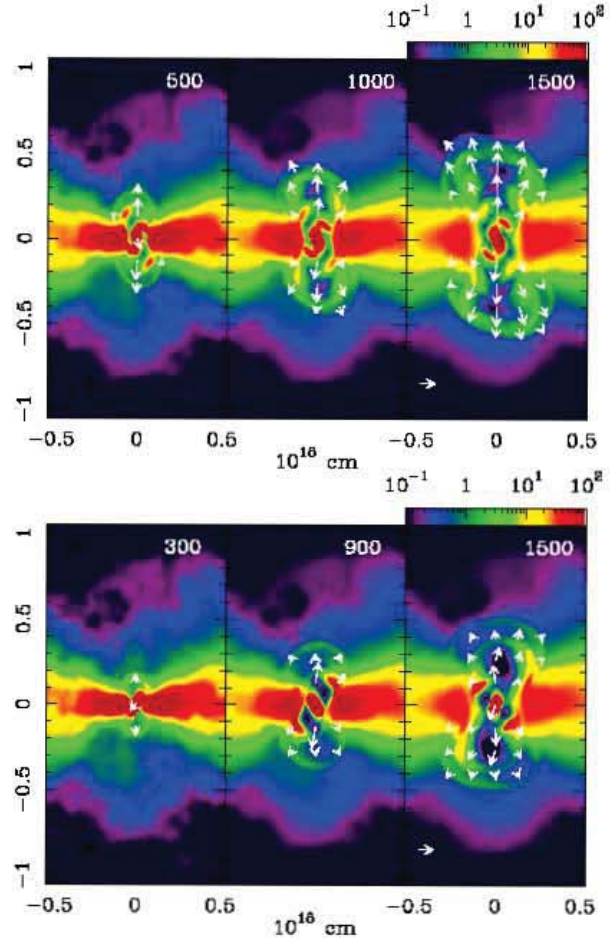


Figure 4: Electron density distribution maps (xz -projection), corresponding to models 1 ($\alpha=30^\circ$, upper panel) and 2 ($\alpha=40^\circ$, bottom panel), at different evolutionary times (in yr). Both axes are given in units of 10^{18} cm and the logarithmic color scale gives the number density in units of cm^{-3} . The arrows show the velocity field of the jet material. The small arrow at the bottom right frame corresponds to a velocity of 100 km s^{-1} .

3.2 Synthetic PV diagrams

To compare with observed PV diagrams of point-symmetric planetary nebulae, from our hydrodynamic models we generate an array of synthetic PV diagrams at evolution time of 1500 yr, where we have considered different angles of inclination of the z -axis of the model with respect to the line of sight (ϕ), as well as different counterclockwise rotations in the plane of the sky (ψ). Besides we have considered both xz - and yz -projections.

3.2.1 The xy -projection

Figs. 6 and 7 show the synthetic $[\text{N II}] \lambda 6583$ PV diagrams (xz -projection) for models 1 y 2, respectively. Top, middle, and bottom panels of these figures display the PV diagrams for $(\phi, \psi) = (60^\circ, 5^\circ); (40^\circ, 10^\circ); (20^\circ, 10^\circ)$.

Table 1. Input for hydrodynamical simulations

Model	Computational domain $x-$, $y-$, and $z-$ axis, (cm)	f_p	f_q	α	τ_v yr	τ_{ch} yr
model 1	$(1.05, 1.05, 2.10) \times 10^{18}$	4	2	30°	230	1830
model 2	$(1.05, 2.10, 2.10) \times 10^{18}$	1.5	2	40°	690	2070
model 3	$(1.05, 2.10, 2.10) \times 10^{18}$	1.5	4	40°	345	2070
model 4 ^a	$(1.05, 2.10, 2.10) \times 10^{18}$	1.5	4	40°	345	2070

^a model with variable density. In column 6 τ_d is presented.

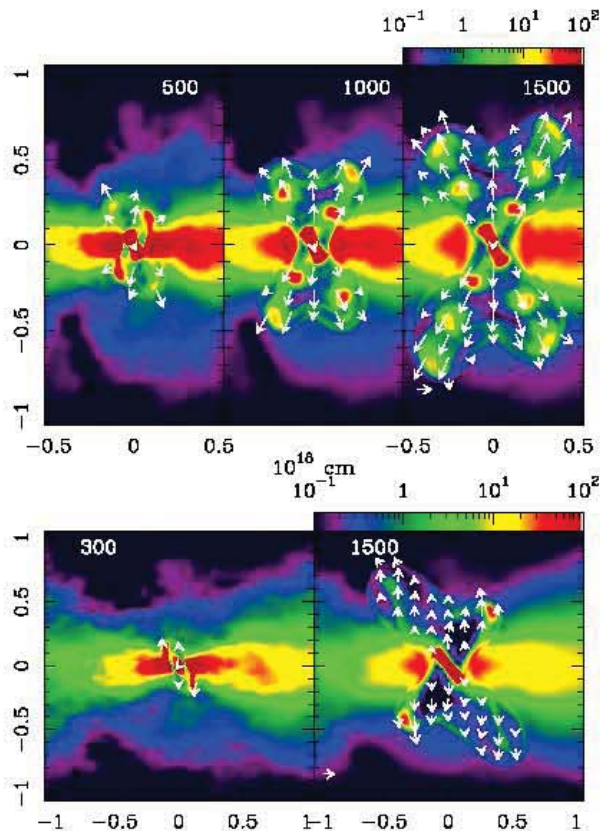


Figure 5: The same as Figure 4 but for the yz -projection. At evolution time of 1500 yr, model 1 (top) shows eight ejections while model 2 (bottom) only show two ejections.

In Fig. 6, the PV diagrams for model 1 show two bright condensations with velocities close to 0 km s^{-1} for $\phi = 20^\circ$, which correspond to the dense torus. As the angle ϕ increases these bright condensations appear slightly more separated in velocity (up to $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$ for $\phi = 60^\circ$). The structures associated with the ejections from the precessing jet, include a long filament at position 0 arcsec, which contains several ejections extending in velocity up to $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$ and some faint knots, spatially separated from the centre by 2 or 3 arcsec (see Fig. 6, bottom). As the angle ϕ increases these knots show lower radial velocities, as a consequence of the projection (see Fig. 6, middle). In Fig. 6 top, where $\phi = 60^\circ$, the knots are overlapped with the emission associated with the dense torus.

The PV diagrams for model 2 are shown in Fig. 7. The behaviour of the bright condensations (dense torus) is similar to model 1 and also the filament shows the same behaviour as in model 1. For this model, the precession angle is 40° , consequently the two knots, corresponding to the ejections, appear more spatially separated when $\phi = 20^\circ$ (about 4 arc seconds from the centre, fig. 7 bottom). As ϕ increases these features show lower velocity and appear closer to the centre. When $\phi = 60^\circ$ both features are overlapped with the torus, similar to model 1.

3.2.2 The yz -projection

The PV diagrams for models 1 and 2 obtained for the yz -projection are shown in Figs. 8 and 9, respectively. Both PV diagrams display similar morphologies. Several filaments are observed along the horizontal axis, which are produced by the variability of the jet ejections. All the filaments display a S-like shape. Model 1 has more filaments due it has rotated four times, $f_p=4$, while model 2 has $f_p=1.5$. The filaments result more separated along the position axis for model 2 than for model 1. This is a consequence of a larger semi-aperture angle of precession (40° and 30° , respectively).

4 THE S-SHAPE SPECTRUM OF H1-67: OBSERVATIONAL RESULTS

As it was said in the Introduction the PN H1-67 presents S-shape spectra as obtained with the MES at OAN-SPM with the slit is located along its symmetry axis. Therefore this is a suitable object to compare its PV diagrams with our numerical simulations. Some characteristics of this and other similar objects are listed in Table 2.

H 1-67 is located towards the galactic bulge, showing a heliocentric radial velocity of -8.05 km s^{-1} (this work). Its heliocentric distance is 5.88 kpc (Frew et al. 2016) and it is situated at a scale height of -455 pc (this work). It is ionised by a [WO 2] central star (Acker & Neiner 2003). The total nebular abundance ratios for this PN are $N/O = 0.56$ and $He/H = 0.125$ (Escudero et al. 2004), therefore, this object is a nitrogen and helium rich PN (Peimbert Type I PN). Morphologically it has been classified as a bipolar nebula (Rees & Zijlstra 2013). From our spectroscopic analysis it is found that the nebular morphology of H 1-67 is highly asymmetric, showing the appearance of broken face-on torus (Fig. 1) with low expansion velocity, and also knots and jets at high velocities of $\pm 100 \text{ km s}^{-1}$.

In this work, we use high-resolution spectra to analyse the kinematical behaviour of the gas in this [WO]PN and,

Table 2. Main characteristics of H 1-67 and other PNe

PN G	Name	Stellar Type	V_{hel} km s $^{-1}$	Dmean kpc	z pc	N a	O a
009.8–04.6	H 1-67	[WO 2]	–8.05	5.88±1.76	–455	8.50	8.75
003.2–06.2	M 2-36	possible binary	+57.0	6.99	–	8.42	8.85
353.7–12.8	Wray 16-411	–	–50.0	6.14±1.75	–	–	–

a In $12 + \log X/H$ (see Escudero et al. (2004) and Liu et al. (2001))

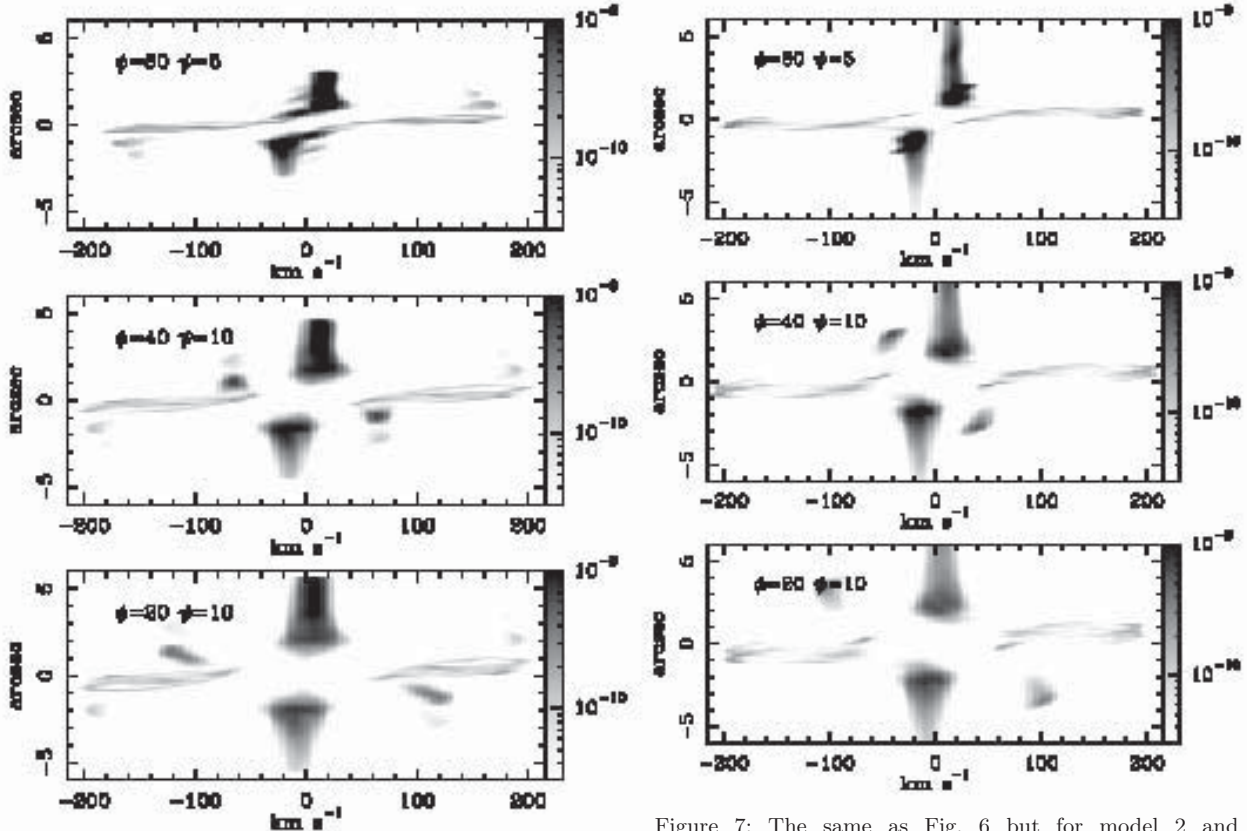


Figure 7: The same as Fig. 6 but for model 2 and xz -projection.

