



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

CINEMÁTICA Y DINÁMICA DEL GAS IONIZADO Y MOLECULAR EN NEBULOSAS PLANETARIAS GALÁCTICAS

TESIS QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

PRESENTA
LORENA ARIAS MONTAÑO

TUTOR
DRA. MARGARITA ROSADO SOLIS, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, D. F. NOVIEMBRE 2014



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.

RESUMEN

El presente trabajo está enfocado a la derivación y análisis de diversos parámetros físicos para una muestra de nebulosas planetarias que tienen en común la emisión de hidrógeno molecular (H_2). Los principales resultados encontrados se mencionan a continuación.

Primeramente se ha medido el campo de velocidades radiales para la emisión del H_2 en la línea de $2.122 \mu\text{m}$ en cinco nebulosas planetarias galácticas que presentan diferentes morfologías en su proyección en el plano del cielo: NGC 2346 (nebulosa bipolar), NGC 3132 (nebulosa elíptica), NGC 6720 (nebulosa de anillo), NGC 6781 (nebulosa de anillo) y NGC 7048 (nebulosa elíptica). Las velocidades registradas se han comparado con las predicciones correspondientes a diferentes modelos que incluyen dos parámetros principales: la geometría tridimensional de la nebulosa y la forma en que el gas se mueve. Para cada nebulosa se ha elegido el modelo y los parámetros de mejor ajuste a las observaciones. En todos los casos el mejor ajuste se encuentra cuando se asume que el gas se expande radialmente respecto del centro de la nebulosa y además, la velocidad de expansión sigue una ley que es proporcional a la distancia a la estrella central, resultando que los puntos más extremos son los de mayor velocidad. Respecto de las morfologías, el mejor ajuste resultan ser estructuras elipsoidales o bipolares y en algunos casos está presente un toro ecuatorial también en expansión. En las cinco nebulosas planetarias las velocidades del gas molecular resultan ser similares a las reportadas en la literatura para el gas ionizado ($13\text{-}24 \text{ km s}^{-1}$) por lo que uno de los principales resultados en este trabajo es el establecer que los dos tipos de gas, atómico y molecular, no presentan una cinemática diferente.

Los valores de las velocidades de expansión encontrados para el H_2 en las nebulosas planetarias estudiadas resultan ser supersónicos al considerar que la velocidad del sonido en un gas molecular es típicamente de 1 km s^{-1} para una temperatura de $\sim 10 \text{ K}$; lo anterior junto con un diagnóstico de cocientes entre dos líneas de emisión del H_2 , que suele usarse para discriminar entre los posibles mecanismos de excitación (choques o fluorescencia), pone de

manifiesto que en estas nebulosas planetarias el mecanismo dominante es la acción de choques más que la fluorescencia.

Con el resultado anterior, se ha determinado la densidad prechoque y la masa del material molecular de acuerdo a la geometría de la nebulosa. Los valores obtenidos son en todos los casos mayores a los valores reportados para la masa del gas ionizado; el cociente masa molecular entre masa ionizada se encuentra en un intervalo de 2.5 a 80. Con las masas y edades dinámicas se han derivado límites inferiores para las tasas de pérdida de masa del viento estelar en la etapa previa a la fase de nebulosa planetaria. Finalmente, con valores tomados de la literatura para la temperatura y luminosidad de la estrella, se ha estimado la masa del remante estelar y de la masa inicial del progenitor de acuerdo a los modelos de evolución estelar. Estas estimaciones concuerdan en gran medida con las masas moleculares derivadas en este trabajo, por lo que se plantea que en estos objetos la mayor parte del material que la estrella progenitora pierde vía vientos estelares y que dan lugar a la formación de la nebulosa, se encuentra en estado molecular.

Índice General

1	Introducción	8
2	Conceptos generales	
2.1	Nebulosas planetarias	10
2.2	Evolución de una estrella de baja masa	11
2.3	Modelo de vientos en interacción	13
2.4	Espectro de emisión de una NP	16
2.5	Protonebulosas planetarias	19
2.6	Morfología de las nebulosas planetarias	20
2.7	Estructuras colimadas y anillos en nebulosas planetarias	24
2.8	Parámetros físicos de las nebulosas planetarias	25
2.8.1	Velocidades de expansión	25
2.8.2	Masa de la nebulosa	26
3	Emisión molecular	
3.1	Transiciones moleculares	28
3.2	La molécula de hidrógeno	29
3.3	Excitación de la molécula de H ₂	32
3.3.1	Excitación por choques	33
3.3.2	Excitación por fluorescencia	36
3.3.3	Emisión en capas de mezcla	38
3.4	Diagramas de diagnostico de excitación	39
3.5	H ₂ en nebulosas planetarias	41
3.6	La molécula de CO	43
3.7	CO en nebulosas planetarias	44
4	Selección de la muestra y observaciones	
4.1	Instrumentación	46

4.2	Interferometría de Fabry-Perot de barrido	46
4.3	Observaciones en el óptico	47
4.4	Observaciones en el infrarrojo	48
4.4.1	Imagen directa	48
4.4.2	Interferogramas	49
4.5	Reducción de los datos	50
4.6	Selección de la muestra	52

5 Parámetros derivados de las observaciones

5.1	Velocidades radiales	54
5.2	Modelo geométrico y expansión del gas	55
5.3	Masa del gas molecular	58
5.3.1	Masa del material chocado	59
5.3.2	Masa total	60

6 Resultados de la nebulosa planetaria NGC 2346

6.1	Generalidades y antecedentes	63
6.2	Imágenes directas en el óptico	64
6.3	Imágenes directas en el cercano infrarrojo	66
6.4	Cinemática del gas molecular	67
6.5	Modelo geométrico	72
6.6	Masa del gas molecular	74

7 Resultados de la nebulosa planetaria NGC 6781

7.1	Generalidades y antecedentes	77
7.2	Imágenes directas en el óptico	78
7.3	Imágenes directas en el cercano infrarrojo	81
7.4	Cinemática del gas ionizado y molecular	81
7.5	Modelo geométrico	88
7.6	Masa del gas molecular	92

8 La nebulosa planetaria NGC 6720

8.1 Emisión en l óptico	94
8.2 Emisión en el IR	96
8.3 Cinemática del gas ionizado y molecular.....	98

9 Las nebulosas planetarias NGC 3132 y NGC 7048

9.1 NGC 3132	108
9.1.1 Emisión en l óptico	108
9.1.2 Emisión en el IR	109
9.1.3 Cinemática del gas ionizado y molecular	110
9.2 NGC 7048	114
9.2.1 Emisión en l óptico e IR	114
9.2.2 Cinemática del gas molecular	114

10 Discusión y conclusiones

10.1 Resultados generales	119
10.1.1 Morfología	119
10.1.2 Velocidades de expansión	121
10.1.3 Mecanismo de excitación	124
10.1.4 Densidades y masas	124
10.1.5 Estrellas centrales	126
10.2 Conclusiones	131

Apéndice 1

Modelos de vientos en interacción

A1.1 Componentes de la interacción	134
A1.2 Conservación de momento	134
A1.3 Conservación de energía	135

Apéndice 2

Soluciones autosimilares	138
---------------------------------------	-----

Apéndice 3

Principios básicos del interferómetro de Fabry Perot

A3.1 Descripción del interferómetro de Fabry Perot	140
A3.2 Definiciones y formulación básica	141
A3.3 El Fabry Perot de barrido	143

Referencias	145
--------------------------	-----

Capítulo 1

Introducción

Las nebulosas planetarias (NPs) corresponden a los últimos estados evolutivos de estrellas de baja masa. Una de las principales peculiaridades de las NPs es la gran variedad de morfologías que hasta la fecha los modelos de evolución estelar no han podido explicar por completo. Durante mucho tiempo el estudio de las NPs estuvo centrado principalmente en observaciones de la emisión luminosa en longitudes de onda correspondientes a la banda del espectro óptico pero el desarrollo de nuevos detectores en otros intervalos de frecuencias, específicamente el infrarrojo, han permitido tener un panorama más completo de la emisión en este tipo de objetos astronómicos tanto en la composición del gas atómico y la del gas molecular.

El estudio del material molecular en NPs es esencial pues aporta información sobre los mecanismos de pérdida de masa de la estrella central que dan lugar a la nebulosa. La emisión de hidrógeno molecular (H_2) no está presente en todas las NPs y actualmente no existe una correlación evidente entre esta emisión y otra característica de la nebulosa; aunque se piensa que está asociada preferentemente a nebulosas bipolares no es claro si se trata de un cascarón exterior que rodea el material ionizado o si la emisión molecular proviene de regiones neutras inmersas en la región ionizada. Tampoco es evidente el mecanismo de excitación que produce la emisión molecular, se sabe que los dos principales procesos que dan lugar a la emisión son la excitación colisional por choques y la excitación radiativa por fluorescencia.

Dentro de todo este escenario la motivación de este trabajo fue estudiar el campo de velocidades de una muestra de NPs galácticas tanto en la emisión del gas atómico como del gas molecular y a partir de ello, inferir los principales parámetros físicos y dinámicos.

El contenido de esta tesis está estructurado de la siguiente manera: una descripción general de los conceptos asociados a las NPs y a la emisión molecular se presentan en los Capítulos 2 y 3 respectivamente. En los Capítulos 4 y 5 se describen las observaciones y los parámetros derivados de éstas. Los resultados de cada una de las NPs se presentan en los Capítulos

6 (NGC 2346), 7 (NGC 6781), 8 (NGC 6720) y 9 (NGC 3132 y NGC 7048). Finalmente, en el Capítulo 10 se presentan la discusión y conclusiones.

Capítulo 2

Conceptos generales

2.1 Nebulosas planetarias

Las nebulosas planetarias (NPs) son nubes extendidas de gas atómico y molecular alrededor de estrellas evolucionadas de baja masa. La nebulosa se forma de la pérdida de masa de la estrella, inicialmente con masa entre 0.8 y $8 M_{\odot}$ y llega a ser luminosa, particularmente en el intervalo óptico del espectro electromagnético, porque es fotoionizada por la radiación del núcleo estelar que queda al descubierto. El término de NP fue empleado por William Herschel al ver que las imágenes en un telescopio eran las de objetos no puntuales y difusos que tenían cierto parecido con el planeta Urano, que había sido recientemente descubierto por él mismo en 1781. Posteriormente se supo que las NPs no tienen ninguna conexión física con los planetas, aunque también erróneamente se les asoció con objetos gaseosos en proceso de formar una estrella. El desarrollo de técnicas espectroscópicas y de las teorías de los modelos de evolución estelar permitió identificar a las estrellas centrales de las NPs como estrellas que han abandonado la fase de quemado de hidrógeno o de secuencia principal y que empiezan sus estados evolutivos finales.

Actualmente, el número de NPs identificadas en nuestra galaxia es del orden de 3,300. El catálogo original de Perek y Kohoutek's (1969) contiene 1067 objetos, en el catálogo de Acker et al. (1992) se encuentran listados 1820 objetos de los cuales 1143 están clasificados como verdaderas o muy probables NPs, el resto son NPs aun inciertas u objetos que inicialmente fueron identificados como NPs y que posteriormente fueron descartados. Con las nuevas detecciones y confirmaciones los catálogos existentes se han ido actualizando y por ejemplo, el catálogo de Perek y Kohoutek ha ascendido a un total de 1510 NPs (Kohoutec, 2001). Recientemente, los datos del catálogo en $H\alpha$ del Observatorio Anglo Australiano conocido como MASH (Macquarie/AAO/Strasbourg $H\alpha$) ha aumentado en un 50% la población de NPs de la Galaxia (Parker et al. 2006). De acuerdo a las estimaciones de poblaciones estelares en la Galaxia, es posible que sólo se conozca el 10% de las NPs totales (Maciel, 1981); la predicción del número total de este tipo de objetos en nuestra Galaxia es

de alrededor de 28,000 (Frew & Parker, 2006) o un número considerablemente menor ($\sim 6,600$) si se considera que la formación de la NP requiere de un sistema binario (Moe & de Marco, 2005). En las siguientes secciones de este capítulo se describen las propiedades generales de las NPs.

2.2 Evolución de una estrella de baja masa

La masa es el principal factor que determina la posición de una estrella en la banda de secuencia principal del diagrama Hertzsprung-Russell (HR). La evolución de la estrella y el cambio de sus principales propiedades como son la temperatura efectiva (T_{ef}) y la luminosidad (L), pueden ser discutidos en términos de la trayectoria que siguen en el diagrama HR. En la fase de secuencia principal una estrella consume la mayor parte de su vida; esta etapa se caracteriza por la conversión de hidrógeno a helio, que se lleva a cabo en el núcleo estelar, vía la cadena protón-protón o el ciclo CNO dependiendo de la masa estelar. Para que una estrella evolucione a un estado de NP la masa debe estar comprendida en un intervalo que va aproximadamente de 0.8 a $8 M_{\odot}$. La evolución en detalle presenta características particulares de acuerdo al valor de la masa de la estrella pero a manera de ejemplificar, a continuación se describe el proceso que sigue una estrella de aproximadamente $1 M_{\odot}$.

Para esta estrella cuando el hidrógeno del núcleo se consume y termina la fase de secuencia principal la generación de energía ya no puede darse vía la fusión de hidrogeno a helio, como reacción a esto el núcleo empieza una fase de contracción y un consecuente calentamiento que permite el quemado de hidrógeno en capas externas mientras que el núcleo, aun sin generación de energía, continúa en contracción. El aumento de masa del núcleo debido al helio que se genera en las capas externas y que cae hacia las zonas internas, aunado a la contracción, incrementa el campo gravitacional, en respuesta a esto y para mantener el equilibrio de presión la temperatura aumenta y se genera una expansión de las capas intermedias incrementándose el radio de la estrella. En este proceso no hay cambios sustanciales en la luminosidad de la estrella, lo cual implica un decremento de la temperatura efectiva y en esta etapa de post-secuencia principal la estrella cambia su posición en el diagrama HR hacia la derecha (ver Figura 2.1). En este punto la estrella es una subgigante, por el incremento en el tamaño, de apariencia roja debido al enfriamiento

La temperatura efectiva no puede seguir en descenso ya que existe un límite que fuerza a la estrella a mantenerse a temperatura casi constante, ascendiendo así en el diagrama HR. En este punto la estrella deja de ser una subgigante roja y pasa a ser una gigante roja pues el radio estelar continúa en expansión. Durante este proceso el transporte radiativo se hace ineficiente y la atmósfera de la gigante roja se convierte en una zona convectiva. Por otra parte la contracción y calentamiento del núcleo siguen, alcanzando temperaturas del orden de 10^8 K, lo cual permite el quemado de helio en carbón vía el proceso triple alfa. Este nuevo proceso se realiza en condiciones de degeneración del núcleo y produce una súbita generación de energía o “flash”. La cantidad de energía producida en el núcleo es tal que la temperatura se incrementa lo suficiente como para que la degeneración desaparezca, en estas condiciones el núcleo ahora inicia un proceso de expansión.

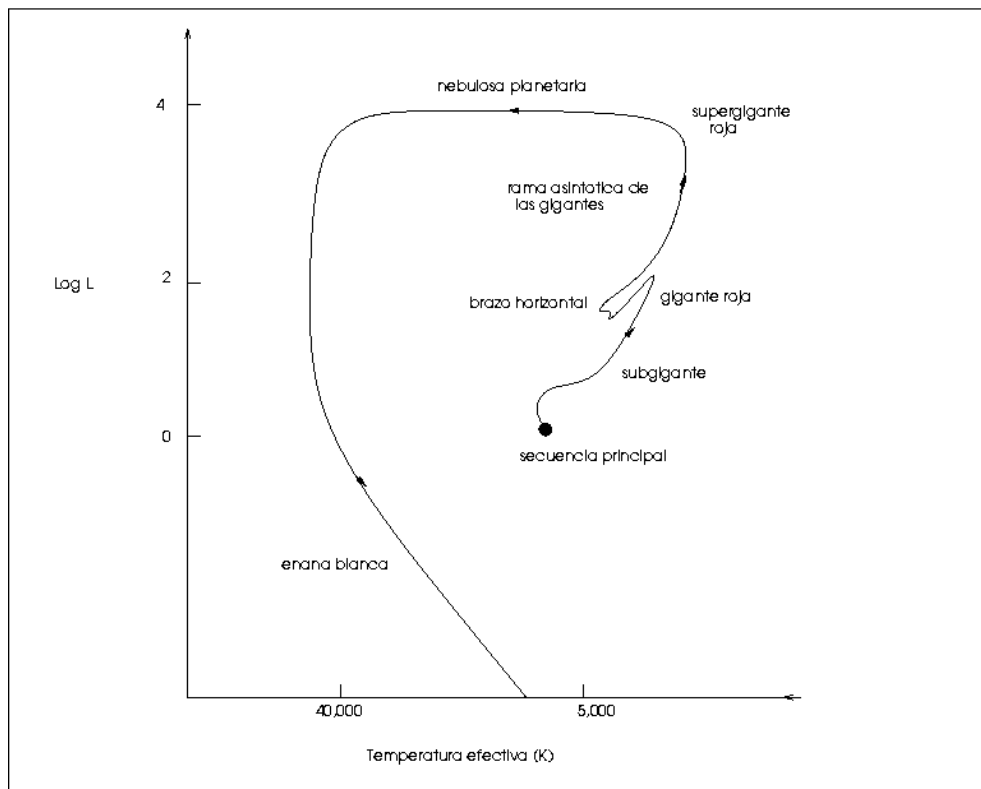


Figura 2.1 Trayectoria evolutiva en el diagrama HR para una estrella de $1 M_{\odot}$.

En esta nueva situación la estrella tiene dos fuentes de energía: el quemado de helio en el núcleo y el quemado de hidrógeno en las capas externas, esto en el diagrama HR corresponde a la llamada rama horizontal. La posición de una estrella en esta rama depende no sólo de la masa inicial y la composición química de la estrella sino también de la masa del núcleo estelar y de la cantidad de masa de la envolvente que la estrella perdió en su ascenso por el brazo de las gigantes rojas debido a la baja gravedad en la atmósfera extendida. Cuando el helio del núcleo se consume por completo, la etapa en la rama horizontal termina, el núcleo se contrae nuevamente y la temperatura en la capa exterior aumenta, permitiendo tanto el quemado de helio en esa capa como también el quemado de hidrógeno en una capa más externa. Como antes, la producción de energía incrementa la luminosidad y la estrella una vez más asciende en el diagrama HR sobre la llamada rama asintótica de las gigantes (AGB, por las siglas en inglés). Durante esta etapa la estrella tiene considerables pérdidas de masa vía vientos estelares, dando lugar a la etapa subsiguiente que es la de NP que se caracteriza por un núcleo estelar caliente rodeado por el gas desprendido de la atmósfera que se encuentra en estado ionizado. Posteriormente la nebulosa se mezclará con el medio interestelar circundante y el núcleo estelar remanente terminará su trayectoria evolutiva con un enfriamiento y descenso en el diagrama HR convirtiéndose en una estrella enana blanca.

2.3 Modelo de vientos en interacción

Shklovsky (1956) fue el primero en sugerir que las NPs tienen su origen en estrellas que están en la etapa evolutiva de gigantes rojas. Posteriormente, diversos mecanismos físicos que incluyen pulsaciones dinámicas e inestabilidades térmicas fueron propuestos como los efectos responsables de la eyección del material en la formación de una NP. Por observaciones en el intervalo espectral del infrarrojo y milimétrico, se sabe que las estrellas en la rama asintótica de las gigantes tienen altas tasas de pérdida de masa molecular vía vientos estelares ($\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$), sin embargo, los valores de las velocidades de expansión de estos vientos ($5\text{-}10 \text{ km s}^{-1}$) son menores que los valores medidos en una NP ($\sim 20 \text{ km s}^{-1}$), por lo que se requiere de mecanismos que compriman, aceleren y, además, generen las diversas morfologías de las NPs. El escenario propuesto inicialmente para esto es el llamado

modelo de interacción de vientos estelares (IVE) (Kwok, Purton & Fitzgerald 1978). Este modelo sugiere que una NP se forma del material de un primer viento de baja velocidad ($V_w \approx 10 \text{ km s}^{-1}$) y alta pérdida de masa ($\dot{M} \approx 10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$) de una estrella en fase evolutiva AGB que es comprimido en un cascarón por un viento rápido ($V_w \approx 1000 \text{ Km s}^{-1}$) y menos denso ($\dot{M} \approx 10^{-8} M_\odot \text{ año}^{-1}$) generado en una etapa posterior. Aunque no se entiende completamente la teoría del proceso por medio del cual una estrella pierde masa, el modelo de vientos en interacción predice, además de un cascarón denso, las siguientes componentes: un viento rápido de la estrella central, un halo de baja densidad correspondiente al viento no chocado de la fase AGB, y una burbuja de alta temperatura, interna al cascarón y que representa el viento rápido chocado (Fig. 2.2).

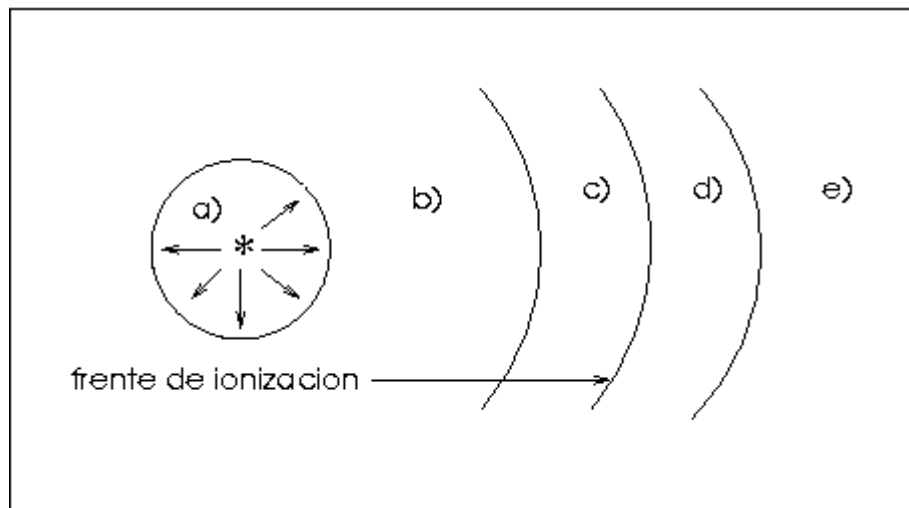


Fig. 2.2 Zonas formadas en el modelo de vientos en interacción: a) el viento rápido de la estrella central, b) el viento estelar chocado, c) un cascarón ionizado, d) un cascarón atómico neutro y e) el remanente molecular del viento lento de gigante roja.

La formación de esta estructura es parecida al caso del viento de una estrella masiva, tipo espectral OB, en interacción con el medio interestelar circundante (Castor et al. 1975). Sin embargo, en el caso de una NP se hace la aproximación de que la colisión de los dos vientos es totalmente inelástica y que el exceso de energía escapa en forma de radiación, resultando entonces que la velocidad del cascarón se aproxima de manera rápida al equilibrio

alcanzando una velocidad constante (ver Apéndice 1); en el caso del cascarón alrededor de una estrella masiva la velocidad de expansión evoluciona con el tiempo en una ley $t^{-2/5}$. La validez del modelo de IVE ha sido sustentada, a groso modo, por las evidencias observacionales de las diversas componentes que este modelo predice. Por una parte los perfiles P-Cisne para algunas líneas (CIV, SiIV y NV) presentes en muchas estrellas centrales de NPs revelan vientos con velocidades de miles de km s^{-1} confirmando que los vientos rápidos son comunes en este tipo de estrellas. Por otra parte, está también la presencia de halos externos al cascarón principal de la nebulosa constituidos por el material del viento AGB no chocado, esta evidencia se encuentra en imágenes CCD reportadas en la literatura (v.g. Jewitt et al. 1986), además de las envolventes moleculares detectadas en longitudes de onda del IR y radio. También se ha detectado en algunos objetos la emisión en rayos X proveniente de la burbuja interna (Chu et al. 2001).

Es importante señalar que el modelo de vientos en interacción es una primera aproximación que reproduce en buena medida la estructura general de una NP, sin embargo es necesario tomar en consideración más detalles para explicar toda la variedad de formas presentes en las NPs. Un ejemplo de esto es el gran número de NPs que presentan una estructura externa más compleja como es el caso de las NPs con dos o más cascarones (Chu et al. 1987) que resultan difíciles de explicar con la interacción de dos vientos estelares. Por consecuencia, en estos casos se recurre a un modelo de eyecciones múltiples en etapas tempranas; desafortunadamente en el proceso de interacción entre las diferentes eyecciones se borra prácticamente la historia de la pérdida de masa en la fase de AGB y es difícil que la morfología de los múltiples cascarones eyectados permanezca intacta. En el modelo de vientos en interacción los cascarones múltiples son una consecuencia de la interacción del frente de ionización con el cascarón principal, particularmente cuando se supone un viento lento variable (Mellema 1994). Un hecho observacional que este modelo de vientos en interacción no explica es el que algunos cascarones o halos externos en algunas NPs tienen velocidades de expansión mayores que las velocidades de los cascarones internos (Chu 1989). Para salvar esto, se ha sugerido un modelo de tres etapas de viento, dos de ellas en la fase de AGB, de tal modo que un cascarón secundario formado en la interfase entre el viento lento y el viento de la AGB pueda expandirse más rápido que el cascarón principal.

Por otra parte, una fracción considerable de las NPs presenta una estructura bipolar, ante la cual se introdujo en los modelos, adicionalmente a la interacción de los vientos, un contraste de densidad en la zona ecuatorial, comúnmente en forma de un toroide, que direcciona el viento rápido hacia las zonas polares de la nebulosa (Kahn & West, 1985). Sin embargo, la presencia de estructuras multipolares complejas que no son explicados por los modelos ya mencionados ha requerido la propuesta de nuevos posibles escenarios: eyecciones episódicas en diferentes direcciones (Sahai & Trauger, 1998), los efectos de iluminación a través de agujeros de densidad (Kwok, 2010, García-Segura, 2010) o la expansión del viento rápido en un cascarón con estructura no homogénea y filamentaria (Steffen et al. 2013) En general y en cuanto a velocidades, el modelo de vientos en interacción reproduce en gran medida las velocidades registradas en las NPs. En la siguiente sección se describe la naturaleza de una NP en términos de su espectro de emisión.

2.4 Espectro de emisión de una NP

Una NP se caracteriza por su espectro, particularmente en la región del óptico. El espectro difiere fuertemente del de una estrella y otros objetos de tal manera que aunque el tamaño angular sea muy pequeño, caso de nebulosas compactas, el espectro sirve como herramienta de identificación.

El espectro típico de una NP en la región del óptico (ver Figura 2.3) consiste de una serie de líneas en emisión superpuestas en un continuo débil. Las líneas de emisión más brillantes provienen de algunas transiciones de los átomos de hidrógeno, oxígeno, helio y nitrógeno; muchas de estas líneas son producidas en transiciones prohibidas. La variación en la intensidad de las diversas líneas de emisión para las diferentes NPs ha dado lugar a una clasificación, en términos del estado de excitación, que puede ser alta, media o baja y que en primera instancia está relacionada con la temperatura de la estrella central. La emisión en la línea del HeII a 4686 Å de la componente nebulosa, en el caso de las NPs de baja excitación, no está presente o es extremadamente débil. En las NPs que no son de baja excitación el cociente dado por las líneas $(5007 + 4959)[\text{OIII}] / 4686 \text{ HeII}$ tiene valores decrecientes conforme la clase de excitación va de media a alta. El estudio del espectro a partir de las intensidades relativas entre las líneas de emisión de una NP es de gran importancia

pues de ahí se puede derivar información sobre las condiciones físicas del gas como temperatura, densidad y abundancias químicas

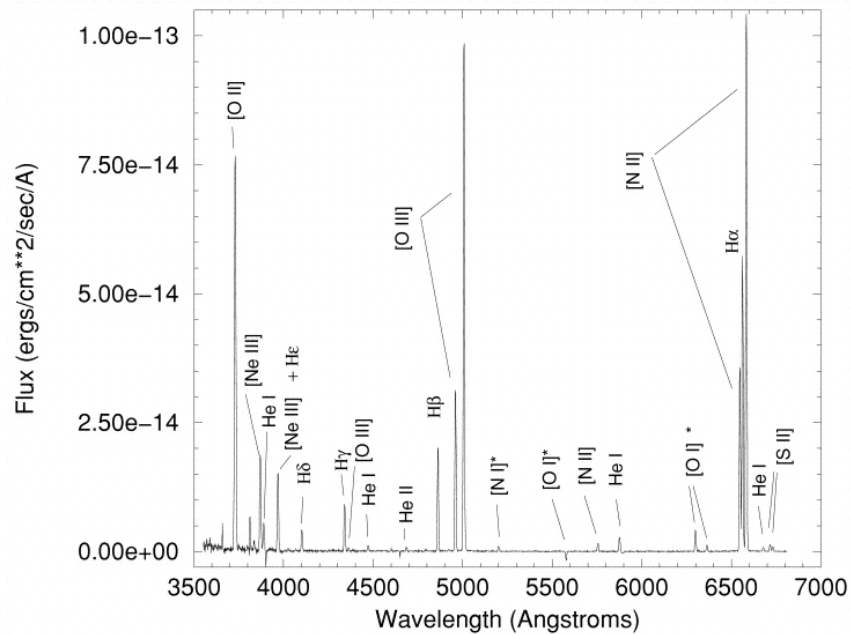


Fig. 2.3 Espectro de emisión de la nebulosa planetaria NGC 7293 en la región de 3500 a 7000 Å (Henry et al. 1999).

En el cercano infrarrojo (IR 1-2.5 μm) el espectro de una NP se caracteriza también por la presencia de varias líneas de emisión, en general lo que se encuentra son líneas de recombinación del HI y líneas del HeI y [FeII]. En la Figura 2.4 se muestran los espectros en IR de dos NPs: M2-9 e IC 5117. En M2-9 están presentes algunas de las líneas correspondientes a la excitación vibracional del hidrógeno molecular H_2 , en IC 1517 no está presente esta emisión. En el capítulo 3 se describe en detalle la presencia del hidrógeno molecular en NPs. Al igual que en el intervalo espectral del óptico, el estudio de las líneas en el espectro infrarrojo sirve como herramienta de diagnóstico para probar las condiciones físicas de la nebulosa y también, como se verá más adelante, para obtener información sobre los procesos que dan lugar a la emisión. En algunos casos, el espectro de una NP en la región IR presenta emisión de continuo proveniente del polvo presente en la nebulosa. Además, el espectro de una NP en el cercano IR es una característica peculiar de esta clase de objetos, de tal forma que puede ser usada para la identificación de nuevas NPs y objetos post-AGB

o nebulosas protoplanetarias (García-Lario et al. 1990) de las cuales se habla brevemente en la siguiente sección.

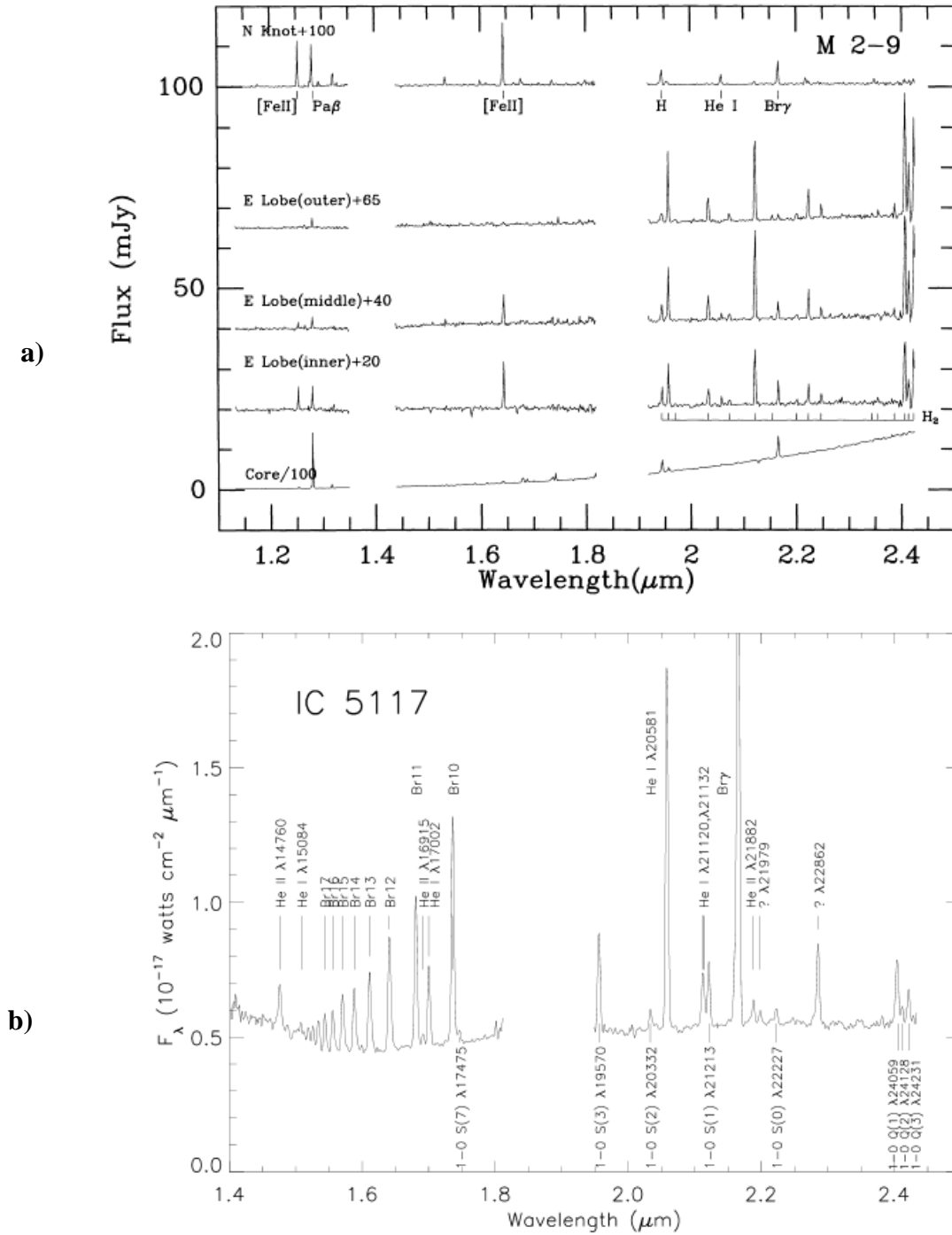


Fig. 2.4 Espectro de emisión infrarroja (1.2 a 2.5 μm) para a) diferentes regiones de la nebulosa planetaria M 2-9 (Hora & Latter 1994) y b) IC 5117 (Rudy et al. 2001).

De acuerdo a la teoría de los vientos estelares en interacción, cuando el viento rápido colisiona con el viento lento eyectado en una etapa previa AGB se forma una burbuja de gas caliente que debería emitir en rayos X (Kwok, Purton & Fitzgerald 1978). En la última década las observaciones de los satélites Chandra y XMM-Newton han puesto en evidencia la emisión en rayos X no sólo de las burbujas dentro de las NPs sino también en jets y en las estrellas centrales. Hasta ahora cerca de una docena de NPs presentan alguna de estos tipos de emisión (Kastner et al. 2000, 2001; Soker & Kastner 2003; Guerrero et al. 2001, 2002, 2005; Sahai et al. 2003). En la mayoría de los casos donde la emisión en rayos X es difusa, esta se encuentra totalmente contenida dentro de la región de emisión óptica del cascarón principal (Gruendl et al. 2006) y además, hay una correlación con la estrella central: estas son del tipo Wolf Rayet con valores altos para la velocidad del viento estelar y para la pérdida de masa. La luminosidad en rayos X de estas NPs es del orden de 10^{31} erg s^{-1} .

Como comportamiento peculiar, la temperatura asociada a la emisión en rayos X resulta ser mucho menor que la esperada, de acuerdo a los modelos de vientos en interacción, en prácticamente todos los casos. En las NPs con emisión difusa en rayos X sólo una de ellas, BD+30°3639, presenta emisión molecular H_2 (Kastner et al. 1996), hecho que se menciona aquí ya que la emisión de H_2 es el tema principal en este trabajo.

2.5 Protonebulosas planetarias

En la etapa previa a la formación de una NP y posterior al paso por la rama asintótica de las gigantes la estrella pasa por una fase de protonebulosa planetaria (PNP). Los mecanismos físicos involucrados en esta fase son poco conocidos ya que el tiempo de transición es relativamente pequeño, del orden de mil años y pocos objetos han sido observados en esta etapa. La principal restricción observacional se debe a que el gas de la envoltente aun no ha sido ionizado por los fotones del núcleo estelar y no es posible estudiar las líneas de emisión en el óptico o en el radio, que son las líneas comúnmente usadas para el estudio de una NP. Sin embargo, los avances observacionales en las longitudes de onda infrarrojas han permitido conocer más acerca de este tipo de objetos. En términos de su emisión, la característica fundamental de una PNP es un espectro con exceso en el IR debido al polvo circu-

nestelar que se originó durante el viento en la rama asintótica de las gigantes. Lo que distingue a una PNP de otros objetos con excesos en el IR, como es el caso de las estrellas presecuencia principal, es la emisión de líneas anchas de CO y la presencia de máseres de OH que son indicativos del remanente de la envoltura de la estrella AGB. Los candidatos a PNP se han encontrado interpolando las propiedades de los colores medidos a partir de las observaciones IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) entre las NPs y las estrellas AGB evolucionadas. Las principales propiedades que confirman la naturaleza de una PNP son las siguientes:

- Exceso IR y una emisión de CO circunestelar, que sugiere que el remanente de la envoltura AGB aun está presente.
- Temperaturas efectivas con valores entre los de una NP y una estrella AGB, con clases espectrales F o G.
- Distribución espectral de energía con doble pico, que sugiere que una envoltura de polvo se ha separado de la fotosfera y que la fase de pérdida de masa de la AGB ha terminado.

Una de las PNP más estudiadas es AFGL 2688, descubierta por Ney et al. (1975) a partir de uno de los mapeos infrarrojos hechos en el cielo; AFGL 2688 presenta una morfología bipolar. Con imágenes de alta resolución espacial se ha encontrado que existen dos tipos de morfologías en las PNP: unas que presentan una estructura de lóbulos y son prominentes en emisión de polvo y otras donde la envoltura es elíptica (Ueta et al. 2000). Se ha sugerido que estos dos diferentes tipos de PNP son los precursores de las dos morfologías principales vistas en las NPs: las bipolares y las elípticas.

Aunque no es claro qué es lo que da origen a la asimetría de los vientos estelares en la etapa de AGB, algunos estudios enfatizan la importancia de los campos magnéticos en PNP y NPs (Jordan et al. 2012, Sabin et al. 2014). El estudio de las PNP es de suma importancia pues ayuda a acotar el momento de la evolución en donde la asimetría de la nebulosa se forma y genera la morfología que el objeto presentará en la etapa de NP.

2.6 Morfología de las nebulosas planetarias

El primer estudio sistemático en NPs fue realizado por Curtis (1918), quien usando imágenes en placas fotográficas notó que las diferentes formas proyectadas en el plano del cielo presentadas por esta clase de objetos no podían ser totalmente explicadas con la simple hipótesis de un cascarón esférico o elíptico de espesor uniforme. Curtis reportó estas diferentes morfologías como nebulosas con anillos concéntricos, envolventes débiles y halos extendidos. Posteriormente, con el uso de nuevos detectores como el CCD, que superan la limitación de la no-linealidad de la emulsión fotográfica, se ha realizado un mejor muestreo de las diversas formas de las NPs. Muchos de los estudios tienden a resaltar la morfología en regiones cercanas a la estrella central, donde la emisión de la nebulosa es más brillante y es posible que muchas estructuras de gran tamaño pueden estar aun sin ser detectadas, como sucedió en el caso de la NP KJpN8 (López et al. 1995) que inicialmente fue clasificada como una NP compacta ($\sim 5''$) y actualmente su extensión angular ($14' \times 4'$) la incluye en el grupo de las NPs de gran diámetro ($\geq 10'$). Otras NPs de gran diámetro angular son NGC 3242, que tiene un halo de $10'$ (Minkowski 1965, Rosado 1986) y WDHS ($17' \times 14'$, Weinberger 1983). Aproximadamente solo el 1% de las NPs conocidas en la Galaxia tienen tamaños angulares mayores a $10'$ (Weinberger 1983), pero este valor puede estar sesgado por los límites de sensibilidad de los detectores y también por la falta de búsqueda de estructuras en campos lejanos a la emisión principal.

Las NPs han sido clasificadas, de acuerdo a su forma proyectada en el plano del cielo, en esféricas, elípticas y bipolares (Balick 1987). Sin embargo, gracias a la potencia en resolución espacial de los telescopios actuales, se han encontrado una serie de detalles en las formas que han dado lugar a las clasificaciones de NPs con simetría de punto y las NPs cuadrupolares o multipolares, que son aquellas que tienen más de un par de lobulos usualmente simétricos con respecto a algún eje de la nebulosa. En un estudio estadístico de NPs, Manchado et al. (2000) encontraron que la morfología predominante es la de las elípticas: 61% de un total de una muestra de 255 NPs; las bipolares ocupan un 13%. En el catálogo MASH (Parker et al. 2006) los 903 objetos incluidos en la lista de nuevas NPs están clasificados en seis clases con los siguientes porcentajes: elípticas (54%), redondas (19%), bipolares (13%), irregulares (4%), asimétricas (4%) y de apariencia estelar (6%). Lo anterior pone en

evidencia que el 80% de las NPs tienen formas no esféricas. Sin embargo, es importante notar que todas las clasificaciones morfológicas dependen de lo siguiente:

- **Sensibilidad:** entre más tiempo de integración tiene una imagen crece la posibilidad de detectar por completo la estructura, como es el caso de una nebulosa bipolar que puede ser clasificada como elíptica si los lóbulos son demasiado débiles para ser detectados.
- **Especie atómica:** como resultado de la estructura de ionización, en algunos casos la morfología depende de la línea de emisión del ión observado.
- **Proyección geométrica:** la clasificación se basa en la apariencia proyectada en el plano del cielo. En el caso de una bipolar, aunque los lóbulos tengan el brillo suficiente para ser detectados, si el eje polar está orientado muy próximo a la línea de visión la nebulosa puede ser clasificada como elíptica o de anillo. En estos casos la información cinemática es de suma importancia.