Figure 6: Synthetic $[\text{N II}]\lambda 6583$ PV diagrams (xz -projection) for a slit going through the centre of the source, corresponding to model 1 at evolution time 1500 yr. These PV diagrams were obtained after applying two rotations to the computational domain: ϕ is the angle with respect to the line of sight, and ψ is the angle with respect to the z -direction. The horizontal and vertical axes represent the radial velocity in km s $^{-1}$ and the spatial direction in arcsec (if we consider a distance to the source of 5.88 kpc), respectively. The logarithmic grey-scale is given in units of erg cm $^{-3}$ sr $^{-1}$.

by comparing it with the hydrodynamical models presented above, we investigate if the morphological structure of H 1-67 can be produced by the action a precessing jet and a dense torus. We compare the position-velocity diagrams obtained from the observations with those predicted by the hydrodynamical models.

4.1 Long-Slit Spectroscopy

The Manchester Echelle Spectrometer (MES) is a long-slit echelle spectrometer, which uses narrow-band filters to isolate the orders containing the emission lines. The 90 Å bandwidth filter allowed us to obtain the H α and $[\text{N II}]$ nebular emission lines. In this paper, we only show the behavior of the $[\text{N II}]\lambda 6583$ line because H α shows the same structure.

The Marconi 2 CCD was used as detector, which has a pixel size of 13.5 μm . A binning of 2×2 pixel was applied in the observations and, using the secondary mirror $f/7.5$ which provides a plate scale of 13.2 "/math>mm, the plate scale on the detector was 0.356 "/math>pixel. The slit width used was 150 μm (2" on the sky), providing a spectral resolution of 11 km s $^{-1}$.

We obtained observations from two slit positions over H 1-67, one position with the slit at P.A. = 45° across the centre of the nebula corresponds to its symmetry axis. The

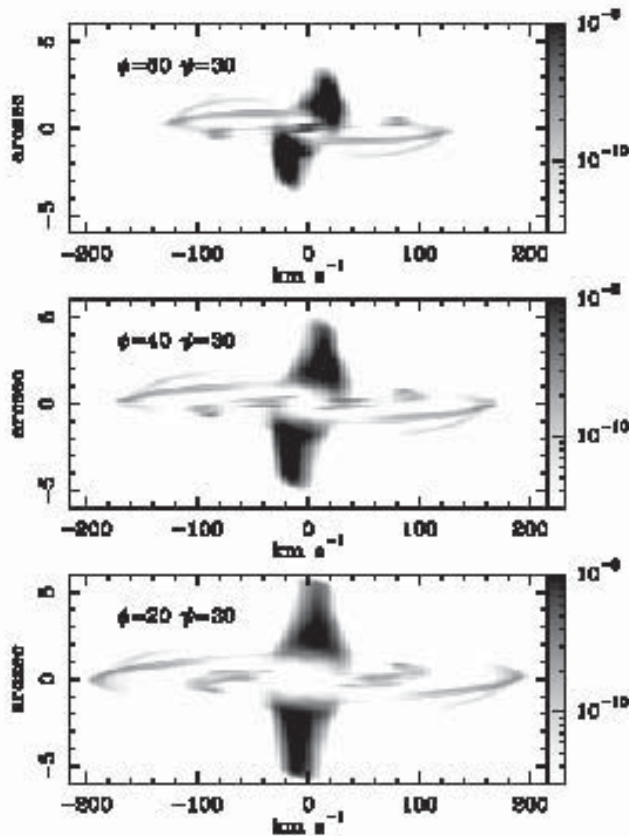


Figure 8: The same as Figure 6 for model 1 and yz -projection.

other position with the slit at P.A. = 0° , lies on the East side. The slit positions are indicated in Fig. 2 (left side) on H α images obtained by us. The integration time for the spectra was 900 s for both slit positions. Immediately after every science observation, exposures of a Th-Ar lamp were acquired for wavelength calibration. The internal precision of the lamp calibrations is better than 1.0 km s^{-1} . The spectra were reduced using the standard processes for the MES data, using IRAF¹ tasks to correct for bias and calibrate in wavelength.

4.2 Position-Velocity diagrams of H 1-67

PV diagrams for this PN were obtained with the WIP software (Morgan 1995). In Fig. 2 right side, the PV diagrams are shown for the slits located in the two positions, P.A. = 45° and P.A. = 0° . In the horizontal axis the heliocentric radial velocity is represented and the vertical axis shows the spatial direction. The emission line shown is [N II] $\lambda 6583$.

In the PV diagram with the slit at P.A. = 45° , two

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract to the National Science Foundation.

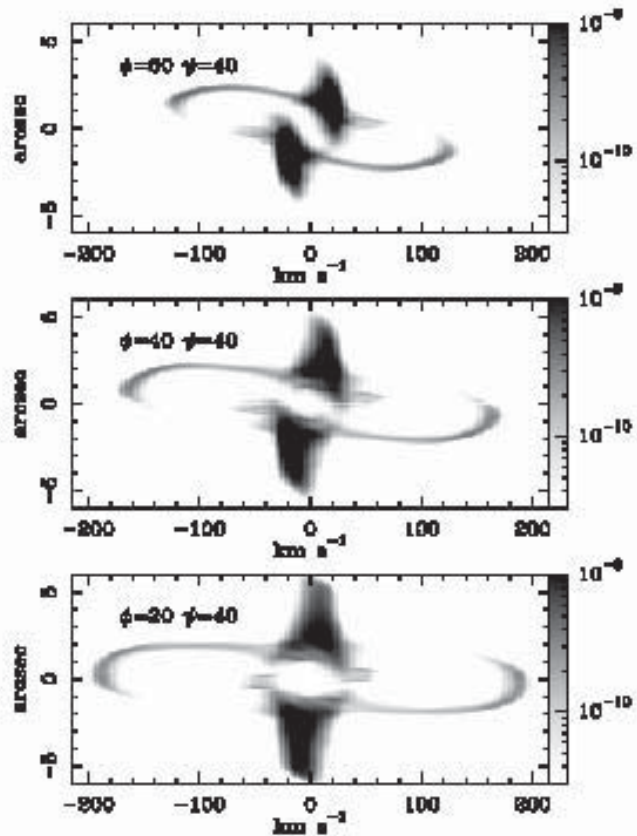


Figure 9: The same as Figure 6 but for model 2 and yz -projection.

bright inclined condensations (at a heliocentric systemic velocity of -8.05 km s^{-1}) are visible, they are labeled as B and C in Fig. 2 (top). Two knots at high velocity of $\pm 97.07 \text{ km s}^{-1}$ (relative to the systemic velocity) are seen, labeled as A and D in Fig. 2 (top). In the PV diagram with the slit at P.A. = 0° , two bright condensations are visible (they are labeled as B' and C' in Fig. 2, bottom) and two knots at high velocity of $\pm 96.4 \text{ km s}^{-1}$ (relative to the systemic velocity) are seen, labeled as A' and D' in Fig. 2. In addition, comparing both PV diagrams, we observe that the spectra obtained with the slit at P.A. = 45° shows a S-shape, differently from what is obtained with the slit at P.A. = 0° . This suggests a bipolar, collimated jet whose ejection axis has changed following a precessing movement. The observations are not calibrated in flux, but we have added a scale in counts. In the observational PV diagrams, the ratio between the brightest (torus) and faintest (filament) regions is of the order of 20.

4.2.1 Emission line profile

One-dimensional profile of the [N II] emission-line for the two positions of the slit are displayed in Fig. 10. The wavelength is represented in the horizontal axis, and the vertical axis shows the intensity in counts. The features marked in Fig. 2 (for both positions) are shown in this figure. Both profiles are kinematically similar. We can distinguish two regions

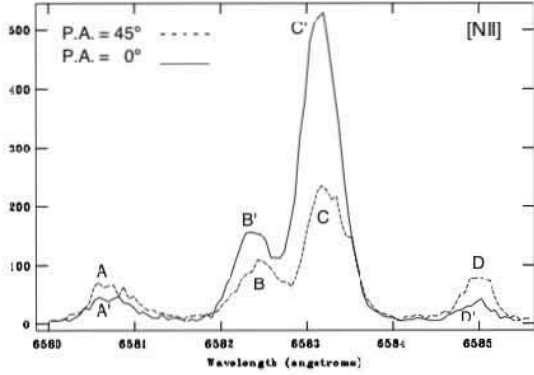


Figure 10: Emission line profiles of H 1-67 of the [N II] $\lambda 6583$ line, for two positions of the slit, P.A. = 45° (dashed line) and P.A. = 0° (solid line). Labels marked correspond to the bright condensations and a bipolar precessing jet ending in knots of the Fig. 2.

Table 3. Kinematics of the features

P.A. = 45°				
Knot	A	D	B	C
	km s $^{-1}$	km s $^{-1}$	km s $^{-1}$	km s $^{-1}$
Vhelio	-103.7	90.40	-26.3	10.6
Vexp		97.06		18.46
P.A. = 0°				
Knot	A'	D'	B'	C'
	km s $^{-1}$	km s $^{-1}$	km s $^{-1}$	km s $^{-1}$
Vhelio	-103.4	89.3	-28.6	7.3
Vexp		96.4		18.0

in this PN, an inner zone (B, C and B', C') and an outer zone (A, D and A', D'). The inner zone that corresponds to the clumpy torus is expanding at about 18 km s^{-1} while the outer zone corresponding to a precessing jet ending in knots, shows an expansion velocity of about 97 km s^{-1} . Note that the radial heliocentric velocity in the knots marked as A, D and A', D' in both positions slits are similar. In Table 3 we present the kinematics for each feature.