Existen diversos estudios donde se ha intentado correlacionar la morfología de las NPs con otras propiedades físicas, poniendo cierto énfasis en la comparación entre elípticas y bipolares. Peimbert (1978) dividió a las NPs en cuatro tipos de acuerdo a su composición química, en particular los objetos ricos en He y N fueron clasificados como NP de Tipo I, que constituyen aproximadamente el 20% de las NPs totales. Se encontró evidencia a favor de una mayor masa para las estrellas progenitoras de las NPs de tipo I (Peimbert & Serrano 1980). Además, se encontró también que una larga fracción de las NPs de tipo I muestra una estructura bipolar (Peimbert & Torres-Peimbert 1983). Posteriormente, se determinaron otras características asociadas a las NPs bipolares (Corradi & Schwarz 1995):

- Menor escala en altura sobre el plano Galáctico.
- Estrellas centrales más calientes.
- Sobreabundancias químicas de helio y nitrógeno.
- Mayores velocidades de expansión.
- Mayores dimensiones.

Las propiedades anteriores indican que las NPs bipolares son producidas por progenitores más masivos que los otros tipos morfológicos. El límite encontrado para la masa inicial del progenitor de una NP bipolar es de $M > 1.3 M_{\odot}$. Recientemente

En el modelo de vientos en interacción (Sección 2.3), para explicar las morfologías no circulares se necesita que el viento lento tenga una mayor densidad en el plano ecuatorial de la estrella; de tal modo que parecen ser dos los parámetros principales que producen la diversidad de morfologías en las NPs: 1) el contraste de densidad entre los polos y el ecuador del viento lento y 2) el grado de interacción entre el viento lento y el viento rápido (ver Figura 2.5 tomada de Balick 1989).

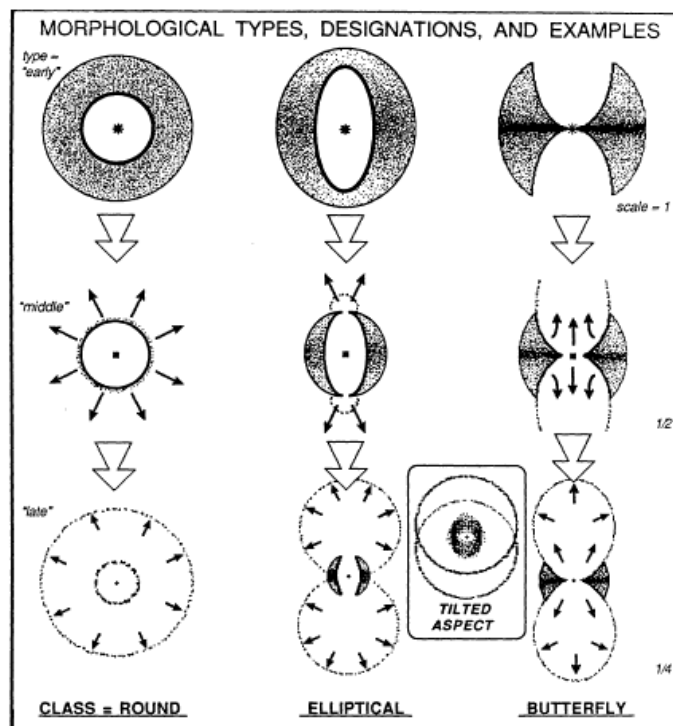


Fig. 2.5 Tipos morfológicos en nebulosas planetarias. En este esquema, la morfología depende del contraste de densidad entre el ecuador y los polos (Balick, 1989).

Una peculiar propiedad de las NPs bipolares encontrada recientemente por Rees & Zijlstra (2013) es que este tipo de morfología tiene una orientación preferente dentro del bulbo galáctico: el eje polar está alineado con el plano de la Galaxia. Este resultado ha sugerido

que los campos magnéticos juegan un papel importante durante la formación estelar y posteriormente en la formación de la NP. Otros mecanismos, aparte de los campos magnéticos, que también han sido considerados para explicar la morfología bipolar son los efectos de la rotación estelar y los sistemas binarios. Una de las características que parecía favorecer los modelos con campos magnéticos en estrellas aisladas (García-Segura et al. 1999) es que además de reproducir la gran variedad de morfologías, también se generaban estructuras colimadas de menor escala, como los ansae y jets. Sin embargo, nuevos resultados concluyen que una sola estrella en rotación y con campo magnético difícilmente puede desarrollar una morfología bipolar (García-Segura et al. 2014). Dentro de los modelos actuales el factor más importante para dar lugar a una forma bipolar es un sistema binario (de Marco 2009, Zijlstra, 2007) pero sin dejar de lado la contribución de un campo magnético. Al menos para el 20% de las NPs se sabe que la estrella central tiene una compañera binaria, en este sentido la búsqueda de evidencia de la presencia de la compañera es importante. Así mismo, los intentos por encontrar y medir la intensidad del campo magnético han sido el objetivo de muchos trabajos en el área de las NPs recientemente (Leone et al. 2011, Bagnuolo et al. 2012, Jordan et al. 2012).

2.7 Estructuras colimadas y anillos en nebulosas planetarias

Numerosas imágenes de NPs presentan diferentes tipos de asimetrías, bipolaridades, envoltentes múltiples y pequeñas estructuras con morfologías diversas. Las micro-estructuras en NPs incluyen nudos globulares, jets colimados, filamentos y ansae. Algunas de estas estructuras se han denominado FLIERs (por Fast Low-Ionization Emisión Regions) y presentan las siguientes características:

- bajo grado de ionización respecto al gas adyacente,
- velocidades supersónicas,
- en general aparecen en pares, y
- edades cinemáticas menores que las del cascarón principal.

En términos generales el modelo de vientos en interacción no reproduce estas estructuras y actualmente no se ha encontrado un modelo simple que contenga todas las propiedades

observadas. La distribución simétrica y sus edades cinemáticas relativamente cortas, sugieren que los FLIERs son fenómenos recientes (Balick et al. 1998).

Otras de las estructuras peculiares presentes en las NPs han sido reveladas por las imágenes del telescopio espacial (HST) como la presencia de anillos concéntricos alrededor de la estrella central. Se piensa que estos anillos son el resultado de eventos periódicos de pérdida de masa de la estrella central durante la etapa de AGB. De acuerdo a las edades dinámicas calculadas para los anillos, la separación en tiempo entre cada uno de los eventos es del orden de cientos de años (Balick et al. 2001).

Es evidente que la presencia de esta diversidad de estructuras adicionales al cascarón principal en una NP impone importantes restricciones para los modelos de formación y evolución de estos objetos.

2.8 Parámetros físicos de las nebulosas planetarias

Para concluir este capítulo y dado que el objetivo de este trabajo es determinar una serie de parámetros físicos para una muestra de NPs, se describirán los métodos usuales para encontrar dos de estas cantidades.

2.8.1 Velocidades de expansión

Existe un gran número de NPs a las cuales se les ha medido la velocidad de expansión. Algunos de los catálogos que contienen esta información son el de Sabbadin (1984) que incluye datos de 165 NPs y el de Weinberger (1989) que compila los valores de 288 objetos. Más recientemente, el catálogo cinemático de NPs galácticas de San Pedro Mártir (López et al. 2012) provee información de velocidades para casi 600 NPs, siendo la muestra de datos más grande y homogénea de su tipo. La mayoría de los trabajos enfocados a la medición de la velocidad de expansión usan la emisión de la nebulosa en el óptico. El método usual para reportar la velocidad de expansión de una NP es tomar el espectro de alta resolución en dirección del centro de la nebulosa, medir el ancho del perfil o la separación entre las dos componentes de velocidad en caso de existir un desdoblamiento, y asociar el valor a una expansión $2V_{exp}$. El rango de valores para $2V_{exp}$ se encuentra aproximadamente entre 10 y 50 km s⁻¹. Estadísticamente no se ha encontrado ninguna correlación entre las velocidades de expansión y los radios de las NPs. Con respecto a la morfología,

las nebulosas bipolares son las que presentan mayores valores en velocidad de expansión (ver Figura 2.6).

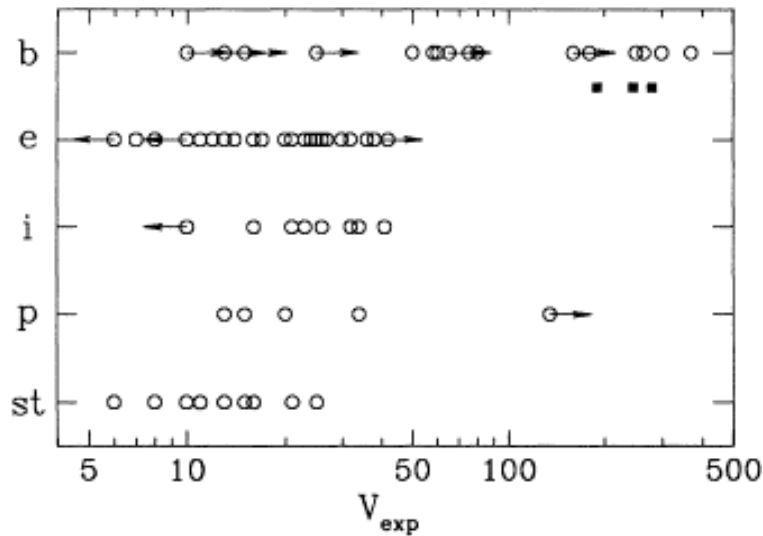


Fig. 2.6 Velocidades de expansión para nebulosas planetarias con diferente morfología: (b) bipolares, (e) elípticas, (i) irregulares, (p) con simetría de punto y (st) de apariencia estelar (Corradi y Schwarz 1995).

Uno de los objetivos de este trabajo es reportar el campo de velocidades radiales para la emisión del hidrógeno molecular de una muestra de nebulosas planetarias, asociar una geometría tridimensional en base a estas velocidades, y comparar con la clasificación morfológica y la velocidad de expansión del gas ionizado reportada para cada uno de los objetos.

2.8.2 Masa de la nebulosa

El método más simple para determinar la masa de una NP es suponer que se trata de una esfera constituida básicamente de gas de hidrógeno y de densidad constante. En este caso la masa estará dada por:

$$M = \frac{\pi}{6} D^3 n_H m_H. \quad (2.1)$$

Donde D es el diámetro de la nebulosa, n_H es la densidad por número de átomos de hidrógeno y m_H es la masa del átomo de hidrógeno. Considerando que $n_H \approx n_e$ (todo el gas en estado ionizado), la masa se obtiene de la medición de la densidad electrónica y del diámetro, lo cual implica la determinación de la distancia. Con la introducción de un término de factor de llenado en la Ecuación 2.1, se puede considerar la desviación del caso esférico, por ejemplo el de un cascarón.

Otros métodos más precisos no involucran la dimensión de la nebulosa sino la energía radiada en las líneas del hidrógeno, de tal manera que la determinación de la masa depende simplemente del flujo de la emisión. El rango de valores para la estimación del gas ionizado en NPs es de $M \sim (0.01 - 0.3) M_\odot$. Es de esperar que esta estimación, basada solamente en el material ionizado sea un límite inferior, ya que además existe la presencia de material atómico neutro y molecular.

Respecto de la presencia de material neutro, hay estudios basados en la emisión de la línea en 21 cm del hidrógeno neutro (HI) que muestran que muchas NPs están rodeadas de una envoltura de gas neutro cuya masa puede, en algunos casos, exceder la del material ionizado (Huggins 1993). Sin embargo, la detección de emisión del HI no es algo usual dentro de las NPs, una posible explicación para esto es que la ionización total de la nebulosa ocurra rápidamente, pero otra razón es que la detección de la emisión no es algo fácil. Basados en modelos de fotodisociación del hidrógeno molecular (Glassgold & Huggins 1983), Rodríguez & García-Barreto (1984) plantearon que sólo en NPs con progenitores calientes ($T_* > 2500 K$) el HI puede ser detectado. Un ejemplo de esto es el caso de la NP IC 418, cuya estrella central tiene una temperatura de excitación de $\sim 1000 K$ y la masa de HI estimada es de $0.07 M_\odot$, similar a la masa de gas ionizado (Taylor & Pottasch 1987).

En este trabajo se propone un método para determinar la masa del material molecular basado en la naturaleza de la emisión H_2 y en la geometría de la nebulosa, el cual será descrito en el Capítulo 5.

Capítulo 3

Emisión molecular

3.1 Transiciones moleculares

A diferencia de los átomos que sólo tienen transiciones electrónicas, las moléculas presentan además transiciones debidas a la rotación y vibración. Las transiciones *rotacionales* se producen por el movimiento de rotación de la molécula como un todo, las transiciones *vibracionales* se crean por la vibración de los núcleos respecto de su posición de equilibrio y, las transiciones *electrónicas* ocurren como en el caso de los átomos, cuando se dan cambios en la distribución de la nube de electrones. En ocasiones, cada una de las transiciones no se presenta de manera independiente, puede haber combinaciones de ellas como en el caso de una transición *roto-vibracional*, que ocurre cuando al excitarse una transición vibracional el exceso de energía genera también un cambio en los niveles rotacionales. De acuerdo a la aproximación de Born-Oppenheimer, que consiste en tratar los movimientos de los electrones y del núcleo de una molécula en forma separada, la energía involucrada en las diferentes transiciones está dada, respectivamente, por:

$$\begin{aligned} E_{el} &\approx \frac{\hbar^2}{ma^2} \\ E_{vib} &\approx \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} E_{el} \\ E_{rot} &\approx \left(\frac{m}{M}\right) E_{el} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Donde a es el tamaño molecular (típicamente del orden de 1 \AA), m es la masa del electrón y M la masa molecular. Para una molécula para la cual $M \approx 10 m_{\text{protón}}$, la longitud de onda correspondiente a la energía de cada una de las transiciones es:

$$\begin{aligned} \lambda_{el} &= 1700 \text{ \AA} \\ \lambda_{vib} &= 23 \text{ \mu m} \\ \lambda_{rot} &= 3.1 \text{ mm} \end{aligned} \quad (3.2)$$

que en el espectro electromagnético corresponden a las bandas del ultravioleta, infrarrojo y radio, respectivamente. La temperatura característica $T=E/k$, asociada a cada una de las transiciones para la molécula arriba considerada, resulta ser:

$$\begin{aligned}T_{el} &\sim 10^5 \text{ K} \\T_{vib} &\sim 600 \text{ K} \\T_{rot} &\sim 5 \text{ K}.\end{aligned}\tag{3.3}$$

De tal forma que en regiones de gas molecular donde la temperatura es típicamente del orden de 10 K, en general sólo se excitan y producen las transiciones rotacionales.

3.2 La molécula de hidrógeno

La molécula de hidrógeno (H_2) es la molécula más abundante y simple del Universo. Pero al ser una molécula diatómica homonuclear que carece de momento dipolar permanente, no puede emitir radiación en transiciones puramente rotacionales, ya que para que haya emisión de energía electromagnética debe haber una variación del vector de momento dipolar. Lo anterior hace que el H_2 no emita a las bajas temperaturas a las que se encuentran las nubes moleculares ($\ll 1000$ K), sin embargo es posible detectarlo por medio de sus transiciones vibracionales en zonas de alta temperatura como aquellas calentadas por colisiones, que puede ser el caso de una onda de choque o en regiones de fotodisociación debido al campo de fotones UV de una estrella caliente.

El espectro infrarrojo de la molécula de H_2 está formado principalmente por una serie de líneas de emisión de las transiciones roto-vibracionales entre los diferentes niveles de energía de la molécula y de acuerdo a las reglas de selección para los cambios en los respectivos números cuánticos. La Figura 3.1 es un diagrama de la energía potencial en función de la separación de los núcleos de la molécula H_2 donde están representados los dos primeros niveles electrónicos y algunos de los niveles vibracionales, así como las temperaturas asociadas a los primeros niveles vibracionales del estado electrónico base. Es interesante notar que el primer estado excitado de los niveles vibracionales queda 6000 K arriba del estado molecular base y que los siguientes niveles están espaciados también por miles de grados; característica que contribuye a que la emisión H_2 sea difícil de detectar.

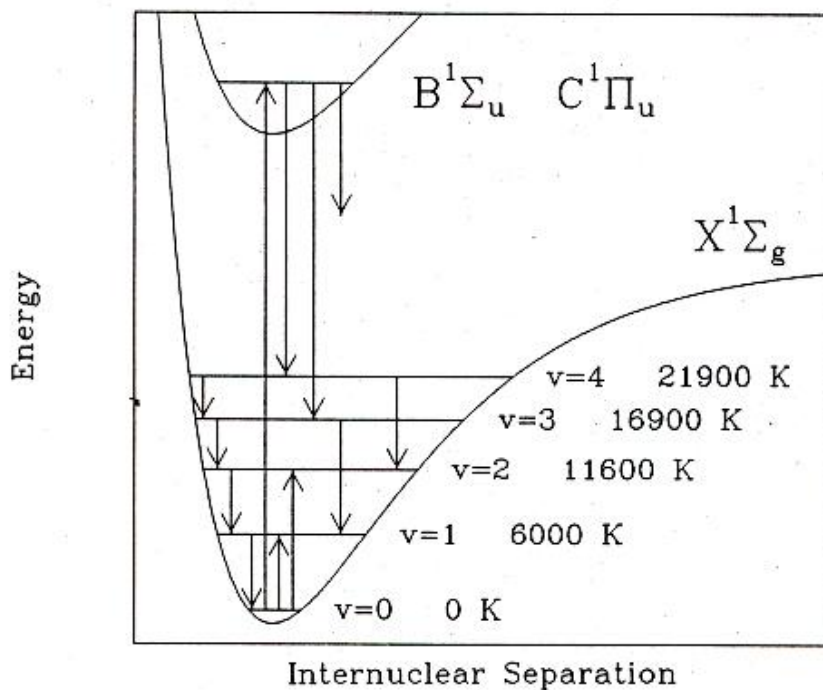


Fig. 3.1 Energía potencial de la molécula H₂ en función de la distribución interatómica y algunos de los niveles electrónicos y vibracionales (tomada de Stenberg 1988).

En la Tabla 3.1 se listan algunas de las líneas más intensas de la emisión H₂ en un espectro característico en la región de 1 a 3 μm . La notación en cada una de las líneas está dada por los números cuánticos vibracionales (v) superior e inferior, seguido de la referencia S(J), Q(J) o O(J) que se refiere a transiciones en las cuales $\Delta J = J - J'$ es igual a -2 , 0 ó 2 , respectivamente, y donde J y J' son los números cuánticos rotacionales, inferior y superior, de la transición. Así por ejemplo, la línea 1-0 S(1) a 2.12 μm se emite en una transición desde el nivel roto-vibracional $v = 1, J = 3$ al nivel $v = 0, J = 1$.

La Figura 3.2 es un espectro de la nebulosa planetaria NGC 6720 en la región del cercano IR de 2 a 2.5 μm . El espectro está dominado por líneas de H₂, también está presente la línea Br γ .

Tabla 3.1 Principales líneas de emisión de la molécula H₂ en la banda del cercano IR.

Línea	λ (μm)
3-1 S(3)	1.1854
3-1 S(2)	1.2069
8-5 Q(3)	1.2112
8-5 Q(3)	1.2143
11-7 O(3)	1.2213
4-2 S(5)	1.2258
3-1 S(1)	1.2329
2-0 Q(1)	1.2383
2-0 Q(2)	1.2420
2-0 Q(3)	1.2469
4-2 S(1)	1.3127
4-2 Q(1)	1.4027
5-3 Q(1)	1.4927
1-0 S(9)	1.6878
1-0 S(8)	1.7143
1-0 S(7)	1.7471
1-0 S(6)	1.7876
2-1 S(5)	1.9443
1-0 S(3)	1.9570
8-6 O(2)	1.9700
2-1 S(4)	2.0035
1-0 S(2)	2.0332
2-1 S(3)	2.0729
1-0 S(1)	2.1213
2-1 S(2)	2.1536
3-2 S(3)	2.2008
1-0 S(0)	2.2227
2-1 S(1)	2.2471
4-3 S(3)	2.3439
2-1 S(0)	2.3550
3-2 S(1)	2.3858
1-0 Q(1)	2.4059
1-0 Q(2)	2.4128
1-0 Q(3)	2.4231
2-1 Q(1)	2.5527
1-0 O(3)	2.8027
1-0 O(5)	3.2327

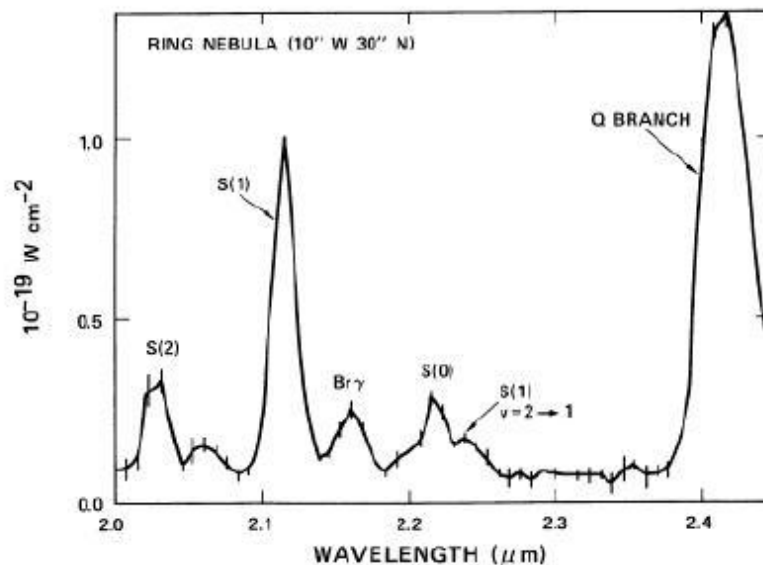


Fig. 3.2 Espectro de la nebulosa planetaria NGC 6720 (la Nebulosa del Anillo) en la región de 2 a 2.5 μm (Zuckerman y Gatley 1988).

Como se verá más adelante en este capítulo, la emisión H_2 no es una constante en todas las NPs, indagar sobre el origen de esta emisión molecular y asociarlo a alguna de las características o parámetros físicos de una NP es uno de los objetivos principales de esta tesis.

3.3 Excitación de la molécula H_2

Existen dos principales mecanismos para poblar los estados de la molécula de H_2 en el nivel vibracional $\nu = 1$ a partir del estado $\nu = 0$. La primera es por excitación colisional a altas temperaturas, que puede resultar del calentamiento del gas ya sea por el paso de un frente asociado a una onda de choque o por el “rozamiento” entre dos capas de material en movimiento. La energía de enlace de la molécula H_2 es de 4.48 eV y en algunos de estos procesos es posible que la molécula se disocie, así como también reformación de la misma. El segundo mecanismo es la excitación radiativa, vía la absorción de un fotón UV se lleva a la molécula a un estado electrónico excitado. El subsiguiente decaimiento espontáneo pue-

bla entonces los estados de excitación vibracional; este proceso es conocido como fluorescencia.

3.3.1 Excitación por choques

Cuando un gas se mueve supersónicamente en un medio se produce una onda de choque. El choque genera un frente o una superficie de discontinuidad que separa al gas en dos regiones: la zona postchoque y la zona prechoque. La acción del choque básicamente es comprimir, acelerar y calentar el gas de manera súbita, de tal forma que los valores de la densidad, velocidad y temperatura del gas tienen un cambio abrupto entre las dos zonas separadas por el frente de choque (ver Figura 3.3).

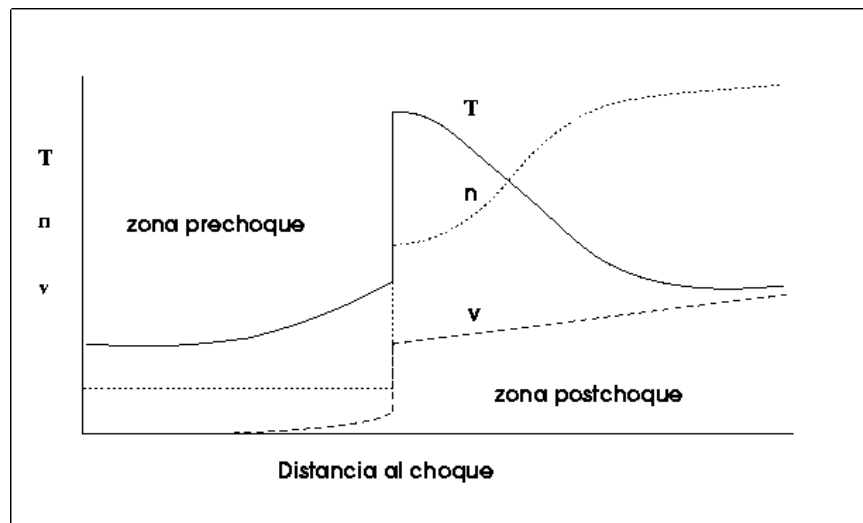


Fig 3.3 Perfil de temperatura T , densidad n y velocidad v antes y detrás de un frente de choque.

La primera detección de la emisión H_2 para un objeto astronómico se dio en la nebulosa de Orión, para esta región Kwan (1977) propuso que la emisión proviene de una región calentada por choques en un medio molecular y derivó los parámetros tales como la densidad prechoque y la velocidad del choque requeridos para dar lugar a la intensidad de la emisión observada. El modelo se basa en resolver las ecuaciones hidrodinámicas de conservación (ecuaciones de Rankine-Hugoniot o de salto) que dan las condiciones del gas delante y detrás del choque. En un sistema de referencia que se mueve con el choque las ecuaciones

que representan la conservación de masa, momento, presión y energía son, respectivamente:

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{d}{dx}(n_{H_2} u) = -n_{H_2}(n_H \xi_H + n_{H_2} \xi_{H_2}) \quad (3.5)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho u^2 + p) = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{d}{dx} \left[\rho u \left(U + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 - \frac{n_{H_2} E_{dis}}{\rho} \right) \right] = -\Lambda \quad (3.7)$$

Donde x es la coordenada de distancia medida desde el frente del choque, y u , ρ , p y U son la velocidad, densidad de masa, presión y energía interna por unidad de masa, respectivamente. En la ecuación de conservación de momento (Ec. 3.5), n_{H_2} y n_H son la densidad por número del hidrógeno molecular y atómico, respectivamente, e incluye la conversión de H_2 en H vía disociación por colisiones; ξ_H y ξ_{H_2} representan las tasas de disociación de la molécula por colisiones con átomos y otras moléculas de hidrógeno, respectivamente. En la ecuación de conservación de energía (Ec. 3.7), la energía interna U incluye la energía cinética de movimiento además de la energía de excitación rotacional de la molécula. E_{dis} es la energía perdida por disociación de la molécula y Λ es la tasa de pérdida de energía de todos los procesos, incluyendo también el enfriamiento radiativo de algunas de las transiciones roto-vibracionales.

Los valores inmediatamente detrás del choque para n_{H_2} , u , y p , que sirven como condiciones de frontera en las Ecuaciones 3.4 a 3.7 pueden ser encontrados de esas mismas ecuaciones pero suponiendo que no hay disociación o enfriamiento radiativo justo delante del choque; los cuales resultan ser:

$$\begin{aligned} n &= 6n_0 \\ u &= \frac{1}{6} V_s \\ p &= \frac{5}{6} n_0 m_H V_s^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Donde V_s es la velocidad del choque y se ha supuesto que la presión prechoque es despreciable. La Figura 3.4 muestra la solución numérica de Kwan al sistema de ecuaciones (3.4 a 3.7) donde se presenta la intensidad de la línea 1-0 S(1) a 2.12 μm como función de la velocidad del choque y de la densidad prechoque. La dependencia encontrada es:

$$n_0 \propto S_{1-0} V_s^{-1.7} . \quad (3.9)$$

De tal manera que en una región donde la excitación del H_2 es debido a un choque, la medición de estas dos cantidades da información de la densidad prechoque del gas. Otros resultados importantes de este modelo son los siguientes:

- Para velocidades de choque mayores a 24 km s^{-1} , el material molecular se disocia por completo y las líneas de emisión molecular no estarán presentes. Esto es consecuencia de que la energía de disociación de la molécula (4.48 eV) corresponde a una velocidad cinética de la molécula de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ y de que las temperaturas postchoques alcanzadas van de 5,000 a 13,000 K para velocidades del choque entre 12 y 20 km s^{-1} , respectivamente.
- La variación en intensidad de la línea 1-0 S(1) es más pronunciada para choques con velocidad entre 5-10 km s^{-1} que para velocidades mayores (ver Fig. 3.4).
- La intensidad de la línea 2-1 S(1) es menor que la correspondiente a la línea 1-0 S(1) por un factor de ocho o más. Lo cual, como se verá más adelante es una propiedad que sirve para distinguir entre una excitación por choque o una excitación por fluorescencia.

Otros trabajos que también han modelado la emisión H_2 generada por una onda de choque que se propaga en un medio molecular y con resultados comparables, son los de Hollenbach y Shull (1977) y London, McCray y Chu (1977).

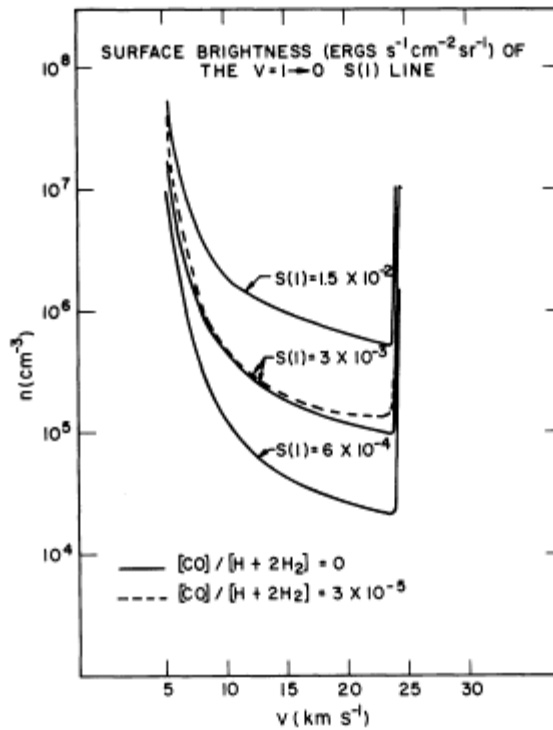


Figura 3.4 Intensidad de la línea del H₂ 1-0 S(1) a 2.12 μm como función de la velocidad del choque V_s y de la densidad prechoque n_o (Kwan 1977).

3.3.2 Excitación por fluorescencia

El segundo mecanismo para excitar los niveles vibracionales de la molécula de H₂ es vía la absorción de fotones ultravioletas (con energías de 6 a 13.6 eV o longitudes de onda de 2000 a 900 Å). Esta absorción produce la excitación de los dos primeros estados electrónicos (bandas de Lyman o Werner) después de lo cual la molécula decae espontáneamente al continuo vibracional o a los estados vibracionales ligados y posteriormente seguirá una cascada radiativa hacia el nivel $v = 0$ (ver Fig. 3.5). Las transiciones al continuo resultan en la disociación de la molécula y las transiciones a los niveles roto-vibracionales producen la emisión de líneas en longitudes de onda infrarroja.

La molécula de H₂ en regiones expuestas a la radiación de una fuente intensa de fotones UV, como puede ser el caso de una NP cuando la estrella central tiene un incremento de temperatura, absorberá estos fotones energéticos y en consecuencia será en parte disociada.

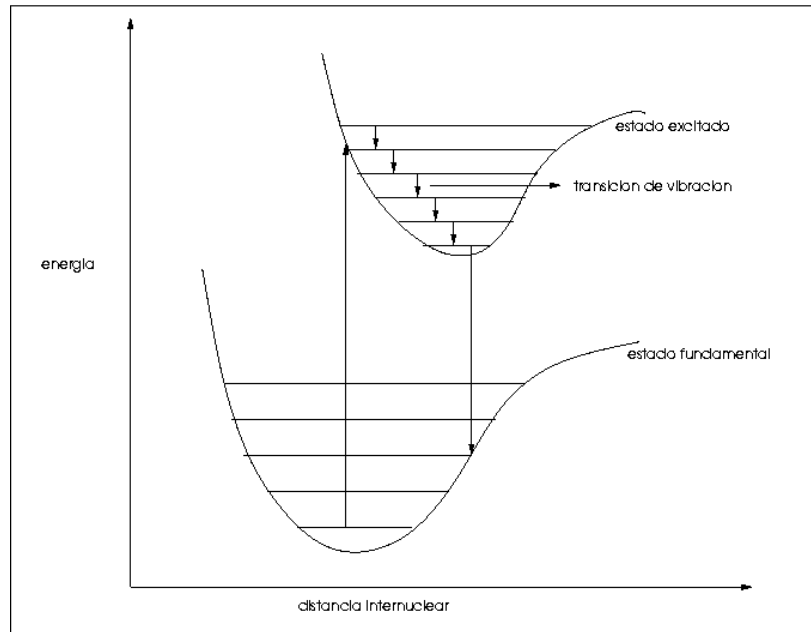


Fig. 2.5 Origen de la fluorescencia en la molécula H₂.

Las regiones donde esto sucede son llamadas de fotodisociación (PDR por sus siglas en inglés). Para la estructura de la nebulosa en función de la distancia a la estrella se espera que en la zona más cercana a la estrella el gas esté ionizado, seguido de una capa de material atómico neutro y posteriormente gas molecular. La transición entre el gas atómico neutro y el gas molecular es el frente de fotodisociación y es donde se produce la emisión H₂. Además, es posible que haya re-formación de la molécula H₂ detrás del frente. El espectro de emisión para el H₂ en una región de fotodisociación ha sido modelado por varios autores: Black y Dalgarno (1976), Shull (1978), Black y van Dishoeck (1987) y Stenberg y Dalgarno (1988). En estos modelos, la intensidad de cada línea del espectro resultante depende básicamente de cuatro parámetros: la densidad del medio molecular, la intensidad de la radiación ultravioleta, la tasa de re-formación molecular y la sección eficaz de los granos de polvo que absorben y atenúan la radiación UV incidente. De acuerdo a resultados de Black y Dalgarno, para densidades bajas del gas ($n \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) la intensidad relativa o el cociente entre las líneas de emisión es poco sensible al resto de los parámetros, mientras que la intensidad absoluta de las líneas depende críticamente de ellos. En el caso de baja

densidad, el cociente de intensidad entre las dos líneas del H_2 : $2-1 S(1) / 1-0 S(1)$ (cociente que en adelante será referido como $S_{2-1/1-0}$) tiene un valor de ~ 2 que refleja la naturaleza no termalizada del proceso y que lo distingue de una excitación colisional, donde $S_{2-1/1-0}$ tiene un valor de ~ 10 . Sin embargo, este cociente de líneas tiene una dependencia importante con la densidad del medio bajo ciertas condiciones. En los modelos de Stenberg y Dalgarno (1988), el análisis se extiende para regiones moleculares de alta densidad ($n \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$) y se encuentra que $S_{2-1/1-0}$ puede tener valores más altos (10-100); por lo que el uso de este parámetro como distinción del mecanismo de excitación no debe tomarse como contundente en el caso de regiones de alta densidad.

En general, las limitaciones que involucran el ajuste de un modelo de fluorescencia al espectro de una región en una NP es que es necesario conocer los parámetros de luminosidad de la estrella central, los cuales tienen una gran dependencia en el factor de la distancia.

3.3.3 Emisión en capas de mezcla

Si un flujo moviéndose a cierta velocidad interacciona de manera lateral con un medio molecular que lo rodea, las características de la emisión molecular pueden diferir a las de una interacción en el caso de un choque frontal. Este escenario ha sido estudiado para flujos de alta velocidad o jets de estrellas jóvenes que interaccionan con nubes moleculares, donde el jet se defleca y entra de forma casi lateral en la nube molecular, creando una capa donde el material atómico del jet y el material molecular de la nube se mezclan, y donde se generan algunas inestabilidades que pueden dar lugar a turbulencia en la zona. La estructura y la emisión atómica y molecular en estas regiones, llamadas capas de mezcla, ha sido estudiada por varios autores (v.g. Cantó y Raga 1991, Taylor y Raga 1995, Binette et al. 1999). El gas en una capa de mezcla es excitado por las colisiones de las partículas y tiene temperaturas que exceden los 10^4 K , dando lugar a la emisión molecular que estará dominada por las líneas roto-vibratoriales del H_2 ; en estos modelos sólo parte del material molecular H_2 es disociado.

En una NP la formación de una capa de mezcla se puede considerar para el caso donde tanto el gas ionizado como el molecular no se mueven de manera radial y no generan choques frontales, sino que el gas se mueve a lo largo de las paredes que forman la estructura de los lóbulos, como sucede en el modelo de Barral y Cantó (1981) para la formación de

una nebulosa bipolar a partir de la interacción de un viento estelar con un disco denso en la región ecuatorial. Sin embargo, actualmente no existe en la literatura algún modelo que trate esta situación en una NP por lo cual sería de interés abordarlo, aunque no sea el objetivo de este trabajo y se mencione aquí como una posibilidad. En particular, para los modelos de flujos estelares (Binette et al. 1999) usualmente se supone que la nube molecular está en reposo, situación diferente a la de una NP donde el material molecular, que es la eyección en la etapa de gigante roja, está en movimiento. Por otra parte, y ya que el objetivo principal de este trabajo es determinar un modelo para la cinemática del gas molecular, la información obtenida de cómo se mueve el gas pondrá de manifiesto si este es un caso posible en las NPs estudiadas.

3.4 Diagramas de diagnóstico de excitación

En la sección anterior se mencionó que el cociente entre dos líneas del H₂ de un mismo nivel vibracional presenta valores diferentes dependiendo del proceso que excitó el material molecular, por lo que es común usarlo como diagnóstico de excitación. La naturaleza térmica o no termalizada del proceso también se ve reflejada en los demás niveles del espectro y permite que estos niveles sean usados como un diagnóstico adicional. Teóricamente, la intensidad de una línea de emisión del H₂ en una transición que proviene de un estado superior, en el límite de un medio ópticamente delgado, está dado por:

$$I = \frac{h\nu}{4\pi} AN(\nu, J) = \frac{h\nu}{4\pi} AN \frac{g(J)}{Q(T)} e^{-E/kT} . \quad (3.10)$$

Donde A es la tasa de transiciones espontáneas, $N(\nu, J)$ y N son el número de moléculas de hidrógeno por cm² en el estado superior y en total, respectivamente, $g(J)$ es la degeneración del estado superior y es igual a $g(J)=(2J+1)g_s$, siendo g_s el peso estadístico de espín. $Q(T)$ es la función de partición y E es la energía asociada a la transición. En este caso, el último término de la igualdad corresponde al caso de equilibrio térmico, donde los niveles de energía están poblados por una distribución de Boltzmann (caso termalizado). Normalizando la intensidad en relación a una línea en particular I_o , que puede ser la línea correspondiente a la transición $\nu = I-0 S(I)$, la ecuación 3.10 queda como:

$$\log \left[\frac{I}{I_0} \frac{g(3)v_0A_0}{g(J)vA} \right] = \log \frac{N(v,J)}{g(J)} - \log \frac{N(1,3)}{g(3)} = -0.434 \frac{E(v,J) - E(1,3)}{kT}. \quad (3.11)$$

Donde $N(1,3)$ es el número de moléculas por cm^2 en el estado $v=1, J=3$ que es de donde se origina la transición $v = 1-0 S(1)$. La ecuación 3.11 muestra entonces que si los niveles de energía están termalizados y las líneas de emisión son ópticamente delgadas, la gráfica del logaritmo de las densidades columnares *versus* las energías será una línea recta, donde la pendiente es proporcional a la temperatura de equilibrio. Entonces, si se tiene el espectro H_2 de una región, graficar las densidades columnares a partir de las intensidades medidas de las diferentes líneas de emisión, es un método de diagnóstico para caracterizar la naturaleza de la emisión.

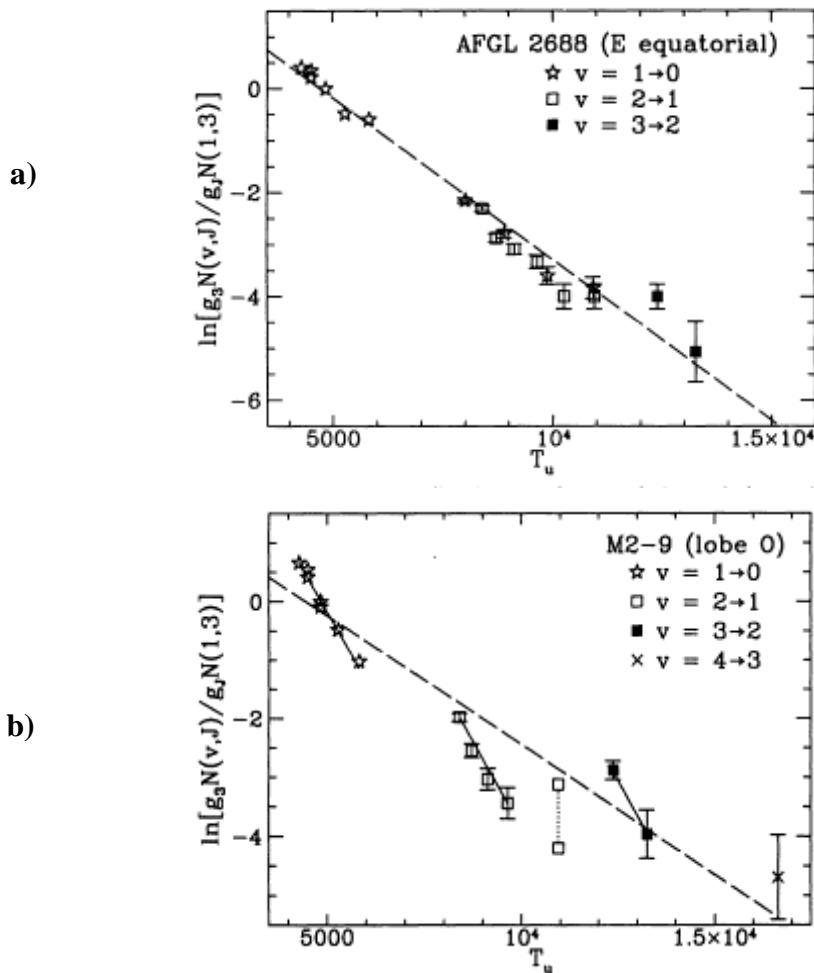


Figura 3.6 Diagrama de diagnóstico de excitación para las NPs a) AFGL 2688 y b) M2-9 (Hora y Latter, 1994).