4.3 Computing models to reproduce H1-67 observational results: Models 3 and 4

Analysing the synthetic PV diagrams obtained for the different models, we found that the S-shape is reached in the yz-projections when the precession angle α is larger than 30° . Whenever the angle is greater, the jet ejections open giving rise to a more defined S-shape. Also, the number of knots and filaments obtained depends on the number of precessions, f_p , and the number of ejections in each turn, f_q . Therefore, f_p should be small to obtain less ejections in the PV diagrams (compare Fig. 8 and Fig. 9).

We notice that the observed PV diagrams shown in Fig.

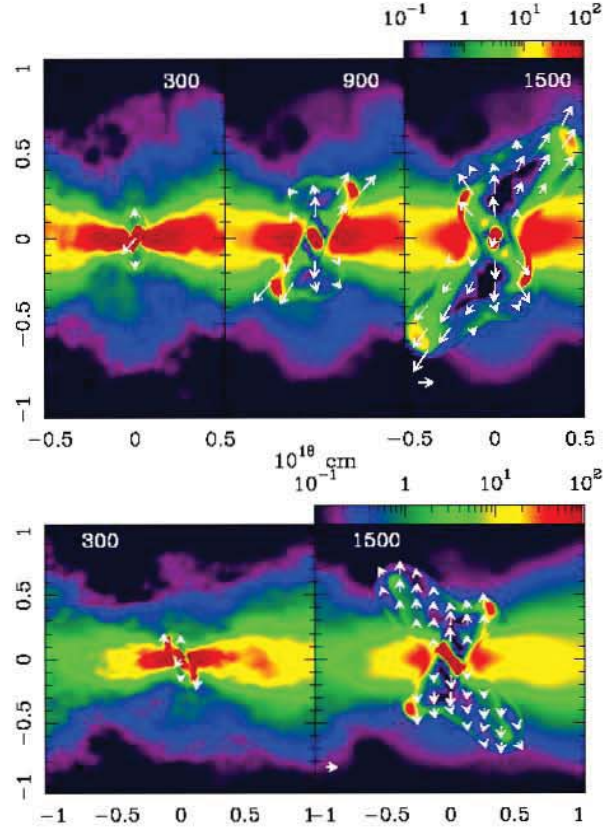


Figure 11: Temporal evolution of the electron density obtained for model 3. Upper panels show the evolution for the xz -projection while bottom panels display the evolution for the yz -projection.

2 for H1,67, have some features similar to those obtained in the PV diagrams of model 2, for the yz-projection. Due to this, we have carried out a 3rd model in order to reproduce better the main characteristics of the observed PV diagrams of H 1-67. In Model 3, which has $\alpha=40^\circ$ and $f_p=1.5$, the ratio between the precession period and the velocity variability period, factor f_q , was set to 4. Therefore model 3 is similar to model 2, but with more ejections per precession turn.

The electron density distribution map for this model at xz -projection at evolution time 300, 900, and 1500 yr, is presented in Fig. 11 (top) and the yz -projection is presented in Fig. 11 (bottom) at evolution times of 300 and 1500 yr. As expected, these maps are similar to the ones for model 2.

Fig. 12 shows the synthetic PV diagrams performed for the xz -projection considering angles $\phi=60^\circ, 40^\circ, 20^\circ$ and $\psi=5^\circ, 10^\circ, 10^\circ$. Fig. 13 shows the synthetic PV diagrams performed for the yz -projection considering angles $\phi=60^\circ, 40^\circ$ and $\psi=18^\circ, 40^\circ$.

For H 1-67, our observational PV diagram with the slit at 45° (Fig. 2, top) is well reproduced by the synthetic PV diagram with $\phi=60^\circ$ and $\psi=40^\circ$ (Fig. 13, middle). We reproduced the central condensations corresponding to the dense

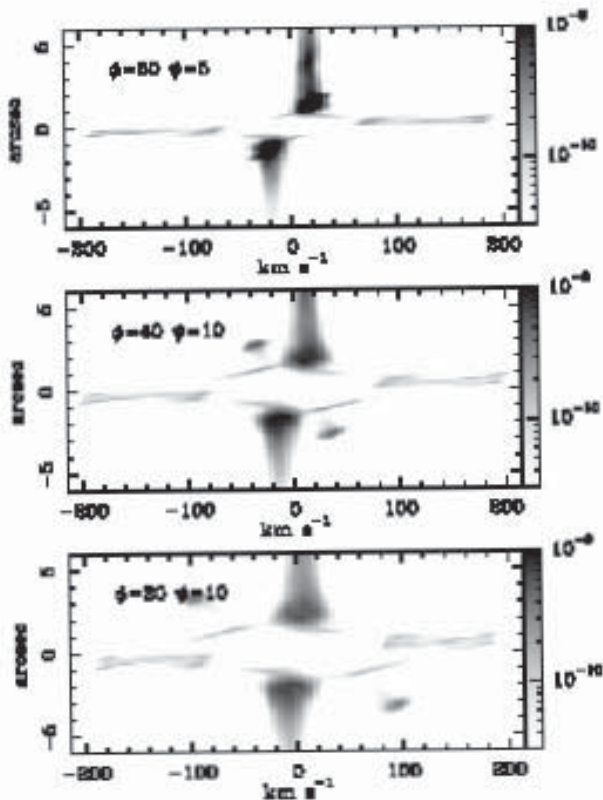


Figure 12: The same as Figure 6 but for model 3 and xz -projection.

torus, separated almost 40 km s^{-1} approximately. A clear point-symmetric morphology results from the presence of the precession jet. The synthetic PV diagrams show fast outflows up to velocities of $\pm 95 \text{ km s}^{-1}$, with a S-shape that is similar to the observations.

We also obtained a good agreement with the PV diagram from observations along P.A. = 0° if the jet axis was tilted at $\phi=60^\circ$ and $\psi=18^\circ$ (Fig. 13 top).

4.3.1 Model 4, with variable density ejections

Instead of time-dependent velocity ejection for the jet, we have computed a model which considers a time-dependent density ejection for the jet, given by Eq. 6. This is the first time that the code Iguazú is used in such a way. The parameters for this model are the same as those for Model 3 (the same α , f_p and f_q). In this case, the jet has constant velocity of 140 km s^{-1} . The average density is 150 cm^{-3} and the density variation is 70%. The total integration time was of 1800 yr.

In Fig. 14 (top) the xz -projection of the electron density distribution map at 300, 900 and 1800 yr is shown while in the bottom figure, the yz -projection is presented at 300 and 1800 yr. These figures are similar to the ones presented for Model 3, although in this case the knots at high velocity appear denser and more defined.

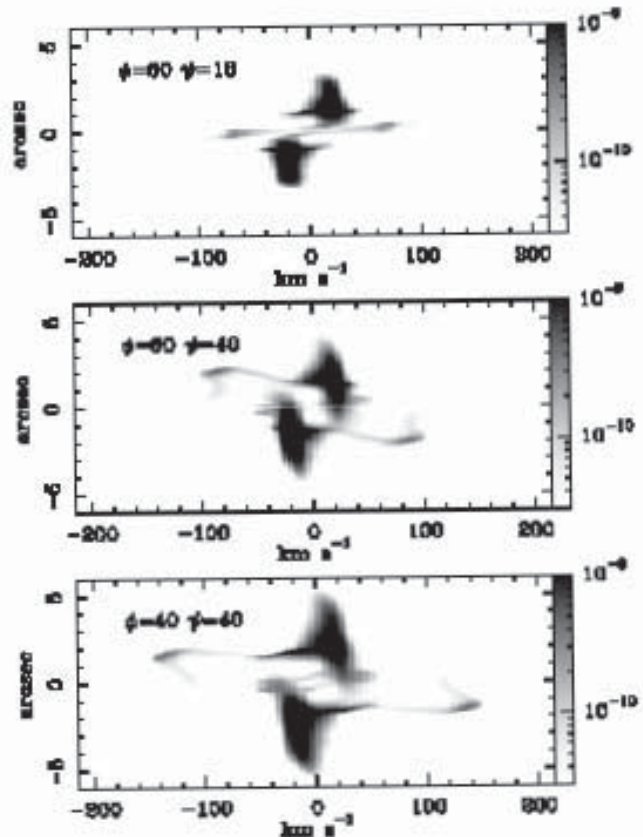


Figure 13: The same as Figure 6 but for model 3 and yz -projection.

The synthetic PV diagrams for this model are presented in Fig. 15 where three diagrams are showed with (ϕ, ψ) of $(60, 18)$, $(60, 40)$ and $(40, 40)$. The one corresponding to $\phi=60^\circ$ and $\psi=18^\circ$ reproduces well the observations with the slit at P.A. = 0° . The second synthetic PV diagram for $\phi=60^\circ$ and $\psi=40^\circ$ reproduces well the observed PV diagram for H 1-67 for the slit at P.A. = 45° . In both panels, the knots observed at $\pm 120 \text{ km s}^{-1}$ appear well defined in the model. The third synthetic PV diagram show $\phi=40^\circ$ and $\psi=40^\circ$, this PV diagram does not reproduce the observations.

5 OTHER OBJECTS

Using the available spectra in The SPM Kinematic Catalogue of Galactic Planetary Nebulae (López et al. 2012), we have found two PNe, M 2-36 (PN G 003.2–06.2) and Wray 16-411 (PN G 353.7–12.8), with similar spectral characteristics to H 1-67. In their spectra they present a S-shape morphology with knots or filaments at high velocity (see Fig.16). Some of their characteristics are listed in Table 2. M 2-36 is located towards the galactic bulge, showing a radial velocity of 57 km s^{-1} (Richer et al. 2017) and has an ADF² of 6.9

² ADF is the Abundance Discrepancy Factor given by the ratio of ionic abundances derived from optical recombination lines and collisionally excitation lines

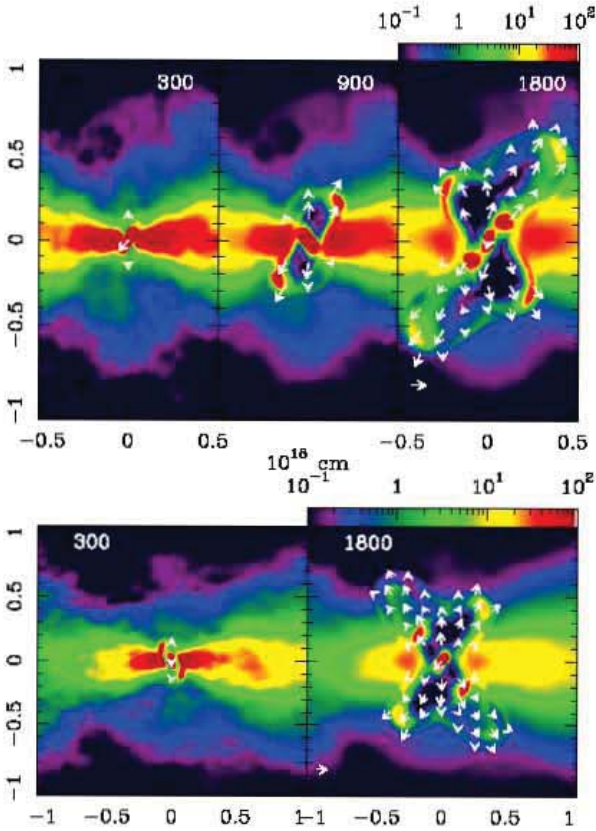


Figure 14: Temporal evolution of the electron density obtained for model 4. Upper panels show the evolution for the xz -projection while bottom panels display the evolution for the yz - projection.

(Liu et al. 2001). Due to this large ADF, this PN is a candidate to have a binary central star (Corradi et al. 2015). Its heliocentric distance calculated by Zhang (1995) is 6.99 kpc. The total nebular abundance ratios for this PN are $N/O = 0.95$ and $He/H = 0.135$ (Liu et al. 2001), therefore, this object is a helium and nitrogen rich nebula, classified this PN as a Peimbert Type I PN.

Wray 16-411 is located at a distance of 6.14 kpc (Frew et al. 2016). Its heliocentric radial velocity is -50 km s^{-1} (Beaulieu et al. 1999). Weidmann et al. (2016) mention that this object could be the galaxy IRAS 182324031 due to its spiral morphology, but the spectral data in the SPM Catalogue (López et al. 2012) show clearly that it is a planetary nebula.

Our models could help us to reproduce these PNe with the same elements used here, a precessing jet with time-dependent ejection velocity or density, and a broken torus, but using other values for f_p , f_q and α . This work is in process.

6 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Several 3D hydrodynamical models, carried out with the code Iguazú, have been explored in order to understand the

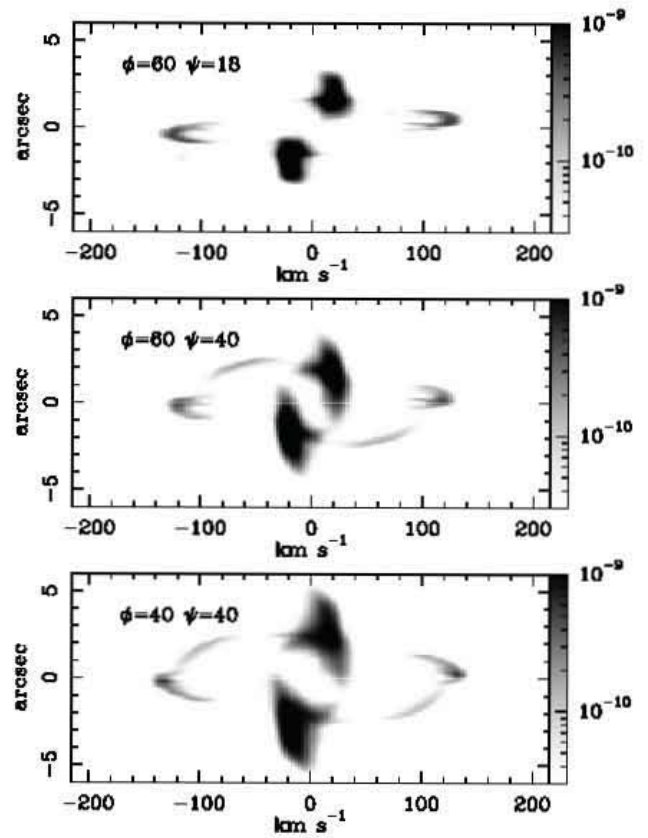


Figure 15: The same as Figure 6 but for model 4 and yz -projection.

processes that give origin to S-shaped planetary nebulae. It is assumed that a such dynamical structure is a consequence of the effect of a highly collimated precessing jet, therefore our hydrodynamic simulations consist of a star emitting high velocity collimated outflows in a medium given by the noisy wind of an AGB, simulating the density distribution of a dense torus. This jet changes its direction forming a cone of precession and it could be addressed as a time-dependent velocity ejection or a time-dependent density ejection. Our main results from these models can be summarised as: A precession jet is required to obtain such a S-shape morphology. The semi-aperture angle of the precession cone should be larger than 30° for obtaining this structure and the point-symmetric morphology is very evident when the angle is 40° .

Two models are presented here, the first one with several turns and ejections, and a second one with smaller number of turns and ejections. The torus included in the models helps to produce a bipolar nebula, but has no effect on the S-shape. Only the precession jet produces such a shape. The projection of this structure on the sky plane can be compared to real observations.

The PV diagrams computed for the models, in comparison with observed PV diagrams of the PN H1-67, allowed us to produce a more refined model for this compact nebula. In this work we show that H1-67 presents a spectroscopic point-symmetric morphology, even when its image does not

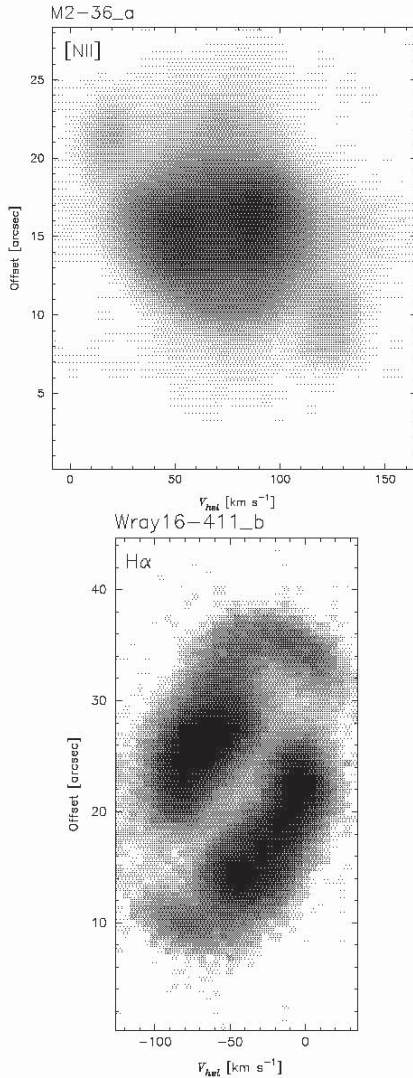


Figure 16: PV diagrams observed for two PNe, obtained from The SPM Kinematic Catalogue of Planetary Nebulae. Top: PN M 2-36. We observe two bright knots at the centre and two faint knots with S-shape reaching high velocities. Bottom: PN Wray 16-411. We observed two bright elongated condensations at the centre and high-velocity outflows with S-shape. These PNe are good candidates for our hydrodynamical model.

show this morphology.

For H 1-67 we have obtained high resolution spectra, locating the slit along the symmetry axis of the nebula, finding that they present two bright knots in the centre corresponding to a broken torus and a S-shape structure with knots at high velocity. From the models described above, we calculated new models varying different parameters trying to reproduce such structure.

Synthetic PV diagrams were generated, considering different inclinations of the models with respect to the line of sight, and rotating the slit on the plane of the sky. From

comparing these PV with the observed PV diagrams of H 1-67, we found that our Model 3 (time-dependent velocity ejections, semi aperture angle of 40° , 4 ejections per turn) and Model 4 with a time-dependent density ejection and same parameters, after an integration time of 1500 and 1800 yr respectively, are the ones that best reproduce the characteristics of the PV diagrams for this object.

Both models 3 and 4 show two bright condensations with velocities close to 0 km s^{-1} , which are associated with the torus material. In the orientation $\phi = 60^\circ$ and $\psi = 40^\circ$ the models show the observed S-shape, ending in two knots at ± 100 and $\pm 120 \text{ km s}^{-1}$ respectively, and in the orientation $\phi = 60^\circ$ $\psi = 18^\circ$, two knots are seen at velocity of the order of ± 100 and $\pm 120 \text{ km s}^{-1}$ respectively, and no S-shape is observed. These PV diagrams reproduce our observations of H 1-67 with the slit at 0° .

By using different sets of parameters, these hydrodynamical models could be applied to reproduce other compact (round or elliptical) PNe that present PV diagrams showing a S-shape structure, such as Wray 16-411 and M 2-36.

Our hydrodynamical model is a simple one. It consists of a bipolar jet moving inside an anisotropic AGB wind (with high density at the equator). Such a model helped us to reproduce the PV diagrams of the spectroscopic bipolar PNe M 1-32 and M 3-15 (Rechy-García et al. 2017). In this work we show that adding precession and time-dependent velocity or density ejection we can reproduce the point-symmetric PV diagram of H 1-67.

The idea that point-symmetric PNe results from the periodic ejection of dense material by a precessing jet is corroborated. If such an ejection is always a consequence of a binary system is still to be demonstrated.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the daytime and night support staff at the OAN-SPM, Gustavo Melgoza, Salvador Monroy and Felipe Montalvo, for facilitating and helping to obtain our observations. Helpful comments by Dr. José Alberto López, Dr. Michael G. Richer, Dr. Christophe Morisset and Dr. Gloria Delgado-Inglada are deeply acknowledged. We thank Enrique Palacios (Cómputo-ICN) for maintaining the Linux servers where the hydrodynamical simulations were carried out. This work received financial support from DGAPA-PAPIIT grants IN103117, IG100218 and CONACYT grant 241732. J.S.R.-G. acknowledges scholarship from CONACyT-México.

REFERENCES

- Acker A., Neiner C., 2003, AAP, 403, 659
- Balick B., 1987, AJ, 94, 671
- Beaulieu S. F., Dopita M. A., Freeman K. C., 1999, ApJ, 515, 610
- Bond H. E., 2000, in Kastner J. H., Soker N., Rappaport S., eds, Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to