En el caso de excitación del H_2 por colisiones (Figura 3.6a) la emisión es térmica y se espera el comportamiento descrito por la ecuación 3.11, lo cual no sucederá en una región fotodisociada de baja densidad donde se tienen diferentes pendiente para los diferentes intervalos de energía (Figura 3.6b).

3.5 H_2 en nebulosas planetarias

La primera detección de H_2 en una nebulosa planetaria fue reportada por Treffers et al. (1976) para NGC 7027. Posteriormente, Zuckerman y Gatley (1988) fueron los primeros en señalar una asociación de la emisión molecular con alguna de las características de la nebulosa: encontraron que la presencia de emisión en la línea a $2.122 \mu\text{m}$ del H_2 está asociada con la morfología bipolar y que es más común en NPs a bajas latitudes galácticas, sugiriendo que este tipo de NPs tienen progenitores masivos. Con base en observaciones de la emisión de H_2 se planteó la llamada regla de Gatley que propone que si una NP presenta emisión en la línea $1-0 S(1)$ entonces su estructura es bipolar. Sin embargo, no todas las NPs clasificadas como bipolares emiten en H_2 y además, no todas las NPs que tienen emisión H_2 tienen la apariencia bipolar, que aunque bien podría ser un efecto de la inclinación de la nebulosa, no apunta a una correlación estricta entre la morfología y la emisión molecular.

Las continuas búsquedas de la presencia de material molecular en NPs han confirmado que la emisión H_2 se detecta con mayor frecuencia en NPs bipolares, como lo muestran estudios estadísticos (Kastner et al. 1996). También se ha reportado una correlación entre el cociente de intensidad de $H_2 / Br\gamma$ con la morfología bipolar (Guerrero et al. 2000). Dicho cociente es mayor para las NPs que tienen un anillo ecuatorial bien definido que para aquellas donde no es tan marcado. Un posible escenario para explicar esta diferencia es que las clases morfológicas correspondan a diferentes estados evolutivos de las nebulosas y que la intensidad de la emisión en H_2 se incrementa con el tiempo, lo cual es en parte sustentado por el hecho de que las NPs con anillo presentan densidades menores y mayores diámetros, es decir, sugieren edades dinámicas más grandes. Otra posibilidad sugerida, en conjunto con la anterior, es que las clases de morfologías dentro de las bipolares correspondan a diferentes mecanismos de excitación del gas molecular. En este caso la fluorescencia dominaría en las etapas tempranas de las NPs y podría cambiar a una excitación por choques a medida que la NP evoluciona.

Lo anterior marca los dos puntos clave de la emisión H_2 en NPs: 1) el momento evolutivo en que se produce y la consecuente conexión con la morfología y 2) el mecanismo de excitación del gas.

Sobre en qué momento se inicia la emisión del hidrógeno molecular, Weintraub et al. (1998) han sugerido que esto ocurre en la fase de PNP, después de que la bipolaridad se ha producido, pero antes de que la estrella central alcance una temperatura suficiente como para ionizar la nebulosa. En este sentido, el entendimiento de la emisión molecular puede dar ideas importantes sobre las fases tardías de la PNP y las fases tempranas de la NP, que ayudarán a delimitar los procesos que generan las diferentes morfologías y asimetrías presentes en las NPs. Apuntando en esta dirección, García Hernández et al. (2002) estudiaron una muestra de objetos que incluye estrellas AGB tardías, estrellas post-AGB y NPs jóvenes en búsqueda también de posibles correlaciones entre el momento en que se inicia la emisión del H_2 y el estado evolutivo y/o la morfología de la nebulosa. Lo encontrado por estos autores fue que los objetos menos evolucionados no muestran evidencia de emisión en hidrógeno molecular, y más aun, tampoco ninguno de los objetos post-AGB con tipo espectral más tardío que A. En cuanto a la morfología, existen objetos bipolares en la muestra que no presentan emisión H_2 . Para este mismo estudio, apuntando ahora sobre el mecanismo excitador, y usando el típico cociente entre dos de las líneas de emisión del H_2 , se reporta que la excitación por choques parece ser el mecanismo de excitación en los objetos que muestran una morfología bipolar más extrema, para el resto de los objetos, los bajos límites de detección son ambiguos como para descartar choques o fluorescencia. Por otra parte, no hay una conexión evidente entre el mecanismo de excitación y el tipo espectral de la estrella central, aunque aquí hay que tomar en cuenta que las pérdidas de masa se pueden dar en procesos episódicos que posiblemente inducen un cambio espectral significativo.

Apuntando también al mecanismo de excitación del H_2 en NPs, existen estudios espectroscópicos que muestran que algunas NPs presentan un espectro de emisión puramente fluorescente, como es el caso de Hb 12 (Dinerstein et al. 1988) y BD +30°3639 (Shupe et al. 1998). Otros objetos, como CRL 618 muestran un espectro que parece ser la mezcla de fluorescencia y excitación colisional o por choques (Latter et al. 1992).

En los trabajos de Hora, Later y Deutsch (1999) y Lumsden (2001) se estudian los espectros de una muestra grande de NPs y lo que se encuentra es que la mayoría de los objetos

muestran evidencia de excitación por fluorescencia. Sin embargo, la gran mayoría de los objetos en estas muestras son NPs compactas, por lo que es posible que el espectro esté dominado por las regiones cercanas a la estrella central y que la emisión debida a los choques, que se localiza también en las regiones exteriores, sea enmascarada por la emisión más brillante producida por la fluorescencia.

El objetivo de esta tesis comprende el análisis de la emisión H_2 en una muestra de NPs con el fin de aportar información en el mecanismo de excitación y alguna conexión con la morfología y la evolución de la nebulosa.

3.6 La molécula de monóxido de carbono

Una manera alternativa de estudiar la distribución del H_2 a bajas temperaturas es a través de otras moléculas, como es el caso de la molécula de monóxido de carbono (CO). Aunque en esta tesis no se incluyen observaciones en CO se describirá brevemente esta emisión, la cual cuenta con las siguientes características:

- es la segunda molécula más abundante después del H_2 y como es dipolar presenta transiciones rotacionales fácilmente excitables.
- Es una molécula resistente. La energía de disociación es de ~ 11.2 eV.
- La temperatura característica de las transiciones rotacionales es del orden de la temperatura cinética de las regiones de gas molecular, por lo cual se pueden poblar fácilmente los niveles rotacionales bajos de la molécula.
- El momento dipolar eléctrico es pequeño y por lo tanto el coeficiente de emisión espontánea de las transiciones rotacionales también es pequeño, lo cual hace que las poblaciones de los niveles estén gobernadas por las colisiones con las moléculas de H_2 y no por las transiciones radiativas. Es decir, las transiciones rotacionales estarán termalizadas.

El estudio del H_2 a partir del CO implica suponer una abundancia relativa entre ambas moléculas. Esta abundancia en la Galaxia es típicamente de $[CO/H_2] \approx 1.8 \times 10^{-4}$, sin embargo es un valor que puede depender de las diversas características físicas y químicas del medio y de las diferentes poblaciones de objetos, por lo que inferir las propiedades del H_2

en términos del CO siempre introduce una incertidumbre importante en los resultados derivados.

3.7 CO en nebulosas planetarias

La primer detección de la molécula de CO en una NP fue reportada por Mufson et al (1975). En el escenario donde el gas molecular se origina en la etapa del precursor de la NP, es decir, la fase de AGB, este gas sería gradualmente disociado para posteriormente ser ionizado por la radiación de la estrella central, de tal manera que el cociente entre las masas del material molecular y el material ionizado (M_m/M_i) resultaría un indicador del estado evolutivo. Los estudios de la molécula de CO en NPs, provienen principalmente de las transiciones rotacionales $J = 1-0$ y $J = 2-1$, en longitudes de onda de radio a 115.271 y 230.538 GHz, respectivamente, que en general poseen una menor resolución que las observaciones en el IR o en el óptico. Las incertidumbres asociadas en los parámetros derivados del CO provienen de las suposiciones que se hacen:

- La profundidad óptica de la emisión: el cociente entre estas dos líneas CO 2-1/1-0 es cercano a 1 en el caso ópticamente delgado.
- La temperatura del gas.
- Abundancia y composición, como suponer que todo el C está en forma de CO, lo cual no se cumple en regiones de disociación, o como suponer que la composición será la misma para los diferentes objetos de la Galaxia.

En muchos de los casos de NPs con emisión molecular, la distribución espacial del CO es similar a la del H₂. En casos particulares como BV 5-1 (Josselin y Bachiller 2000) ambas distribuciones no son del todo coincidentes, debido probablemente a que el H₂ delimita la región externa de las condensaciones que forman un anillo y que están a mayor temperatura que el material dentro de estas condensaciones, que es el que se detecta en CO. También en esta NP y en otros casos, la velocidad de expansión del gas molecular coincide en valor con la velocidad del gas ionizado, sugiriendo que parte del material ionizado resulta de la fotoionización del material molecular, sobre todo en los casos donde la NP es evolucionada.

En la mayoría de las NPs, la emisión de CO detectada se encuentra en forma de condensaciones que delimitan un anillo (M 2-9: Zweigle et al. 1997, KJpN 8: Forveille et al. 1998, M1-16: Huggins et al. 2000) y en algunos casos, muy pocos, se encuentra emisión extendida de la región central hacia los polos (M2-9 y KJpN 8). Es muy probable que la falta de detección de CO en las zonas externas de las NPs se deba a la poca sensibilidad de los instrumentos. Encontrar esta emisión y poder medir la velocidad del gas en regiones de los halos detectados en otras longitudes o en regiones más externas, es de gran importancia pues daría información precisa sobre la velocidad del viento en la etapa de gigante roja, parámetro del cual depende la evolución de una NP y que en general se supone que tiene un valor de 5 a 10 km s⁻¹.

Capítulo 4

Selección de la muestra y observaciones

En este capítulo se reportan las observaciones realizadas para el estudio de esta tesis, con una descripción de las técnicas y equipo usado, así como del proceso de reducción de los datos obtenidos.

4.1 Instrumentación

El conjunto de observaciones comprende imágenes directas e interferogramas de Fabry-Perot de barrido en longitudes de onda de las bandas del óptico e infrarrojo. Todas las observaciones fueron realizadas en el telescopio de 2.1m del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, B.C. y fueron llevadas a cabo durante diferentes temporadas de observación entre Enero de 1998 y Diciembre del 2000.

4.2 Interferometría de Fabry-Perot de barrido

El principio de operación de un interferómetro de Fabry-Perot de barrido (IFPB) consiste en producir un patrón de interferencia a partir de un haz luminoso de una fuente que incide en el par de placas altamente reflectantes que conforman un etalón. Cuando el haz cruza una de las placas y sufre reflexiones múltiples dentro del espacio que separa las dos placas, la diferencia en el camino óptico de los rayos transmitidos generará una diferencia de fase y por tanto un patrón de interferencia. La condición de interferencia relaciona las características de la luz incidente con las del etalón de acuerdo a la siguiente relación:

$$2necosi = \lambda p \quad . \quad (4.1)$$

Donde λ es la longitud de onda de la luz, i el ángulo de incidencia del rayo, n el índice de refracción, e la separación entre las placas y p el orden de interferencia. Para una fuente difusa y extendida el patrón de interferencia serán anillos concéntricos. Una descripción más en detalle del principio de operación de un IFPB se encuentra en el Apéndice 3.

El IFPB realiza un barrido, o serie de diferentes separaciones entre las placas, sobre el intervalo espectral libre (IEL) con un número de pasos (o de canales) dados por dos veces la Finesse, debido al teorema de Nyquist (o del muestreo). Como resultado del barrido lo que se obtiene en cada observación es un cubo de datos que contienen la información espacial y espectral del objeto observado. La velocidad radial se encuentra al comparar los interferogramas de la nebulosa con los interferogramas de una fuente de calibración que en este caso es una lámpara; la velocidad radial resulta de corregir por el corrimiento Doppler.

La gran ventaja de la espectroscopía de Fabry-Perot de barrido consiste en que para cada uno de los pixeles del detector se tiene un perfil de velocidad radial vs intensidad, de tal modo que es posible conocer el valor de la velocidad radial del gas punto a punto en todo el campo cubierto por el detector y no solamente en una única dirección como es el caso de la espectroscopía de rendija larga.

4.3 Observaciones en el óptico

Las observaciones en el óptico incluyen imagen directa y espectroscopía de Fabry-Perot, y fueron realizadas con la configuración $f/7.5$ del foco Cassegrain del telescopio de 2.1m usando el interferómetro de Fabry-Perot de barrido PUMA (Rosado et al. 1995, Arias et al. 2000). El interferómetro de Fabry-Perot de barrido está ubicado en la pupila del instrumento y tiene la libertad de colocarse en el eje óptico, o deslizarse fuera de éste, con el fin de dejar el paso libre a la luz para obtener imágenes de interferogramas o imágenes directas, respectivamente. Una vista general del instrumento se muestra en la Figura 4.1. El IFPB usado es un ET-50 de Queensgate que en la línea de [NII] ($\lambda 6583 \text{ \AA}$) opera con un orden de interferencia de 329, cubriendo un rango espectral libre de 930 km s^{-1} a lo largo de un barrido de 48 pasos, lo que da una resolución espectral o diferencia de velocidad entre canal y canal de 19.4 km s^{-1} . El CCD del sistema es un Tektronix de 1024×1024 pixeles con una escala de imagen de $0.59'' \text{ píxel}^{-1}$. Las imágenes fueron adquiridas en un modo de muestreo espacial o *binning* de 2×2 en ambas direcciones, de tal modo que las imágenes resultantes tienen un formato de 512×512 pixeles, con una resolución espacial de $1.18'' \text{ píxel}^{-1}$. El campo cubierto por el detector es de $10' \times 10'$. En la modalidad de imagen directa, se adquirieron imágenes de los objetos usando los filtros de interferencia en las líneas $H\alpha$, [NII], [OIII] y [SII]; en cada caso se obtuvieron los correspondientes campos planos con imáge-

nes del cielo al atardecer. Para la modalidad de interferograma, en esta tesis solo se presentan los datos adquiridos para la línea de emisión en [NII]. Los tiempos de exposición para cada filtro en el modo de imagen directa pueden variar de objeto a objeto pero típicamente fueron de 120s. Para el caso de los interferogramas, se usaron tiempos de 60s para cada uno de los 48 canales que conforman el barrido total. La calibración se realizó tomando interferogramas para una lámpara de hidrógeno. La tabla 4.1 resume todas las características del sistema.

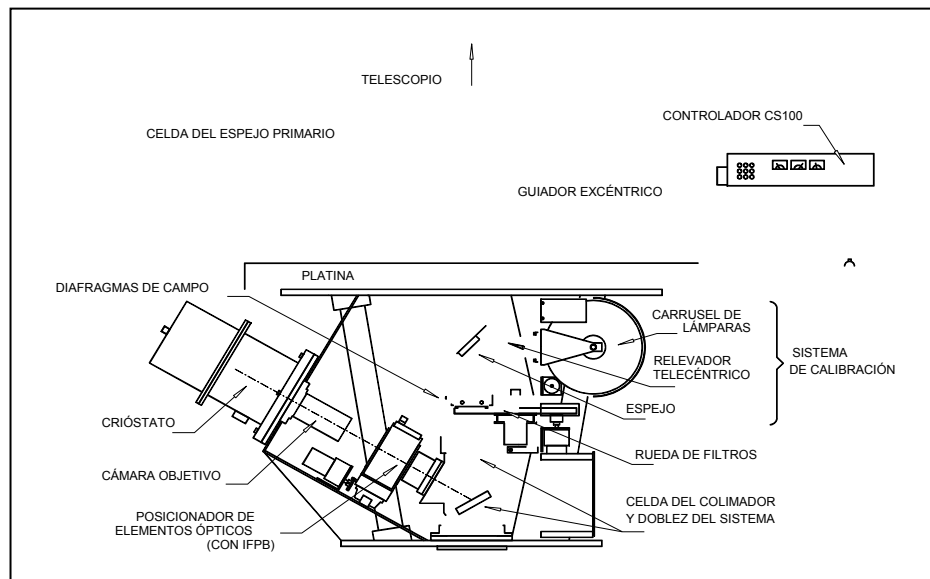


Figura 4.1 Vista general del instrumento PUMA y la ubicación de sus componentes.

4.4 Observaciones en el infrarrojo

Las observaciones infrarrojas que también incluyen imagen directa e interferometría de Fabry-Perot fueron realizadas en el telescopio de 2.1m pero en este caso en la configuración $f/13.5$ del foco Cassegrain.

4.4.1 Imagen directa

Para la modalidad de imagen directa se usó el espectrógrafo infrarrojo CAMILA (Cruz-González et al. 1994) con un arreglo bidimensional NICMOS de 256×256 píxeles. La escala de placa de este arreglo óptico es de $0.86'' \text{ pixel}^{-1}$, con lo cual se tiene un campo total de $3.6' \times 3.6'$. Los principales filtros usados fueron los correspondientes a las líneas de

hidrógeno molecular para las transiciones S(1)1-0 y S(1) 2-1 a 2122 μm y 2.248 μm , respectivamente, y el filtro correspondiente al continuo en K a 2.26 μm para poder aislar la emisión puramente de la línea. Otras imágenes fueron tomadas con los filtros [FeII] y Br γ . De acuerdo a las técnicas de observación en el infrarrojo, donde la emisión del cielo tiene una contribución importante, es necesario adquirir no solo la imagen en la región del objeto sino también del *cielo* en las regiones adyacentes, con la idea de construir un cielo promedio que pueda ser restado a las imágenes del objeto. Para esto, las imágenes directas en el infrarrojo fueron tomadas en una secuencia “de cruz”: objeto, cielo al norte, objeto, cielo al este, objeto, cielo al oeste, objeto, cielo al sur, objeto; cada paso de la secuencia con igual tiempo de exposición. Los tiempos de exposición total para objeto y cielo son variables, van desde 240s para los objetos más brillantes, hasta 600s para los objetos más débiles. La serie de campos planos con alta y baja iluminación usando el cielo también fueron obtenidos para cada filtro. Para calibración en flujo se usaron estrellas estándares del catálogo UKIRT.

4.4.2 Interferogramas

La interferometría en infrarrojo se realizó colocando un interferómetro de Fabry-Perot (un ET-50 de Queensgate optimizado en el cercano infrarrojo) en el eje óptico del espectrógrafo CAMILA, arreglo que recibe el nombre de PUMILA (Salas et al. 1999; Rosado et al. 1999). El orden de interferencia de este interferómetro en la línea del H $_2$ a 2.122 μm es de 1181. El rango libre espectral de 255 km s^{-1} se barre en 26 pasos, con una separación espectral entre canal de 9.82 km s^{-1} . La escala de placa y el campo cubierto por el detector NICMOS son los mismo que en el caso de imagen directa: 0.86'' pixel $^{-1}$ y 3.6' x 3.6', respectivamente. En el modo de interferometría infrarroja, los cubos de datos se obtienen en una secuencia de observación que consiste en alternar las imágenes del objeto y del cielo (típicamente una región a 3' en dirección al Este) para cada espaciamiento de las placas del interferómetro. La buena mecánica del telescopio permite que cada vez que el telescopio se mueve al cielo y regresa al objeto, el error de posición no exceda 1'', y por tanto no haya problemas de recentrar la imagen durante la secuencia de observación. El tiempo de exposición es de 60s por cada canal. En todos los casos, al menos un par de cubos de datos fueron obtenidos y sumados después para incrementar el cociente señal a ruido. El campo

plano obtenido para corregir por las inhomogeneidades del detector, consistió de una serie de imágenes del cielo con alta y baja iluminación para cada posición del etalón. Para la calibración en longitud de onda, se tomaron interferogramas usando una lámpara de Argón, tomando la línea a $2.1332885 \mu\text{m}$. Algunas otras características del arreglo óptico y sus componentes se presentan en la Tabla 4.1

4.5 Reducción de los datos

La reducción de los datos y el análisis de los mismos fueron realizados usando el paquete CIGALE (le Coarer et al. 1993; Arias et al. 1992) que es específico para datos de un interferómetro de Fabry-Perot de barrido, así como algunas de las tareas de IRAF y programas desarrollados en lenguaje FORTRAN.

Para las imágenes directas en el óptico se siguió el procedimiento estándar: eliminación de rayos cósmicos, sustracción del fondo instrumental o *bias* y corrección por campo plano. En el caso de las imágenes en el infrarrojo, el proceso consistió en sustraer el promedio de las diferentes regiones de cielo tomadas, corregir por campo plano y combinar las imágenes resultantes para obtener una imagen final con mayor señal a ruido.

Para los datos de interferometría, la reducción es más elaborada y sigue los siguientes pasos:

- Generar una *carta de fase* a partir de los interferogramas de calibración, la cual permitirá comparar para cada pixel la posición del máximo de emisión correspondiente a la nebulosa y a la calibración. La diferencia entre estos máximos proporciona la información sobre la velocidad radial en cada pixel.
- Obtener los *mapas de velocidad* a partir de la carta de fase. Esto es, un cubo de datos (48 o 24 imágenes en el caso óptico o infrarrojo, respectivamente) en donde cada canal tiene asociado un valor en velocidad radial y la imagen bidimensional correspondiente, tiene la información de la intensidad en cada pixel a ese valor de la velocidad.
- Extraer los *perfiles de velocidad*. Para cada pixel del campo, los valores de la intensidad a lo largo del cubo formado con los mapas de velocidad generan el perfil velocidad radial vs intensidad, lo cual permite realizar un análisis en términos del ajuste al perfil con una o más componentes de velocidad.

Tabla 4.1 Características del equipo instrumental.

Banda	OPTICO		NIR	
Modalidad	Directa	FP	Directa	FP
Instrumento	PUMA		CAMILA	PUMILA
Secundario	f/7.5		f/13.5	
Detector	CCD Tektronix		NICMOS 3	
# pixeles	1024 x 1024		256 x 256	
Binning	2 x 2		1 x 1	
Resolución espacial	1.18''		0.86''	
Campo	10' x 10'		3.6' x 3.6'	
Filtros ($\lambda_c / \Delta\lambda$)	H α (6563 / 20) Å		H ₂ S(1) 1-0 (2.122 / 0.02) μ m	
	[NII] (6583 / 10)		H ₂ S(1) 2-1 (2.248 / 0.024)	
	[SII] (6720 / 20)		Continuo K (2.26 / 0.06)	
	[OIII] (5007/10)		[FeII] (1.644 / 0.016)	
			B γ (2.166 / 0.02)	
FP		ET-50 Queensgate		ET-50 Queensgate
Orden interferencia		329		1181
Rango espectral libre		930 km s ⁻¹		255 km s ⁻¹
Resolución espectral		19.4 km s ⁻¹		9.82 km s ⁻¹
Calibración		H α (6562.78 Å)		Ar(2.1332885 μ m)
Pasos de barrido		48		24
Flujo límite (t_{exp} = 60s p/canal)		10 ⁻⁷ erg cm ⁻² s ⁻¹ arcsec ⁻²		10 ⁻⁶ erg cm ⁻² s ⁻¹ str ⁻¹

Este procedimiento se realizó para los cubos de datos obtenidos en el óptico e infrarrojo, la única diferencia entre las diferentes bandas es que en el caso infrarrojo, es necesario corregir al inicio por campo plano y restar canal a canal la emisión del cielo.

4.6 Selección de la muestra

El principal objetivo de este trabajo consistió en medir velocidades de expansión para el hidrógeno molecular en nebulosas planetarias galácticas e interpretar los resultados. El brillo superficial para NPs en la línea de emisión infrarroja a $2.12 \mu\text{m}$ es generalmente débil, y de hecho es posible que para muchos de los objetos en los cuales se ha buscado y no se ha detectado esta emisión molecular, se deba más a la falta de sensibilidad de los detectores que a la ausencia de la emisión. Debido a lo anterior, la muestra de NPs que conforman el presente trabajo en cinemática del gas molecular está limitada por tres factores: la presencia de la emisión, el tamaño angular de la nebulosa y la intensidad de la emisión. Los criterios de selección de los objetos que fueron observados y estudiados fueron los siguientes:

1. Presencia de la emisión en H_2 : basada en los catálogos que recopilan la lista de NPs donde se ha buscado y detectado la emisión (Kastner et al. 1996).
2. Tamaño angular: en la actualidad el número de NPs con emisión H_2 asciende a poco más de 60 objetos, sin embargo muchas son NPs compactas ($\Phi \leq 10''$). Dado que el interés de este trabajo fue estudiar la cinemática en busca de las diferentes componentes o regiones de una NP (anillo ecuatorial, lóbulos, halos, etc.), se eligieron únicamente NPs extendidas pero que por otra parte no excedieran el campo del detector, i.e. $1' \geq \Phi \geq 4'$.
3. Brillo superficial: el límite de sensibilidad del sistema óptico usado (PUMILA) impone una restricción importante, para detectar la emisión H_2 en un tiempo de integración total de aproximadamente 1 hr (dos cubos de datos), el brillo superficial de la nebulosa debe ser mayor que $10^{-6} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ str}^{-1}$.

Con lo anterior, la muestra resultante quedó comprendida por cinco objetos, los cuales se listan en la Tabla 4.2 donde además se incluyen los tiempos de observación usados para cada NP. En el caso de las observaciones con Fabry-Perot, son tiempos totales, es decir la suma de todos los canales.

Tabla 4.2 Objetos observados y tiempos de integración.

	NGC 2346	NGC 3132	NGC 6720	NGC 6781	NGC 7048
Imagen directa					
H α	120s	60s	120s	120s	60s
[NII]	120s	60s	120s	120s	
[SII]	120s	60s	120s	120s	
[OIII]	120s	60s	120s	120s	
H ₂ S(1) 1-0	300s	300s	300s	300s	300s
H ₂ S(1) 2-1	600s	600s	600s	600s	600s
Continuo K	120s	120s	120s	120s	120s
Fabry-Perot					
[NII]		2880s	2880s	2880s	
H ₂ S(1) 1-0	5760s	2880s	4320s	2880	1440s

Capítulo 5

Parámetros derivados de las observaciones

En este capítulo se describe en detalle los métodos usados para encontrar los parámetros y las cantidades físicas derivadas de las observaciones, resultados que serán presentados en los próximos capítulos.

5.1 Velocidades radiales

La información inicial que se obtiene a partir de los interferogramas de Fabry-Perot son los mapas de velocidad radial. Todas las velocidades reportadas en este trabajo son velocidades heliocéntricas. En los mapas se muestra el rango en velocidad radial para los cuales hay emisión de la nebulosa, lo cual proporciona una primera idea del comportamiento cinemático de la nebulosa a escala global. Por ejemplo, en el caso donde la nebulosa es axisimétrica o bipolar y el eje principal o eje polar tiene una inclinación con respecto a la línea de visión del observador, si se toma a la velocidad central o sistemática como velocidad cero, la emisión de uno de los lóbulos predominará en canales con velocidades positivas o negativas, dependiendo de si es el lóbulo más alejado o cercano al observador, respectivamente. Para el otro lóbulo, la emisión estará presente preferentemente en los canales con velocidades de signo opuesto (Fig. 5.1).

Para estudiar el movimiento o expansión del gas en nebulosas con apariencia bipolar, los perfiles se extraen de zonas localizadas a lo largo del correspondiente eje polar, considerando a éste último como el eje que pasa por las extensiones bipolares; y además, también se extraen los perfiles a lo largo de un eje perpendicular al eje polar (el eje ecuatorial). Para analizar en detalle las diferentes componentes de velocidad en cada región de la nebulosa, los perfiles se integran en un área de un cierto número de pixeles cuadrados tal que sea suficiente para incrementar la señal a ruido pero que a la vez, no se pierda la resolución espacial y que el perfil sea representativo de la región dentro de la nebulosa, es decir de la región del anillo ecuatorial o toro, o de los lóbulos, o del halo en caso de estar presente. Estos perfiles pueden presentar una o más componentes, dos usualmente.

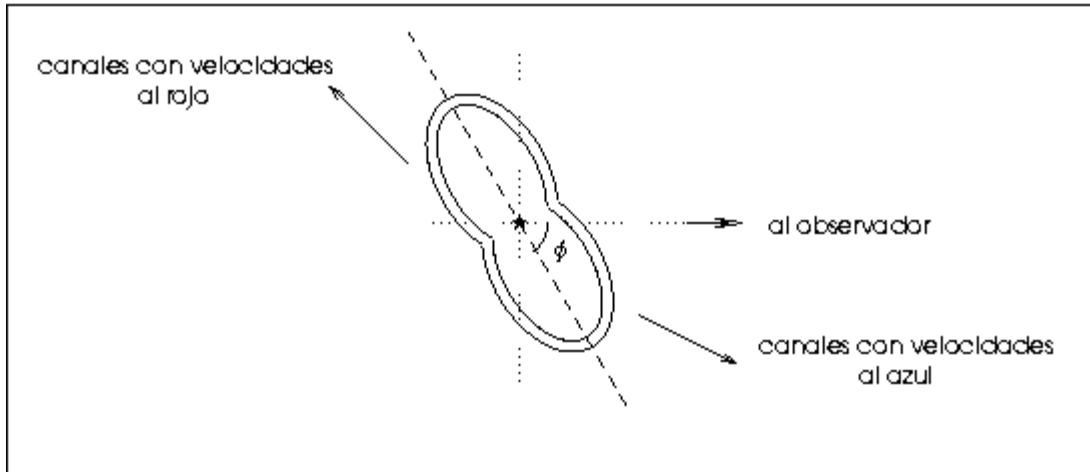


Fig. 5.1 Comportamiento cinemático para una nebulosa bipolar con el eje polar inclinado respecto a la línea del observador.

Cuando los perfiles presentan dos picos de velocidad, la velocidad radial heliocéntrica de cada componente se obtiene por un ajuste de perfiles Gaussianos (Fig. 5.2). A cada componente se le asocia una altura y un ancho a potencia media. Con la información de la velocidad radial en cada zona a lo largo de los ejes principales de la nebulosa, se construyen los diagramas de posición vs velocidad (DPV), los cuales pueden compararse con DPV teóricos que fueron generados con un programa escrito en FORTRAN a partir de cálculos analíticos con base a un modelo geométrico y una ley de expansión del gas, los cuales se describe a continuación.

5.2 Modelo geométrico y expansión del gas

Con el fin de reproducir los datos de los interferogramas y los perfiles integrados en diferentes zonas de cada una de las nebulosas planetarias, se modeló la estructura espacial y cinemática para cada objeto de la muestra. En el modelo usado para este trabajo, se ha supuesto que la nebulosa tiene simetría azimutal con respecto a la estrella central. Esto es sólo una aproximación muy general, pues en general las nebulosas presentan diferencias de brillo respecto a uno o más ejes de simetría, sin embargo, se consideró este modelo para tratar de reproducir el comportamiento cinemático de la nebulosa en términos globales.

Un parámetro fundamental es el tamaño físico de la nebulosa, pero esto es un resultado de la combinación de la extensión angular en el plano del cielo y en consecuencia de la distancia (tomada de la literatura), y del ángulo de inclinación con respecto a la línea de visión del observador, siendo esto último un parámetro del modelo.

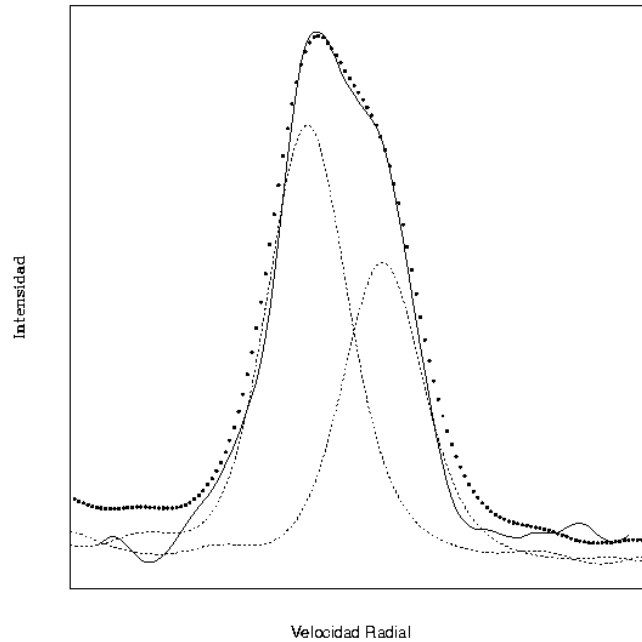


Fig 5.2 Ajuste a un perfil de velocidad mediante componentes Gaussianas. La línea continua representa el perfil de los datos observacionales. Las líneas punteadas son las componentes ajustadas y el trazo a puntos es la suma del ajuste.

Independientemente, se especifica un campo de velocidad como función de la distancia radial a la estrella central. Para la expansión del gas en la nebulosa se suponen dos casos: a) puramente radial y en dirección hacia fuera de la estrella y b) a lo largo de las paredes que determinan la estructura (Fig. 5.3). De esta manera, variando los diferentes parámetros, se pueden reproducir diferentes diagramas posición-velocidad a lo largo de cualquier eje, particularmente el eje polar. Además, suponiendo que la emisión es ópticamente delgada, lo cual es válido para el caso del H_2 , se calculan mapas de intensidad para la nebulosa a diferentes velocidades para así comparar con la emisión observada en los interferogramas.

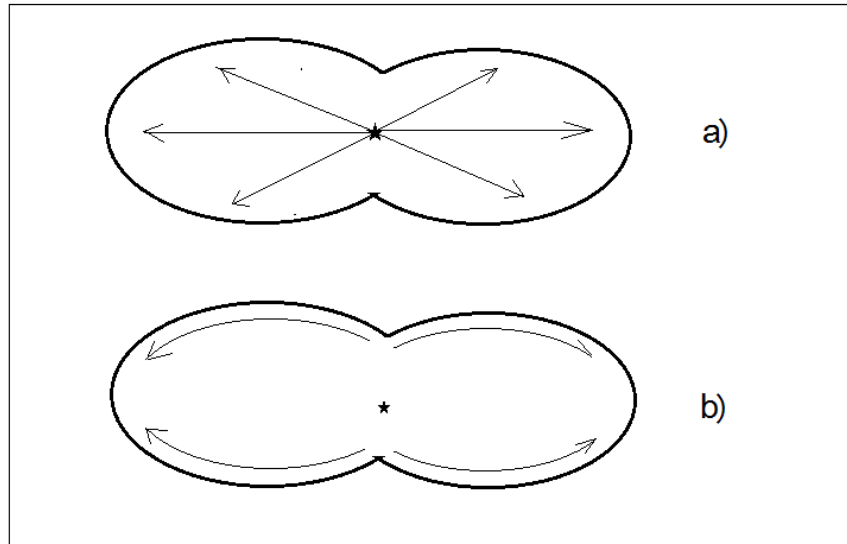


Fig. 5.3 Casos supuestos para la expansión del gas en la nebulosa: a) radial hacia afuera de la estrella, b) a lo largo de las paredes de la estructura.

Las diferentes morfologías consideradas en el modelo usado consisten en: a) un elipsoide oblatado, b) dos elipsoides superpuestos en el plano ecuatorial y c) dos conos también superpuestos (Fig. 5.4). Los casos a) y b) corresponden a las clasificaciones morfológicas de NPs elípticas y bipolares, respectivamente. El caso c) equivale a una nebulosa bipolar con un cierto ángulo de apertura para el flujo bipolar pero donde no hay evidencia de que exista o haya existido una cavidad cerrada. En los dos primeros casos, se considera además una ausencia de material en las partes extremas, es decir, los casos de cascarones cerrados o abiertos. A diferencia del caso cónico, aquí se supone que la cavidad de los lóbulos inicialmente era cerrada pero que en algún momento el cascarón se rompió o que el material molecular haya sido disociado en estas regiones.

Para tener una comparación en términos de la intensidad de la emisión en diferentes regiones de la nebulosa, se usó una ley de densidad de la forma $n \propto r^{-\beta}$, con $\beta = 0,1$ y 2 .

Los DPV que se predicen para un corte a lo largo del eje polar se muestran en la Figura 5.5 para las diferentes morfologías y leyes de velocidad consideradas. De esta figura es evidente que cada caso particular tiene un comportamiento característico en este tipo de diagramas y que resulta entonces una valiosa herramienta para el análisis de la cinemática.

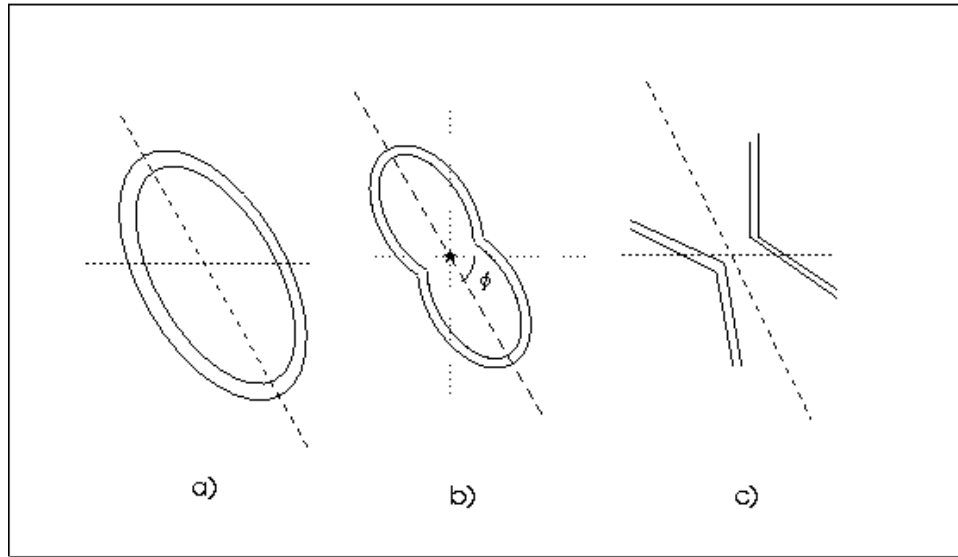


Fig. 5.4 Geometrías usadas para reproducir los datos observacionales: a) un solo elipsoide, b) dos elipsoides superpuestos y c) una estructura bicónica.

Con estos diferentes modelos de geometría tridimensional y las leyes de velocidad de expansión, para cada NP se varían todos los parámetros involucrados y el mejor ajuste será aquel que reproduzca en mayor medida las observaciones.

5.3 Masa del gas molecular

El método propuesto en este trabajo para estimar la masa del material molecular está basado en el resultado de determinar el mecanismo de excitación del H_2 a partir del diagnóstico de cocientes de líneas entre las imágenes directas en infrarrojo, que como se verá en los siguientes capítulos, para la muestra de nebulosas planetarias aquí considerada, el mecanismo de excitación principal para el H_2 parece estar dominado por el paso de ondas de choques.

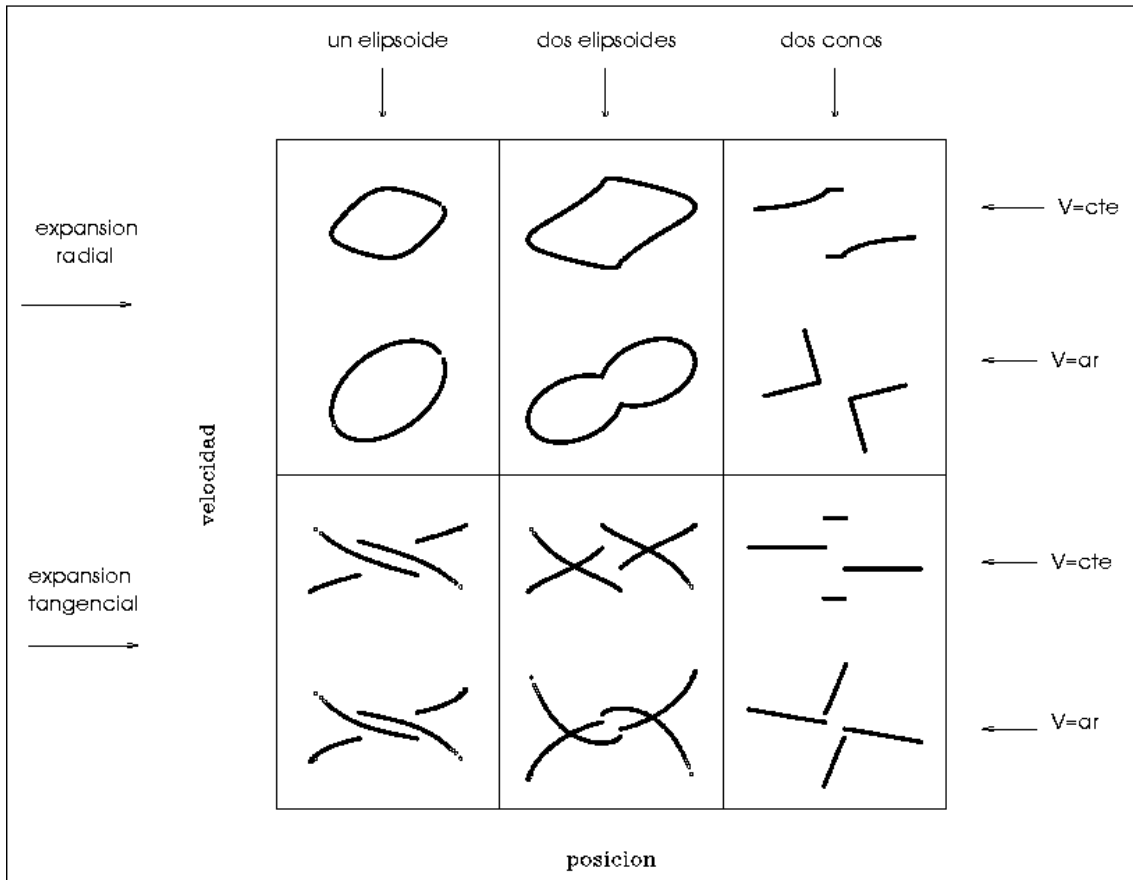


Fig. 5.5 Diagramas posición velocidad para los diferentes casos considerados. En la dirección horizontal están puestas las tres morfologías y en la dirección vertical la ley de velocidad y la dirección a lo largo de la cual es gas se mueve.

5.3.1 Masa del material chocado

En el caso en que la emisión del H_2 es debida a choques, el gas estará en equilibrio térmico y se puede entonces suponer una distribución de Boltzman para las poblaciones de los niveles atómicos. La masa del gas chocado se puede obtener entonces con la siguiente relación:

$$M(H_2) = \frac{Q(T_{ex}) e^{E/kT_{ex}} M_{H_2} F 4\pi D^2}{g_j h \nu A} \quad (5.1)$$

donde T_{ex} es la temperatura de excitación, $Q(T_{ex})$ es la función de partición, E es la energía del estado superior de la transición, ν es la frecuencia de la línea de emisión, g es el peso estadístico, A es el coeficiente de emisión espontánea, M_{H_2} es la masa de la molécula de H_2 , F es el flujo total de la línea de emisión, y D es la distancia a la nebulosa.

De la lista de parámetros incluidos en la Ecuación 5.1, solamente el flujo F es una medida de las observaciones de este trabajo, la cual se obtiene de las imágenes directas integrando la emisión en las regiones más brillantes de la nebulosa. T_{ex} se puede suponer del orden de 2000 K, que es un valor típico para el gas H_2 calentado por un choque. La distancia D para cada nebulosa se ha tomado de la literatura, y el resto de los parámetros son cantidades atómicas con valores definidos.

La masa obtenida mediante la Ecuación 5.1 corresponde solamente al gas chocado. La masa del material no chocado debe ser mucho mayor ya que sólo la región interna del cascarón de la nebulosa está siendo afectada por el choque. En la siguiente sección, se describe el método usado para el cálculo de la masa total.

5.3.2 Masa total

Para estimar la masa total del gas molecular (material chocado y no chocado) se ha usado el modelo de choques de Kwan (1977) descrito en el Capítulo 3. Este modelo establece una relación entre la velocidad del choque V_s , la densidad prechoque n_o , y la intensidad de la línea de emisión a $2.12 \mu\text{m S}(1) 1-0$. La relación encontrada por Kwan es de la forma:

$$n_o \propto S_{1-0} V_s^{-1.7}. \quad (5.2)$$

En el caso de una NP, donde de acuerdo al modelo de vientos en interacción (Capítulo 2) hay dos etapas de viento de la estrella, el cascarón de material eyectado en la etapa de viento rápido, se mueve a una velocidad V_{sh} a través de un viento lento eyectado en la etapa inicial de gigante roja. Este viento lento tiene una velocidad V_{rg} , por lo que la velocidad del choque será la velocidad relativa entre los dos movimientos: el del cascarón y el del viento lento, es decir $V_s = V_{sh} - V_{rg}$.

La velocidad del cascarón V_{sh} es un valor que resulta de las observaciones (Sección 5.1), sin embargo, la velocidad del viento en la etapa de gigante roja V_{rg} es un valor que se ha tenido que suponer en este trabajo, pues aunque en la literatura existen reportes de vientos en estrellas post AGB, con velocidades que van de acuerdo con el modelo de vientos en interacción, para la fase de nebulosa planetaria no hay mediciones de este viento residual que se esperaría encontrar en las regiones más externas de la nebulosa.

En algunos estudios es común encontrar que se considere la velocidad de expansión medida para el gas CO como característica de la velocidad del viento de gigante roja. Sin embargo, en la mayoría de los objetos donde existe medición de velocidades para el CO, los valores de expansión son muy parecidos, como se verá más adelante, a los valores de expansión reportados aquí para el H₂ y también en algunos otros casos, a la expansión del gas atómico. Pareciera entonces que las dos especies del gas (atómico y molecular) se mueven de la misma manera y que el CO no necesariamente traza el movimiento del viento de la gigante roja. Por lo anterior y a falta de un valor medido directamente para el viento de gigante roja, en los objetos de la muestra de este trabajo se han supuesto tres valores: $V_{rg} = 0$, 5 y 10 km s⁻¹. Considerar que $V_{rg} = 0$ km s⁻¹ implica suponer que el viento de la gigante roja está en reposo, lo cual es difícil de entender ya que es parte de una eyección previa con cierta velocidad, sin embargo, se ha considerado solamente a fin de imponer una cota inferior.

Con la suposición anterior para V_{rg} , se puede entonces derivar la velocidad del choque y junto con la intensidad de la línea, obtener la densidad prechoque. Una primera estimación de la masa total, una vez determinada la densidad prechoque se tiene al considerar solamente la región ecuatorial, a la cual se ha llamado *toro*, y suponiendo que este toro tiene una densidad constante con un cierto radio y espesor, dimensiones que se estiman de las imágenes.

El valor obtenido de esta manera representa una primera aproximación al suponer que la mayor cantidad se localiza en la región ecuatorial, evidencia que se pone de manifiesto en algunas de las imágenes. El suponer una densidad constante en esta zona de la nebulosa representa un límite superior de la contribución en masa de esta componente.

La estimación más detallada para la masa total, en forma molecular, se hace usando el modelo morfológico mencionado en la Sección 5.2, suponiendo además que la densidad

decrece radialmente con una ley que va como $r^{-\beta}$, con un valor para β que se ajuste a las imágenes. En este caso, también se necesita un valor para el espesor del cascarón, y este valor se toma de la imagen directa en H₂.

Los valores obtenidos para la masa de H₂ posteriormente son comparados con los valores de masas obtenidos a partir de observaciones en CO por diversos autores, y también se comparan con los valores de masa del material ionizado que han sido reportados en la literatura.

Como se mencionó en sección 2.8.2, en algunas NPs la contribución a la masa del HI puede ser comparable a la masa del gas ionizado o del gas molecular, sin embargo las NPs aquí estudiadas no se les ha detectado emisión en HI por lo que en todo caso, la masa total calculada representa un límite inferior.

Capítulo 6

Resultados de la nebulosa planetaria NGC 2346

En este capítulo se presentan los resultados del estudio cinemático para la nebulosa bipolar NGC 2346.

6.1 Generalidades y antecedentes

NGC 2346 (PNG 215.6+03.6) es una nebulosa planetaria con un sistema estelar binario en el centro, compuesto de una estrella de tipo espectral A5 (Mendez 1978) y una compañera caliente, la cual no ha sido observada directamente pero cuya presencia se infiere a partir de la alta excitación de la nebulosa y de las variaciones en brillo (ocultamientos) de la estrella brillante. En su emisión óptica, esta nebulosa tiene una morfología bipolar clásica con una zona ecuatorial compuesta de varias condensaciones brillantes y dos lóbulos filamentosos, ambos de tamaño similar. Dentro de la clasificación de Balick (1987) pertenece a las de forma de *mariposa*, de tipo *medio* de acuerdo a la proximidad relativa entre la emisión brillante y la estrella central. También dentro de la descripción morfológica, Balick hace notar que los extremos de los lóbulos son abiertos. Sin embargo, la cerradura de los lóbulos y la extensión total de la nebulosa fue mostrada por vez primera en una imagen de gran tiempo de exposición tomada en las líneas $H\alpha + [NII]$ por Walsh et al. (1991). Las dimensiones de la nebulosa óptica son de $3.1' \times 0.75'$, que equivalen a (0.6×0.15) pc a una distancia de 690 pc (Terzian 1997). Esta distancia es la que se usó en todos los cálculos de este trabajo para NGC 2346. Por otra parte, el hidrógeno molecular en NGC 2346 fue detectado por Zuckerman y Gatley (1988), quienes obtuvieron un mapa de la nebulosa en la línea de emisión para la transición $S(1) 1-0$ a $2.12 \mu m$. Posteriormente, para esa misma línea, fueron obtenidas imágenes por Kastner et al. (1994, 1996) y Latter et al. (1995). NGC 2346 también presenta emisión de CO y fue reportada inicialmente por Knapp (1986).

La emisión del gas molecular en NGC 2346 coincide espacialmente con la morfología de la emisión en el óptico y presenta dos máximos de intensidad, simétricamente al este y oeste de la estrella central, sugiriendo que el gas molecular está concentrado en una especie de

anillo o *toro* que rodea a la estrella. Existen algunos estudios de la cinemática del gas para NGC 2346 tanto para el material ionizado (Walsh 1983; Anandarao et al. 1988; Walsh et al. 1991) como para el gas molecular a partir del CO (Healy y Huggins 1988; Bachiller et al. 1989). Y también, más recientemente, Kastner y Gatley (2000) presentaron espectros de rendija larga en alta resolución para la emisión del H₂.

6.2 Imágenes directas en el óptico

En la literatura existen algunas imágenes CCD de NGC 2346, por ejemplo, Chu et al. (1987) y Balick (1987). En particular, en las imágenes presentadas por Balick, los lóbulos se detectan parcialmente y fue por ello que en su clasificación las incluyó dentro de las extremos abiertos. En una imagen publicada posteriormente por Walsh et al. (1991) se muestra que los lóbulos son elipses cerradas, sin embargo, estos autores solo presentan la emisión H α + [NII]. Las imágenes correspondientes a este trabajo, incluyen las líneas de emisión en H α , [NII], [SII] y [OIII] y aunque no revelan ninguna estructura nueva o adicional en la parte central de la nebulosa, de ellas se puede obtener la forma y extensión total de los lóbulos en las diferentes líneas de emisión, y consecuentemente, se puede derivar información acerca de las condiciones de excitación en la región de los lóbulos. En la Figura 6.1a se muestra una imagen que es la composición de la emisión en tres especies iónicas de acuerdo al siguiente código de color: rojo es [NII], verde es H α , y azul es [OIII]. La escala de intensidad es logarítmica y los niveles han sido elegidos para poder mostrar en detalle la estructura de los lóbulos. La Figura 6.1b es similar a 6.1a pero con diferente contraste para mostrar en este caso la estructura de la región central que es mucho más brillante que los lóbulos, y que tiene la apariencia de un anillo o toro inclinado rodeando a la estrella central.

De estas figuras es evidente que la emisión H α está localizada en la región central. La emisión [OIII] llena el interior de los lóbulos y también está presente dentro de la región del toro. La emisión en [NII] es la más extendida y marca la frontera externa de los lóbulos cerrados. La zona del toro central se aprecia de mejor manera en la emisión en líneas de baja excitación. En la Figura 6.1c se muestra la nebulosa en la línea de emisión de [SII], en esta línea, la emisión de más brillo se detecta en la región central o *cintura* de la nebulosa y

también en algunas condensaciones o nódulos localizados en ambos lóbulos. También se puede apreciar una emisión mucho más débil en el extremo de los lóbulos.

Las dimensiones de la nebulosa obtenidas a partir de la emisión [NII], que es la más extendida, son de $45''$ (0.15 pc) a lo largo del ecuador y $180''$ (0.60 pc) a lo largo del eje polar. El ancho o grosor del toro es de aproximadamente $15''$ (0.05 pc). Las dimensiones en pc corresponden a la distancia adoptada de 690 pc. El ángulo de posición del eje polar es de 162° . Un punto a remarcar es que en todas las líneas de emisión presentadas en la Figura 6.1, los lóbulos aparecen cerrados, situación que será tomada muy en cuenta más adelante para el cálculo de ciertos parámetros físicos.

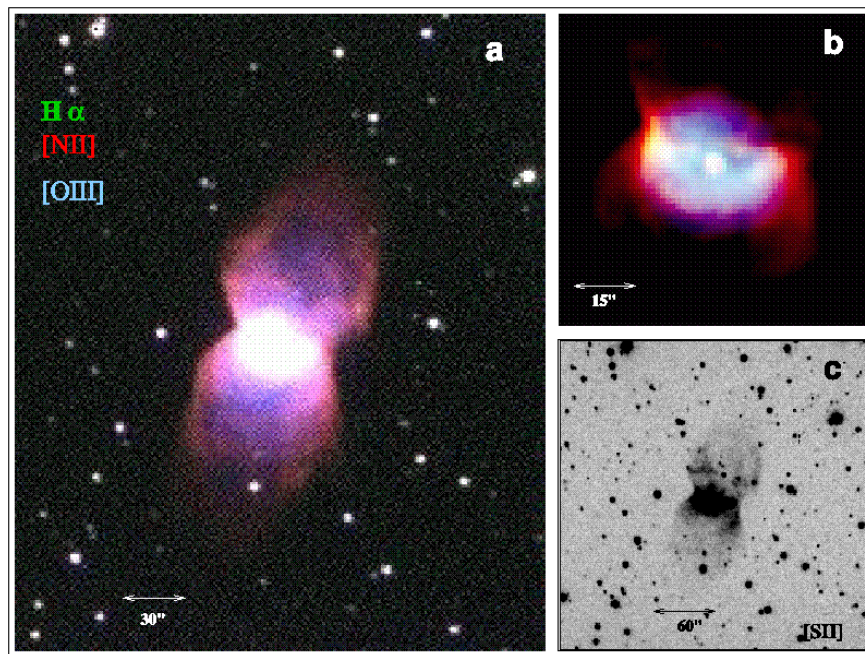


Fig. 6.1. a) Imagen compuesta con la emisión [NII] (rojo), $H\alpha$ (verde) y [OIII] (azul) para NGC 2346 en una escala logarítmica. b) Mismo que a) para la región ecuatorial en detalle. c) La nebulosa en la línea de emisión [SII]. En cada imagen está presente la escala.

6.3 Imágenes directas en el cercano infrarrojo

En la Figura 6.2 se muestran las imágenes de NGC 2346 en las líneas de emisión del hidrógeno molecular para: a) $2.12 \mu\text{m}$, transición S(1) 1-0, b) $2.248 \mu\text{m}$, transición S(1) 2-1, y c) la emisión a $2.26 \mu\text{m}$ que corresponde al continuo en la banda K. Es evidente que la emisión a $2.12 \mu\text{m}$ es la más brillante. Como ha sido mencionado anteriormente por algunos autores (Kastner et al. 1994), la emisión H_2 para NGC 2346 presenta una estructura filamentaria con la emisión más intensa localizada en la región ecuatorial y a lo largo del borde de los lóbulos.

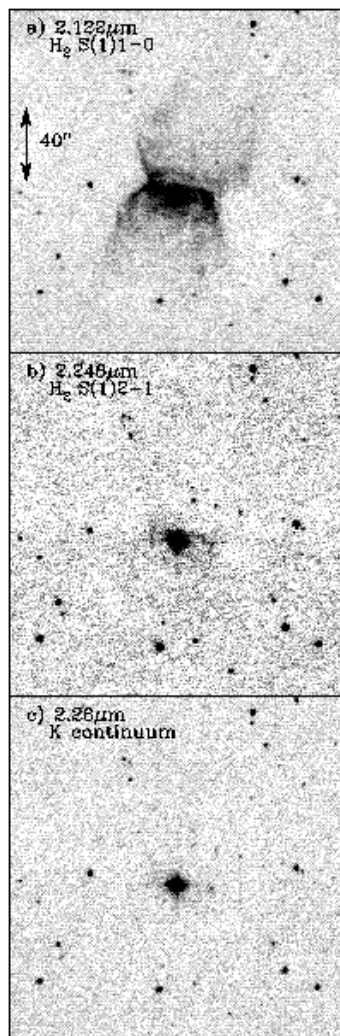


Fig. 6.2. Emisión H_2 de NGC 2346 en (a) la transición S(1) 1-0 a $2.12 \mu\text{m}$, (b) la transición S(2) 2-1 a $2.248 \mu\text{m}$, y (c) el continuo de K a $2.26 \mu\text{m}$.

La emisión en la transición S(1) 2-1 es débil y se detecta básicamente en la región interior del toro, es decir, en la misma región donde se localiza la emisión para el [OIII]. La emisión en el continuo es muy débil y en este caso no ha sido sustraída a la emisión en línea. Como se mencionó en el Capítulo 3, uno de los principales resultados para el espectro H₂ basado en los modelos de fluorescencia, es el valor de ~ 0.5 para el cociente de líneas S(1)2-1/S(1)1-0. En estas imágenes de NGC 2346, dicho cociente tiene un valor máximo de 0.15, lo cual es un primer indicio de que el principal mecanismo de excitación se debe a choques más que a fluorescencia. Como se verá en la siguiente sección, esta idea será apoyada por los resultados de la cinemática.

6.4 Cinemática del gas molecular

De los datos de Fabry-Perot para la línea a 2.12 μm del H₂, se obtuvieron los canales de velocidad que se muestran en la Figura 6.3. La emisión correspondiente al continuo no fue restada, por lo que la estrella central aparece en cada una de las imágenes. La emisión nebulosa se detecta en un intervalo de velocidades heliocéntricas que van de -12 a $+66 \text{ km s}^{-1}$. El máximo en intensidad ocurre a $+27 \text{ km s}^{-1}$, valor cercano a $+25 \text{ km s}^{-1}$ que corresponde a la velocidad radial de la estrella central medida por Mendez et al. (1978).

La emisión del lóbulo superior, hacia el norte, predomina en los canales de mayor velocidad, mientras que el lóbulo inferior predomina en los canales de menor velocidad, como se esperaría en el caso de una nebulosa bipolar cuyo eje polar está inclinado con respecto al plano del cielo o a la línea de visión del observador. En este caso, es el lóbulo sureño el que está más cercano al observador. Esta inclinación del eje polar también es evidente la Figura 6.4, donde se muestra una composición de colores tomando tres canales de velocidad consecutivos, con velocidad heliocéntrica de $+17$ (azul), $+27$ (verde), y $+37 \text{ km s}^{-1}$ (rojo).

Los mapas de velocidad de la Figura 6.3 muestran claramente el toro que rodea a la estrella central, así como también la presencia de condensaciones brillantes en la región central de la nebulosa y la estructura filamentaria de los lóbulos. De las imágenes también se puede notar que la región posterior del toro, que es la que está corrida hacia el rojo, es más brillante y más homogénea en estructura que la región que queda por delante y que está corrida al azul con respecto a la velocidad central.

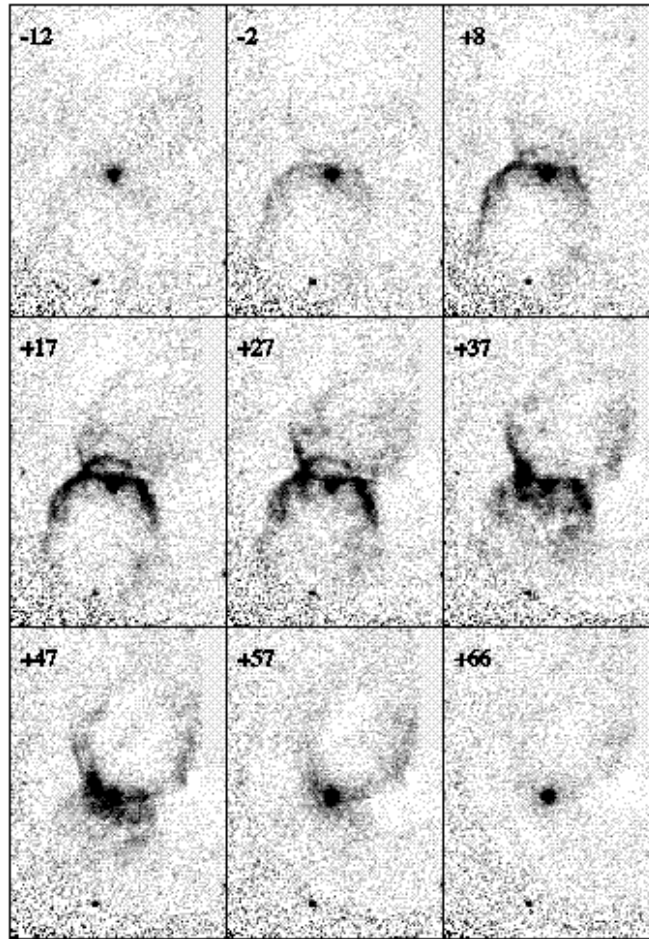


Fig. 6.3. Mapas de velocidad radial de la emisión a $2.12 \mu\text{m}$ del H_2 para NGC 2346. La velocidad heliocéntrica que aparece en cada cuadro está en unidades de kilómetros por segundo.

Una manera de calcular la inclinación de la nebulosa es suponer que el toro es una circunferencia y que por la proyección se ve como una elipse. En este caso, la inclinación del eje polar de NGC 2346 es de $\sim 70^\circ$ con respecto a la línea de visión del observador, con el lóbulo sur apuntando hacia el observador.

La Figura 6.5 muestra la imagen de NGC 2346 para uno de los mapas de velocidad y superpuesta está la figura del elipsoide que se ha ajustado a cada uno de los lóbulos. La expansión del gas se ha estudiado usando diagramas de posición velocidad (DPV) que pasan por la estrella central y perpendiculares y paralelos al eje polar.

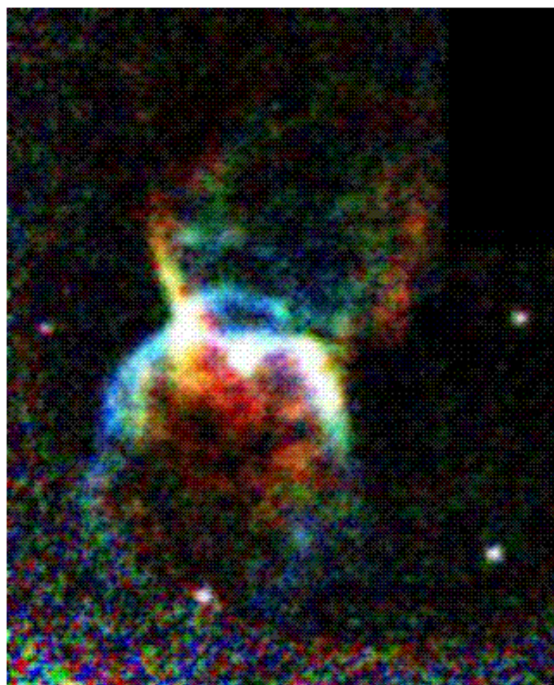


Fig. 6.4. Imagen de la emisión en H_2 a $2.12 \mu m$ para NGC 2346, compuesta con tres mapas consecutivos de velocidad. Azul es la emisión a $+17 \text{ km s}^{-1}$, verde a $+27 \text{ km s}^{-1}$ y verde a $+37 \text{ km s}^{-1}$.

Los cortes están indicados también en la figura 6.5 y los diagramas correspondientes se muestran en la figura 6.6. Los diagramas posición-velocidad para los cortes perpendiculares al eje polar (posiciones 4 a 6) muestran elipsoides de velocidad muy parecidos a los que Walsh et al. (1991) encontraron para la emisión de la nebulosa en [NII]. En este caso, la diferencia entre las velocidades más extremas es de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$, lo cual implica una velocidad de expansión de $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ sin tomar en cuenta el efecto de la inclinación del eje polar.

Para el DPV en la posición 4, que pasa al norte de la estrella, la componente de velocidad al azul es más brillante mientras que para la posición simétrica, la posición 6 al sur de la estrella, la componente en velocidad al rojo es la que es de mayor intensidad en emisión. Los cortes paralelos al eje polar (posiciones 1 a 3) no muestran elipses cerradas, pero sí se pueden distinguir las componentes de velocidad en la región cercana a la estrella central.

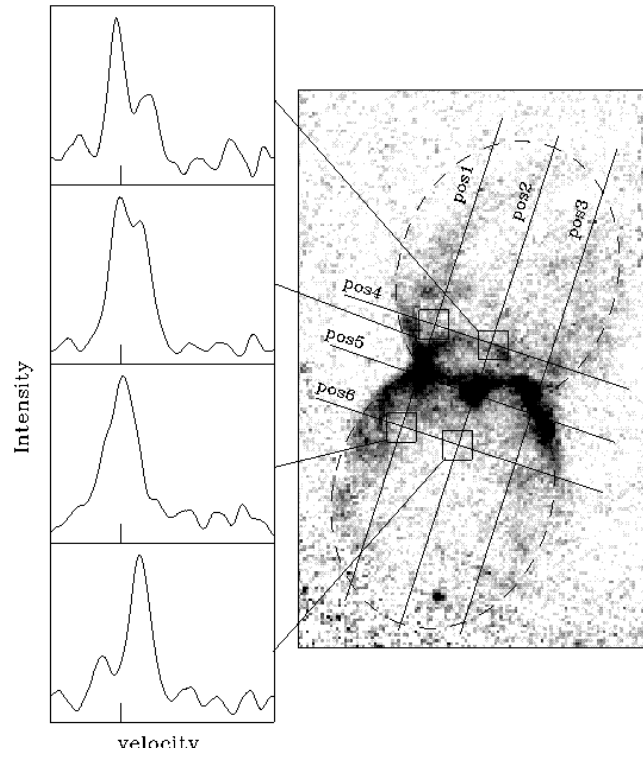


Fig. 6.5 Imagen de NGC 2346 correspondiente a la emisión del H₂ a una velocidad heliocéntrica de +27 km s⁻¹.

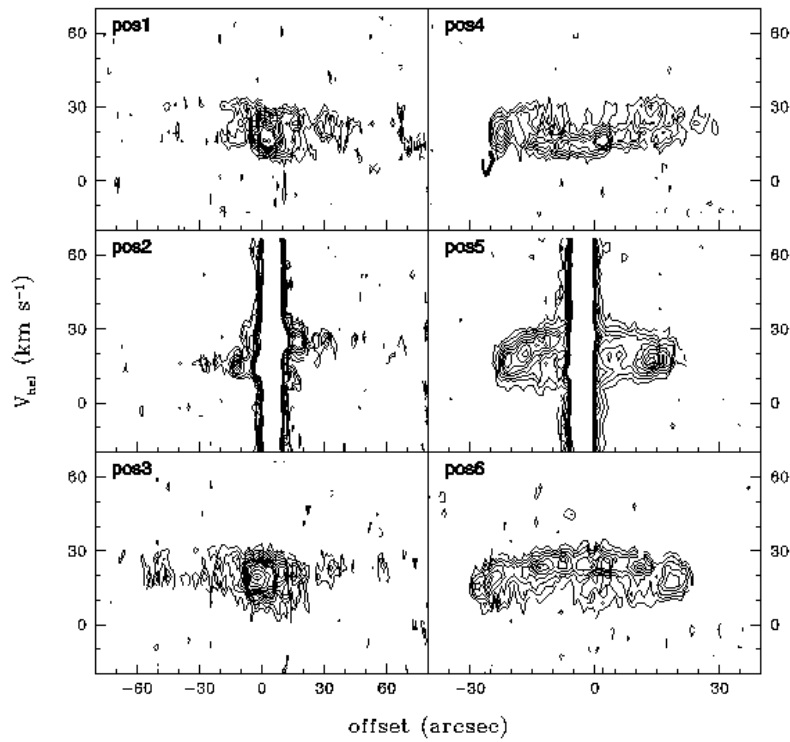


Fig. 6.6 Diagramas posición-velocidad obtenidos de los cortes mostrados en la Fig.6.5.

Para la región central de la nebulosa, Kastner y Gatley (2000) han presentado espectros de alta resolución (4 km s^{-1}) que presentan un comportamiento cinemático comparable al de este trabajo. Sin embargo, aunque la resolución en velocidad es mejor, estos autores no obtienen información para la región de los lóbulos más allá de las cercanías de la estrella central.

En la Figura 6.5 también se muestran algunos de los perfiles de velocidad integrados en regiones a lo largo de los cortes. La presencia de dos picos de velocidad corresponde a las diferentes componentes, posterior y frontal, de las cavidades bipolares. El resultado de ajustar una velocidad heliocéntrica a cada componente se muestra en las gráficas de la Figura 6.7 para cada una de las posiciones de los cortes considerados. La componente en velocidad con mayor intensidad en emisión ha sido diferenciada usando los círculos cerrados en las gráficas.

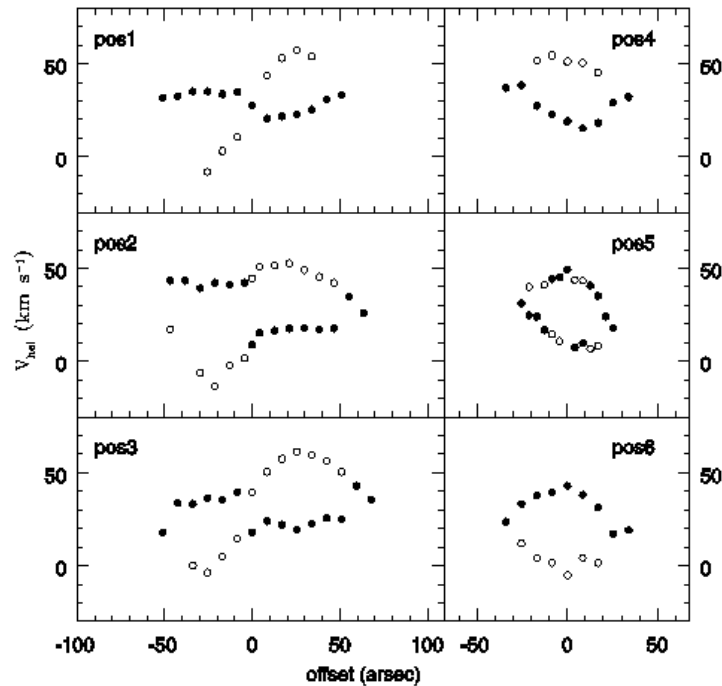


Fig. 6.7 Gráfica de las componentes de velocidad para los diagramas posición-velocidad. Los círculos rellenos y vacíos corresponden a la componente de mayor y menor intensidad, respectivamente.

6.5 Modelo geométrico

De acuerdo a lo descrito en el Capítulo 5 (Sec.2) para el ajuste de un modelo geométrico a los datos cinemáticos, para NGC 2346 se encuentra que la morfología y cinemática se reproducen de mejor manera con dos elipsoides superpuestos y una ley de velocidad radial proporcional a la distancia a la estrella central. En la Figura 6.8 se muestra la comparación entre el modelo y los datos observacionales para cortes: (a) paralelo y (b) perpendicular al eje polar, que corresponden a las posiciones 3 y 4, respectivamente, marcadas en la Figura 6.5. Para el mejor ajuste, el ángulo de inclinación del eje polar, con respecto a la línea del observador, es de 65° . El error medio de los valores en velocidad obtenidos de las observaciones comparados con los valores predicción del modelo es 6 km s^{-1} .

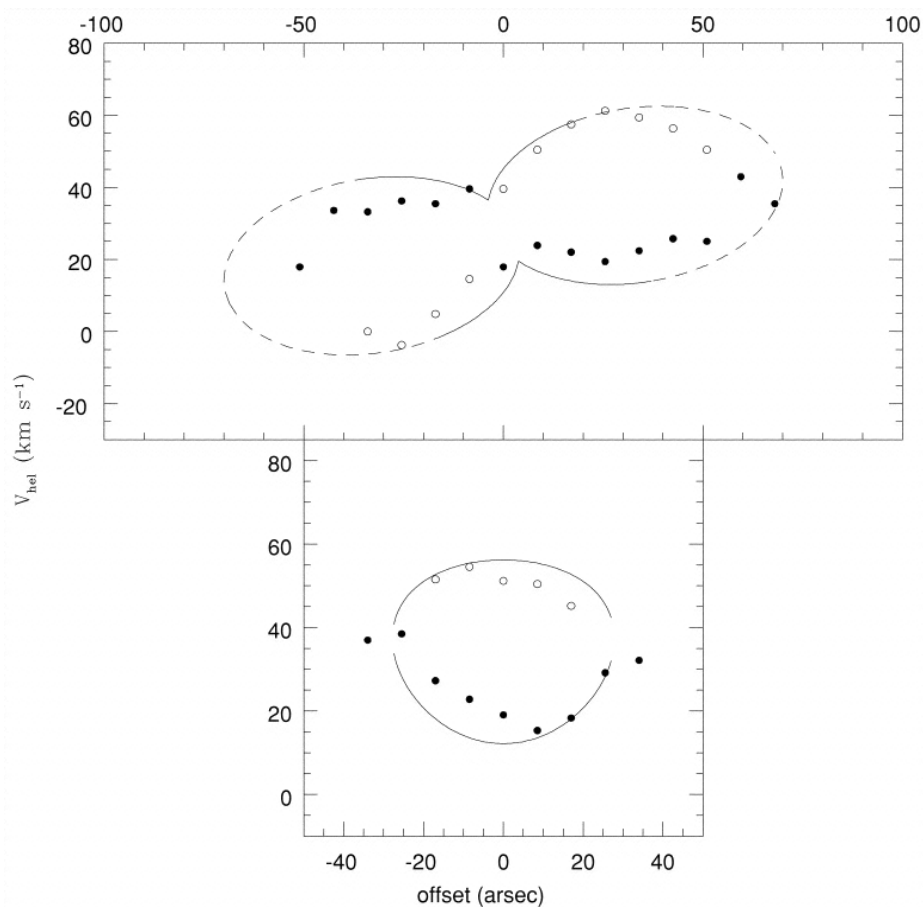


Fig. 6.8 Diagramas posición-velocidad para la emisión H_2 en NGC 2346 en cortes a lo largo del eje polar (arriba) y del eje ecuatorial (abajo). Los puntos son los datos observacionales y la línea continua corresponde al modelo ajustado.

Con la suposición de esta estructura geométrica y cinemática, la expansión del toro en H_2 es de $\sim 16 \text{ km s}^{-1}$, una vez que se corrige por los efectos de proyección debido a la inclinación del eje polar. Para las regiones externas en los lóbulos, el gas H_2 alcanza velocidades de $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores de velocidad son comparables con lo reportado previamente para el [NII] donde el toro se expande a una velocidad de 12 km s^{-1} , y en el extremo de los lóbulos el gas se mueve a 50 km s^{-1} . Estas velocidades de expansión resultan ser supersónicas y por tanto implican choques hasta de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$, de tal forma que se esperaría que en las regiones más alejadas de la estrella central, el choque disocie a la molécula de H_2 y que no se detecte emisión.

En la Figura 6.8 también se ha marcado con línea punteada, aquellas regiones donde la velocidad del choque excede el límite de disociación. Como se ha explicado anteriormente, la velocidad del choque se considera como la velocidad relativa entre la velocidad de expansión y la velocidad del viento en la etapa de gigante roja (asumiendo 10 km s^{-1} en este caso). Como se puede apreciar, hay emisión H_2 detectada para la región de los lóbulos, más allá de los límites de disociación, lo cual implicaría la posible acción de choques tipo C (i.e., la presencia de un campo magnético importante) donde la molécula no se disocia por completo, otra posibilidad es la re-formación de la molécula detrás de la onda de choque.

Otro resultado interesante de las observaciones de NGC 2346 es la discontinuidad en velocidad de la componente más brillante a lo largo del eje polar: al sur de la estrella la componente de mayor velocidad es la más intensa en emisión, mientras que al norte de la estrella, la componente de menor velocidad es la más brillante (ver Fig. 6.7), la diferencia en brillo es de 30-50%. Este comportamiento ha sido señalado también para los perfiles de la emisión en [NII] por Walsh (1983). Una posibilidad que no se debe excluir es que NGC 2346 presente una simetría de punto, pero existen también otras posibles explicaciones para este comportamiento. Anandarao et al. (1988) sugirieron para NGC 2346 una geometría bicónica (correspondiente al caso c) mostrado en la Fig. 5.4) con el gas uniformemente distribuido a lo largo de las paredes. En este escenario, la discontinuidad sería el resultado de una diferencia en volúmenes, por unidad de ángulo sólido, que se subtienden a lo largo de la línea de visión. Otra posible explicación es una diferencia intrínseca en densidad de las dos

componentes. Debido a la inclinación de la nebulosa, los puntos en que los lóbulos intersecan a la línea de visión están a diferentes distancias de la estrella central, y si los lóbulos no tienen una densidad uniforme, se reflejará en la intensidad de las diferentes componentes de velocidad. En el trabajo cinemático de Walsh et al. (1991), se muestra que para la emisión [NII] una variación de la intensidad con la distancia de la forma r^{-2} reproduce el contraste de emisión entre la región ecuatorial y los lóbulos. Para el modelo geométrico de este trabajo, donde el toro está integrado a los elipsoides, se necesita también una ley de densidad para reproducir la diferencia de brillo en las diferentes componentes. Aquí se trató de derivar una ley de densidad, y para esto se calculó el flujo integrado de cada componente de velocidad suponiendo que provienen de diferentes distancias a la estrella central debido a la inclinación de la nebulosa. Sin embargo, el cociente señal a ruido de la componente menos intensa en brillo es en general muy débil, lo cual imposibilitó un resultado.

En consecuencia, se ha supuesto para el resto de los cálculos una ley de densidad que va como r^{-2} , sustentada también en los trabajos de Pascoli (1990) que muestran que para nebulosas planetarias, la dependencia radial de la densidad es una ley de potencias de la forma $n_e \propto r^{-\beta/2}$ con β un número entre 0 y 2. Más aún, dado que la velocidad se incrementa linealmente con r , una ley r^{-2} para la densidad asegura el equilibrio de presión del gas en los cascarones de forma elipsoidal. Lo cual además soporta el hecho de que los lóbulos estén aún cerrados.

6.6 Masa del gas molecular

Siguiendo el método de la estimación de la masa molecular a partir de la emisión H_2 en la línea a $2.12 \mu\text{m}$ descrito en el capítulo de obtención de parámetros, para NGC 2346 la emisión integrada en la nebulosa es de $2.8 \times 10^{11} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Con esto la masa del gas chocado resultante es de $1.29 \times 10^4 M_{\odot}$. Suponiendo los valores de 0, 5 y 10 km s^{-1} para la velocidad del viento en la etapa de gigante roja, la velocidad del choque en el toro, donde la expansión es de 18 km s^{-1} , es de 6, 11, ó 16 km s^{-1} . El brillo superficial en la región del toro es de $6.25 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, y por tanto la densidad prechoque en esa región es de $(0.3, 0.7, \text{ ó } 1.7) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Suponer una densidad de $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ implicaría que el viento previo de gigante roja está en reposo al menos en el ecuador, lo cual es difícil de entender ya que el toro se eyecta a

cierta velocidad. Por otra parte, ese valor de densidad, que es comparable al reportado por Bachiller et al. (1989) para el gas CO, corresponde a suponer una temperatura del gas de cerca de 50 K. Sin embargo, una densidad de $1.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, también se puede derivar a partir de las observaciones en CO si se considera una temperatura de 10 K, pero es de suponerse que en la proximidad de una estrella caliente, como lo es el núcleo de una nebulosa planetaria, el gas molecular se calienta más allá de los 10 K. De tal modo que hay diferentes razones para descartar los valores extremos de la densidad prechoque y decir que el valor intermedio, $7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, es el más razonable. Para este valor de densidad y tomando un radio del toro de 0.06 pc y un ancho de 0.033 pc, y suponiendo una densidad constante, la masa del toro es de $0.6 M_{\odot}$.

Si se considera ahora la geometría total del modelo y la ley de densidad r^{-2} , la masa total es de $0.8 M_{\odot}$. Los valores correspondientes al tomar los otros dos valores extremos para la densidad son: 0.34 y $1.85 M_{\odot}$. La masa queda distribuida de la siguiente manera: 75% se concentra en el toro y 25% en los lóbulos. Para los lóbulos se ha supuesto un espesor del cascarón de 0.034 pc (a partir de la imagen en la línea del H_2). Esta estimación en masa puede ser comparada con otras estimaciones previas, por una parte resulta ser mucho mayor que la masa del gas ionizado: $0.01 M_{\odot}$ (Walsh 1983); y por otra parte es mayor por un factor de 8 al valor reportado para la masa del gas molecular en base de las observaciones en CO: $0.1 M_{\odot}$ (Bachiller et al. 1989). Es importante notar que la masa a partir de la molécula de CO fue obtenida de la emisión detectada únicamente en el toro y además, tomando en cuenta solo siete condensaciones, por lo que es razonable que el valor obtenido en este trabajo resulte mayor, ya que se ha considerado una estructura homogénea y sobre todo, la contribución de toda la extensión de los lóbulos.

NGC 2346 es una nebulosa planetaria de tipo I, lo cual junto con la morfología bipolar la sitúa dentro del grupo de NPs con estrellas progenitoras más masivas que las de otras NPs con morfologías elípticas o esféricas. La masa total de la envolvente junto con la masa del remanente estelar impone un límite inferior en el valor inicial de la masa de la estrella antes de que ésta inicie la etapa de pérdida de masa vía vientos estelares, es decir, la masa con la cual la estrella abandona la secuencia principal. Sobre esto, se discutirá más adelante.

El resumen de los parámetros obtenidos para NGC 2346 se presenta en la Tabla 6.1.

Tabla 6.1 Parámetros del ajuste a NGC 2346.

Brillo Superficial ^a S(1) 1-0	$6.25 \cdot 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$
Angulo de inclinación	65°
$V_{\text{sh}} \text{ H}_2$ (en el ecuador)	16 km s^{-1}
Distancia	690 pc
Dimensión ecuatorial	0.15 pc
Dimensión polar	0.6 pc
Espesor del cascarón	0.033 pc
Densidad H_2 prechoque n_o	$7.0 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$
Masa H_2	$0.8 M_\odot$

Capítulo 7

Resultados de la nebulosa planetaria NGC 6781

En este capítulo se presentan los resultados del estudio cinemático en emisión atómica ([NII]) y molecular (H_2) para la nebulosa planetaria NGC 6781.