- Microstructures Vol. 199 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, . p. 115
- Cliffe J. A., Frank A., Livio M., Jones T. W., 1995, *ApJ*, 447, L49
- Corradi R. L. M., García-Rojas J., Jones D., Rodríguez-Gil P., 2015, *ApJ*, 803, 99
- De Marco O., 2009, *PASP*, 121, 316
- Escudero A. V., Costa R. D. D., Maciel W. J., 2004, *AAP*, 414, 211
- Esquivel A., Lazarian A., Pogosyan D., Cho J., 2003, *MNRAS*, 342, 325
- Frew D. J., Parker Q. A., Bojičić I. S., 2016, *MNRAS*, 455, 1459
- García-Segura G., Franco J., López J. A., Langer N., Różyczka M., 2002 *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, Vol. 12. p. 117
- García-Segura G., López J. A., 2000, *ApJ*, 544, 336
- Guerrero M. A., 2000, in Kastner J. H., Soker N., Rappaport S., eds, *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, ASP Conference Series, Vol. 199. p. 371
- Guerrero M. A., Miranda L. F., Riera A., Velázquez P. F., Olguín L., Vázquez R., Chu Y.-H., Raga A., Benítez G., 2008, *ApJ*, 683, 272
- Haro-Corzo S. A. R., Velázquez P. F., Raga A. C., Riera A., Kajdic P., 2009, *ApJ*, 703, L18
- Liu X.-W., Luo S.-G., Barlow M. J., Danziger I. J., Storey P. J., 2001, *MNRAS*, 327, 141
- Livio M., Pringle J. E., 1996, *ApJ*, 465, L55
- López J. A., Meaburn J., Palmer J. W., 1993, *ApJ*, 415, L135
- López J. A., Richer M. G., García-Díaz M. T., Clark D. M., Meaburn J., Riesgo H., Steffen W., Lloyd M., 2012, *RMxAA*, 48, 3
- Mellema G., Eulderink F., Icke V., 1991, *AAP*, 252, 718
- Miranda L. F., Solf J., 1992, *AAP*, 260, 397
- Morgan J. A., 1995, in Shaw R. A., Payne H. E., Hayes J. J. E., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV Vol. 77 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, . p. 129
- Parker Q. A., Acker A., Frew D. J., Hartley M., Peyaud A. E. J., Ochsenein F., Phillipps S., Russeil D., Beaulieu S. F., Cohen M., Köppen J., Miszalski B., Morgan D. H., Morris R. A. H., Pierce M. J., Vaughan A. E., 2006, *MNRAS*, 373, 79
- Raga A. C., Canto J., Biro S., 1993, *MNRAS*, 260, 163
- Raga A. C., Esquivel A., Velázquez P. F., Cantó J., Haro-Corzo S., Riera A., Rodríguez-González A., 2009, *ApJ*, 707, L6
- Raga A. C., Navarro-González R., Villagrán-Muniz M., 2000, *RMxAA*, 36, 67
- Rechy-García J. S., Velázquez P. F., Peña M., Raga A. C., 2017, *MNRAS*, 464, 2318
- Rees B., Zijlstra A. A., 2013, *MNRAS*, 435, 975
- Richer M. G., Suárez G., López J. A., García Díaz M. T., 2017, *AJ*, 153, 140
- Rijkhorst E.-J., Icke V., Mellema G., 2004, in Meixner M., Kastner J. H., Balick B., Soker N., eds, *Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird*, ASP Conference Series, Vol. 313. p. 472
- Sahai R., Morris M. R., Villar G. G., 2011, *AJ*, 141, 134
- Schwarz H. E., Corradi R. L. M., Stanghellini L., 1993, in Weinberger R., Acker A., eds, *Planetary Nebulae*, IAU Symp. 155. p. 214
- Soker N., Livio M., 1994, *ApJ*, 421, 219
- Soker N., Rappaport S., 2000, *ApJ*, 538, 241
- Stanghellini L., Corradi R. L. M., Schwarz H. E., 1993, *AAP*, 279, 521
- van Leer B., 1982, in Krause E., ed., *Numerical Methods in Fluid Dynamics Vol. 170 of Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, . pp 507–512
- Vázquez R., Miranda L. F., Olguín L., Ayala S., Torrelles J. M., Contreras M. E., Guillén P. F., 2008, *AAP*, 481, 107
- Velázquez P. F., Raga A. C., Riera A., Steffen W., Esquivel A., Cantó J., Haro-Corzo S., 2012, *MNRAS*, 419, 3529
- Weidmann W. A., Schmidt E. O., Vena Valdarenas R. R., Ahumada J. A., Volpe M. G., Mudrik A., 2016, *AAP*, 592, A103
- Zhang C. Y., 1995, *ApJS*, 98, 659

This paper has been typeset from a \TeX / \LaTeX file prepared by the author.

Capítulo 6

CONCLUSIONES GENERALES

Hemos visto que los escenarios que se tenían desde los años 90's para explicar las morfologías de las nebulosas planetarias son insuficientes, puesto que cada vez encontramos morfologías más complejas, debido al uso de diferentes filtros o a un mayor tiempo de observación. En esta tesis mostramos que espectros obtenidos con rendijas en diferentes orientaciones también nos da información sobre la morfología de las NPs.

Un gran porcentaje de NPs muestran morfologías asimétricas. Los escenarios para explicar estas morfologías asimétricas van desde considerar rotación estelar con altas velocidades, campos magnéticos y el más aceptado, estrellas centrales dobles.

En este trabajo doctoral hemos encontrado 3 objetos, M 1-32, M 3-15 y H 1-67, que son similares entre sí. Estas nebulosas planetarias tienen, desde el punto de vista de las imágenes, una morfología de tipo toroidal, pero datos espectroscópicos de alta resolución muestran que los 3 objetos poseen chorros de alta velocidad y tienen una estructura más compleja. Hemos entonces, realizado un estudio morfo-cinemático y construido modelos hidrodinámicos de M 1-32, M 3-15 y H 1-67 para entender cómo estos chorros interactúan con un viento lento inicial y logran formar las morfologías observadas en los diagramas posición-velocidad.

La morfología y cinemática de estos objetos han sido determinadas a través del uso de espectros de rendija larga. Las velocidades de las estructuras individuales para cada objeto son determinadas a través de la construcción de los diagramas posición-velocidad. Sus edades dinámicas han sido obtenidas por medio de los modelos hidrodinámicos realizados en esta tesis.

M 1-32

Esta nebulosa planetaria tiene la apariencia de un toroide, es compacta y se encuentra situada hacia el bulbo galáctico. Hemos obtenido observaciones espectroscópicas de alta resolución situando tres rendijas en la dirección Norte-Sur: la zona central, al Este y al Oeste del objeto. A través de la técnica de espectroscopía encontramos que M 1-32 posee dos condensaciones intensas en la parte central, las cuales corresponden a la componente toroidal del objeto y construimos diagramas posición-velocidad (PV) los cuales nos revelan que tiene material moviéndose con alta velocidad del orden de 160 km s^{-1} . Posteriormente, para entender de dónde provenía este material bipolar, realizamos un modelo hidrodinámico con el código Yguazú, el cual consiste en simular un toro (con el viento lento de la AGB) e imponer un chorro bipolar con la velocidad encontrada en los diagramas posición-velocidad construidos previamente. Con nuestras simulaciones hidrodinámicas reproducimos la morfología observada en los diagramas PV de esta nebulosa planetaria y encontramos que el chorro bipolar se originó hace 4500 años. Además, dado el modelo construido, concluimos que la eyección bipolar está en dirección del observador.

M 3-15

Esta nebulosa planetaria tiene la apariencia de un toroide alargado y se observa emisión extendida débil en la dirección del eje de simetría. Se encuentra situada hacia el bulbo galáctico. Hemos realizado observaciones espectroscópicas situando tres rendijas en dirección Norte-Sur en la zona central, al Este y al Oeste del objeto. Con estas observaciones encontramos que M 3-15 posee dos condensaciones intensas en la parte central, las cuales corresponden a la componente toroidal del objeto y construimos diagramas posición-velocidad (PV) los cuales nos revelan que tiene material a alta velocidad, terminando en nudos brillantes con velocidades del orden de 100 km s^{-1} , para la rendija colocada en la zona central. No obstante, para la rendija colocada en dirección Norte-Sur en el lado Este, sólo se observa uno de los nudos brillantes a alta velocidad, lo mismo para la rendija colocada en la zona Oeste del objeto, un sólo nudo es visible a alta velocidad. Al igual que para M 1-32, realizamos un modelo hidrodinámico con el código Yguazú con las dos componentes de nuestro modelo anterior, un chorro bipolar con la velocidad encontrada en los diagramas posición-velocidad y un toro denso. Con nuestras simulaciones hidrodinámicas reproducimos la morfología observada en los diagramas PV de esta nebulosa planetaria y encontramos que el chorro bipolar se originó hace 3500 años. Además, después de varias

pruebas, obtuvimos un buen acuerdo con la morfología observada en los diagramas PV si el eje del chorro se inclinaba en -55° con respecto a la dirección norte y con una inclinación de 30° con respecto a la línea de visión.

H 1-67

Este objeto tiene la apariencia de un toroide roto visto de frente, con dos condensaciones brillantes en los lados este y oeste. Al igual que los dos objetos anteriores, se encuentra en el bulbo galáctico. Realizamos observaciones espectroscópicas situando dos rendijas, una en dirección Norte-Sur en la zona Este del objeto y la otra rendija, con un ángulo de posición de 45° . Aquí la posición de la rendija es muy importante, pues hemos encontrado dos tipos de morfologías en los diagramas PV.

Con la rendija en dirección Norte-Sur y hacia el lado Este del objeto (P.A. = 0°), observamos dos condensaciones brillantes los cuales corresponden al toro denso del objeto y son visibles dos nudos a altas velocidades de $\pm 96.4 \text{ km s}^{-1}$. Por otro lado, en el diagrama PV de la rendija con un P.A. = 45° son visibles dos condensaciones inclinadas, con una velocidad heliocéntrica de -8.05 km s^{-1} . Se detecta material con una morfología de simetría de punto (llamada también morfología tipo S) que termina en dos nudos brillantes con altas velocidades de $\pm 97.1 \text{ km s}^{-1}$.

Para entender esta morfología, realizamos un modelo hidrodinámico con el código Yguazú utilizando el mismo modelo físico que en los objetos anteriores, M 1-32 y M 3-15. A este modelo le hemos agregado tres características más: con el fin de construir un toro denso roto como el que se observa en H 1-67, hemos multiplicado la distribución de densidad por una matriz para simular ruido en el modelo. Lo segundo que agregamos fue una dependencia temporal en la velocidad de eyección del chorro y lo tercero fue suponer que este flujo de material estaba precesando.

Con nuestras simulaciones hidrodinámicas reproducimos la morfología observada en los diagramas PV de esta nebulosa planetaria después de un tiempo de evolución de 1500 años. Encontramos que la morfología de simetría de punto puede obtenerse cuando el ángulo del cono de precesión está entre 30° y 40° y el objeto está inclinado a 60° con respecto a la línea de visión y 40° con respecto a la dirección norte. Además, obtuvimos un buen acuerdo con la morfología observada en el diagrama PV con la rendija orientada con un P.A = 0° si el eje del chorro se inclinaba en 18° con respecto a la dirección norte

y con una inclinación de 60° con respecto a la línea de visión.

- Aunque las morfologías de M 1-32, M 3-15 se clasifican como esferoidales en los catálogos, debido a su apariencia redonda, espectroscópicamente ambas muestran un toro y eyecciones bipolares de alta velocidad. Por lo tanto, proponemos llamarlas “nebulosas bipolares espectroscópicas”.

Los resultados para estos dos objetos, M 1-32 y M 3-15, fueron publicados en el artículo de Rechy-García et al. (2017). Los resultados para el objeto H 1-67 se encuentran en el artículo Rechy-García et al. (2018), enviado a publicación (se encuentra en arbitraje).

- Usando el catálogo cinemático de SPM hemos encontrado que las NPs con estrellas de tipo [WC] tienden a tener eyecciones bipolares con altas velocidades, en una mayor proporción que las NPs con estrella central normal. El viento de estas estrellas podría estar empujando estos chorros y hacer que las eyecciones bipolares se muevan a una velocidad más alta. Entre estos objetos con estrella central de tipo [WC] y que presentan eyecciones bipolares a altas velocidades están nuestros objetos de estudio, M 1-32, M 3-15 y H 1-67.

- Trabajos recientes mostraron que las NPs bipolares (y multipolares) pueden ser creadas por estrellas binarias, véanse por ejemplo Balick et al. (2014), Riera et al. (2014) y Velázquez et al. (2014). Por lo tanto, M 1-32, M 3-15 y H 1-67 podrían albergar un sistema binario en su centro, lo que podría confirmarse en trabajos futuros.

- Es importante decir que las características espectrales de M1-32, M3-15 y H 1-67 se pueden explicar con el mismo modelo físico - un chorro que se mueve dentro de un viento AGB - utilizando diferentes parámetros (condiciones físicas y distintos ángulos de posición del chorro).