7.1 Generalidades y antecedentes

Por la emisión en el óptico NGC 6781 (PNG 041.8-02.9) fue clasificada por Balick (1987) como una nebulosa en forma de *mariposa*. A diferencia de NGC 2346, esta nebulosa no presenta una bipolaridad extrema, la apariencia es la de un anillo en forma de “U” y con emisión difusa más allá de la región brillante. La forma en “U” se debe a una asimetría en la dirección norte-sur, siendo más brillante la emisión que se localiza en la zona sur que la emisión en la parte norte del anillo. La emisión tiene el máximo de intensidad en las partes este y oeste del anillo. El anillo que no es circular sino elíptico, tiene un tamaño de $120'' \times 109''$, equivalentes a $0.60 \text{ pc} \times 0.42 \text{ pc}$ a una distancia de 800 pc (Acker, 1978), distancia que será considerada en adelante para todos los parámetros derivados en este trabajo. En la región externa la emisión es más débil que en el anillo y tiene la apariencia de dos lóbulos simétricos, con una extensión angular de $180''$ a lo largo de un eje con ángulo de posición de $\sim 70^\circ$. Para esta nebulosa no existe una información detallada de la cinemática en las líneas de emisión del óptico. Dentro de los catálogos de velocidades de expansión, se le reporta con un valor de 12 km s^{-1} para la emisión en [OIII].

La distribución de la emisión molecular en NGC 6781 para el CO y H_2 ha sido reportada por Zuckerman et al. (1990) y Kastner et al. (1994), respectivamente. Los primeros autores señalan que la emisión CO se localiza en regiones externas a donde la emisión H_2 es máxima. En un estudio de la estructura cinemática para la envoltura de CO, Bachiller et al. (1993) miden una velocidad de expansión de 14.5 km s^{-1} , que resulta ser comparable al

valor del material ionizado. La masa estimada para esta envoltura molecular a partir de la emisión CO es de $0.11 M_{\odot}$

7.2 Imágenes directas en el óptico

La Figura 7.1 muestra una imagen de NGC 6781 compuesta por la emisión de tres diferentes especies atómicas con el código usado de colores: rojo es emisión [NII], verde H α y azul [OIII], en una escala de niveles logarítmica. Estas imágenes fueron obtenidas con el sistema óptico PUMA en su modo de imagen directa, de acuerdo a lo descrito en el Capítulo 4 referente a las observaciones. La emisión más extendida es la correspondiente al [NII] y es donde se manifiesta la presencia de un halo no esférico. El gas de este halo se extiende en dirección de un eje a un ángulo de posición de $\sim 70^{\circ}$ a manera de dos lóbulos simétricos.

En la Figura 7.2 se muestra la nebulosa en la emisión [NII] con cuatro diferentes contrastes donde se aprecia en detalle la estructura bipolar más allá del anillo principal. Se puede notar que hay al menos tres ejes respecto de los cuales se presenta simetría en la emisión. En una de las imágenes estos ejes han sido marcados con los índices E1 a E3. El otro eje marcado en la figura: E4, corresponde al eje perpendicular a E2, siendo este último el eje que pasa los dos lóbulos principales y que en adelante será considerado como el eje polar.



Fig. 7.1 Imagen compuesta con la emisión [NII] (rojo), H α (verde) y [OIII] (azul) para NGC 6781.

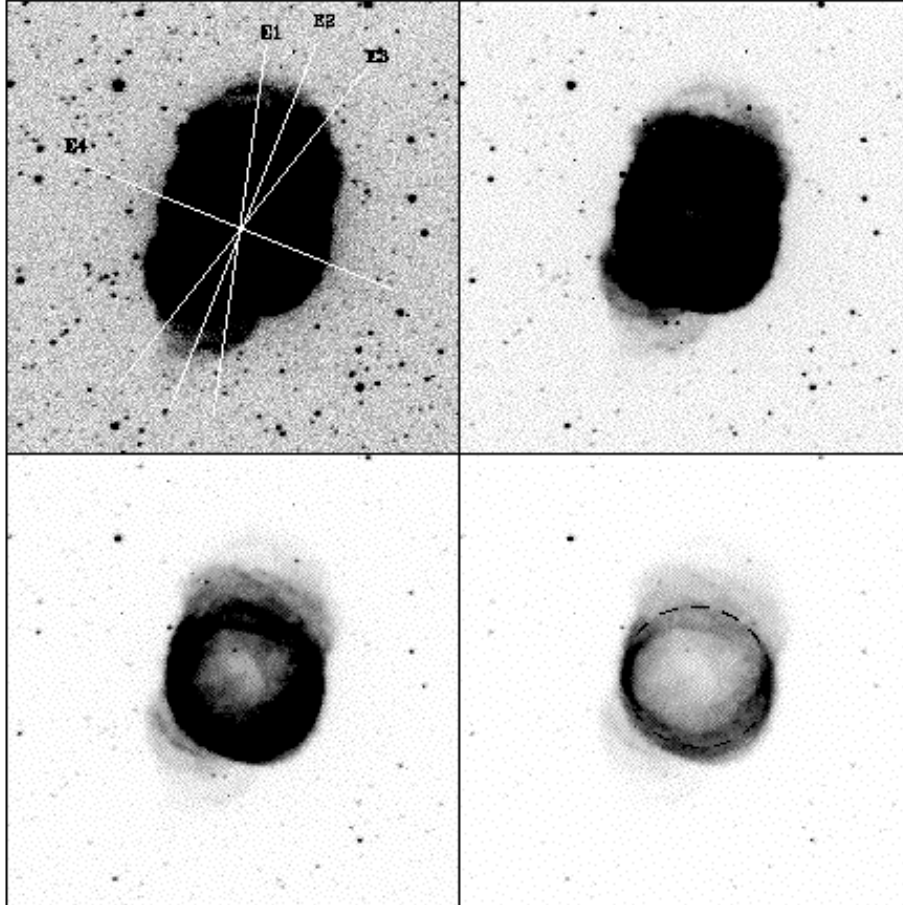


Fig. 7.2 Imágenes de NGC 6781 en la línea de emisión de [NII] a diferentes contrastes de intensidad. E1 a E4 indican los ejes de simetría descritos en el texto. En el panel inferior derecho está marcado el ajuste geométrico del anillo principal.

El cruce de los ejes coincide con la posición de la estrella central. Sobre la imagen de menor contraste se ha marcado un ajuste geométrico al anillo principal, el cual a su vez pareciera ser la superposición de dos anillos. El ajuste corresponde a una elipse con semieje mayor igual a 60'' (0.6 pc) y a lo largo del eje E4. El semieje menor de la elipse tiene una dimensión de 52'' (0.45 pc). Si la elipse es el resultado de un anillo circular visto en pro-

yección, la inclinación correspondiente sería tal que la normal al plano del anillo forma un ángulo de $\sim 25^\circ$ con respecto a la línea en dirección al observador.

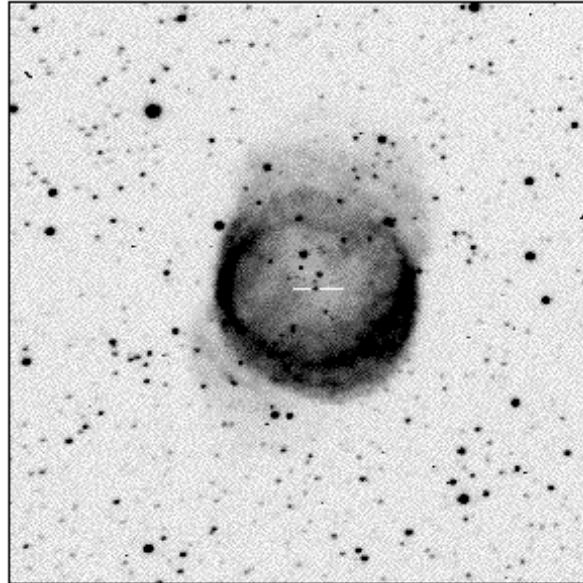


Fig. 7.3 Imagen de NGC 6781 en la línea de emisión de [SII]. Las pequeñas líneas en blanco señalan la posición de la estrella central.

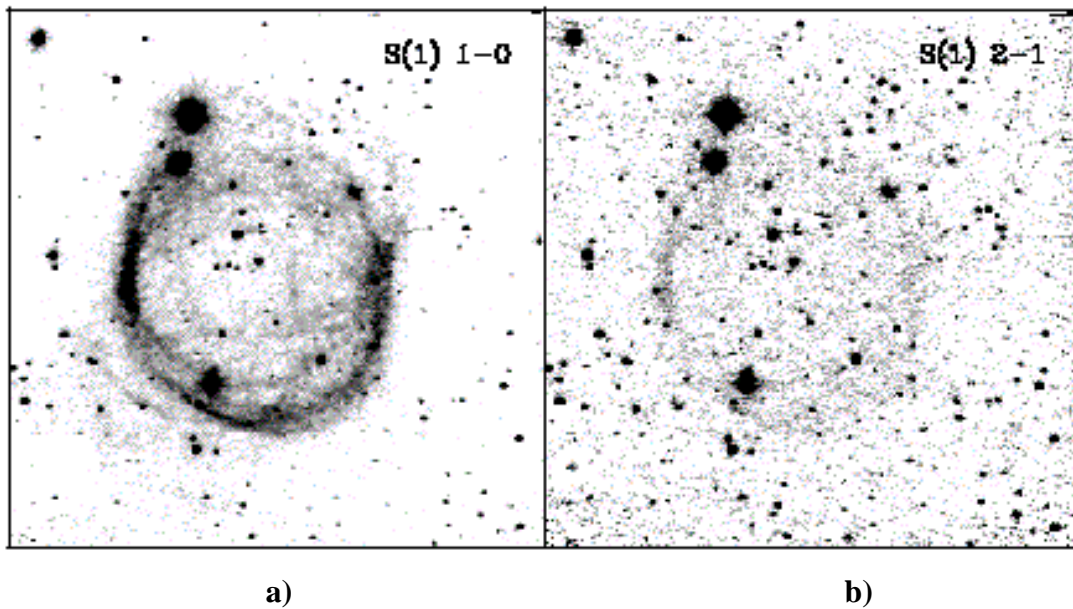


Fig. 7.4 Imagen de NGC 6781 en la emisión de las transiciones: a) S(1) 1-0 a $2.122 \mu\text{m}$ y b) S(1) 2-1 a $2.248 \mu\text{m}$.

En la Figura 7.3 se presenta la emisión de la nebulosa en la línea de [SII], esta emisión es la más débil y se localiza básicamente en el anillo principal y en la parte del lóbulo noroeste. La posición de la estrella central está señalada sobre la figura.

7.3 Imágenes directas en el cercano infrarrojo

La Figura 7.4 muestra las imágenes directas de NGC 6781 que se obtuvieron con el espectrógrafo CAMILA en las líneas de emisión del hidrógeno molecular en las siguientes longitudes de onda: a) $2.122 \mu\text{m}$ y b) $2.248 \mu\text{m}$, que corresponden a las transiciones S(1) 1-0 y S(1) 2-1 respectivamente. La emisión a $2.248 \mu\text{m}$, que es la más débil, solo se detecta en la región del anillo. Como parte del proceso de reducción, a estas imágenes se les ha restado la emisión de continuo, pero este es otro caso donde la emisión de la nebulosa en continuo es prácticamente nula. Para fines de comparación, en la Figura 7.5 los isocontornos de emisión en la línea de H_2 a $2.122 \mu\text{m}$ se superponen a una imagen de la emisión en [NII]. Esta última figura muestra que la emisión molecular sigue la distribución del material ionizado en la región del anillo y se extiende a un radio ligeramente mayor. En dirección de los lóbulos, el material molecular también está presente en arcos de emisión muy tenue. En las regiones del anillo, donde la emisión es más intensa, el cociente entre las líneas de las dos transiciones del hidrógeno molecular, S(1)2-1/S(1)1-0 tiene un valor máximo de 0.15. Este valor sugiere que la excitación del gas molecular es producida por colisiones y muy probablemente por choques. En el caso de excitación por un campo de radiación ultravioleta proveniente de la estrella central, el valor esperado para el cociente de las dos líneas es de 0.5 (Capítulo 3).

7.4 Cinemática del gas ionizado y molecular

En la Figura 7.6 se presenta la emisión de NGC6781 a diferentes velocidades radiales (canales de velocidad) que se obtuvieron con los datos de Fabry-Perot para a) el gas ionizado: [NII] y b) el gas molecular: H_2 S(1)1-0. La emisión de la nebulosa se detecta en varios de los canales de velocidad, para el H_2 los canales tienen velocidades heliocéntricas desde -85 hasta -17 km s^{-1} . En el caso de la línea [NII] para la cual la nebulosa es altamente brillante, el rango de velocidades donde se detecta emisión va desde -104 hasta -9 km s^{-1} .

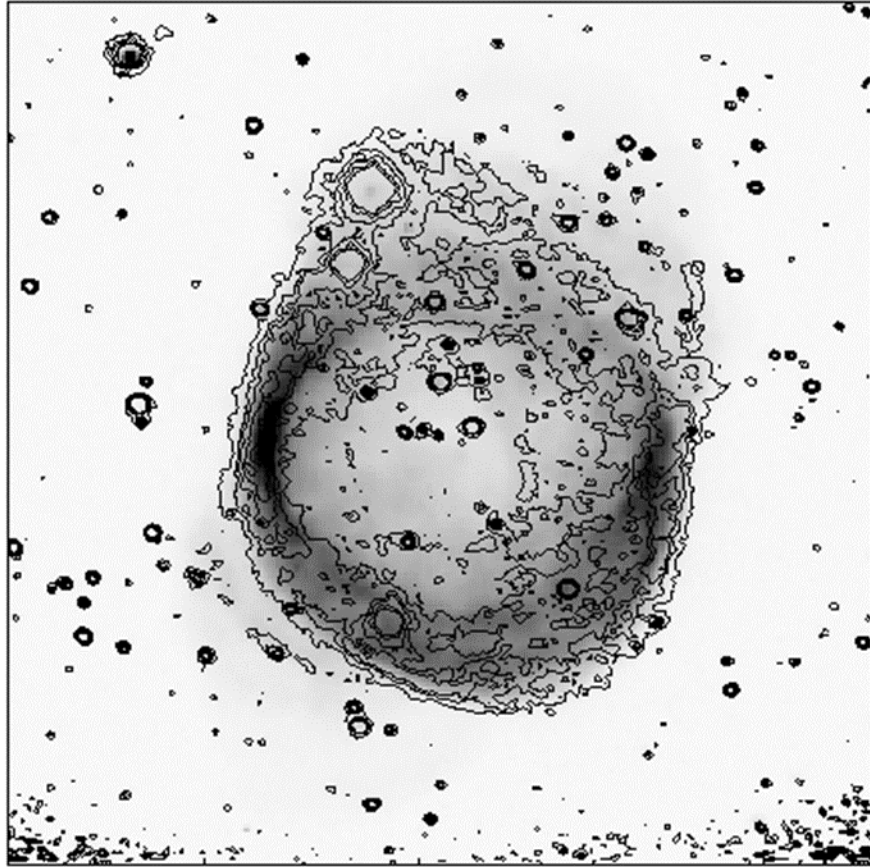


Fig. 7.5 Imagen de NGC 6781 en la emisión de [NII]. Superpuestos están los isocontornos de la emisión H₂ a 2.122 μm .

Dado que la separación de velocidad entre dos canales consecutivos en [NII] es aproximadamente el doble que para el H₂, es posible hacer la comparación considerando los canales a las siguientes velocidades heliocéntricas: -85, -66, -47 y -27 km s^{-1} . De esta comparación se encuentra que el material molecular sigue en gran medida el comportamiento del gas ionizado; para las velocidades más extremas, tanto hacia el azul como hacia el rojo, la emisión está presente en zonas más cercanas a la estrella central, mientras que para el gas a velocidades intermedias, la emisión se concentra en un anillo casi circular. El valor intermedio de la velocidad corresponde entonces a la velocidad sistémica de la nebulosa. Este comportamiento es el mismo que se ha encontrado para la emisión molecular en CO (Bachiller et. al. 1993).

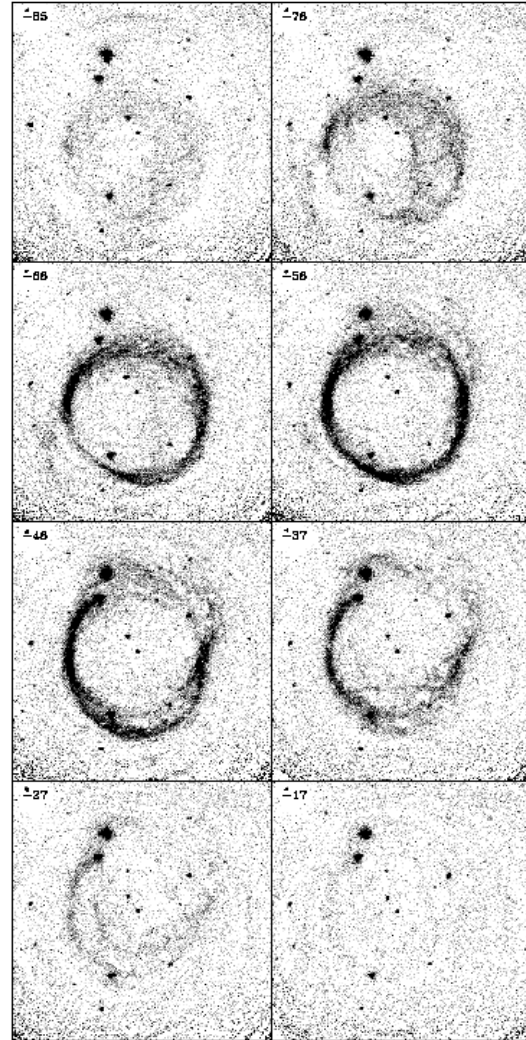
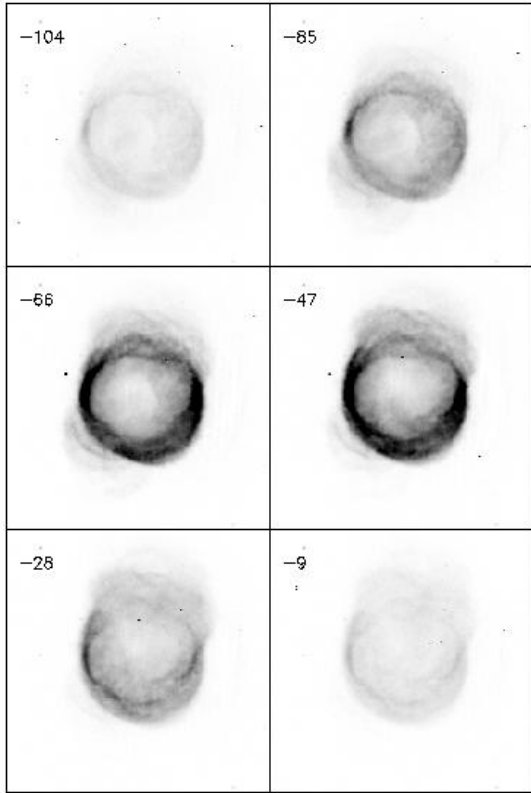
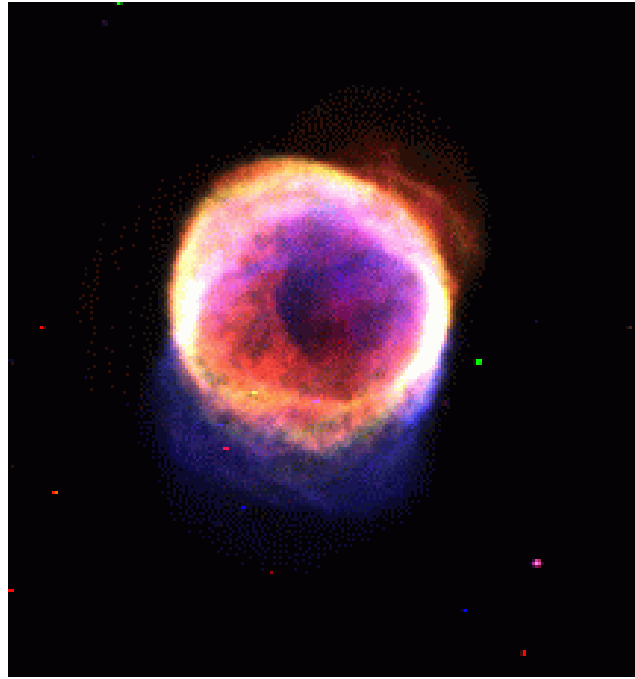


Fig. 7.6 NGC 6781 a diferentes velocidades heliocéntricas para la emisión de a) gas atómico [NII] y b) gas molecular H₂ a 2.122 μm .

En la Figura 7.7 se muestran imágenes compuestas de tres colores tomando canales de dos velocidades extremas además de la velocidad central (Fig. 7.6) para [NII] y los correspondientes para el H₂. En estas imágenes se puede diferenciar la distribución espacial del gas para cada una de las velocidades consideradas. El lóbulo al noroeste, donde el anillo está abierto (canal a -56 km s⁻¹) predomina en velocidades más al rojo, mientras que el lóbulo al sureste en velocidades más al azul. Esto puede interpretarse como que la nebulosa bipolar tiene el eje polar inclinado respecto a la línea de visión, el lóbulo sureste sería el más cercano al observador; y de hecho, en la composición de diferentes velocidades para el gas atómico esto es particularmente notorio: la emisión en la velocidad codificada con el color azul parece quedar por delante del anillo de mayor brillo y la emisión en la velocidad codificada con el color rojo parece quedar por detrás del anillo. Para analizar en detalle la estructura bipolar de NGC 6781, se obtuvieron los perfiles de velocidad radial en las diferentes regiones de la nebulosa. En la Figura 7.8 se muestran las imágenes de NGC 6781 correspondientes a la emisión de: a) [NII] y b) H₂ a velocidades heliocéntricas de -66 y -46 km s⁻¹ respectivamente. Sobre estas imágenes se muestran los perfiles de velocidades radiales obtenidos. La posición del perfil sobre la imagen corresponde a la región de la nebulosa sobre la cual el perfil fue integrado.

Debido a la menor resolución espectral de los datos en [NII] (~19 km s⁻¹) con respecto a los del H₂ (~9 km s⁻¹), la mayoría de los perfiles en [NII] no presentan un claro desdoblamiento, sin embargo en muchos casos el perfil es asimétrico e indicativo de la presencia de más de una componente de velocidad. En la dirección del centro, donde la diferencia de velocidad entre las dos componentes del gas es máxima, las dos componentes de velocidad son evidentes. En el caso del H₂ la emisión en el centro es muy débil, pero en la zona del anillo y de los lóbulos, muchos de los perfiles muestran desdoblamiento. Cuando los perfiles presentan dos picos de velocidad, la velocidad radial heliocéntrica de cada componente se obtiene por un ajuste de perfiles Gaussianos.

a)



b)

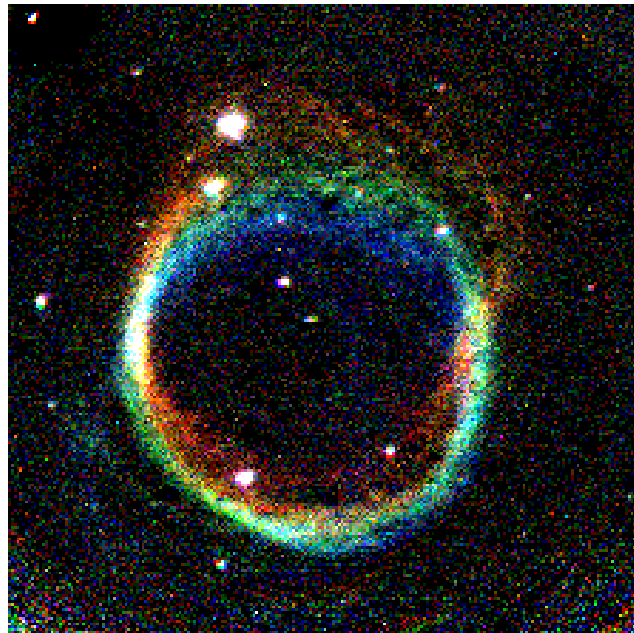


Fig. 7.7 Imágenes de NGC 6781 compuestas de tres diferentes velocidades heliocéntricas de la emisión para: a) el gas atómico [NII] y b) el gas molecular H₂ a 2.122 μm .

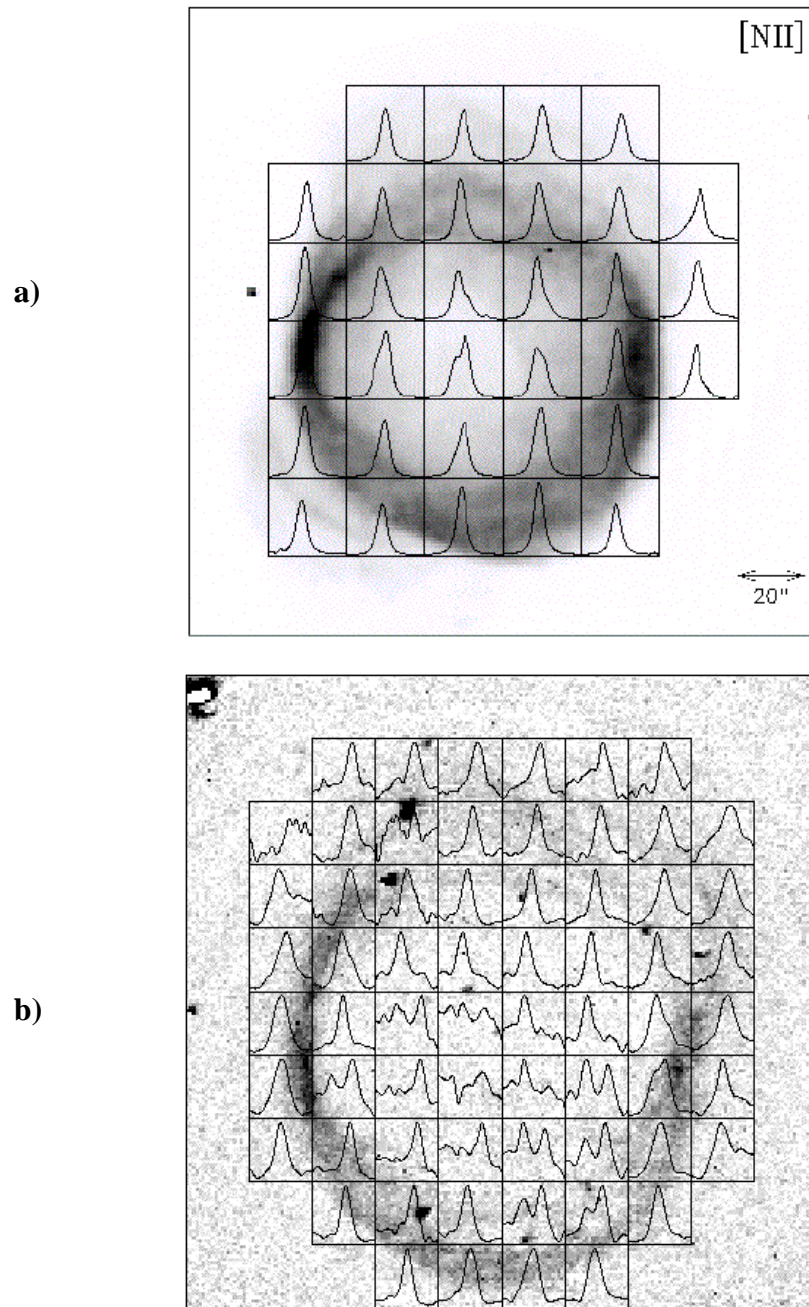


Fig. 7.8 Imagen de NGC 6781 con los perfiles de velocidad radial integrados para: a) el gas ionizado [NII] y b) el gas molecular H₂ a 2.122 μm .

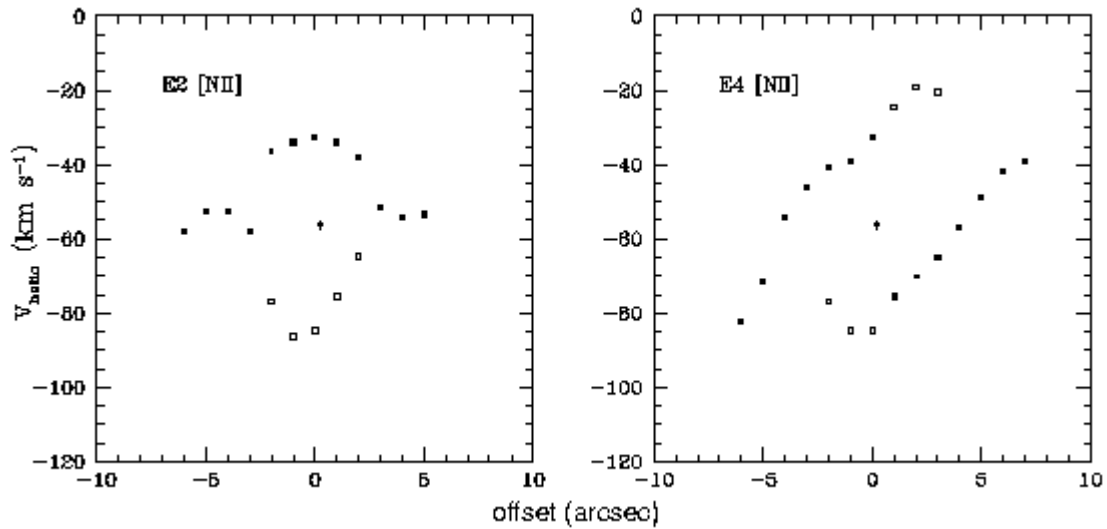


Fig. 7.9 Diagramas de posición-velocidad para los cortes E2 (eje ecuatorial) y E4 (eje polar) para el gas ionizado [NII].

Para estudiar la expansión del gas en la nebulosa se tomó el ajuste de las componentes de velocidad radial para los perfiles de zonas localizadas a lo largo del eje polar (considerando a este último como el eje que pasa por las extensiones bipolares) y también los perfiles a lo largo de un eje perpendicular al eje polar (E2 y E4 en Fig. 7.2, respectivamente). Los diagramas de posición-velocidad (DPV) para la emisión [NII] de estos dos cortes se muestran en la Figura 7.9.

En los DsPV correspondientes al corte perpendicular al eje polar (E4), el comportamiento es el de un cascarón en expansión con el gas moviéndose de forma radial, la separación máxima de velocidad, que ocurre en la región de la estrella central es de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ en el caso de la emisión en [NII], para el H_2 esta diferencia en velocidades es ligeramente mayor $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$. Para los DPVs a lo largo del eje polar, el comportamiento difiere del de un cascarón esférico y refleja la morfología más compleja de la nebulosa, como se verá en la siguiente sección.

7.5 Modelo geométrico

Con el fin de reproducir las imágenes y perfiles de NGC 6781, se ha modelado la estructura espacial y cinemática de la nebulosa como se ha descrito anteriormente en el Capítulo 5. Una suposición principal es la simetría azimutal con la estrella en el centro, que en este caso en particular es sólo una aproximación muy general, pues el rompimiento del anillo en la parte norte y la diferencia de brillo en diferentes regiones claramente muestra que no hay una única simetría de estructura. Sin embargo, como se mencionó antes, se usó este modelo para tratar de reproducir el comportamiento cinemático de la nebulosa en términos generales. Como en el caso de NGC 2346 (Capítulo 6) y con base en los DsPV a lo largo del eje polar (ver Fig. 5.4), la expansión de la nebulosa se supone puramente radial, y en dirección hacia afuera de la estrella.

Suponiendo que la emisión es ópticamente delgada, como es el caso del H_2 , primeramente se calcularon mapas de intensidad de la nebulosa para tener una idea de la proyección en el plano del cielo y poder comparar en términos de la intensidad de la emisión para diferentes regiones de la nebulosa, usando como se ha mencionado anteriormente, una ley de densidad de la forma $n \propto r^\beta$, con $\beta = 0, 1$ y 2 . Para NGC 6781 las dos morfologías consideradas fueron un elipsoide oblató y dos elipsoides superpuestos (ver Figura 5.3). En ambos casos, se consideró además la posibilidad de ausencia de material en las partes extremas, es decir, los casos de cascarones cerrados o abiertos. Los resultados de los diferentes modelos se muestran en la Figura 7.10.

Aunque un solo elipsoide puede reproducir la emisión del anillo principal, la ventaja del modelo bipolar es que además de la presencia de un anillo central dado por la región de superposición de los elipsoides, se reproduce también la emisión en las partes externas del anillo que corresponden en este caso a los dos lóbulos. La diferencia entre una geometría abierta o cerrada se ve reflejada en el contraste de emisión entre el anillo y las partes externas e interior del anillo. El bajo brillo superficial en las imágenes de H_2 para la región interior al anillo hace difícil una comparación del modelo con lo observado, pero las imágenes de [NII] parecen ajustarse mejor a un caso de geometría abierta.

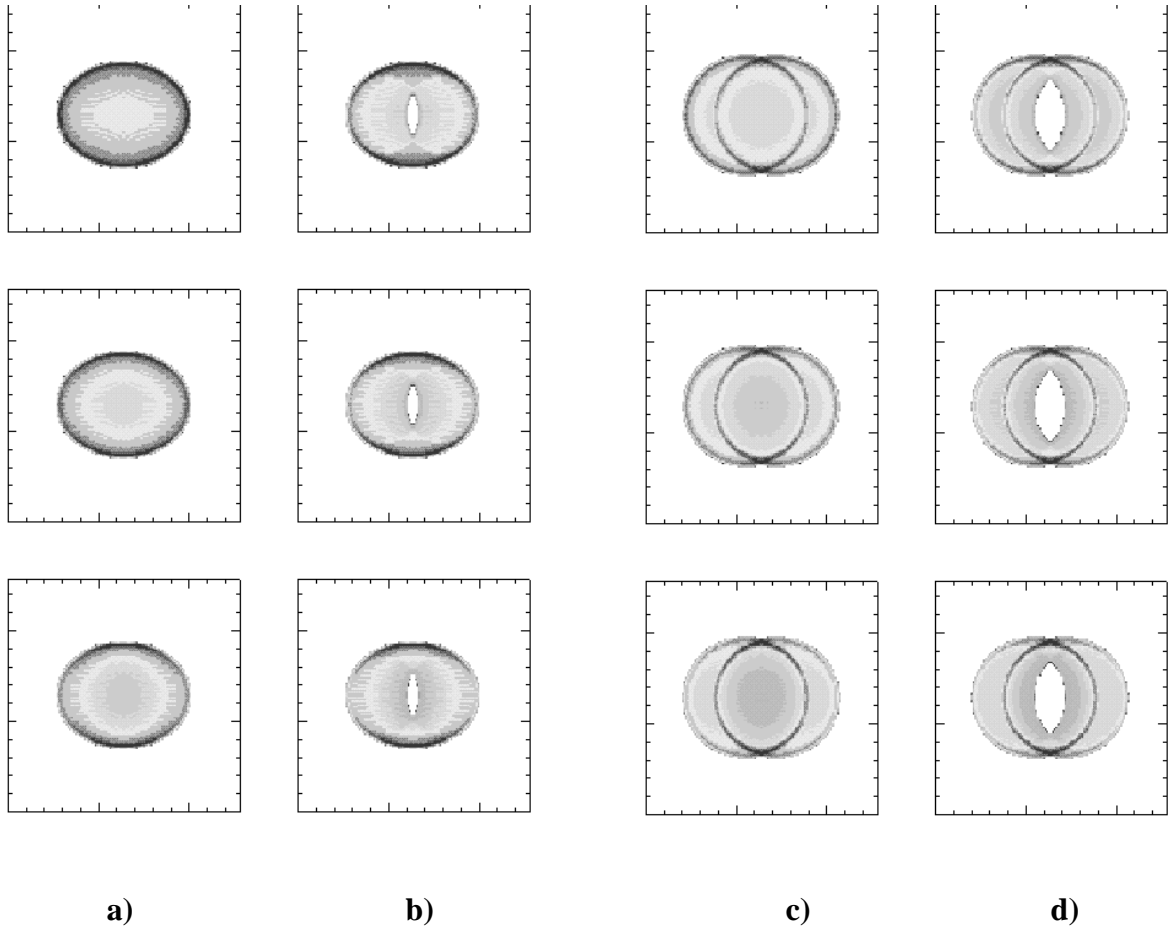


Fig. 7.10 Modelos de la intensidad de la emisión proyectada en el plano del cielo para las diferentes morfologías y leyes de densidad. Las columnas de izquierda a derecha corresponden a los siguientes casos: a) un elipsoide cerrado, b) un elipsoide abierto, c) dos elipsoides superpuestos y cerrados, y d) dos elipsoides superpuestos y abiertos. Las filas horizontales, de arriba hacia abajo corresponden a una ley de densidad $n \propto r^{-\beta}$, con $\beta = 0, 1$ y 2 , respectivamente. La orientación es tal que en cada una de las imágenes, el eje horizontal corresponde al eje polar de la nebulosa.

Para comparar ahora el comportamiento cinemático observado con las geometrías consideradas, se calcularon mapas de intensidad análogos a los que se han presentado en la Fig. 7.10 pero ahora suponiendo la emisión solo en un determinado rango de velocidades, esto es, se han simulado los canales de velocidad que se tendrían con un interferómetro de Fabry-Perot de barrido. Para esta simulación se ha usado una ley radial de velocidad $V \propto r$. En la Figura 7.11 se muestran los canales de velocidad para cada geometría considerada. En este caso se ha supuesto una ley de densidad con $\beta = 2$ que es la que mejor reproduce el

contraste de emisión de acuerdo a los resultados de la Figura 7.10. La diferencia de velocidad entre dos canales consecutivos es de 5 km s^{-1} y el primer cuadro de cada grupo de imágenes corresponde a la velocidad cero o velocidad sistémica de la nebulosa. Solo se han presentado los canales a velocidades positivas, pues para las velocidades negativas el comportamiento es simétrico.

De estas representaciones se puede apreciar que en términos de la cinemática, la diferencia entre una geometría abierta o cerrada es la contribución de la emisión a velocidades extremas, ya que ésta proviene de los lóbulos o puntas del elipsoide.

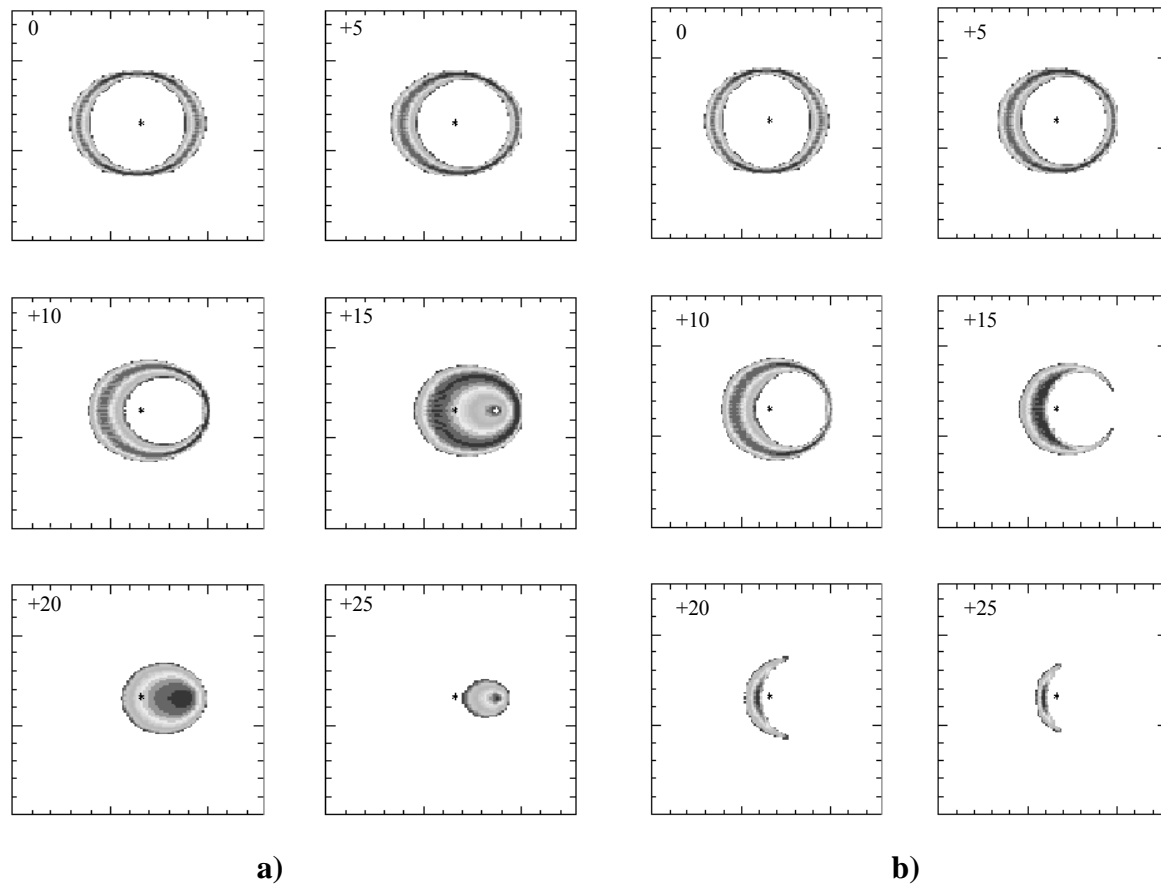


Fig. 7.11 Modelos de la emisión a diferentes velocidades para las morfologías consideradas: a) elipsoide cerrado, b) elipsoide abierto, c) dos elipsoides cerrados y d) dos elipsoides abiertos. La separación en velocidad entre dos cuadros consecutivos es de 5 km s^{-1} . La dirección horizontal en cada cuadro corresponde al eje polar de la nebulosa. La posición de la estrella central está marcada con un asterisco.

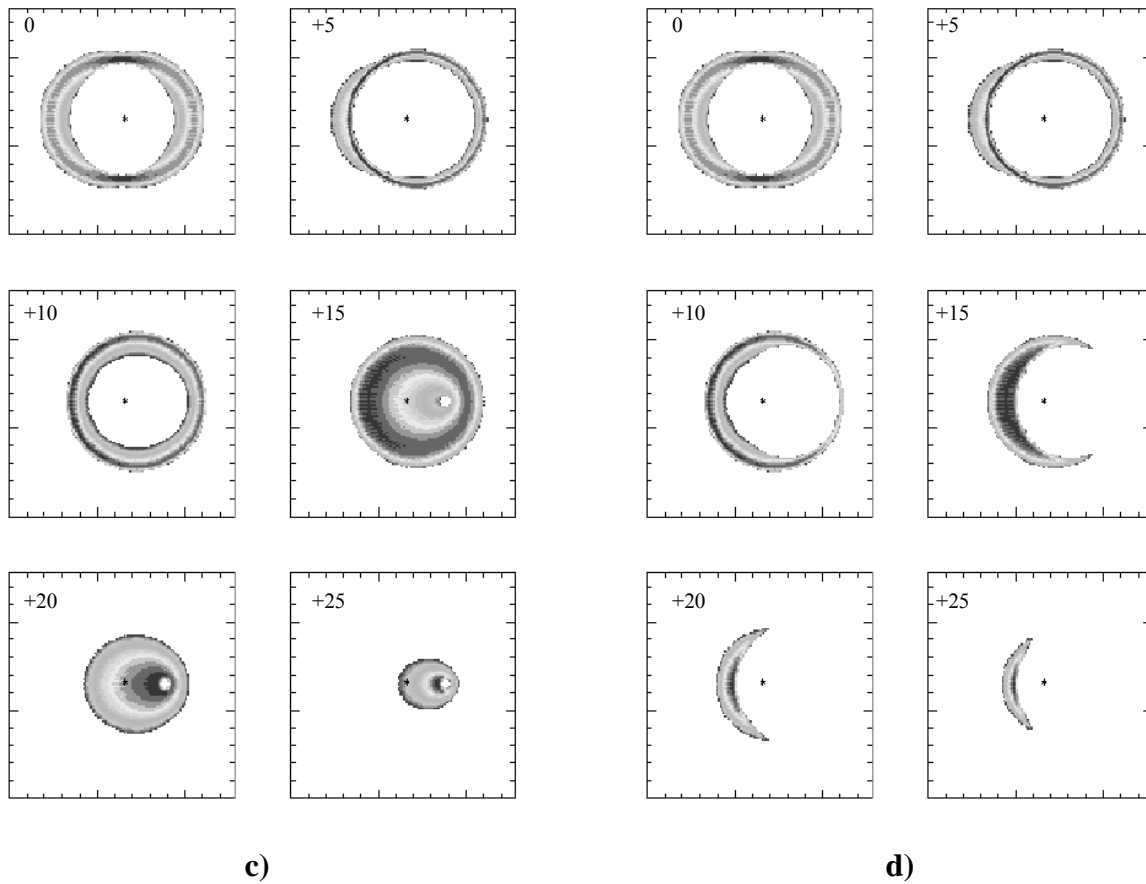


Fig. 7.11 Continuación.

Una manera más de comparar los datos observacionales con el modelo, se hace reproduciendo los DsPV para los diferentes casos (Figura 7.12). Los DsPV correspondientes a los datos observacionales (Fig. 7.9) se ajustan de mejor manera a la geometría de dos componentes, más que a la de un único elipsoide. Tanto el DPV para la emisión [NII] como para la emisión H_2 parecieran estar abiertos, y aunque en el caso del H_2 pudiera deberse a un efecto del bajo brillo superficial en las zonas más lejanas a la estrella central, la información en [NII] sirve en este caso para confirmar el resultado.

Con todo lo descrito anteriormente, en términos generales, los datos observacionales, se reproducen mejor con el modelo de los dos elipsoides superpuestos y de extremos abiertos.

Para el mejor ajuste el ángulo de inclinación del eje polar es de 23° , que coincide con lo obtenido de la elipticidad del anillo principal.

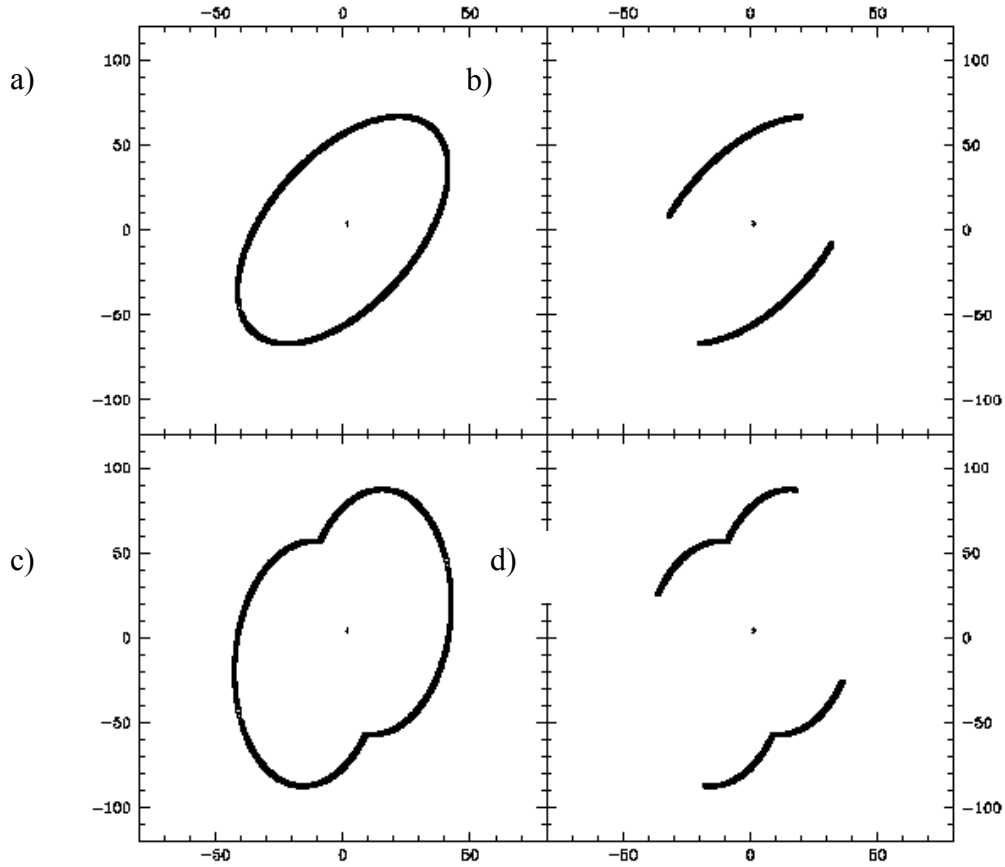


Fig. 7.12 Modelos de los diagramas posición-velocidad para las diferentes morfologías: a) elipsoide cerrado, b) elipsoide abierto, c) dos elipsoides cerrados y c) dos elipsoides abiertos.

7.6 Masa del gas molecular

Para determinar la masa del gas molecular se usó el método propuesto en el Capítulo 5, donde se supone que si la emisión del hidrógeno molecular es producida por choques, como lo sugiere el diagnóstico del cociente entre líneas de la emisión H_2 y también la cinemática ya que las velocidades de expansión en el material molecular son supersónicas, la densidad

prechoque puede ser calculada a partir del brillo superficial y de la velocidad relativa del choque que se mueve en el viento lento producido en la fase de AGB.

De los datos de la cinemática ajustados a la geometría de los dos elipsoides, para NGC 6781 en la zona del ecuador el gas molecular se expande a 13 km s^{-1} . Si se supone un valor medio de 5 km s^{-1} para el viento de la gigante roja, la velocidad relativa del choque es de 7 km s^{-1} . El brillo superficial promedio de la región del anillo para la línea de emisión del hidrógeno molecular a $2.122 \text{ }\mu\text{m}$ es de $1.0 \times 10^{-4} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ de donde se sigue, de acuerdo a la relación usada de Kwan (1977), que la densidad prechoque n_o del gas molecular es de $1.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Usando el modelo morfológico que mejor se ajustó a la cinemática, de dos elipsoides superpuestos y una ley de densidad que decrece con la distancia a la estrella central como r^{-2} , la estimación de masa total resulta ser de $0.45 M_{\odot}$. Para NGC 6781 la estimación de la masa ionizada es de $0.13 M_{\odot}$ (Huggings y Healy 1989), por lo que la masa del gas molecular sería de aproximadamente cuatro veces mayor que la masa del gas ionizado. El resumen de los parámetros obtenidos para NGC 6781 se presenta en la Tabla 7.1.

Tabla 7.1 Parámetros del ajuste a NGC 6781

Brillo Superficial ^a S(1) 1-0	$1.02 \cdot 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$
Angulo de inclinación	23°
$V_{\text{sh}} \text{ H}_2$	13 km s^{-1}
Distancia	800 pc
Dimensión ecuatorial	0.23 pc
Dimensión polar	0.89 pc
Espesor del cascarón	0.025 pc
Densidad H_2 prechoque n_o	$1.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Masa H_2	$0.45 M_{\odot}$

Capítulo 8

La nebulosa planetaria NGC 6720

8.1 Emisión en el óptico

La nebulosa planetaria NGC 6720 (PNG 063.1+13.9) también conocida como la Nebulosa del Anillo (*Ring Nebula*) es una de las NPs de más brillo y por ello de las más estudiadas. En la Figura 8.1 se muestra la imagen con la emisión de los iones $H\alpha$, [NII] y [OIII] en el usual código de colores: verde, rojo y azul respectivamente. La distribución espacial de la emisión es análoga a la de las otras NPs presentadas anteriormente: [OIII] en la parte central y [NII] en la parte más externa. La morfología de NGC 6720 es el prototipo de las nebulosas de anillo. En la Figura 8.2 se presenta la imagen de la nebulosa para la emisión en [SII] donde se aprecia la no uniformidad de brillo en el anillo; las regiones hacia los extremos del eje mayor son menos intensas en emisión y además presentan un ancho mayor que en los extremos del eje menor, donde la emisión es más intensa; esta característica de la nebulosa fue reportada inicialmente por Curtis (1918). Las dimensiones del anillo son $84'' \times 64''$ que a la distancia adoptada de 500 pc (Pier et al. 1992) corresponden a 0.20 pc \times 0.15 pc.

En la Figura 8.2 también se presenta la imagen de la emisión en [NII] en un despliegue de contrastes tal que se observa un halo filamentario que rodea al anillo. Este halo fue descubierto por Minkowski y Osterbrock (1960), tiene un tamaño angular de $160'' \times 145''$, es ligeramente elíptico y el eje mayor coincide con el del anillo. La morfología no es simple pues presenta un halo con una serie de estructuras curvas o *burbujas* que en la proyección en el plano del cielo se superponen y que en la literatura se han comparado con los pétalos de una flor. La nebulosa presenta un halo más externo que no se aprecia en estas imágenes, y que a diferencia del halo interno tiene una estructura prácticamente circular (Chu et al. 1987; Balick et al 1992). El diámetro del halo externo, que es mucho más débil en intensidad que el interno, tiene un diámetro angular de $230''$ (0.28pc).

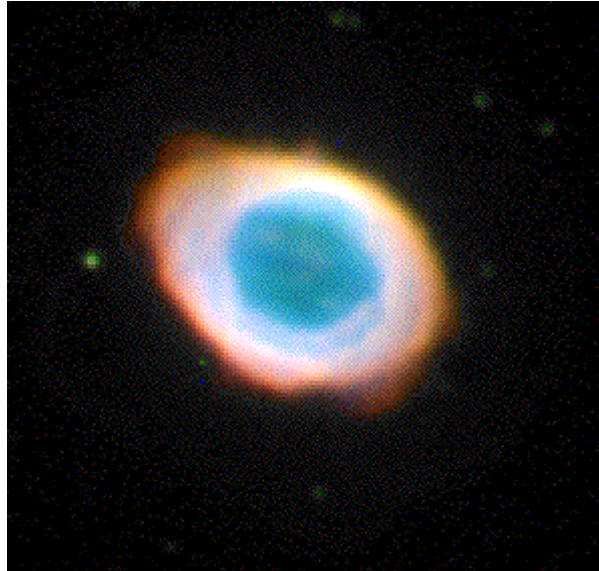


Fig. 8.1 Imagen compuesta con la emisión [NII] (rojo), $H\alpha$ (verde) y [OIII] (azul) para NGC 6720 en una escala de niveles logarítmica.

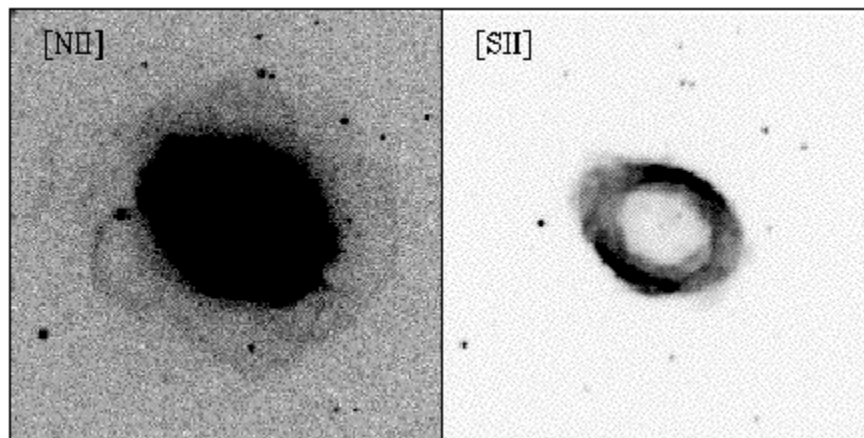


Fig. 8.2 Imágenes de NGC 6720 en la emisión [NII] (izquierda) y [SII] (derecha). El despliegue de los contrastes para la emisión en [NII] fue elegido para resaltar la emisión del halo.

Varios autores han propuesto diversos modelos para explicar la morfología y la cinemática de NGC 6720 en la emisión del gas, principalmente el ionizado. Minkowski y Osterbrock (1960) con base en los cocientes del brillo superficial entre el anillo y la parte central, sugirieron que la nebulosa tiene la estructura de un anillo como tal y que no se trata de un efecto de abrillantamiento en el limbo como en el caso de un cascarón en expansión. Bajo la misma argumentación de que la emisión no es la que corresponde a la de un elipsoide prolato, se ha propuesto que NGC 6720 es una nebulosa bipolar con el eje polar en una inclinación con respecto a la línea de visión del observador tal que, la zona ecuatorial y de mayor densidad en proyección es lo que da como resultado el anillo (Lame y Pogge 1994). Esta última idea ha sido apoyada por los trabajos de cinemática de Bryce et al. (1994). Pero también, mediante estudios de espectroscopía del gas ionizado, hay trabajos que modelan el anillo de NGC 6720 como un cascarón elipsoidal con gradientes de densidad y parte del gas escapando hacia los extremos del eje mayor del elipsoide (Guerrero et al. 1997). Estos trabajos se discutirán en más detalle en las siguientes secciones.

8.2 Emisión en el IR

Un mapa de la emisión molecular en H_2 para NGC 6720 fue realizado primeramente por Zuckerman y Gatley (1988) y posteriormente la distribución de la emisión fue también reportada por otros grupos (Greenhouse et al. 1988, Kastner et al. 1994, Latter et al. 1995). La Figura 8.3 muestra la emisión de NGC 6720 en las dos transiciones del hidrógeno molecular: S(1) 1-0 y S(1) 2-1. En la emisión a $2.122 \mu m$ se observa que la estructura es similar a la del gas ionizado: la presencia de un anillo elíptico con inhomogeneidades de brillo y un halo extendido. El halo detectado en esta imagen es el halo interno que se describió en la emisión óptica. El halo más externo no se aprecia, tanto por ser más débil en emisión y por quedar fuera del campo del detector. El cociente de intensidad entre las líneas de emisión del H_2 S(1)2-1/S(1)1-0 es ~ 0.15 en la región del anillo donde la línea a $2.248 \mu m$ es detectada débilmente; en la región del halo no hay detección de esta línea. Este valor del cociente de intensidades es indicativo de una excitación por colisiones, y muy probablemente por choques. Hora et al. (1999) presentan el espectro de resolución intermedia en el cercano infrarrojo ($1-2.5 \mu m$) para NGC 6720 y encuentran un valor parecido al reportado arriba para el cociente de las dos líneas H_2 , sin embargo usando el diagnóstico de la gráfica de

densidades columnares (ver Sección 3.5) reportan que el espectro está fuertemente dominado por una excitación por fluorescencia y determinan que la temperatura de excitación del gas molecular es de ~ 1245 K. Para la región del halo, estos autores no encuentran evidencia de la excitación por fluorescencia.

La presencia de la emisión H_2 en NGC 6720 es uno de los argumentos que han sido usados para sustentar la hipótesis de que el anillo es la proyección de un toro ecuatorial en una nebulosa bipolar, ya que como se ha visto en el Capítulo 3 existe una correlación entre este tipo de emisión y la morfología de las NPs bipolares (Kastner et al. 1996). Como se verá en la siguiente sección, el estudio de la cinemática es una herramienta fundamental para investigar la morfología de las NPs.

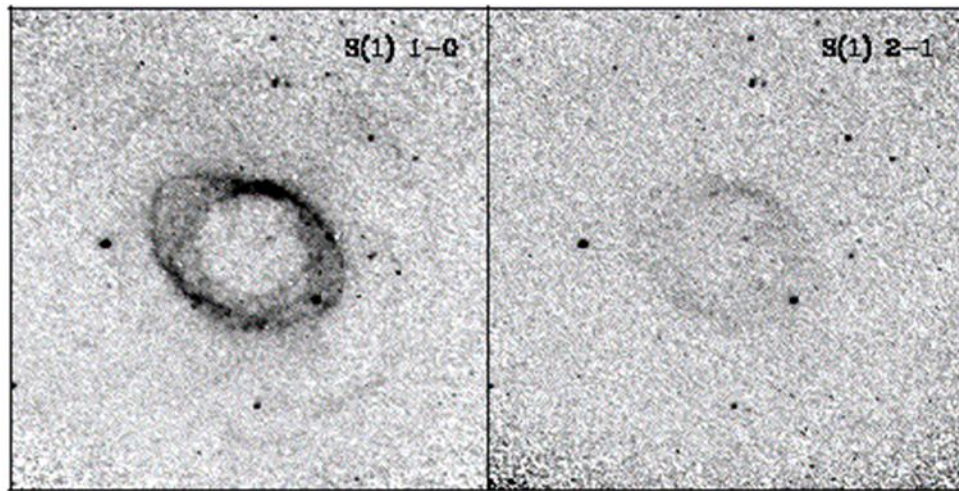


Fig. 8.3 Emisión H_2 de NGC 6720 en la transición S(1) 1-0 a $2.122 \mu\text{m}$ (izquierda) y S(1) 2-1 a $2.248 \mu\text{m}$ (derecha).

8.3 Cinemática del gas ionizado y molecular

En la Figura 8.4 se presentan los canales de emisión de NGC 6720 a diferentes velocidades radiales que se obtuvieron de los datos de Fabry-Perot para el gas ionizado ([NII]) y para la línea a $2.12 \mu\text{m}$ del hidrógeno molecular. La emisión se encuentra presente en varios de los canales de velocidad y el comportamiento es análogo en ambos casos. Sin embargo en la emisión molecular es más notorio que la parte suroeste del anillo se encuentra preferentemente en los canales hacia el rojo (velocidades mayores) y que la parte del extremo opuesto se encuentra en los canales hacia el azul.

En el canal central es donde el anillo aparece completo y de mayor intensidad; este canal de velocidad corresponde a la velocidad heliocéntrica del sistema. El mismo comportamiento se muestra también en la Figura 8.5 donde se presenta una imagen compuesta de tres colores tomando canales a diferentes velocidades radiales para la emisión en H_2 . Parte del halo también se puede apreciar en emisión muy débil.

La diferencia extrema de velocidades está en dirección del eje mayor del anillo. Una primera inspección de la información cinemática sugiere que no se tiene un anillo circular o toro visto en proyección y expandiéndose radialmente, pues en este caso las mayores diferencias de velocidad deberían medirse en las regiones opuestas del eje menor y no del mayor como sucede. Otra posibilidad es que se tenga un cascarón elipsoidal como fue sugerido por Guerrero et al. (1997): con el eje polar inclinado de tal forma que la región suroeste de la nebulosa sea la más cercana al observador. Una tercera opción que también se analizará es el caso de un cilindro abierto con expansión radial como lo proponen Bachiller et al. (1989) en el reporte de las observaciones en la emisión del gas molecular CO. En la figura 8.6 se presenta un esquema de las tres diferentes morfologías a evaluar.

Los modelos de Bryce et al. (1994) y Guerrero et al. (1997) fueron propuestos para reproducir la cinemática del gas ionizado y en esos datos también se tiene información de los halos. En este trabajo sólo se modela la emisión del anillo puesto que el halo interno es apenas detectado en la emisión H_2 .

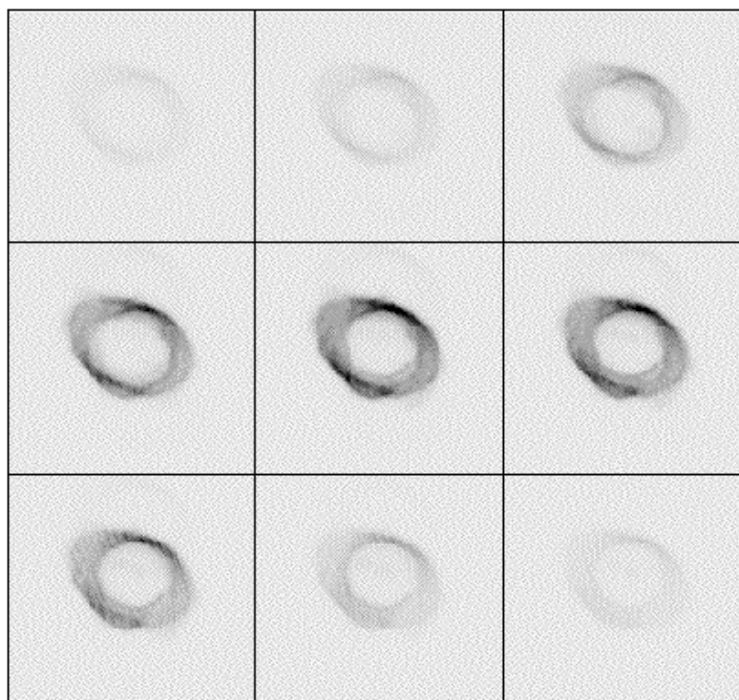
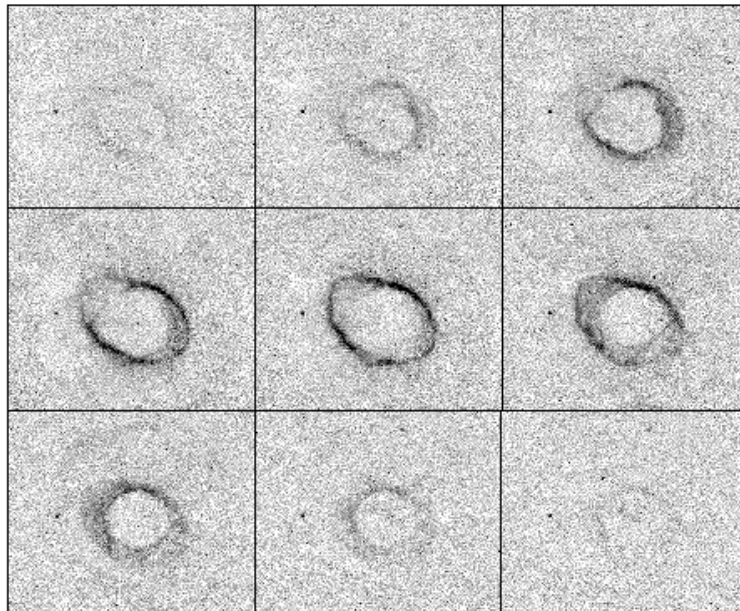


Fig. 8.4 NGC 6720 a diferentes velocidades heliocéntricas para la emisión del gas molecular H_2 a $2.122 \mu\text{m}$ (arriba) y del gas ionizado [NII] (abajo). La separación de velocidades entre dos canales consecutivos es de $\sim 19 \text{ km s}^{-1}$ para la emisión [NII] y de $\sim 9 \text{ km s}^{-1}$ para la emisión H_2 .

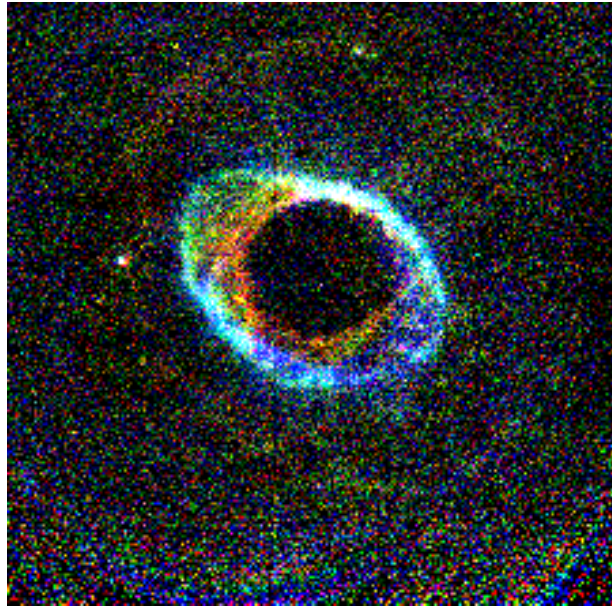


Fig. 8.5 Imagen de NGC 6720 compuestas de tres diferentes velocidades heliocéntricas de la emisión del gas molecular H_2 a $2.122 \mu m$.

Una característica de la estructura del cilindro, diferente a los otros dos casos, es que para el cilindro los extremos son abiertos y esto debe manifestarse en el comportamiento de las velocidades. En la Figura 8.7 se presenta el cálculo de un diagrama posición-velocidad para este modelo geométrico a lo largo del eje del cilindro, suponiendo una ley de expansión radial con velocidades proporcionales a la distancia a la estrella. A diferencia del caso de un cascarón cerrado en expansión, presenta unas ligeras *protuberancias* en la posición correspondiente a la del centro de la estructura, que en principio debe corresponder con la posición de la estrella central de la nebulosa. Aunque estas protuberancias se suavizan para ciertos valores del ángulo de inclinación, la diferencia principal es que en las posiciones más alejadas de la estrella, las velocidades siempre se mantienen separadas.

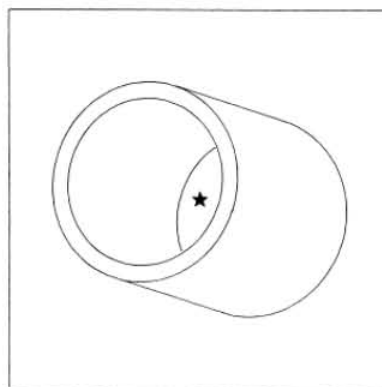
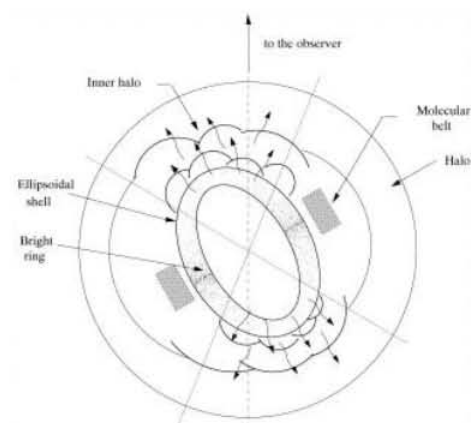
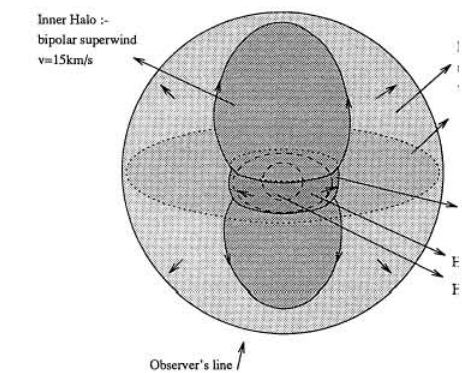


Fig. 8.6 Esquema de las morfologías propuestas para NGC 6720. Arriba: un anillo o toro y dos lóbulos (Bryce et al. 1994). Centro: un elipsoide con mayor densidad en la zona ecuatorial y gas escapando por los polos (Guerrero et al. 1997). Abajo: un cilindro con los extremos abiertos (Bachiller et al. 1989).

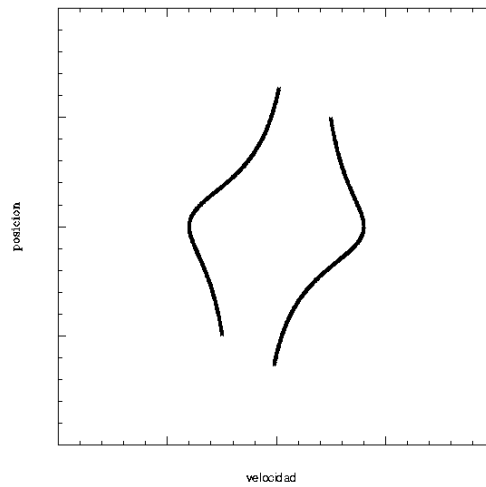


Fig. 8.7 Diagrama posición-velocidad para la estructura de cilindro en un corte a lo largo del eje del cilindro.

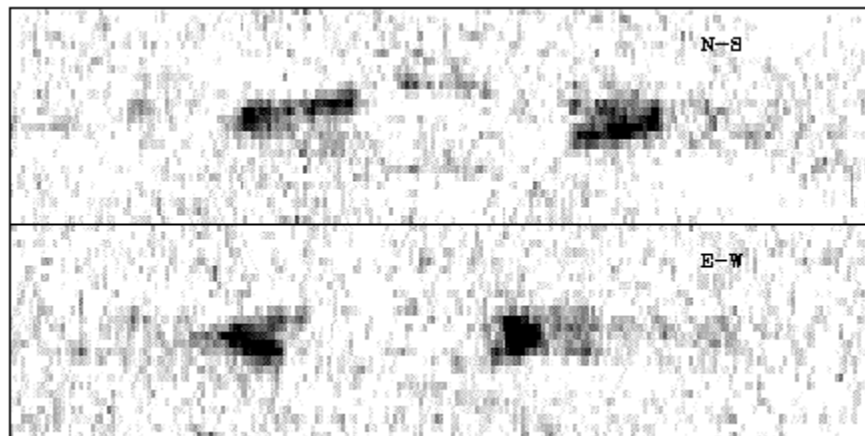


Fig. 8.8 Diagramas posición-velocidad para la emisión H_2 en NGC 6720. Los cortes son a lo largo del eje mayor (arriba) y del eje menor (abajo). El eje horizontal es posición y el eje vertical es velocidad.

En la Figura 8.8 se muestran los diagramas posición-velocidad para la emisión del H₂ en NGC 6720, a lo largo de los ejes mayor y menor de la nebulosa. Los diagramas presentan los extremos cerrados, característica que se aprecia aún más definida en los espectros presentados por Guerrero et al. (1997) para la emisión [NII]. Este comportamiento hace pensar que la emisión proviene de una estructura cerrada y que los datos en CO de Bachiller et al. (1989) solo detectan la emisión cercana a la estrella, como sucede en el caso de NGC 2346. Para analizar en más detalle las diferentes opciones, se han simulado los canales de velocidad mediante los modelos descritos en el Capítulo 5. En la Figura 8.9 se muestra la proyección en el cielo de las morfologías supuestas: a) un elipsoide prolato, b) un toro ecuatorial con dos lóbulos bipolares y c) un cilindro; y se han considerando dos casos extremos del ángulo de inclinación del eje polar: uno cercano al plano del cielo y otro cercano a la línea de visión del observador. Como en los casos de NGC 2346 (Capítulo 6) y NGC 6781 (Capítulo 7), se ha considerado una ley de velocidad de expansión radial y una ley de densidad que decrece con la distancia a la estrella central de la forma r^{-2} . De esta figura se observa que en términos de morfología y distribución de brillo, el modelo de un único elipsoide es más adecuado (ver Figura 8.3).

Siguiendo el mismo tipo de análisis que en el capítulo anterior, en la Figura 8.10 se muestran los mapas de intensidad para los canales de velocidad calculados de acuerdo a las geometrías mencionadas arriba. Como se está suponiendo simetría, particularmente en el eje mayor del elipsoide, solo se han calculado los canales hacia una sola dirección de velocidad respecto de la velocidad central o sistémica. Nuevamente, la separación entre velocidad entre dos canales consecutivos es de 5 km s^{-1} .

La principal diferencia entre los modelos de estructura cerrada, como se mencionó anteriormente, es que en el primer caso el cambio de velocidades va en dirección del eje mayor (en proyección) de la nebulosa, en el segundo caso es perpendicular a este eje. En el caso de la estructura abierta del cilindro, la diferencia radica en que conforme se separa la velocidad de la sistémica, la emisión se localiza en filamentos cada vez más abiertos, que es el equivalente de los diagramas posición-velocidad descritos anteriormente. Con lo anterior, el modelo del elipsoide único se ajusta de mejor manera a las observaciones (ver Fig. 8.4). Adoptando entonces la morfología de un elipsoide prolato con una expansión radial, el si-

guiente paso es el ajuste del ángulo de inclinación y con ello las dimensiones físicas de la nebulosa, para lo cual se han estudiado los perfiles de velocidad.

En la Figura 8.11 se muestran algunos de los perfiles de velocidad radial integrados en diferentes regiones de la nebulosa para la emisión H_2 . La emisión $[NII]$ solo fue usada de manera comparativa al presentar los canales de velocidad.

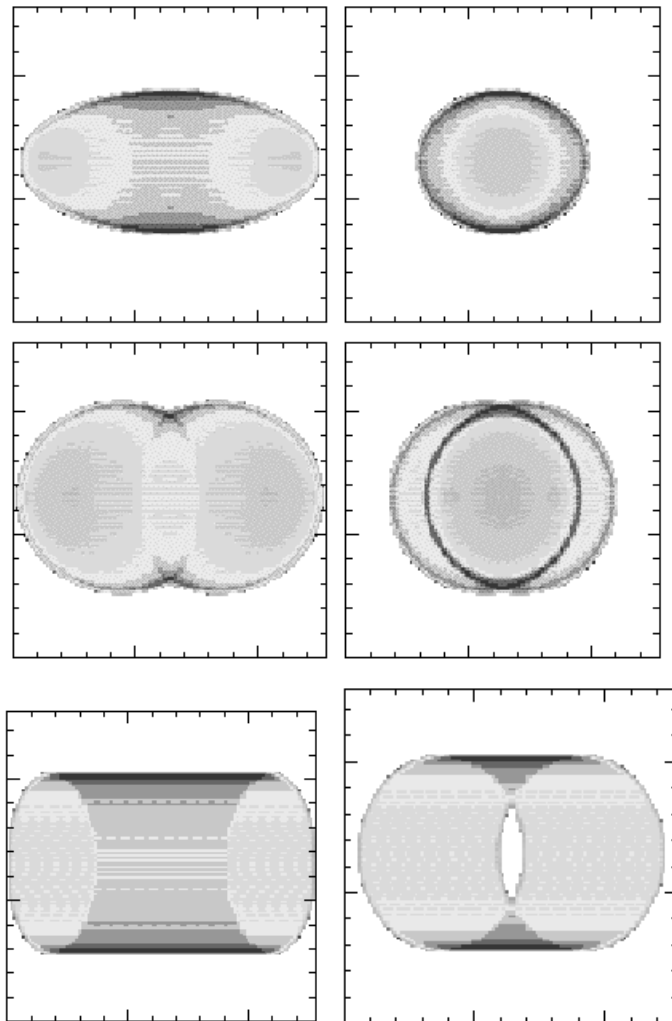


Fig. 8.9 Simulación de la proyección en el plano del cielo de una nebulosa. Los cuadros de arriba corresponden a un elipsoide prolato, los del medio a dos elipsoides superpuestos y los de abajo a un cilindro. El ángulo de inclinación del eje polar con respecto a la línea de visión es de 70° y 20° , a la izquierda y derecha, respectivamente.

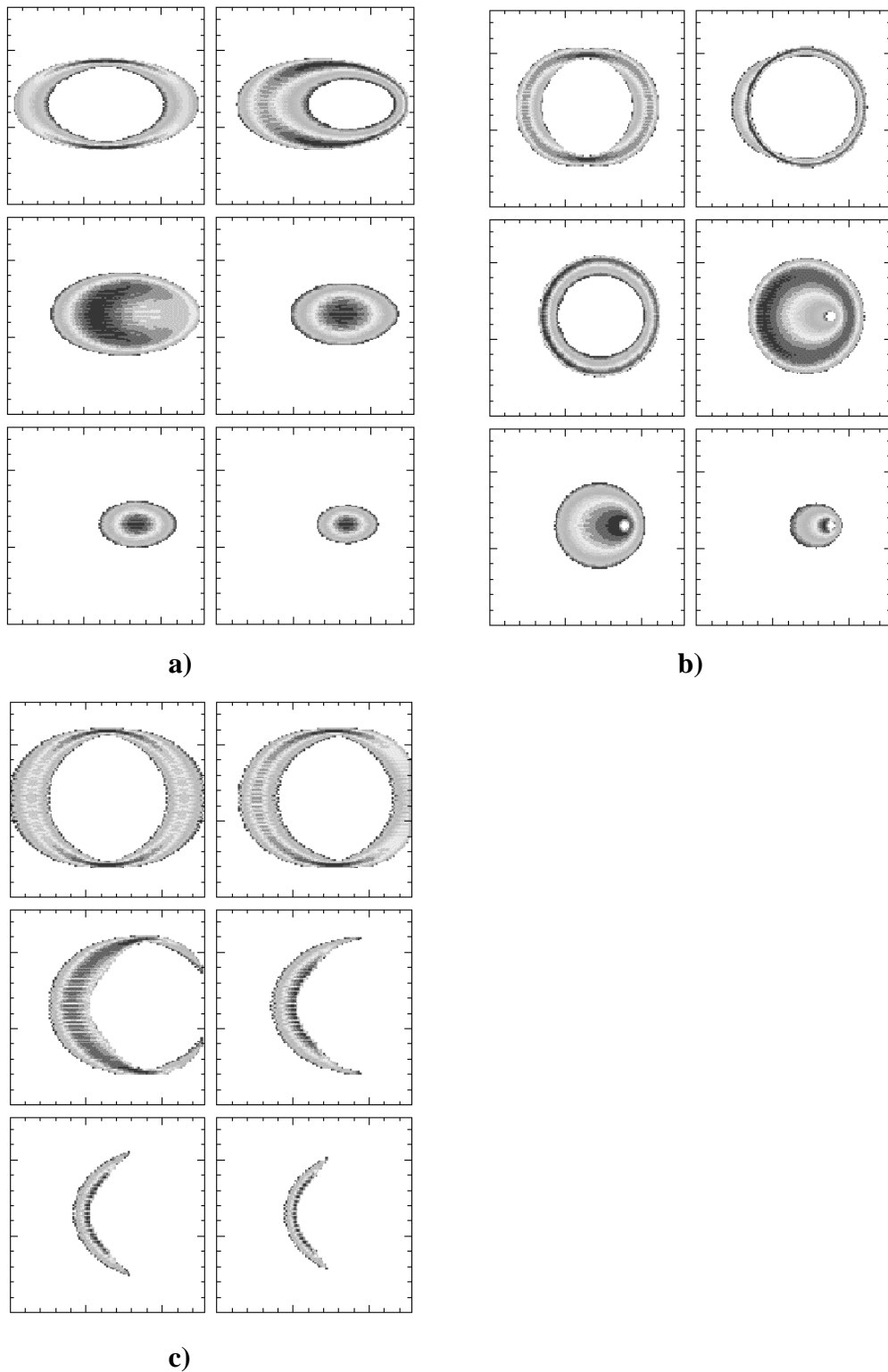


Fig. 8.10 Simulación de la emisión en diferentes canales de velocidad para el caso de a) un elipsoide oblató, b) dos elipsoides superpuestos y c) un cilindro. En cada grupo de imágenes el cuadro superior izquierdo corresponde a la velocidad cero o velocidad sistémica y la separación de velocidad entre cada cuadro es de 5 km s^{-1} .

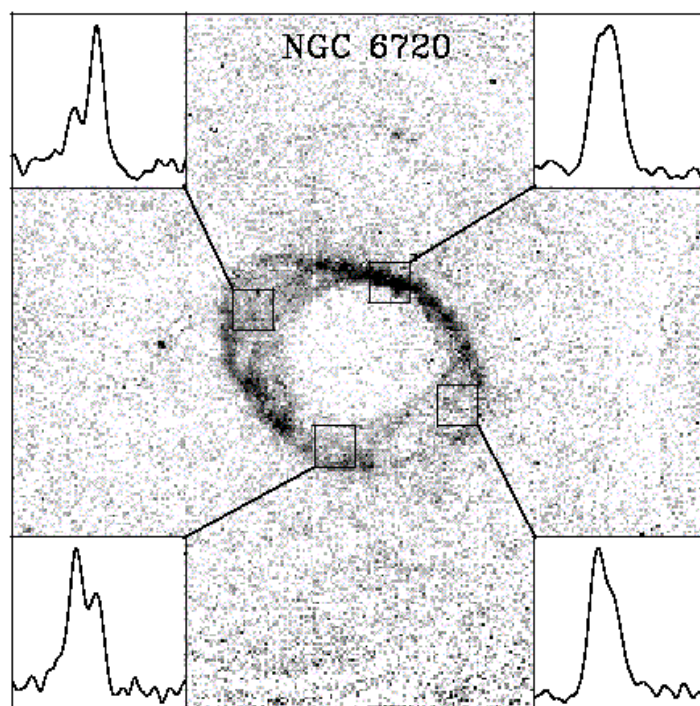


Fig. 8.11 Imágenes de NGC 6720 con algunos de los perfiles de velocidad radial integrados para el gas molecular H₂ a 2.122 μm.