APÉNDICES

En este apartado se encuentran los siguientes apéndices:

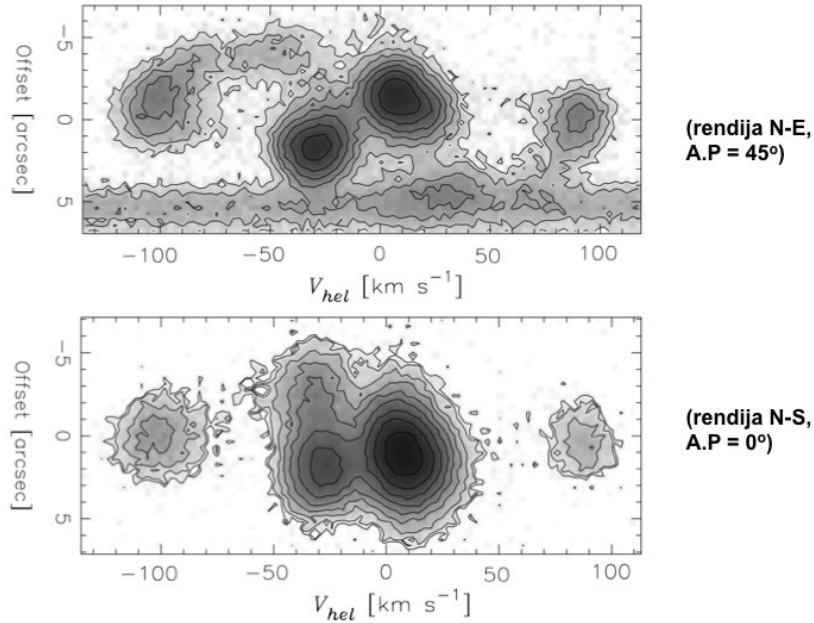
APENDICE A: CONTORNOS PARA H 1-67

APENDICE B: MODELO HIDRODINÁMICO PARA H 1-67 con $f_q = 4.5$

APENDICE C: MODELO HIDRODINÁMICO PARA H 1-67 SIN PRECESIÓN

APENDICE A: CONTORNOS PARA H 1-67

A continuación presentamos los diagramas Posición-Velocidad (PV) para la nebulosa planetaria H-1-67, a los cuales se les ha dibujado contornos con el fin de ver claramente las diferentes componentes que presentan, ya sea nudos, condensaciones o filamentos. La línea de emisión de los espectros corresponde al [N II] $\lambda 6583$.



A. 1: Contornos para los diagramas PV de la nebulosas planetarias H-67. Arriba: corresponde a la rendija con un A.P. = 45° . El continuo que se ve en la parte inferior es la emisión de una estrella de fondo. Abajo: corresponde a la rendija situada con un A.P. = 0° y al Este

En el diagrama PV con A.P. = 45° (arriba) de la Fig. A. 1 observamos que las componentes que tiene este espectro consta de dos condensaciones brillantes a -8.05 km s^{-1} los cuales están asociados a la componente toroidal que tiene este objeto. Observamos también dos filamentos asociados a un jet precesante y dos nudos con altas velocidades de aproximadamente 100 km^{-1} . En cambio, para el diagrama PV con A.P. = 0° (abajo) notamos las dos condensaciones brillantes y dos nudos con altas velocidades. Es evidente que en este diagrama PV los filamentos en forma de “S” no aparecen.

Como hicimos notar en el capítulo 1, es importante la orientación de la rendija al momento de la observación ya que nos proporciona información importante sobre la mor-

fología de las nebulosas planetarias.

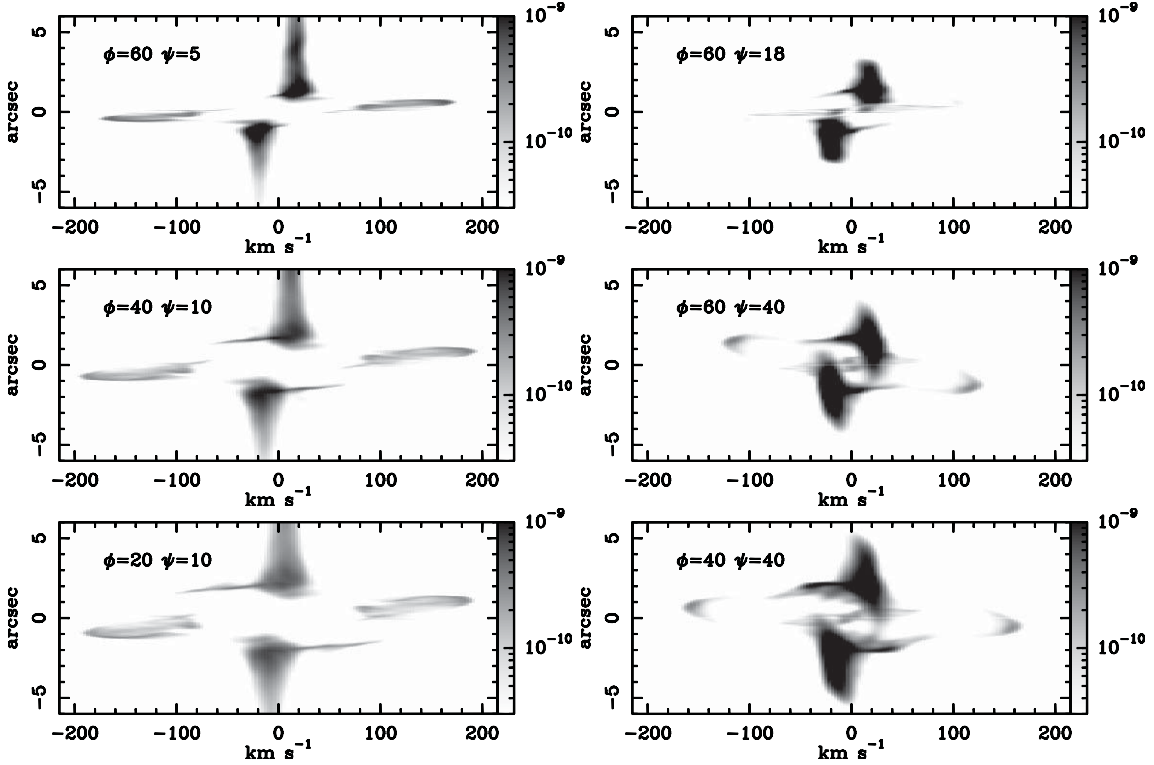
APENDICE B: MODELO HIDRODINÁMICO PARA H 1-67 con $f_q = 4.5$

A continuación se presenta un modelo hidrodinámico para H 1-67 en el cual se ha considerado que el periodo de la variabilidad de la velocidad (el cual está relacionado con el número de eyecciones) puede ser un valor fraccionario, en este caso $f_q = 4.5$.

Para los demás parámetros se consideraron los mismos que el modelo 3 que se encuentran en el artículo del capítulo 5. Estos son el factor de precesión $f_p = 1.5$ y el ángulo de semi-apertura del cono de precesión $\alpha = 40^\circ$.

En la Fig. B. 2 para la proyección xz (primera columna), dos condensaciones brillantes son visibles y a medida que ϕ aumenta, la separación en velocidad de éstas condensaciones es mayor. También podemos apreciar dos filamentos con altas velocidades. Para el caso de la proyección yz , las dos condensaciones brillantes son igualmente evidentes. Y además dos nudos con altas velocidades son visibles. A medida que ϕ aumenta, la velocidad de estos nudos son menores.

Para este modelo con un $f_q = 4.5$ la forma de “S” no es tan clara. Lo que sí es notorio es que los nudos de la proyección yz aparecen opuestos con respecto al centro.



B. 2: Diagramas posición-velocidad (PV) sintéticos para la línea de emisión [N II] $\lambda 6583$ después de un tiempo de evolución de 1500 años. Estos diagramas PV fueron obtenidos después de aplicar dos rotaciones al dominio computacional, ϕ es el ángulo con respecto a la línea de visión y ψ es el ángulo con respecto a la dirección z . La primera columna corresponde a la proyección xz y la segunda columna a la proyección yz . Los ejes horizontal y vertical representan la velocidad radial en km s^{-1} y la dirección espacial en arco segundos (considerando una distancia a la fuente de 5.88 kpc), respectivamente. La escala logarítmica en grises está dada en unidades de $\text{erg cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$.

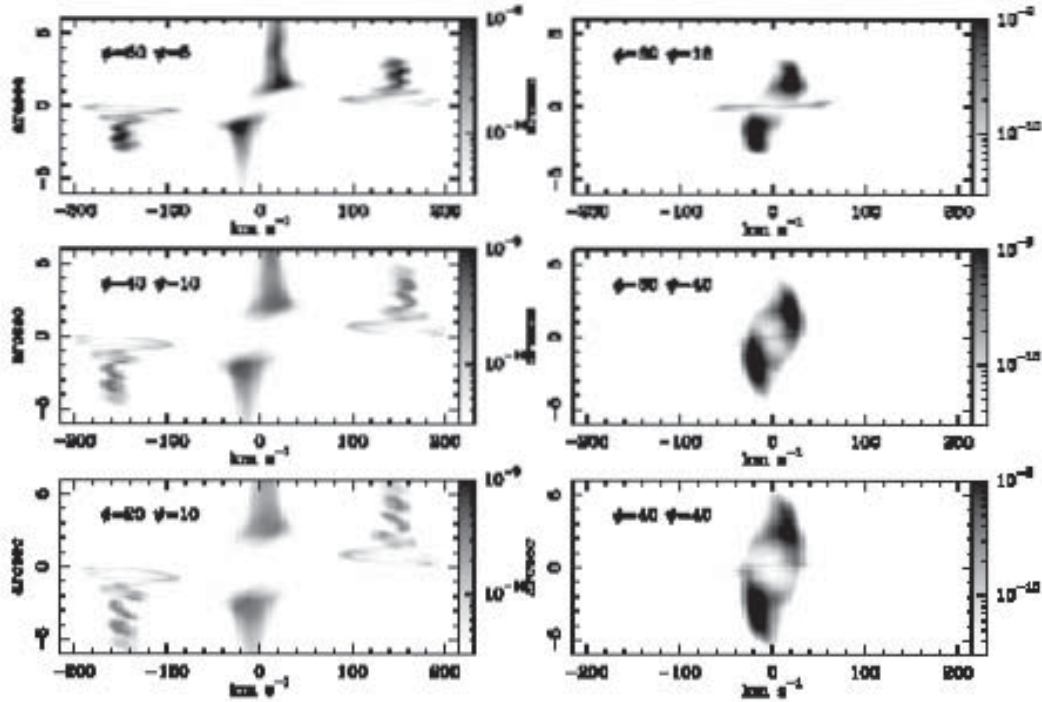
APENDICE C: MODELO HIDRODINÁMICO PARA H 1-67 SIN PRECESIÓN

A continuación se presenta un modelo hidrodinámico para H 1-67 en el cual se ha considerado un jet que no precesa pero que su velocidad de eyección es dependiente del tiempo (modelo axisimétrico) para ver si es posible reproducir la forma tipo “S” que se observa en el diagrama PV de H 1-67, cuando al rendija tiene un A.P. = 45° .