La resolución del instrumento permite resolver dos componentes de velocidad en diferentes regiones de la nebulosa. Como se ha mencionado antes, el valor en velocidad radial de cada componente, se realiza mediante un ajuste de Gaussianas. Los parámetros de ajuste y cantidades resultantes para NGC 6720 se presentan en la Tabla 8.1

Tabla 8.1 Parámetros del ajuste a NGC 6720

Brillo Superficial ^a S(1) 1-0	$2.19 \cdot 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$
Angulo de inclinación	65°
$V_{\text{sh}} \text{ H}_2$	20 km s^{-1}
Distancia	0.5 kpc
Dimensión ecuatorial	0.15 pc
Dimensión polar	0.23 pc
Espesor del cascarón	0.06 pc
Densidad H_2 prechoque n_o	$1.3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Masa H_2	$0.3 M_\odot$

^a En la región de zona ecuatorial

Capítulo 9

Las nebulosas planetarias NGC 3132 y NGC 7048

En este capítulo se presentan los resultados del estudio cinemático de la emisión molecular H_2 para las dos nebulosas planetarias que completan la muestra estudio de esta tesis. En el capítulo 5 se ha descrito el método general para encontrar los parámetros físicos derivados para cada uno de los objetos y en los capítulos 6, 7, y 8 se ha presentado en más detalle dicho procedimiento al mostrar los resultados encontrados para las nebulosas planetarias NGC 2346, NGC 6781 y NGC 6720 respectivamente. Para estos últimos dos objetos sólo se presentarán los resultados, tomando en cuenta que el proceso fue prácticamente el mismo que para los objetos discutidos anteriormente.

9.1 NGC 3132

9.1.1 Emisión en el óptico

La Figura 9.1 muestra una imagen compuesta de la emisión ionizada en $H\alpha$, [NII] y [OIII] con el código de colores usado en este trabajo: verde, rojo y azul, respectivamente. En ésta emisión, la nebulosa presenta una morfología elíptica con una mayor intensidad de brillo a ambos lados de la estrella central, en dirección del eje menor. La emisión de [NII] es la más extendida y en la que se detecta un halo débil principalmente en las regiones noroeste y suroeste de la nebulosa. NGC 3132 pertenece al Tipo I dentro de las categorías de Peimbert (1978). Las dimensiones angulares de la nebulosa son $44'' \times 54''$ que a la distancia adoptada de 0.6 kpc (Mendez 1978) corresponden a (0.16×0.13) pc. La estrella brillante del centro (HD 87892) es una estrella de tipo espectral A2 V, que no es quien produce la alta excitación de la nebulosa, sino una compañera a una separación de $1.65''$ y con una temperatu-

ra de $\sim 10^5$ K (Kohoutek y Laustsen 1977). La distancia a la nebulosa y a las dos estrellas sustenta la hipótesis de que se trata de un sistema físico y que sitúa a NGC 3132 dentro de las NPs con un núcleo binario, asociado a las morfologías bipolares.

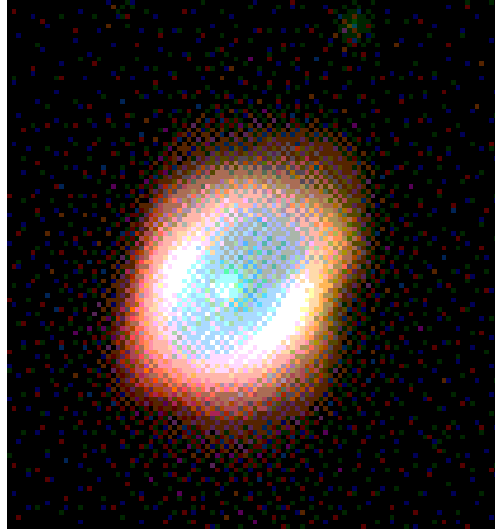


Fig. 9.1 Imagen compuesta con la emisión [NII] (rojo), $H\alpha$ (verde) y [OIII] (azul) para NGC 3132 en una escala de niveles logarítmica.

9.1.2 Emisión en el IR

NGC 3132 es una de las NPs de mayor brillo en emisión molecular. El H_2 fue mapeado por Storey (1984) y el CO por Sahai et al. (1990). La emisión de H_2 en la línea de la transición S(1) 1-0 se muestra en la Figura 9.2. La distribución de la emisión molecular es similar a la del gas ionizado, pero con una estructura bipolar más definida. La presencia de un anillo ecuatorial o toro alrededor del sistema estelar central es más evidente que en las imágenes ópticas y sugiere una morfología de dos elipsoides superpuestos como en el caso de NGC 2346. Al noroeste de la estrella central el lóbulo superior parece estar cerrado, mientras que el lóbulo inferior presenta una ligera discontinuidad o ruptura. También es evidente la presencia de algunos filamentos y un halo externo.

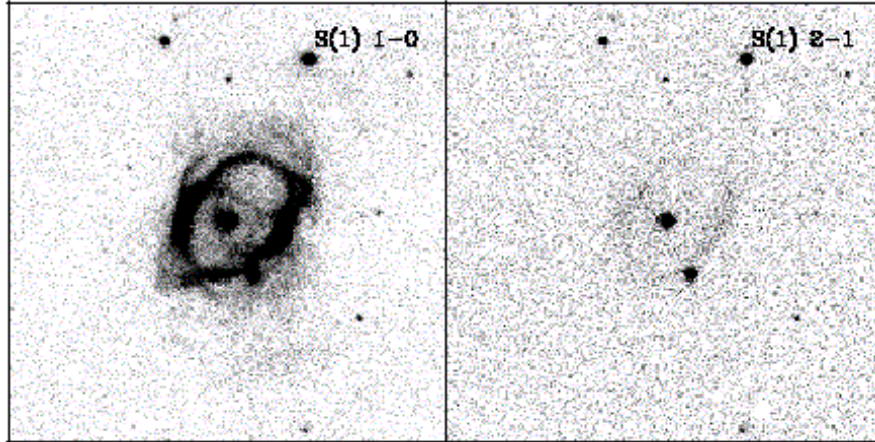


Fig. 9.2 Emisión H_2 de NGC 3132 en la transición S(1) 1-0 a $2122 \mu\text{m}$ (izquierda) y S(1) 2-1 a $2.248 \mu\text{m}$ (derecha).

En la Figura 9.2 también se muestra la emisión de la nebulosa en la transición S(1) 2-1. La emisión es muy débil y apenas detectada sólo en la región más brillante de la nebulosa, que corresponde al contorno de los lóbulos bipolares. En esas zonas el cociente entre las dos líneas del H_2 S_{2-1}/S_{1-0} tiene un valor máximo de 0.09, indicativo de una excitación por choques.

9.1.3 Cinemática del gas ionizado y molecular

En la Figura 9.3 se presentan los canales de emisión de NGC 3132 a diferentes velocidades radiales que se obtuvieron de los datos de Fabry-Perot para el gas ionizado ([NII]) y para la línea a $2.12 \mu\text{m}$ del hidrógeno molecular. Se puede notar que como en los casos de las otras NPs, el material molecular sigue el comportamiento del gas ionizado. Respecto de la velocidad sistémica de la nebulosa, que corresponde al canal central, en los canales con velocidades extremas hacia el azul (velocidades radiales menores) se detecta la emisión del toro en la región al norte de la estrella, y en los canales con velocidades al rojo (velocidades radiales mayores) la emisión corresponde a la región sur del toro, que como en el caso de NGC 2346 indica una nebulosa bipolar con una inclinación del eje polar respecto a la línea de visión. Parte de los filamentos y regiones del halo también son detectados en algunos de los canales de velocidad.

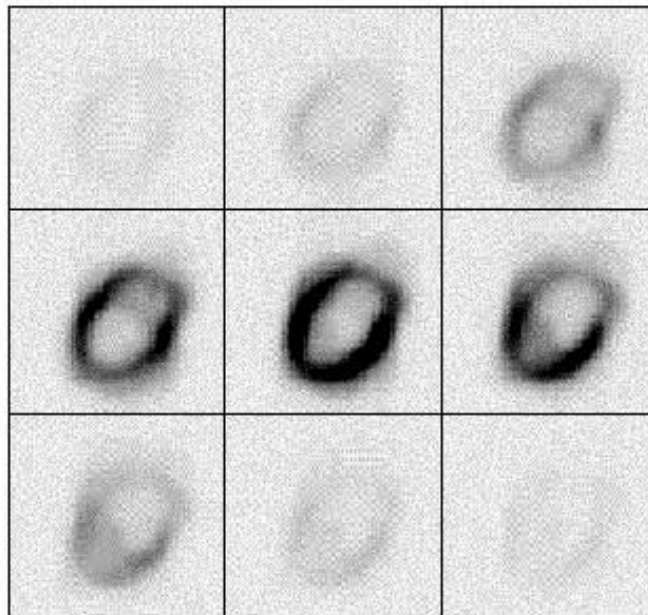
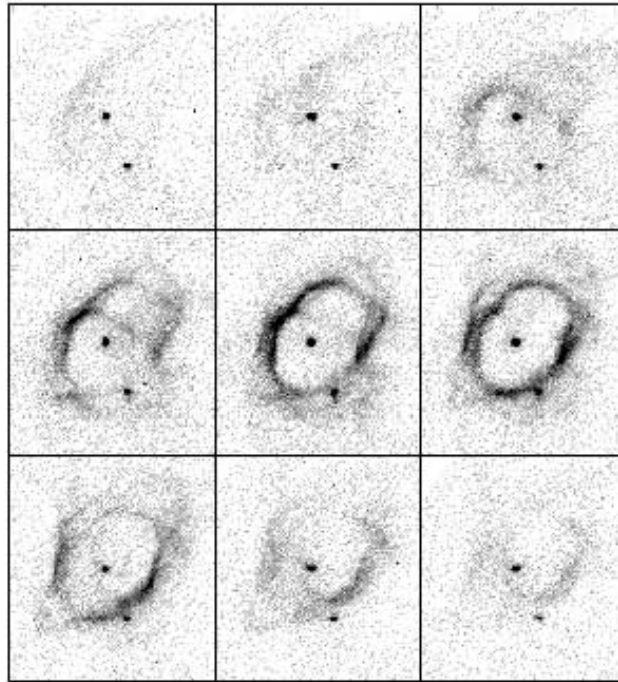


Fig. 9.3 NGC 3132 a diferentes velocidades heliocéntricas para la emisión de gas ionizado [NII] (abajo) y gas molecular H_2 a $2.122 \mu m$ (arriba).

El comportamiento cinemático coincide también con la emisión en CO reportada por Sahai et al. (1990), donde también se detecta la presencia de un toro de material neutro.

En la Figura 9.4 se muestra la imagen compuesta de tres colores tomando canales a diferentes velocidades radiales para la emisión en H_2 . Aquí se aprecia la emisión en diferentes velocidades de las dos regiones del toro alrededor de la estrella central y también la extensión del halo. Los perfiles de velocidad radial integrados en diferentes regiones de la nebulosa se muestran en la Figura 9.5 para la emisión [NII] y H_2 . Algunos de los perfiles muestran desdoblamientos que corresponden a las componentes del toro y de los lóbulos. Este desdoblamiento se puede apreciar incluso en la emisión de [NII] donde la resolución en velocidad es menor.

Nuevamente, siguiendo el procedimiento descrito en el Capítulo 5 y suponiendo una ley de velocidad proporcional a la distancia a la estrella central y una ley de densidad que decrece como r^{-1} , ya que en este caso la emisión aunque no se aprecia constante, decrece más lentamente que en el caso de una ley r^{-2} , se ajustan las observaciones al modelo. En la tabla 9.1 se presentan los parámetros usados y las cantidades resultantes.

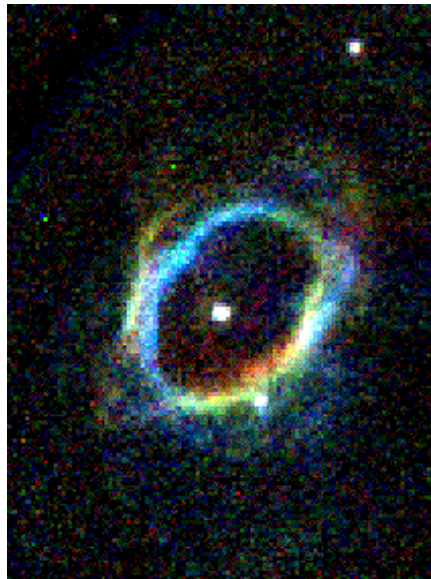


Fig. 9.4 Imagen de NGC 3132 compuestas de tres diferentes velocidades heliocéntricas de la emisión del gas molecular H_2 a $2.122 \mu m$.

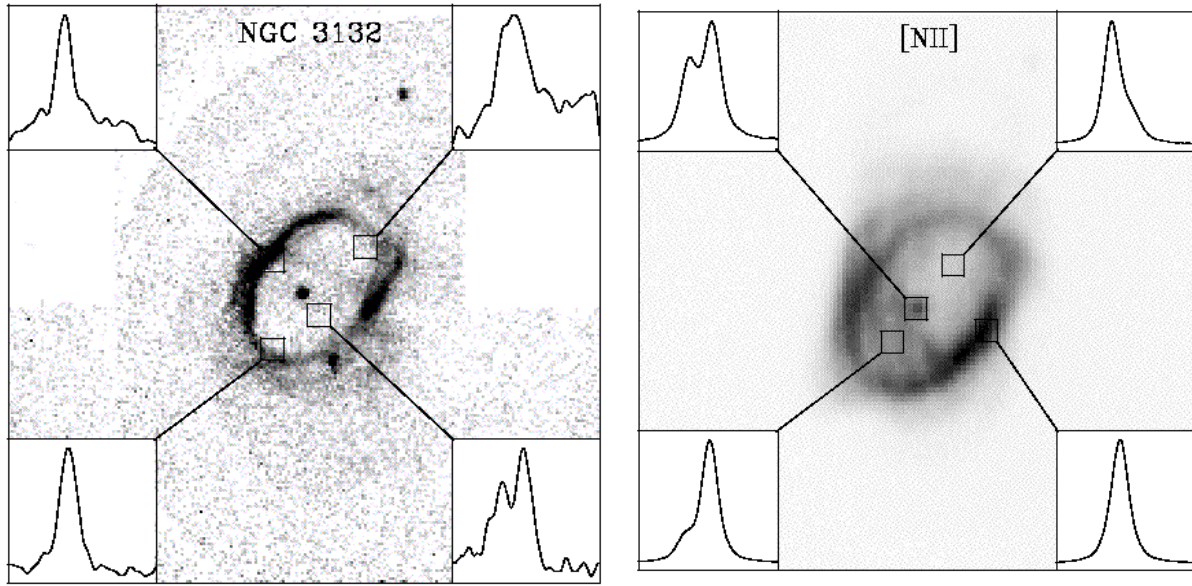


Fig. 9.5 Imágenes de NGC 3132 con algunos de los perfiles de velocidad radial integrados para el gas ionizado [NII](derecha) y el gas molecular H₂ a 2.122 μm (izquierda).

Tabla 9.1 Parámetros del ajuste a NGC 3132

Brillo Superficial S(1) 1-0	$2.19 \cdot 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$
Angulo de inclinación	67°
$V_{\text{sh}} \text{ H}_2$	24 km s^{-1}
$V_{\text{sh}} \text{ [NII]}$	22 km s^{-1}
Distancia	0.6 kpc
Dimensión ecuatorial	0.14 pc
Dimensión polar	0.17 pc
Espesor del cascarón	0.05 pc
Densidad H ₂ prechoque n_o	$3.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Masa H ₂	$0.4 M_\odot$

9.2 NGC 7048

9.2.1 Emisión en el óptico e infrarrojo

NGC 7048 es la NP con morfología más compleja de las aquí estudiadas. En la Figura 9.6 se presenta una imagen de la nebulosa en la línea $H\alpha$. La emisión se extiende en una región circular con diámetro de $61''$ (0.48 pc a la distancia adoptada de 1.6 kpc). Por esta apariencia circular la nebulosa ha sido clasificada como de disco. Sin embargo, cuando se analiza en más detalle se aprecia que la emisión más intensa delinea lo que parecen ser dos lóbulos orientados en la dirección este-oeste. En la dirección perpendicular la emisión es parecida a la de un halo, sin embargo la extensión es la misma que la de los lóbulos y en la región al sur muestra un efecto de abrillantamiento al limbo.

La emisión en la línea del H_2 a $2.12 \mu\text{m}$ se muestra en la Figura 9.7 y remarca la estructura bipolar de la nebulosa: los lóbulos se cierran hacia la región central; sin embargo no se detecta la presencia de un anillo o toro alrededor de la estrella central como generalmente sucede, que la zona ecuatorial sea más densa que en los extremos del eje polar. En esta misma figura se presenta también la imagen de la nebulosa a $2.248 \mu\text{m}$: no hay emisión detectada en esta transición $S(1) 2-1$ del hidrógeno molecular.

9.2.2 Cinemática del gas molecular

Para NGC 7048 no se obtuvieron imágenes de Fabry-Perot para la emisión del gas ionizado y no existe algún estudio detallado de la cinemática reportado en la literatura. Para la emisión molecular, los canales de velocidad obtenidos se presentan en la Figura 9.8. La nebulosa presenta emisión en un rango de velocidades de $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$. La mayor intensidad proviene de los dos arcos orientados en dirección este-oeste y que aparentemente no tienen conexión en la región central. La emisión débil del eje perpendicular a los arcos aparece en algunos de los canales de velocidad. En la Figura 9.9 se presenta la composición en color tomando tres canales de velocidad: la central y dos alrededor de ella.

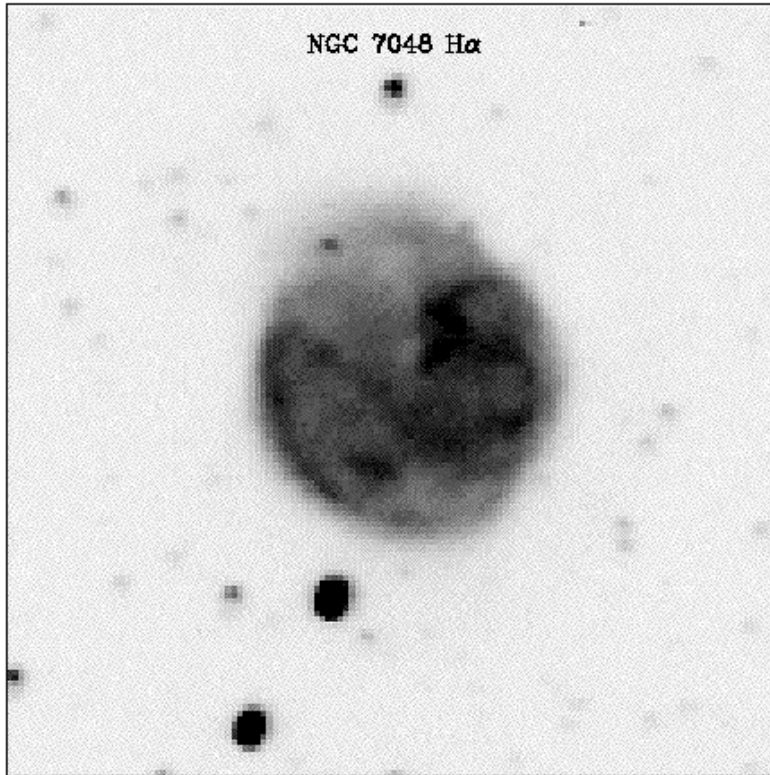


Fig. 9.6 NGC 7048 en emisión H α .

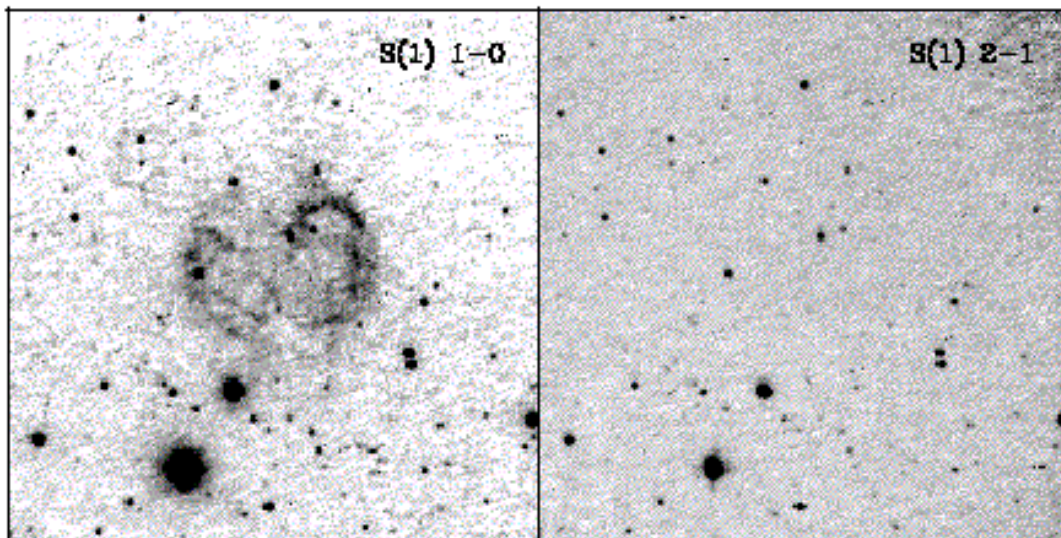


Fig. 9.7 Emisión H₂ de NGC 7048 en la transición S(1) 1-0 a 212 μ m (izquierda) y S(1) 2-1 a 2.248 μ m (derecha).

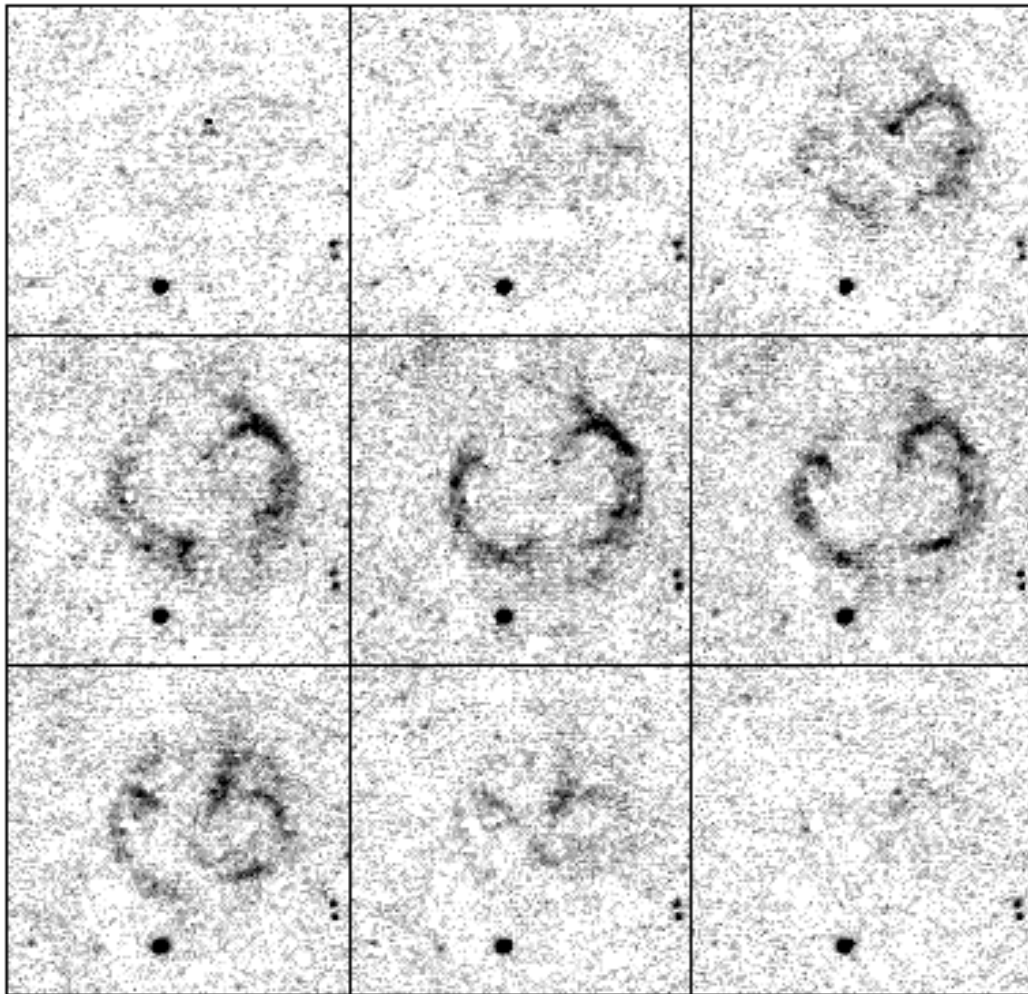


Fig. 9.8 NGC 7048 a diferentes velocidades de la emisión de gas molecular H_2 a $2.122 \mu\text{m}$. Como en todos los casos, la diferencia de velocidad entre cada cuadro es de $\sim 9 \text{ km s}^{-1}$.

El ajuste realizado a esta nebulosa fue el de una estructura bipolar cuyo eje está prácticamente en el plano del cielo, ya que en este caso no hay una diferencia notable entre la emisión de cada uno de los lóbulos para cada los canales de velocidad conforme se incrementa la diferencia en velocidad respecto de la velocidad central, ya sea hacia velocidades mayores o menores.

La estimación de la masa molecular se hizo considerando solo la contribución de la emisión en los lóbulos y considerando una densidad constante.

Los parámetros y cantidades resultantes se presentan en la tabla 9.2.

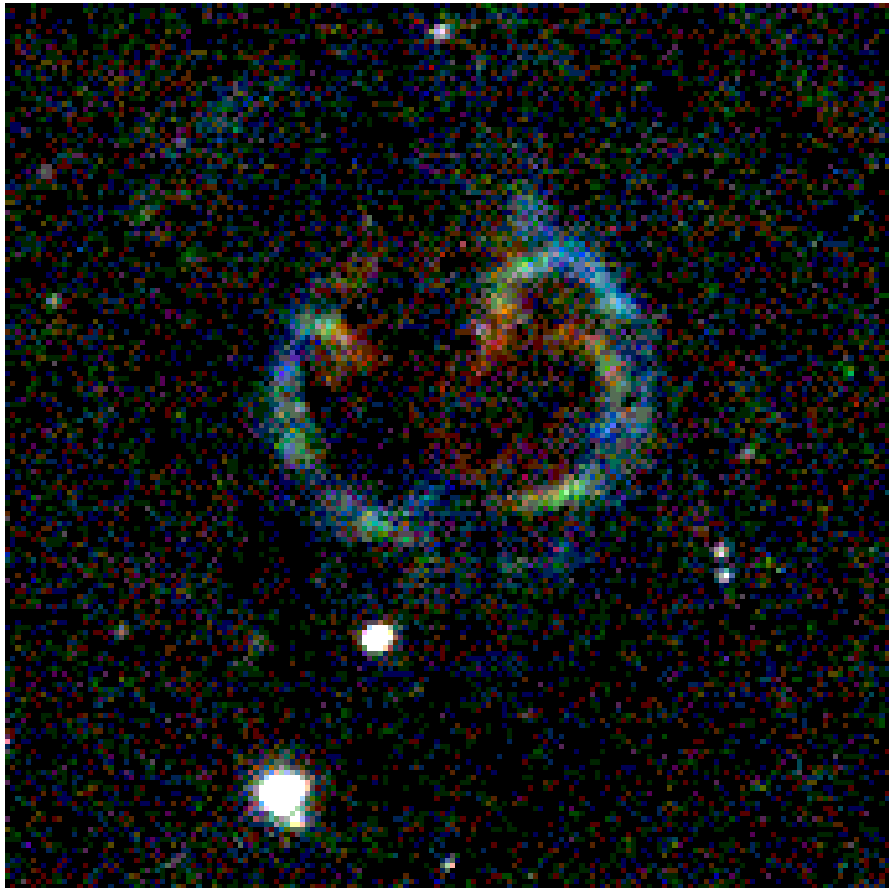


Fig. 9.9 Imagen de NGC 7048 compuesta de tres diferentes velocidades heliocéntricas de la emisión del gas molecular H_2 a $2.122 \mu m$.

Tabla 9.2 Parámetros del ajuste a NGC 7048

Brillo Superficial S(1) 1-0	$1.25 \cdot 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$
Angulo de inclinación	75°
$V_{\text{sh}} \text{ H}_2$	15 km s^{-1}
Distancia	1.6 kpc
Dimensión ecuatorial	0.09 pc
Dimensión polar	0.24 pc
Espesor del cascarón	0.05 pc
Densidad H ₂ prechoque n_0	$2.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Masa H ₂	0.4 M _⊙

Capítulo 10

Discusión y conclusiones

10.1 Resultados generales

En los capítulos anteriores se han presentado los resultados del estudio cinemático para la muestra de las cinco nebulosas planetarias que conforman este trabajo: NGC 2346, NGC 3132, NGC 6720, NGC 6781 y NGC 7048. Los principales resultados se listan a continuación:

10.1.1 Morfología

Se ha encontrado que de acuerdo a los datos cinemáticos, las cinco NPs se pueden modelar como objetos de morfología elíptica (E) o bipolar (B), donde de acuerdo a las clasificaciones morfológicas que se usan comúnmente en la literatura, las NPs elípticas si bien muestran una clara desviación de la simetría esférica, no presentan una *cintura* o toro, que es lo que distingue a las NPs bipolares además de un par de lóbulos simétricos. Aunque en ambos casos es obvio que un mecanismo aún del todo no comprendido produce la asimetría, es posible que la presencia o no del toro dependa del contraste de la densidad del gas entre la zona ecuatorial y los polos en la etapa de viento de gigante roja. La morfología asociada a los objetos de este trabajo es la siguiente:

NGC 2346: es la NP con forma bipolar más extrema, el toro es estrecho, está totalmente definido y delimita el comienzo de los lóbulos.

NGC 3132: la forma ajustada a los datos es la de una NP elíptica que no tiene una cintura estrecha, sin embargo presenta un toro en expansión que rodea a la estrella central.

NGC 6781: morfológicamente de gran interés pues en este trabajo se ha demostrado que esta nebulosa que ha sido clasificada como una nebulosa de anillo, es una nebulosa bipolar, donde el anillo es el toro. Es la NP con inclinación del eje polar más extrema respecto al

plano del cielo y es un ejemplo del porqué la cinemática es una herramienta importante para comprender la dinámica de las NPs.

NGC 6720: Aunque algunos autores han sugerido que se trata de una nebulosa bipolar y que como en el caso de NGC 6781 el anillo es el toro de la zona ecuatorial, los resultados cinemáticos se ven favorecidos por una morfología de elipsoide; no presenta un toro ecuatorial.

NGC 7048: es la NP de morfología más compleja. De acuerdo a los datos cinemáticos presenta los dos lóbulos simétricos característicos de una nebulosa bipolar, pero la región ecuatorial aunque presenta un estrechamiento no tiene definida la presencia del toro.

La Tabla 10.1 resume la morfología, las dimensiones angulares en el plano del cielo y las dimensiones lineales de las NPs tomando en cuenta la inclinación del eje polar y la distancia a la nebulosa.

Tabla 10.1 Dimensiones

NP	Morf	Toro	Semieje menor (")	Semieje mayor (")	Distancia (pc)	Inclin (°)	R _{ecuatorial} * (pc)	R _{lobulos} * (pc)
NGC 3132	E	Sí	18	27	600	58	0.052	0.091
NGC 2346	B	Sí	22	90	690	65	0.057	0.33
NGC 6781	B	Sí	60	90	800	23	0.23	0.89
NGC 6720	E	No	32	42	500	67	0.08	0.11
NGC 7048	B	No	12	31	1600	75	0.09	0.24

* Dimensiones deproyectadas.

Con lo anterior se puede ver que estas cinco NPs que tienen en común la presencia de la emisión H_2 , no representa una muestra totalmente homogénea en cuanto a morfologías se refiere. Sin embargo, en términos generales, se puede hablar de que son objetos axisimétricos con diferentes grados de bipolaridad, y en este sentido los resultados de este trabajo apuntan hacia confirmar la correlación asociada entre las NPs que presentan emisión en H_2 y la morfología bipolar de las mismas, pero sustentando la morfología de las NPs con los resultados de la cinemática.

10.1.2 Velocidades de expansión

En las cinco NPs estudiadas en este trabajo, los datos cinemáticos se ajustaron a la morfología descrita en la sección anterior para cada objeto, y una ley de velocidades que crece proporcionalmente con la distancia a la estrella. Los valores para la expansión del material molecular en la zona ecuatorial, donde la velocidad tiene el mínimo valor, se encuentran en un rango de velocidades entre 13 y 24 $km\ s^{-1}$, una vez que se han corregido por la inclinación de la nebulosa. Estos valores no son muy diferentes de los que han sido reportados en la literatura por diversos autores para el gas ionizado, por lo que un resultado más de este trabajo es que el material atómico sigue al material molecular en la expansión. De las imágenes presentadas en los capítulos correspondientes a cada una de las NPs, es evidente que en todos los casos la distribución del gas molecular coincide en morfología con la del gas ionizado, pero la emisión H_2 se encuentra en zonas ligeramente más externas. En el escenario de formación de NPs por la interacción de vientos estelares, esto último hace suponer que la eyección del material y la acción del mecanismo que da lugar a la bipolaridad se da en etapas previas al aumento de temperatura de la estrella central que causa la ionización de parte del material eyectado.

Por otra parte, otro de los resultados importantes de este trabajo es la evidencia de choques que calientan el material y causan la emisión H_2 , ya que para las velocidades de expansión en los cinco objetos, los valores están entre 7 y 19 $km\ s^{-1}$ en la zona ecuatorial, y dado que la velocidad del sonido en un gas de hidrógeno molecular a una temperatura de 1000 K es de 2 $km\ s^{-1}$, esto implica velocidades supersónicas y por lo tanto la acción de choques. Como se ha expuesto en los capítulos anteriores, la velocidad de un eventual choque será la velocidad relativa entre la velocidad de expansión medida y la velocidad del

medio (el viento lento que a lo largo de este trabajo se ha supuesto que tiene un valor típico de 5 km s^{-1}). Este efecto de velocidades supersónicas se enfatiza aun más en las regiones más externas de las nebulosas, donde las velocidades son mayores (50 km s^{-1} o más). En este punto hay dos situaciones por discutir: por una parte que el material molecular sobreviva al paso de una onda de choque que calienta al gas por arriba de la temperatura de disociación de la molécula de H_2 y, por otra parte, que en algunos casos exista material ionizado en regiones externas al gas molecular. Sobre el primer punto hay que apuntar las siguientes dos posibilidades:

i) La acción de choques tipo C asociados a la presencia de campos magnéticos y donde a diferencia de los choques tipo J la región detrás de la onda de choque es una transición continua (no de salto) y la molécula es disociada parcialmente.

ii) La re-formación de la molécula de H_2 detrás del frente de una onda de choque, proceso que se lleva a cabo en la superficie de los granos de polvo (Hollenbach y McKee 1989; Neufeld y Dalgarno 1989).

En el caso de las NPs de bipolaridad extrema, como en NGC 2346, es común encontrar que la emisión molecular no está presente en toda la extensión de los lóbulos sino básicamente en la región ecuatorial, lo cual puede deberse tanto a la baja densidad de estas zonas y por lo tanto que la emisión quede por debajo de los límites de sensibilidad de los detectores, como también al efecto de que ya que las velocidades son mayores a distancias más alejadas de la estrella central, el H_2 haya sido totalmente disociado.

Sobre el segundo punto, que exista material ionizado en regiones más externas al gas molecular y que es particularmente notorio en el caso de NPs con halos extendidos, como en NGC 6720, es posible plantear un escenario donde el cascarón principal de la NP esté constituido de pequeñas condensaciones y con regiones libres de material que permitan el paso de la radiación ionizante hacia las regiones externas.

La Tabla 10.2 resume las velocidades extremas de las NPs: en la zona ecuatorial y en los extremos de los lóbulos, así como las edades dinámicas asociadas encontradas a partir de la cinemática del hidrógeno molecular. A manera de comparación, en la misma tabla se pre-

sentan las velocidades de expansión del gas ionizado ([OIII]) tomadas de la literatura, donde el perfil de velocidad está integrado en gran parte de la nebulosa y promedia las diferentes zonas.

Tabla 10.2 Velocidades y edades

NP	V_{ecuador} (km s^{-1})	$V_{\text{lóbulos}}$ (km s^{-1})	$\Delta V/2$ [OIII] (km s^{-1})	$t_{\text{dinámico}}(V_{\text{ec}})$ (años)	$t_{\text{dinámico}}(\Delta V/2)$ (años)
NGC 3132	24	42	15	2078	3300
NGC 2346	16	70	8	3500	7000
NGC 6781	13	50	12	17300	18740
NGC 6720	20	27	28	3911	2740
NGC 7048	15	25	15	5870	5870

En una nebulosa bipolar la presencia de material de mayor densidad en la zona ecuatorial hace que el viento de la estrella escape a mayores velocidades en dirección de los polos. Una de las causas que se han usado para explicar la bipolaridad de una NP es la presencia de un núcleo binario en el centro, donde al existir transferencia de masa de una de las estrellas a la otra se forma un disco de acreción que da lugar a la colimación del viento estelar subsiguiente. De las cinco NPs estudiadas en este trabajo, solo dos tienen identificado un núcleo binario: NGC 3132 y NGC 2346; estas dos NPs tienen un toro rodeando al sistema estelar central. Sin embargo, la estructura de la nebulosa es muy diferente para ambos casos: NGC 2346 presenta la morfología bipolar clásica y NGC 3132 es más bien elíptica en forma, sin presentar un alto contraste de densidad entre el ecuador y el polo. Otros ejemplos de NPs bipolares donde se ha encontrado evidencia de sistemas binarios en el centro son A 79 y He-428 (Rodríguez et al. 2001), estas NPs tienen una estructura bipolar con lóbulos que al parecer se han desvanecido en el medio interestelar. Las edades estimadas para A 79 y He-428, de acuerdo a las velocidades de expansión del gas ionizado en el toro, están entre 8,000 y 21,500 años, lo cual implica nebulosas más evolucionadas que las que se han estudiado en esta tesis. De nuestra muestra, NGC 2346 y NGC 3132 tienen las edades más

cortas y en ambas NPs los lóbulos son cascarones cerrados; lo anterior enfatiza un escenario donde los lóbulos de las NPs bipolares se fragmentan o se diluyen con la evolución de la nebulosa. Sin embargo, es interesante hacer notar que aunque NGC 2346 y NGC 3132 son NPs con un sistema estelar binario y presentan bipolaridad con un toro alrededor de la estrella central, no en todas las NPs con núcleo binario detectado (~ 20) es evidente la presencia del toro (v.g. A 41 y A 65) y también, por otra parte, no todas ellas presentan emisión H_2 . La característica común entre las NPs con núcleo binario es que son axisimétricas y con una variedad de contrastes de densidad entre las diferentes regiones de la nebulosa.

10.1.3 Mecanismo de excitación

Para distinguir entre los dos posibles mecanismos que excitan el H_2 (choques o fluorescencia) en la muestra de NPs de este trabajo se ha usado el cociente de líneas entre las transiciones S(1)2-1 (2.248 μm) y S(1) 1-0 (2.122 μm). En todos los objetos la emisión de la línea a 2.248 μm es débil y el cociente no rebasa un valor de 0.25, lo cual es indicativo de excitación por choques. Los casos donde el valor del cociente es más alto coinciden con las regiones más cercanas a la estrella central y particularmente en los objetos que presentan el toro alrededor de la estrella. Por otra parte y de acuerdo a la cinemática, las velocidades de expansión, y por tanto las velocidades de los choques generados, son mayores en las regiones más alejadas de la estrella. Este comportamiento plantea la posibilidad de que los dos mecanismos actúen simultáneamente pero en diferentes zonas de la nebulosa: la fluorescencia es importante cerca de la estrella central (el toro) y los choques en regiones alejadas (los lóbulos). La acción combinada sucede también en NPs con espectro característico de fluorescencia como es el caso de NGC 7027 (Hora et al. 1999) donde también se ha encontrado la evidencia de choques (Cox et al. 2002). La importancia de la fluorescencia, como es de esperarse, depende de la intensidad de la radiación UV de la estrella central y en general se encuentra que las NPs con espectro de regiones fotodisociadas son aquellas que tienen mayores temperaturas efectivas.

10.1.4 Densidades y masas

Tomando en cuenta la evidencia de la acción de choques: el valor del cociente entre las líneas S(1) 2-1/S(1-0) y las velocidades de expansión medidas (ver sección anterior), se ha calculado la densidad prechoque del gas a partir de la relación de Kwan (1976) entre la velocidad del choque y el brillo superficial de la emisión en la línea S(1) 1-0 a 2.122 μm . Con el valor de la densidad y la geometría tridimensional ajustada a los datos cinemáticos, que como se mencionó anteriormente coincide con estructuras elipsoidales, se ha determinado la masa total del H₂. La Tabla 10.3 resume los valores de densidades y masas.

Las estrellas progenitoras de las NPs tienen masas entre 0.8 y 8 M \odot y gran parte de esta masa es eyectada en las etapas de vientos que sufre la estrella, el núcleo remanente es apenas del orden de un décimo de la masa inicial. Toda esta masa eyectada debe estar en forma de cascarones, halos o demás tipos de envolventes. Una de las contribuciones más importantes de este trabajo es el método propuesto para la determinación de la masa del material molecular en una NP. El resultado de la aplicación de este método es que los valores de las masas moleculares son sustancialmente mayores que las masas del material ionizado. Por consiguiente, parte de la importancia del resultado es la verificación de que una parte importante de la masa del progenitor se encuentra en los cascarones en forma de gas molecular. Las estimaciones previas para las masas de material molecular están basadas en las observaciones de la molécula de CO, pero son un tanto inciertas debido a las diversas suposiciones de las condiciones físicas del gas que deben hacerse: temperatura y abundancia relativa, principalmente. Con la estimación que se hace en este trabajo es posible ahora comparar la masa total de la nebulosa (gas ionizado y molecular) más la masa del núcleo estelar con la masa inicial del progenitor. Para esto último es necesario recurrir a los modelos de evolución estelar, lo cual se discute en la siguiente sección.