Se consideraron los mismos parámetros que el modelo 3 que se encuentran en el artículo del capítulo 5. Estos son el factor de precesión $f_p = 1.5$, el periodo de la variabilidad de la velocidad (el cual está relacionado con el número de eyecciones) $f_q = 4$ y el ángulo de semi-apertura del cono de precesión $\alpha = 40^\circ$.

En la Fig. C. 3 para la proyección xz (primera columna), dos condensaciones brillantes son visibles y a medida que ϕ aumenta, la separación en velocidad de éstas condensaciones es mayor. También podemos apreciar material con forma de resortes que presentan altas velocidades, este material oscila en el eje de velocidades. Notamos que este material oscilante aparecen opuestos con respecto al centro. Para el caso de la proyección yz , las dos condensaciones brillantes son igualmente evidentes .

Sin embargo, considerando un jet sin precesión la forma tipo “S” no se consigue, por lo que es necesario que el jet sí esté precesando. Es decir, se necesita un modelo no axisimétrico para reproducir la morfología de planetarias con forma de “S”.



C. 3: Diagramas posición-velocidad (PV) sintéticos para la línea de emisión [N II] $\lambda 6583$ después de un tiempo de evolución de 1800 años. Estos diagramas PV fueron obtenidos después de aplicar dos rotaciones al dominio computacional, ϕ es el ángulo con respecto a la línea de visión y ψ es el ángulo con respecto a la dirección z . La primera columna corresponde a la proyección xz y la segunda columna a la proyección yz . Los ejes horizontal y vertical representan la velocidad radial en km s^{-1} y la dirección espacial en arco segundos (considerando una distancia a la fuente de 5.88 kpc), respectivamente. La escala logarítmica en grises está dada en unidades de $\text{erg cm}^{-3} \text{sr}^{-1}$.

Bibliografía

- A. Acker and C. Neiner. Quantitative classification of WR nuclei of planetary nebulae. *AAP*, 403:659–673, May 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030391.
- J. A. Akras, S. y López. Three-dimensional modelling of the collimated bipolar outflows of compact planetary nebulae with Wolf-Rayet-type central stars. *MNRAS*, 425:2197–2202, September 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21578.x.
- C. Allen, L. Carigi, and M. Peimbert. Chemodynamical Model of the Galaxy: Abundance Gradients Predicted for H II Regions and Planetary Nebulae. *ApJ*, 494:247–255, February 1998. doi: 10.1086/305204.
- B. Balick. The evolution of planetary nebulae. I - Structures, ionizations, and morphological sequences. *AJ*, 94:671–678, September 1987. doi: 10.1086/114504.
- B. Balick and A. Frank. Shapes and Shaping of Planetary Nebulae. *ARAA*, 40:439–486, 2002. doi: 10.1146/annurev.astro.40.060401.093849.
- B. Balick, M. Perinotto, A. Maccioni, Y. Terzian, and A. Hajian. FLIERs and other microstructures in planetary nebulae, 2. *ApJ*, 424:800–816, April 1994. doi: 10.1086/173932.
- S. F. Beaulieu, M. A. Dopita, and K. C. Freeman. A Survey of Planetary Nebulae in the Southern Galactic Bulge. *ApJ*, 515:610–632, April 1999. doi: 10.1086/307052.
- T. Bloeker. Stellar evolution of low- and intermediate-mass stars. II. Post-AGB evolution. *AAP*, 299:755, July 1995.
- D. Bollen, H. Van Winckel, and D. Kamath. Jet creation in post-AGB binaries: the circum-companion accretion disk around BD+46deg 442. *AAP*, 607 : A60, November 2017. doi : 10.1051/0004 – 6361/201731493.

-
- H. E. Bond. . In J. H. Kastner, N. Soker, and S. Rappaport, editors, *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, volume 199 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 115, 2000.
- H. E. Bond, W. Liller, and E. J. Mannery. UU Sagittae - Eclipsing nucleus of the planetary nebula Abell 63. *ApJ*, 223:252, July 1978. doi: 10.1086/156257.
- J. A. Cliffe, A. Frank, M. Livio, and T. W. Jones. Precessing Jets and Point-Symmetric Nebulae. *ApJl*, 447:L49, July 1995. doi: 10.1086/309559.
- R. L. M. Corradi, J. García-Rojas, D. Jones, and P. Rodríguez-Gil. Binarity and the Abundance Discrepancy Problem in Planetary Nebulae. *ApJ*, 803:99, April 2015. doi: 10.1088/0004-637X/803/2/99.
- H. D. Curtis. The Planetary Nebulae. *Publications of Lick Observatory*, 13:55–74, 1918.
- O. De Marco. The Origin and Shaping of Planetary Nebulae: Putting the Binary Hypothesis to the Test. *PASP*, 121:316–342, April 2009. doi: 10.1086/597765.
- O. De Marco, T. C. Hillwig, and A. J. Smith. Binary Central Stars of Planetary Nebulae Discovered Through Photometric Variability. I. What we Know and what we would like to Find Out. *AJ*, 136:323–336, July 2008. doi: 10.1088/0004-6256/136/1/323.
- T. J. Dennis, A. J. Cunningham, A. Frank, B. Balick, E. G. Blackman, and S. Mitran. Proto-Planetary Nebulae as Explosions: Bullets versus Jets and Nebular Shaping. *ApJ*, 679:1327–1337, June 2008. doi: 10.1086/587730.
- D. Douchin, O. De Marco, G. H. Jacoby, T. C. Hillwig, D. J. Frew, I. Bojičić, G. Jasiewicz, and Q. A. Parker. Testing the Binary Hypothesis for the Formation and Shaping of Planetary Nebulae. *Central European Astrophysical Bulletin*, 37:391–395, 2013.
- A. V. Escudero, R. D. D. Costa, and W. J. Maciel. New abundances of planetary nebulae in the Galactic Bulge. *AAP*, 414:211–221, January 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20031625.
- A. Esquivel, A. Lazarian, D. Pogosyan, and J. Cho. Velocity statistics from spectral line data: effects of density-velocity correlations, magnetic field and shear. *MNRAS*, 342: 325–336, June 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06551.x.

-
- D. J. Frew, Q. A. Parker, and I. S. Bojičić. The H α surface brightness-radius relation: a robust statistical distance indicator for planetary nebulae. *MNRAS*, 455:1459–1488, January 2016. doi: 10.1093/mnras/stv1516.
- F. García-Arredondo and A. Frank. Collimated Outflow Formation via Binary Stars: Three-Dimensional Simulations of Asymptotic Giant Branch Wind and Disk Wind Interactions. *ApJ*, 600:992–1003, January 2004. doi: 10.1086/379821.
- J. García-Rojas, M. Peña, C. Morisset, G. Delgado-Inglada, A. Mesa-Delgado, and M. T. Ruiz. Analysis of chemical abundances in planetary nebulae with [WC] central stars. II. Chemical abundances and the abundance discrepancy factor. *AA*, 558:A122, October 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201322354.
- G. García-Segura and J. A. López. Three-dimensional Magnetohydrodynamic Modeling of Planetary Nebulae. II. The Formation of Bipolar and Elliptical Nebulae with Point-symmetric Structures and Collimated Outflows. *ApJ*, 544:336–346, November 2000. doi: 10.1086/317186.
- G. García-Segura, N. Langer, M. Różyczka, and J. Franco. Shaping Bipolar and Elliptical Planetary Nebulae: Effects of Stellar Rotation, Photoionization Heating, and Magnetic Fields. *ApJ*, 517:767–781, June 1999. doi: 10.1086/307205.
- G. García-Segura, J. Franco, J. A. López, N. Langer, and M. Różyczka. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, Vol. 12, page 117, February 2002.
- G. García-Segura, E. Villaver, N. Langer, S.-C. Yoon, and A. Manchado. Single Rotating Stars and the Formation of Bipolar Planetary Nebula. *ApJ*, 783:74, March 2014. doi: 10.1088/0004-637X/783/2/74.
- K. Gesicki, A. A. Zijlstra, and M. M. Miller Bertolami. The mysterious age invariance of the planetary nebula luminosity function bright cut-off. *Nature Astronomy*, May 2018. doi: 10.1038/s41550-018-0453-9.
- S. K. Górny, G. Stasińska, A. V. Escudero, and R. D. D. Costa. The populations of planetary nebulae in the direction of the Galactic bulge. Chemical abundances and Wolf-Rayet central stars. *AAP*, 427:231–244, November 2004. doi: 10.1051/0004-6361:20047064.
- W. E. Greig. Spatial and kinematic parameters of nebulous, centric and annular nebulae. *AAP*, 18:70–78, April 1972.

-
- M. A. Guerrero. In J. H. Kastner, N. Soker, and S. Rappaport, editors, *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, ASP Conference Series, Vol. 199, page 371, 2000.
- M. A. Guerrero, L. F. Miranda, A. Riera, P. F. Velázquez, L. Olguín, R. Vázquez, Y.-H. Chu, A. Raga, and G. Benítez. Multiple and Precessing Collimated Outflows in the Planetary Nebula IC 4634. *ApJ*, 683:272-286, August 2008. doi: 10.1086/588632.
- M. A. Guerrero, N. Ruiz, W.-R. Hamann, Y.-H. Chu, H. Todt, D. Schönberner, L. Oskinova, R. A. Gruendl, M. Steffen, W. P. Blair, and J. A. Toalá. Rebirth of X-Ray Emission from the Born-again Planetary Nebula A30. *ApJ*, 755:129, August 2012. doi: 10.1088/0004-637X/755/2/129.
- S. A. R. Haro-Corzo, P. F. Velázquez, A. C. Raga, A. Riera, and P. Kajdic. Shaping Point- and Mirror-symmetric Protoplanetary Nebulae by the Orbital Motion of the Central Binary System. *ApJl*, 703:L18–L22, September 2009. doi: 10.1088/0004-637X/703/1/L18.
- V. Icke, B. Balick, and A. Frank. The hydrodynamics of aspherical planetary nebulae. II - Numerical modelling of the early evolution. *AAP*, 253:224–243, January 1992.
- A. I. Karakas. Updated stellar yields from asymptotic giant branch models. *MNRAS*, 403:1413–1425, April 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.16198.x.
- L. Koesterke. Spectral analyses of WR-type central stars of planetary nebulae. *APSS*, 275:41–52, January 2001.
- S. Kwok. Morphological Structures of Planetary Nebulae. *PASA*, 27:174–179, May 2010. doi: 10.1071/AS09027.
- X.-W. Liu, S.-G. Luo, M. J. Barlow, I. J. Danziger, and P. J. Storey. Chemical abundances of planetary nebulae from optical recombination lines - III. The Galactic bulge PN M 1-42 and M 2-36. *MNRAS*, 327:141–168, October 2001. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04676.x.
- M. Livio and J. E. Pringle. The Formation of Point-symmetric Nebulae. *ApJl*, 465:L55, July 1996. doi: 10.1086/310130.
- M. Livio, J. Salzman, and G. Shaviv. The formation of planetary nebulae with close binary nuclei. *MNRAS*, 188:1–12, July 1979. doi: 10.1093/mnras/188.1.1.

-
- J. A. López, J. Meaburn, and J. W. Palmer. Kinematical Evidence for a Rotating, Episodic Jet in the Planetary Nebula Fleming 1. *ApJ*, 415:L135, October 1993. doi: 10.1086/187051.
- J. A. López, M. G. Richer, M. T. García-Díaz, D. M. Clark, J. Meaburn, H. Riesgo, W. Steffen, and M. Lloyd. The San Pedro Mártir Kinematic Catalogue of Galactic Planetary Nebulae. *RMxAA*, 48:3–7, April 2012.
- A. Manchado, M. A. Guerrero, L. Stanghellini, and M. Serra-Ricart. *The IAC morphological catalog of northern Galactic planetary nebulae*. 1996.
- J. Meaburn, J. A. López, L. Gutiérrez, F. Quiróz, J. M. Murillo, J. Valdéz, and M. Pedrayez. The Manchester Echelle Spectrometer at the San Pedro Mártir Observatory (MES-SPM). *RMxAA*, 39:185–195, 2003.
- S. Medina, M. Peña, C. Morisset, and G. Stasińska. Galactic Planetary Nebulae with Wolf-Rayet Nuclei III. Kinematical Analysis of a Large Sample of Nebulae. *RMxAA*, 42:53–74, April 2006.
- G. Mellema. Radiation gasdynamics of planetary nebulae - VI. The evolution of aspherical planetary nebulae. *MNRAS*, 277:173–192, November 1995. doi: 10.1093/mnras/277.1.173.
- G. Mellema, F. Eulderink, and V. Icke. Hydrodynamical models of aspherical planetary nebulae. *AAP*, 252:718–732, December 1991.
- L. F. Miranda and J. Solf. Long-slit spectroscopy of the planetary nebula NGC 6543 - Collimated bipolar ejections from a precessing central source? *AAP*, 260:397–410, July 1992.
- B. Miszalski, A. Acker, A. F. J. Moffat, Q. A. Parker, and A. Udalski. Binary planetary nebulae nuclei towards the Galactic bulge. I. Sample discovery, period distribution, and binary fraction. *AAP*, 496:813–825, March 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200811380.
- M. Moe and O. De Marco. Do Most Planetary Nebulae Derive from Binaries? I. Population Synthesis Model of the Galactic Planetary Nebula Population Produced by Single Stars and Binaries. *ApJ*, 650:916–932, October 2006. doi: 10.1086/506900.
- J. A. Morgan. . In R. A. Shaw, H. E. Payne, and J. J. E. Hayes, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, volume 77 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 129, 1995.

-
- M. Morris. Mechanisms for mass loss from cool stars. *PASP*, 99:1115–1122, November 1987. doi: 10.1086/132089.
- J. Nordhaus, E. G. Blackman, and A. Frank. Isolated versus common envelope dynamos in planetary nebula progenitors. *MNRAS*, 376:599–608, April 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11417.x.
- Q. A. Parker, A. Acker, D. J. Frew, M. Hartley, A. E. J. Peyaud, F. Ochsenbein, S. Phillipps, D. Russeil, S. F. Beaulieu, M. Cohen, J. Köppen, B. Miszalski, D. H. Morgan, R. A. H. Morris, M. J. Pierce, and A. E. Vaughan. The Macquarie/AAO/Strasbourg H α Planetary Nebula Catalogue: MASH. *MNRAS*, 373:79–94, November 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10950.x.
- G. Pascoli. On preplanetary-nebula formation. *PASP*, 104:350–361, May 1992. doi: 10.1086/133004.
- M. Peña, J. S. Rechy-García, and J. García-Rojas. Galactic kinematics of Planetary Nebulae with [WC] central star. *RMxAA*, 49:87–99, April 2013.
- M. Peimbert. Chemical abundances in planetary nebulae. In Y. Terzian, editor, *Planetary Nebulae*, volume 76 of *IAU Symposium*, pages 215–223, 1978.
- M. Peimbert. Planetary nebulae. *Reports on Progress in Physics*, 53:1559–1619, December 1990. doi: 10.1088/0034-4885/53/12/002.
- A. C. Raga, J. Canto, and S. Biro. Ballistic stellar jets from sources with a time-dependent ejection direction. *MNRAS*, 260:163–170, January 1993. doi: 10.1093/mnras/260.1.163.
- A. C. Raga, R. Navarro-González, and M. Villagrán-Muniz. A New, 3D Adaptive Grid Code for Astrophysical and Geophysical Gasdynamics. *RMxAA*, 36:67, April 2000.
- A. C. Raga, A. Esquivel, P. F. Velázquez, J. Cantó, S. Haro-Corzo, A. Riera, and A. Rodríguez-González. Mirror and Point Symmetries in a Ballistic Jet from a Binary System. *ApJL*, 707:L6–L11, December 2009. doi: 10.1088/0004-637X/707/1/L6.
- B. Raga, A. C. y Reipurth. Herbig-Haro Jets Emerging from a Neutral Cloud into a H \sim II region. *RMxAA*, 40:15–23, April 2004.
- J. S. Rechy-García, P. F. Velázquez, M. Peña, and A. C. Raga. Observations and 3D hydrodynamical models of planetary nebulae with Wolf-Rayet type central stars. *MNRAS*, 464:2318–2325, January 2017. doi: 10.1093/mnras/stw2524.

-
- B. Rees and A. A. Zijlstra. Alignment of the angular momentum vectors of planetary nebulae in the Galactic Bulge. *MNRAS*, 435:975–991, October 2013. doi: 10.1093/mnras/stt1300.
- M. G. Richer, G. Suárez, J. A. López, and M. T. García Díaz. The Kinematics of the Permitted C II $\lambda 6578$ Line in a Large Sample of Planetary Nebulae. *AJ*, 153:140, March 2017. doi: 10.3847/1538-3881/aa5f53.
- A. Riera, P. F. Velázquez, A. C. Raga, R. Estalella, and A. Castrillón. New light on the multiple jets of CRL 618. *AAP*, 561:A145, January 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201321946.
- E.-J. Rijkhorst, V. Icke, and G. Mellema. In M. Meixner, J. H. Kastner, B. Balick, and N. Soker, editors, *Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird*, ASP Conference Series, Vol. 313, page 472, July 2004.
- R. Sahai and J. T. Trauger. Multipolar Bubbles and Jets in Low-Excitation Planetary Nebulae: Toward a New Understanding of the Formation and Shaping of Planetary Nebulae. *AJ*, 116:1357–1366, September 1998. doi: 10.1086/300504.
- R. Sahai, D. Le Mignant, C. Sanchez Contreras, M. Stute, and M. Morris. Probing Collimated Jets and Dusty Waists in Dying Stars with Keck LGSAO. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1293, December 2005.
- R. Sahai, M. R. Morris, and G. G. Villar. Young Planetary Nebulae: Hubble Space Telescope Imaging and a New Morphological Classification System. *AJ*, 141:134, April 2011. doi: 10.1088/0004-6256/141/4/134.
- H. E. Schwarz, R. L. M. Corradi, and J. Melnick. A catalogue of narrow band images of planetary nebulae. *AAPS*, 96:23–113, November 1992.
- H. E. Schwarz, R. L. M. Corradi, and L. Stanghellini. In R. Weinberger and A. Acker, editors, *Planetary Nebulae*, IAU Symp. 155, page 214, 1993.
- N. Soker. Binary Progenitor Models for Bipolar Planetary Nebulae. *ApJ*, 496:833–841, March 1998. doi: 10.1086/305407.
- N. Soker. Why Magnetic Fields Cannot Be the Main Agent Shaping Planetary Nebulae. *PASP*, 118:260–269, February 2006. doi: 10.1086/498829.

-
- N. Soker and A. Harpaz. Can a single AGB star form an axially symmetric planetary nebula? *PASP*, 104:923–930, October 1992. doi: 10.1086/133076.
- N. Soker and M. Livio. Disks and jets in planetary nebulae. *ApJ*, 421:219–224, January 1994. doi: 10.1086/173639.
- N. Soker and S. Rappaport. The Formation of Very Narrow Waist Bipolar Planetary Nebulae. *ApJ*, 538:241–259, July 2000. doi: 10.1086/309112.
- L. Stanghellini and M. Haywood. The Galactic Structure and Chemical Evolution Traced by the Population of Planetary Nebulae. *ApJ*, 714:1096–1107, May 2010. doi: 10.1088/0004-637X/714/2/1096.
- L. Stanghellini, R. L. M. Corradi, and H. E. Schwarz. The correlations between planetary nebula morphology and central star evolution. *AAP*, 279:521–528, November 1993.
- W. Steffen, N. Koning, S. Wenger, C. Morisset, and M. Magnor. Shape: A 3D Modeling Tool for Astrophysics. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, Volume 17, Issue 4, p.454-465*, 17:454–465, April 2011. doi: 10.1109/TVCG.2010.62.
- J. Tocknell, O. De Marco, and M. Wardle. Constraints on common envelope magnetic fields from observations of jets in planetary nebulae. *MNRAS*, 439:2014–2024, April 2014. doi: 10.1093/mnras/stu079.
- J. C. Toledo-Roy, A. Esquivel, P. F. Velázquez, and E. M. Reynoso. A 3D numerical model for Kepler’s supernova remnant. *MNRAS*, 442:229–238, July 2014. doi: 10.1093/mnras/stu880.
- B. van Leer. . In E. Krause, editor, *Numerical Methods in Fluid Dynamics*, volume 170 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 507–512, 1982. doi: 10.1007/3-540-11948-5_6.
- R. Vázquez, L. F. Miranda, L. Olguín, S. Ayala, J. M. Torrelles, M. E. Contreras, and P. F. Guillén. The physical structure of the point-symmetric and quadrupolar planetary nebula NGC 6309. *AAP*, 481:107–116, April 2008. doi: 10.1051/0004-6361:20078520.
- P. F. Velázquez, A. C. Raga, A. Riera, W. Steffen, A. Esquivel, J. Cantó, and S. Haro-Corzo. Multipolar young planetary nebulae modelled as a precessing and orbiting jet with time-dependent ejection velocity. *MNRAS*, 419:3529–3536, February 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19991.x.

-
- P. F. Velázquez, A. Riera, A. C. Raga, and J. C. Toledo-Roy. An Asymmetric Jet-launching Model for the Protoplanetary Nebula CRL 618. *ApJ*, 794:128, October 2014. doi: 10.1088/0004-637X/794/2/128.
- W. A. Weidmann and R. Gamen. Central stars of planetary nebulae. II. New OB-type and emission-line stars. *AAP*, 531:A172, July 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116494.
- W. A. Weidmann, E. O. Schmidt, R. R. Vena Valdarenas, J. A. Ahumada, M. G. Volpe, and A. Mudrik. Atlas of monochromatic images of planetary nebulae. *AAP*, 592:A103, August 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527199.
- C. Y. Zhang. A statistical distance scale for Galactic planetary nebulae. *ApJS*, 98:659–678, June 1995. doi: 10.1086/192173.
- L. H. Zuckerman, B. y Aller. Origin of planetary nebulae - Morphology, carbon-to-oxygen abundance ratios, and central star multiplicity. *ApJ*, 301:772–789, February 1986. doi: 10.1086/163943.