Tabla 10.3 Densidades y masas

NP	S(1)1-0 ($\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	n_0 (cm^{-3})	Masa H ₂ (M \odot)	Masa ionizada (M \odot)	M _{mol} / M _{ion}
NGC 3132	$2.19 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^4$	0.4	0.027	14.8
NGC 2346	$6.25 \cdot 10^{-5}$	$7.0 \cdot 10^3$	0.8	0.01	80.0

NGC 6781	$1.02 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^4$	0.45	0.13	3.5
NGC 6720	$9.24 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^4$	0.3	0.039	7.7
NGC 7048	$1.25 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^4$	0.6	0.04	2.5

10.1.5 Estrellas centrales

En la tabla 10.4 se presentan las características principales, luminosidad y temperatura efectiva, de las estrellas centrales para las cinco nebulosas planetarias estudiadas. Estos valores se han graficado junto a otras NPs en la Figura 10.1 (log L vs log T) donde además se han puesto las trazas evolutivas para diferentes masas de estrellas progenitoras ($0.8-7 M_{\odot}$) que después de las etapas de pérdida de masa dejan un núcleo estelar descubierto de 0.5 a $1 M_{\odot}$ (Schönberner 1979, 1981; Blöcker 1995).

Tabla 10.4 Estrellas centrales

NP	T (°K)	L / L_{\odot}
NGC 3132	$9.0 \cdot 10^4$	50
NGC 2346	$1.0 \cdot 10^5$	70
NGC 6781	$1.1 \cdot 10^5$	127
NGC 6720	$1.4 \cdot 10^5$	720
NGC 7048	$1.8 \cdot 10^5$	170

La determinación de los parámetros L y T están sujetos a errores mayores al 50%. En particular, la determinación de L está sujeta a los errores en la distancia. Para tratar de dar homogeneidad a los datos, los valores han sido tomados de la Tabla 1 de Stanghellini et al. (2002) quienes hicieron el cálculo en base a un análisis de Zanstra y recopilando datos de la literatura, en particular las distancias usadas son distancias estadísticas. Los datos graficados incluyen tres grupos de objetos:

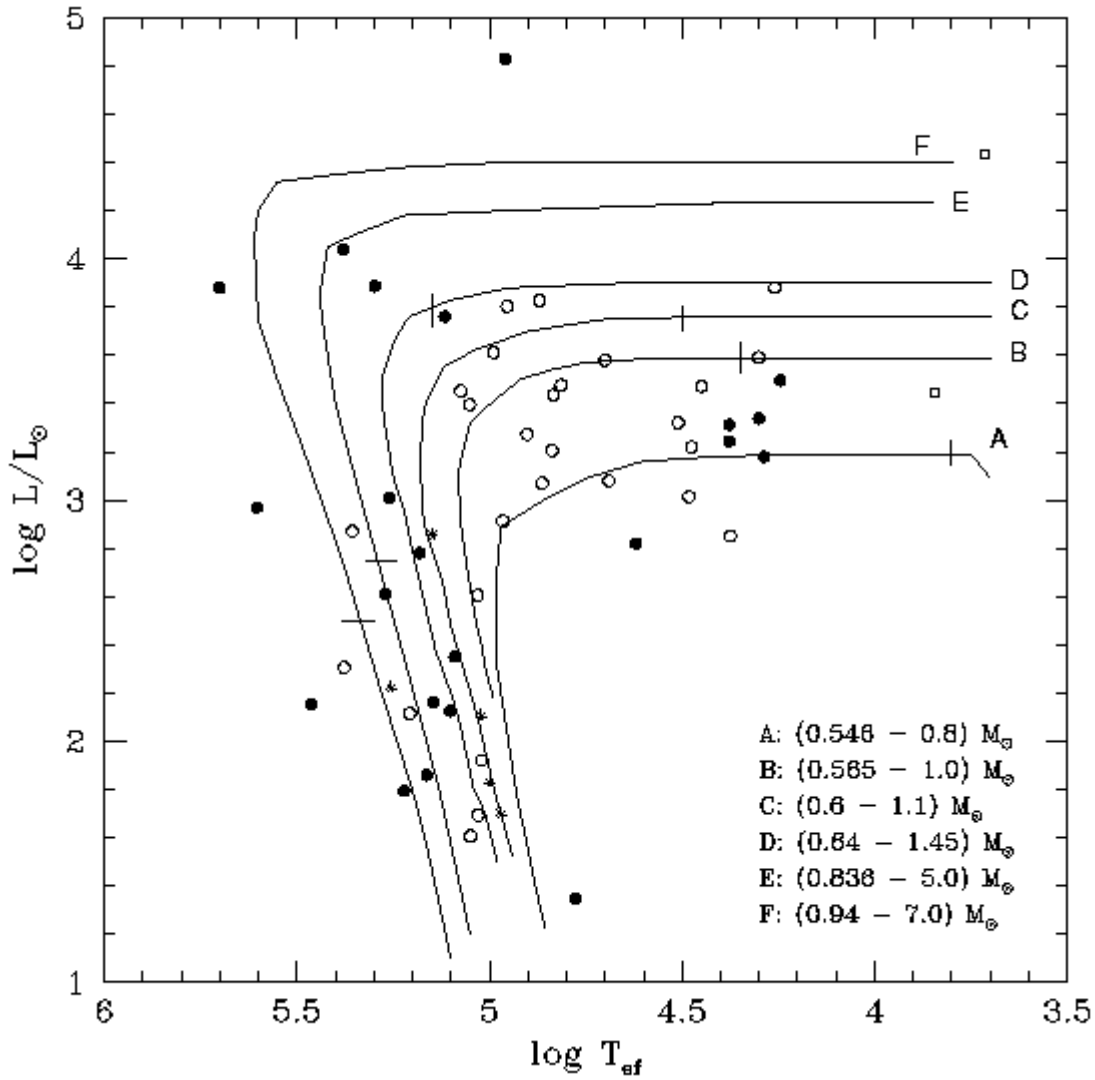


Fig. 10.1 Estrellas centrales de NPs en el diagrama H-R representadas de la siguiente manera: asteriscos: NPs con emisión H_2 estudiadas en esta tesis; círculos rellenos: otras NPs con emisión en H_2 ; círculos sin relleno: NPs sin emisión H_2 ; cuadros sin relleno: nebulosas protoplanetarias. Las trazas evolutivas corresponden a masas del núcleo remanente y de la masa de la estrella progenitora indicadas en cada línea. La línea pequeña que cruza a cada traza corresponde a una edad evolutiva de 3,000 años de acuerdo al modelo.

- 1) Las NPs cuya cinemática ha sido estudiada en este trabajo (5 objetos).
- 2) Otras NPs con emisión H₂ detectada (27 objetos).
- 3) NPs que por su morfología (elíptica o bipolar) han sido candidatos a presentar emisión H₂ y en las cuales se ha buscado la emisión pero que no ha sido detectada (25 objetos).

Tabla 10.5 Masas y edades evolutivas

NP	Masa nebular (M _⊙)	Masa del núcleo (M _⊙)	Nebulosa + núcleo (M _⊙)	Masa progenitor (M _⊙)	Edad evolutiva (años)	Edad dinámica (años)
NGC 3132	0.43	0.6	1.0	1.1	70 000	2 078
NGC 2346	0.81	0.6	1.4	1.1	40 000	3 500
NGC 6781	0.58	0.6	1.2	1.1	12 000	17 300
NGC 6720	0.34	0.6	0.9	1.1	9 500	3 911
NGC 7048	0.64	0.94	1.58	7	20 000	5 870

En un primer análisis de la gráfica mostrada en la Figura 10.1, es posible para cada una de las NPs de este trabajo asociar una masa de la estrella progenitora y además una edad evolutiva de acuerdo a su posición respecto de las trayectorias marcadas. Estos datos se presentan en la Tabla 10.5, además de la masa total de la nebulosa (gas H₂ más ionizado) y la edad dinámica obtenida de la expansión.

Los valores indican que cuatro de los cinco objetos pudieran corresponder a un mismo tipo, en cuanto a masa se refiere, de la estrella progenitora, siendo la secuencia evolutiva, de menor a mayor edad como sigue: NGC 6720, NGC 6781, NGC 2346 y NGC 3132. El quinto objeto, NGC 7048, correspondería a una NP altamente evolucionada pero con una estrella central inicialmente seis veces más masiva. Esta secuencia de edades difiere de los

datos para las edades de acuerdo a la velocidad de expansión de la nebulosa y el tamaño de la misma, pero hay que tomar en cuenta que un pequeño desplazamiento de la posición de la estrella en el plano L-T, debido a las incertidumbres de los valores, puede corresponder a una traza evolutiva de diferente masa del progenitor, y la edad correspondiente puede variar en un factor de 2 o hasta 10. Por otra parte, salvo el caso de NGC 6781, las edades de acuerdo a las trazas evolutivas resultan ser mayores que las edades dinámicas. Los modelos de evolución estelar para estrellas post-AGB usados aquí fijan la edad cero cuando la envoltura alrededor de la estrella debido a las pérdidas de masa es de $\sim 0.3 M_{\odot}$ y esto puede no coincidir con la formación e inicio de la expansión de la nebulosa observada, sobre todo cuando la estrella tiene eyecciones múltiples a diferentes etapas de su evolución.

Cuando se observa todo el conjunto de puntos de esta gráfica se pueden notar que las cinco NPs junto con la mayoría de las otras NPs que también presentan emisión molecular H_2 , forman un grupo aparte del grueso de aquéllas que no presentan emisión H_2 . Las NPs con H_2 se localizan preferentemente a mayores temperaturas y menores luminosidades. Lo anterior, de acuerdo a las trazas evolutivas marcadas, corresponde a estrellas progenitoras de mayor masa. Esto último está de acuerdo y conecta los resultados de varios autores que establecen que las estrellas centrales de NPs bipolares son más calientes (Phillips 2003), que las NPs con emisión H_2 están asociadas a una morfología bipolar (Kastner et al 1994), y que los progenitores de las NPs bipolares son estrellas masivas (Corradi y Schwarz 1995).

Un pequeño grupo de las estrellas centrales de las NPs con emisión H_2 se separa de los demás y se localiza a menores temperaturas, aunque de acuerdo a los valores de la luminosidad corresponden a estrellas de menor masa que las del otro grupo. Una característica que tienen en común es que son objetos compactos y axisimétricos: bipolares o cuadrupolares. Los tamaños físicos de las nebulosas, de acuerdo a las correspondientes distancias, tienen valores de 0.05 a 0.24 pc que comparados con los tamaños de objetos extendidos, como los de este trabajo, resultan ser menores, con lo cual podrían tratarse de objetos menos evolucionados que el resto.

Con todo lo anterior, existe una zona del plano L-T donde no se encuentran NPs con emisión H_2 y es la región de las etapas tempranas para estrellas de mayor masa. Dado que la evolución de la estrella central es más lenta en cuanto menor es la masa, los tiempos que la

estrella tarda en recorrer la trayectoria a luminosidad constante son más cortos para estrellas masivas: 40 a 400 años para un núcleo estelar de 0.94 a 0.84 M_{\odot} , respectivamente, mientras que para una masa de 0.62 es de 3000 años. Es entonces posible que la ausencia de objetos con baja temperatura y alta luminosidad, que corresponden a etapas tempranas en la evolución post-AGB de estrellas masivas y donde también se esperaría la detección del gas molecular, sea un efecto de la baja probabilidad de detección por el poco tiempo que le lleva a la nebulosa esta etapa. Otra región de corta transición es la correspondiente a la etapa de protonebulosa planetaria; para esta etapa la luminosidad de la estrella central es de $\sim 10^4 L_{\odot}$ y la temperatura efectiva de ~ 7000 K, que las sitúa en la región derecha del diagrama L-T. En esta fase también se ha detectado la emisión molecular en algunos casos, en la Fig. 9.1 están graficados un par de estos objetos.

También, como referencia temporal en cada una de las trazas se ha marcado el punto que corresponde a una misma edad de acuerdo a los modelos (3000 años). Las NPs sin emisión H_2 se encuentran más alejadas de esta referencia temporal, implicando objetos más evolucionados que aquellos con H_2 . En el escenario donde el material molecular es el remanente del viento estelar en la etapa de gigante roja, lo anterior puede entenderse como que para las estrellas menos masivas es posible que al ser más evolucionadas, el material molecular haya sido disociado por completo y todo el gas se encuentre en estado atómico, y de hecho para estas estrellas de menor masa donde también hay detecciones de la nebulosa en H_2 , la presencia del gas molecular correspondería a etapas previas a aquéllas donde no existe la emisión de H. En esta misma dirección, para algunas NPs en donde se ha detectado un envoltorio de HI y que no presentan emisión H_2 , como en el caso de la nebulosa bipolar IC 418, se han propuesto modelos donde el material atómico sea el resultado del gas originalmente en estado molecular que ha sido totalmente disociado por la radiación UV de la estrella central (v.g. Gussie et al. 1995). La evolución de estos modelos depende básicamente de la temperatura efectiva de la estrella central y de la densidad del gas eyectado por la estrella, y de acuerdo con esto, es posible que el material molecular deje de existir en una escala de tiempo de $\sim 10^4$ años, con lo cual no parece difícil suponer que una nebulosa con edad mayor a este tiempo no presente emisión molecular debido a que el material ha sido

disociado en su totalidad tanto por la acción de choques como por la fotodisociación debido a la radiación de la estrella central.

Un resultado importante al sumar la masa de la nebulosa con la del remanente estelar y comparar con la masa inicial del progenitor es que para cuatro de las cinco NPs, los valores son muy parecidos. En el caso de NGC 7048 la suma queda muy por debajo de la masa del progenitor correspondiente. Nuevamente hay que mencionar que la incertidumbre de la distancia es la principal fuente de error de estas estimaciones, sin embargo, con estos resultados se encuentra una buena concordancia entre los parámetros derivados de las observaciones y los modelos teóricos de la evolución estelar.

Finalmente, otro de los parámetros que se pueden estimar a partir de la masa y edad de la nebulosa es la tasa de pérdida de masa de la estrella central. Estos valores se presentan en la Tabla 10.6 y en general son valores que están en buen acuerdo con el escenario de una eyección masiva, aunque lenta, de estrellas en la etapa de AGB y post AGB.

Tabla 10.6 Tasas de pérdida de masa

NP	\dot{M} ($M_{\odot} \text{ año}^{-1}$)
NGC 3132	$1.9 \cdot 10^{-4}$
NGC 2346	$2.3 \cdot 10^{-4}$
NGC 6781	$1.2 \cdot 10^{-5}$
NGC 6720	$7.6 \cdot 10^{-5}$
NGC 7048	$1.7 \cdot 10^{-4}$

10.2 Conclusiones

En este trabajo de tesis se han determinado y analizado diversos parámetros físicos de una muestra de NPs que presentan emisión H_2 . Como un resumen final las conclusiones generales se listan a continuación:

Se ha medido el campo de velocidades radiales para el gas de hidrógeno molecular en cinco NPs galácticas que presentan diferentes morfologías. En un hecho común que la distribución espacial de la emisión molecular coincide en gran medida con la distribución del gas ionizado y que las velocidades de expansión son comparables a las reportadas para el material ionizado. Este resultado sugiere que ambos tipos de material coexisten como parte de la formación y evolución que han dado lugar a la morfología de la nebulosa y que el material molecular no corresponde a la eyección de la estrella central en la etapa de AGB sin interacción con un viento posterior, ya que para este viento inicial se esperarían encontrar velocidad de expansión de 5 a 10 km s⁻¹.

El comportamiento en velocidad del gas molecular se comparó con las predicciones de diferentes modelos geométricos y para cada nebulosa se eligió el modelo y los parámetros de mejor ajuste. Para todos los casos se encontró que la velocidad de expansión sigue una ley proporcional a la distancia a la estrella central. Las morfologías resultan ser estructuras elipsoidales o bipolares con un toro ecuatorial en algunos casos; es decir, morfologías asimétricas en todos los casos.

Mediante un diagnóstico del cociente entre dos líneas de emisión del H₂ se ha discriminado el mecanismo de excitación, encontrándose que en estas NPs el mecanismo dominante es la acción de choques más que la fluorescencia, y esto además está sustentado por los valores de las velocidades determinadas, ya que en un medio molecular con una temperatura de 100 K la velocidad del sonido es de 1 km s⁻¹, de tal manera que las velocidades de expansión en estas nebulosas resultan ser supersónicas. Sin embargo, es posible que la emisión molecular también esté activada por la fluorescencia que se produce por la radiación UV de la estrella central, pero este mecanismo tendrá contribución en las regiones más próximas a la estrella.

Una vez confirmada la acción de choques como principal causa de la emisión, se ha determinado la densidad prechoque y la masa del material molecular, usando para esto la geometría ajustada a la nebulosa. Los valores obtenidos para las masas moleculares son sustancialmente mayores que aquellos para las masas del gas ionizado reportados por diver-

tos autores. Con lo cual se confirma que en estos objetos la mayor parte del material eyectado por la estrella permanece en estado molecular. Con las masas y edades dinámicas, se derivaron límites inferiores para las tasas de pérdida de masa de la estrella central en las etapas de AGB y post AGB.

Finalmente, los valores tomados de la literatura para la temperatura y luminosidad de la estrella, se han comparado con los modelos de evolución estelar. En estos modelos una estrella progenitora con cierta masa sigue la trayectoria característica de una nebulosa planetaria en el diagrama HR, desprendiéndose de gran parte de esa masa y quedando con un remante estelar. La comparación de la cantidad de masa que la estrella pierde de acuerdo a estos modelos de evolución estelar resulta en un muy buen acuerdo con la determinación de las masas moleculares realizadas en este trabajo.

El estudio del gas molecular resulta entonces un método de gran valor para el análisis de la dinámica y cinemática del material en nebulosas planetarias. Aunque en este trabajo se ha confirmado que la presencia de la emisión molecular podría estar preferentemente asociada a las morfologías asimétricas, es importante seguir con este estudio a fin de encontrar una razón por la cual no se cumple la asociación en el sentido inverso, es decir, si prácticamente todas las NPs con emisión H_2 presentan una morfología bipolar o asimétrica, ¿por qué no todas las NPs con morfología bipolar presentan la emisión molecular?

Apéndice 1

Modelos de vientos en interacción

A1.1 Componentes de la interacción

El modelo de vientos en interacción (Kwok et al. 1978) supone que el cascarón de una NP se forma por la colisión de dos vientos de la estrella central. Una suposición es que las velocidades terminales y las tasas de pérdida de masa para ambos vientos son constantes: V y \dot{M} , respectivamente, para el viento inicial en la etapa de gigante roja y v y \dot{m} para el segundo viento iniciado en una etapa posterior, que alcanza al primer viento por ser más rápido y formará un cascarón de material barrido y chocado.

Dadas las velocidades características del viento de una gigante roja, del orden de 10 km s^{-1} , la interacción del segundo viento resulta ser supersónica y dos ondas de choque se generan y forman una estructura con diferentes regiones: a) una burbuja de viento estelar en expansión libre, b) una región de viento rápido chocado, c) una superficie de discontinuidad, d) una zona de viento lento chocado y e) el remanente del viento inicial de gigante roja. La dinámica del cascarón resultante está determinada por el empuje del viento rápido y la resistencia que ofrece el viento lento de la primera etapa. La masa del cascarón, suponiendo que se forma únicamente de material de los dos vientos, a una distancia $R_s(t)$ estará dada por:

$$M_s(t) = \left(\frac{\dot{M}}{V} - \frac{\dot{m}}{v}\right)R_s(t) - (\dot{M} - \dot{m})t \quad (\text{A1.1})$$

A1.2 Conservación de momento.

La ecuación de movimiento para el cascarón, en una primera aproximación de colisión inelástica de los vientos donde toda la energía depositada en el cascarón por el viento es radiada inmediatamente y por tanto no se incluye un término de presión. En el sistema de referencia del cascarón, la ecuación de momento se puede escribir como:

$$\frac{\dot{m}}{v}[v - V_s(t)]^2 - \frac{\dot{M}}{V}[V - V_s(t)]^2 = M_s(t) \frac{dV_s(t)}{dt} \quad (\text{A1.2})$$

donde $V_s(t)$ es la velocidad del cascarón. La integración numérica de A1.2 usando A1.1, con valores típicos de V (5-10 km s⁻¹), \dot{M} (10⁻⁵-10⁻⁶ M_⊙ año⁻¹), v (500-1000 km s⁻¹) y \dot{m} (10⁻⁶-10⁻⁷ M_⊙ año⁻¹) llevan al resultado de que V_s alcanza valores constantes (30-65 km s⁻¹). Y si V_s es constante, el lado derecho de la ecuación A1.2 es igual a cero y se puede encontrar una expresión analítica:

$$V_s = \frac{(\dot{M} - \dot{m}) + (v - V)(\dot{M} \dot{m} / vV)^{1/2}}{(\dot{M}/V) - (\dot{m}/v)} \quad (\text{A1.3})$$

A1.3 Conservación de energía

Este es el caso donde toda la energía depositada por el viento se convierte en presión térmica, y las pérdidas por radiación son despreciables. En este caso, la ecuación de momento es:

$$\frac{d}{dt} \left[M_s(t) \frac{dR_s(t)}{dt} \right] = \dot{m} \left(v - \frac{dR_s}{dt} \right) + \dot{M} \left(\frac{dR_s}{dt} - V \right) + 4\pi R_s^2(t) P(t) \quad (\text{A1.4})$$

Y además se tienen la expresión para la energía interna de la región caliente que se genera debido al choque:

$$E(t) = \frac{3}{2} \left(\frac{4}{3} \pi R_s^3 \right) P(t) , \quad (\text{A1.5})$$

así como la ecuación del balance de energía en esa región:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \dot{m} v^2 - 4\pi R_s^2(t) P(t) \frac{dR_s}{dt} . \quad (\text{A1.6})$$

Usando el método de soluciones autosimilares (ver Apéndice 2), se pueden proponer expresiones del tipo:

$$\begin{aligned} E &= At^\alpha \\ R_s &= Bt^\beta \\ P &= Ct^\gamma \end{aligned} \quad (\text{A1.7})$$

Que al ser sustituidas en las ecuaciones A1.4 a A1.7 y usando A1.1 dan un sistema de ecuaciones entre las incógnitas A , B y C y α , β , y γ . La solución para los exponentes está dada por:

$$\begin{aligned} \alpha &= 1 \\ \beta &= 1 \\ \gamma &= 1 \end{aligned} \quad (\text{A1.8})$$

De este resultado, se desprende que $R_s \sim t$ y por tanto $dR_s/dt \equiv V_s = \text{constante}$. La solución queda entonces como:

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{3} \frac{mv^2}{2} t \\ R_s &= V_s t \\ P &= \frac{\frac{1}{2}mv^2}{6\pi V_s^3} \end{aligned} \quad (\text{A1.9})$$

donde V_s es la raíz de la ecuación cúbica:

$$\left(\frac{\dot{M}}{V} - \frac{\dot{m}}{v} \right) V_s^3 - 2 \left(\dot{M} - \dot{m} \right) V_s^2 + (\dot{M}V - \dot{m}v) V_s - \frac{\dot{m}v^2}{3} = 0 \quad (\text{A1.10})$$

Las valores de velocidad de expansión del cascarón que se obtienen en el caso de conservación de energía, son siempre mayores que en el caso de conservación de momento, pero es interesante notar que en ambos regímenes, el valor de la velocidad es una constante y que los valores derivados son comparables a los valores observados.

También es interesante notar que la formación del cascarón de una NP es similar al cascarón formado por la interacción del viento de una estrella masiva con el medio interestelar circundante (Castor et al. 1975). Pero en este segundo escenario, el medio con el que interacciona el viento es de densidad uniforme y estacionario, a diferencia de una NP donde la presencia del primer viento generado en la etapa de gigante roja, hace que el segundo viento sea eyectado en un ambiente que tiene una densidad que decrece radialmente como r^{-2} . Esta diferencia hace que la velocidad del cascarón alrededor de una estrella masiva no sea constante, sino que tiene una evolución con el tiempo, y más aún, es diferente de acuerdo al régimen considerado: en el caso de conservación de energía $V_s \sim t^{-2/5}$ y en el caso de conservación de momento $V_s \sim t^{1/2}$ (McCray 1983).

Apéndice 2

Soluciones autosimilares

Muchos de los problemas astrofísicos consisten en resolver las ecuaciones de la dinámica de gases que involucran las variables que describen el flujo, como la velocidad v , la densidad ρ y la presión P . En algunos casos, estas variables tienen la dependencia $v(r,t)$, $\rho(r,t)$ y $P(r,t)$ en forma tal que dependen de la posición r y del tiempo t no de manera independiente pero sí como función solamente de la combinación r/t .

De esta manera, la distribución de las cantidades v , ρ y P con respecto a la coordenada r cambian con el tiempo pero sin variar su forma, es decir, permanecen similares a ellas mismas. Por otra parte, si se grafica la distribución de esas cantidades pero ahora con respecto a r/t lo que se obtiene es una “imagen congelada”, donde no hay una variación con el tiempo. Este tipo de movimientos donde las variables de flujo permanecen similares a ellas mismas y varían sólo como resultado de cambios en la escala son llamadas **autosimilares**. En el caso anterior x/t es llamada la variable de similaridad.

La distribución como función de la posición de cualquiera de las variables del flujo, por ejemplo, la presión $P(r,t)$ puede ser escrita en la forma $P(r,t) = \Pi(t) \pi(r/R)$, donde las escalas de dimensión Π y R dependen del tiempo de alguna forma a determinar. En general, para un movimiento autosimilar, el sistema de ecuaciones diferenciales parciales impuestas por la dinámica de gases puede ser reducido a un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias en términos de la variable de similaridad $\xi = r/R$, donde $R = R(t)$ es la escala de longitud. Si se eligen, por ejemplo, R y ρ_0 como las escalas básicas, la cantidad $dR/dt \equiv \dot{R}$ puede servir como la escala de velocidad y $\rho_0 \dot{R}^2$ como la escala de presión. Y entonces, el problema se reduce a encontrar soluciones de la forma:

$$\begin{aligned} P &= \rho_0 \dot{R}^2 \pi(\xi) \\ \rho &= \rho_0 g(\xi) \\ v &= R v(\xi) \end{aligned} \tag{A2.1}$$

en donde π , g y v son funciones adimensionales de la variable de similaridad ξ , en términos de la cual las ecuaciones diferenciales son reformuladas. Una vez hecho lo anterior, lo que se encuentra es que se cumple que:

$$\begin{aligned} R &= At^\alpha \\ \rho_o &= Bt^\beta, \end{aligned} \tag{A2.2}$$

donde A , α , B , y β son constantes, es decir, todas las escalas en el movimiento autosimilar tienen una dependencia en ley de potencia con el tiempo.

Existen dos tipos de soluciones autosimilares. Las de un primer tipo, tienen la característica de que los exponentes del tiempo t en todas las escalas quedan determinados por consideraciones dimensionales ó por la leyes de conservación.

Uno de los ejemplos más representativos de un movimiento autosimilar de este tipo es la una explosión instantánea en un medio homogéneo. Este problema fue considerado y resuelto por Sedov (1946).

En el segundo tipo de soluciones autosimilares, el exponente de t no se puede encontrar por consideraciones de dimensiones o por las leyes de conservación sin necesidad de resolver las ecuaciones diferenciales, y en este caso se requiere una integración.

Apéndice 3

Principios básicos del interferómetro de Fabry-Perot

A3.1 Descripción del interferómetro de Fabry Perot

El interferómetro de Fabry Perot (FP) está compuesto por dos espejos semi-reflejantes separados por una cavidad de aire. Al hacer incidir un haz de luz paralela y monocromática, el FP produce un sistema de anillos de interferencia localizados en el infinito. La Figura A3.1 muestra un esquema básico del camino que recorre la luz a través de un interferómetro FP.

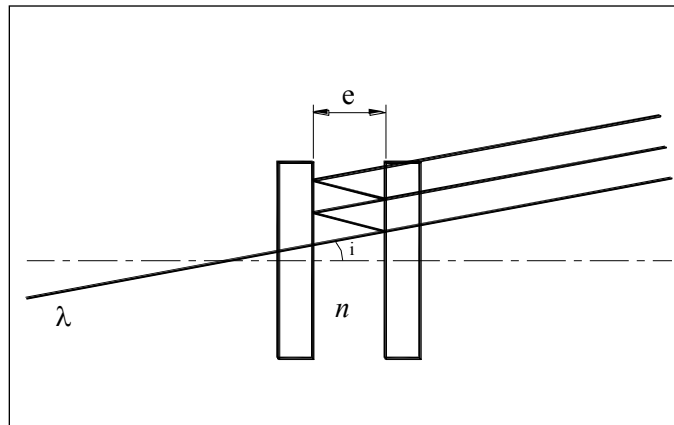


Fig. A3.1 Trayectoria de un haz de luz en un FP.

Donde:

λ es la longitud de onda del haz de luz

e la separación entre las placas semi-reflejantes del FP

n el índice de refracción del medio dentro de la cavidad

i el ángulo de incidencia del haz.

A3.2 Definiciones y formulación básica.

La intensidad luminosa transmitida está dada por:

$$I(\varphi) = \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + m \operatorname{sen}^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (\text{A3.1})$$

Donde T es el factor de transmisión y R , el factor de reflexión. La función de Airy $A(\varphi)$ (ver Figura A3.2) se define como:

$$A(\varphi) = \frac{1}{1 + m \operatorname{sen}^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (\text{A3.2})$$

donde

$$\varphi = \frac{4\pi n e \cos(i)}{\lambda} \quad (\text{A3.3})$$

es el retardo en fase y m es el factor de modulación, que depende del factor de reflexión de las placas de la siguiente forma:

$$m = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (\text{A3.4})$$

La función de Airy $A(\varphi)$ es una función con período 2π y es máxima (al igual que la función de intensidad luminosa) para:

$$\varphi = 2\pi p \quad (\text{A3.5})$$

con p entero. Combinando (A3.3) y (A3.5) se obtiene la relación fundamental del FP:

$$2ne \cos(i) = p\lambda \quad (\text{A3.6})$$

obteniéndose un sistema de interferencia constructiva (máxima luminosidad) cada vez que la relación anterior se satisfaga. El orden de interferencia en el centro del patrón está dado para i mínimo como $p_0 = 2e/\lambda$. El intervalo espectral libre (FSR) es el intervalo entre 2 máximos consecutivos de transmisión de la función de Airy y está dado por:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{p} \quad (\text{A3.7})$$

Donde p es el orden de interferencia del FP a una longitud de onda λ . Para otra λ' , el orden de interferencia p' cumple la siguiente relación:

$$p\lambda = p'\lambda' \quad (\text{A3.8})$$

Una característica importante del FP es su Finesse efectiva (F_{eff}) que puede ser considerada como su factor de calidad y está definida como sigue:

$$\frac{1}{F_{eff}^2} = \frac{1}{F_r^2} + \frac{1}{F_d^2} \quad (\text{A3.9})$$

Donde F_d es la Finesse de los defectos ópticos dada por $F_d = q/2$ (los espejos en el FP son planos a q/λ) y la Finesse de reflexión F_r está dada por:

$$F_r = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{m}}{2} \quad (\text{A3.10})$$

Una manera fácil de revisar la Finesse es midiendo $\Delta\lambda$ (los picos de transmisión de la función de Airy) y $\delta\lambda$ (el ancho a media altura FWHM) de la línea para determinar la Finesse de reflexión. La Figura A3.2 presenta la función de Airy para diferentes valores de la Finesse, que está relacionada con la resolución espectral del instrumento. Se puede calcular la resolución de un FP con:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = p F_r \quad (\text{A3.11})$$

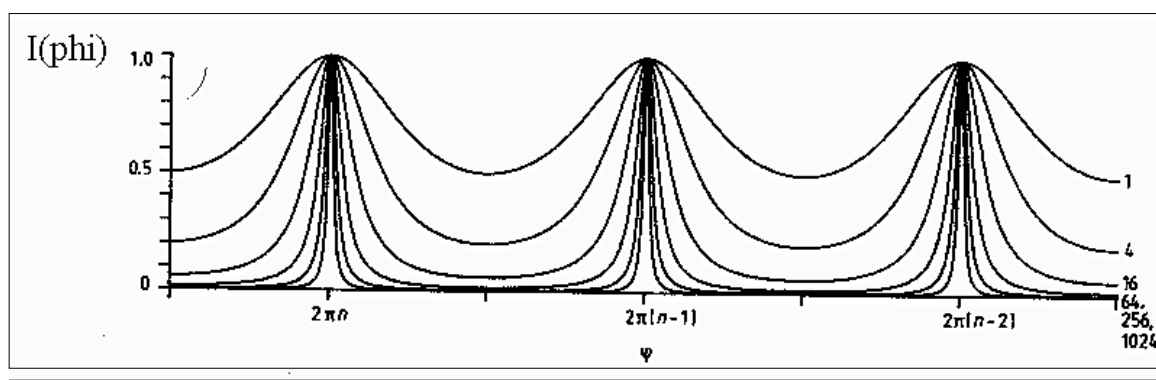


Fig. A3.2 Función de Airy para diferentes valores de Finesse.

A3.3 El Fabry Perot de barrido.

En un Interferómetro Fabry-Perot de Barrido (IFPB), el espacio e entre las placas puede ser variable. En este caso, el IFPB funciona como un filtro sintonizable que barre el intervalo espectral libre. La Figura A3.3 muestra cómo un IFPB produce un perfil de emisión en cada pixel del detector.

El IFPB realiza el barrido sobre el FSR con un número de pasos (número de canales) dados por dos veces la Finesse. Al final se obtiene un cubo de datos x, y, z . Donde x y y contienen la información espacial, y z , la información espectral obtenida de las diferentes separacio-

nes e . Los perfiles construidos con la intensidad luminosa correspondiente a las diferentes separaciones están relacionados con la longitud de onda a través de la relación de Doppler.

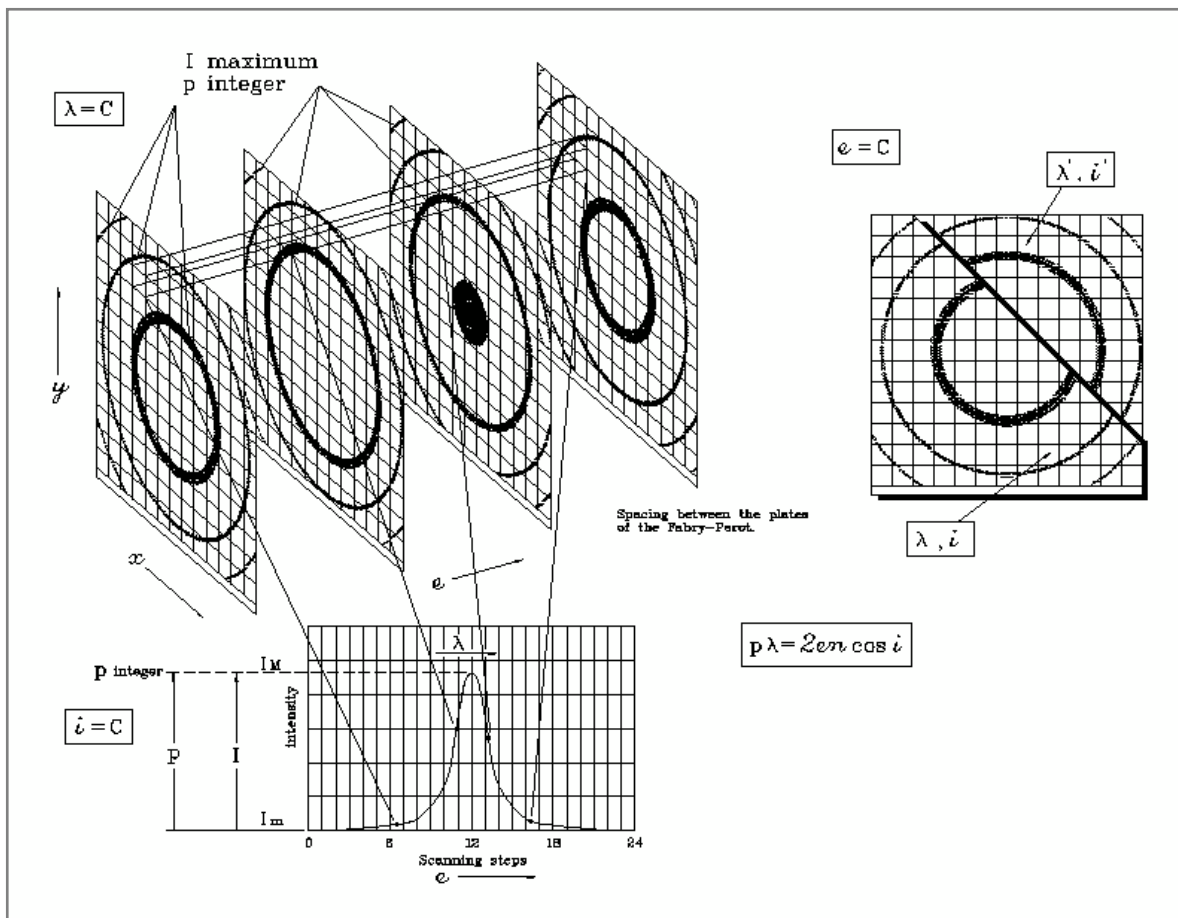


Fig. A3.3 Perfil de emisión producido por un IFPB.

Referencias

- Acker, A. 1978, AAS, 33, 367
- Acker, A., Marcout, J., Ochsenbein, F., et al. 1992, *Strasbourg –ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, published by Garching European Southern Observatory
- Anandarao, B.G., Banerjee, D.P.K., Desai, J.N., et al. 1988, MNRAS, 235, 221
- Arias, L., Rosado, M. 1992, CIGALE: Manual de Usuario, IAUNAM
- Arias, L., Langarica, R., Rosado, M., et al. 2000, PUMA: Manual de Usuario, IAUNAM
- Bachiller, R., Planesas, P., Martin-Pintado, J., et al. 1989, AA, 210, 366
- Bachiller, R., Huggins, P.J., Cox, P., Forvilee, T. 1993, AA, 267, 177
- Bagnulo, S., Landstreet, J.D., Fossati, L., Kochukhov, O., 2012, A&A, 538, 129
- Balick, B. 1987, AJ, 94, 671
- Balick, B. 1989, IAU Symp. 131, Planetary Nebulae, ed. S. Torres-Peimbert (Dordrecht: Reidel), 83
- Balick, B., Gonzalez, G., Frank, A., Jacoby, G. 1992, ApJ, 392, 582
- Balick, B., Alexander, J., Hajian, A.R, et al. 1998, AJ, 116, 360
- Balick, B., Wilson, J., Hajian, A.R., 2001, AJ, 121, 354
- Barral, J.F., Cantó, J. 1981, RMxAA, 5, 101
- Binette, L., Cabrit, S., Raga, A., Cantó, J. 1999, A&A, 346, 260
- Black, J.H., Dalgarno, A. 1976, ApJ, 203, 132
- Black, J.H., van Dishoeck, E.F. 1987, ApJ, 322, 412
- Blöcker, T. 1975, AA, 299, 755
- Bryce, M., Balick, B., Meaburn, J. 1994, MNRAS, 266, 721
- Cahn, J.H., Kaler, J.B. 1971, ApJS, 22, 319
- Cantó, J., Raga, A.C., ApJ, 372, 646
- Castor, J.I., McCray, R., Weaver, R. 1975, ApJ, 200, L107
- Chu, Y.H., Jacoby, G.H., Arendt, R. 1987, ApJS, 64, 529
- Chu, Y.H. 1989, in the Proceedings of the 131 IAU Symposium, Ed. S. Torres-Peimbert, 105
- Chu, Y.H., Guerrero, M.A., Gruendl, R. et al. 2001, ApJ, 553, 69
- Corradi, R., Schwarz, H.E. 1995, AA, 293, 871

Cox, P., Huggins, P.J., Maillard, J.P. et al. 2002, AA, 384, 603

Cruz-González, I., Carrasco, L., Ruiz, E., et al. 1994, RMxAA, 29, 197

Curtis, H.D. 1918, Publ. Lick Observatory, 13, 55

Dinerstein, H.L., Lester, D.F., Carr, J.S., Harvey, P.M., 1988, ApJ, 327, L27

Frew D. J., Parker Q. A., 2006, in Barlow M. J., Mendez R. H., eds, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond Vol. 234 of IAU Symposium, . pp 49–54

Forveille, T., Huggins, P.J., Bachiller, R., Cox, P. 1998, 495, L111

García-Hernández, D.A., Manchado, A., García-Lario, P., et al. 2002, AA, 387, 955

García-Lario, P. Manchado, A., Suso, S.R., et al. 1990, AAS, 82, 497

García-Segura, G., Langer, N., Rózycka, M., Franco, J. 1999, ApJ, 517, 767

García-Segura, G., 2010 A&A, 520, L5

García-Segura, G., Villaver, E., Langer, N., et al. 2014, ApJ, 783, 74

Glassgold, A.E. & Huggins,, P.J. 1983, MNRAS, 203, 517

Greenhouse, M.A., Hayward, T.L., Thronson, H.A. 1988, ApJ, 325, 604

Gruendl, R.A., Guerrero, M.A., Chu, Y.H, et al. 2006, ApJ, 653, 339

Guerrero, M.A., Manchado, A., Chu, Y.H. 1997, ApJ, 487, 328

Guerrero, M.A., Villaver, E., Manchado, A., et al. 2000, ApJS, 127, 125

Guerrero, M.A., Chu, Y.H., Gruendl, R.A., et al. 2001, ApJ, 553, L1

Guerrero, M.A., Gruendl, R.A., Chu, Y.H., 2002, A&A, 387, 55

Guerrero, M.A., Chu, Y.H., Gruendl, R.A., et al. 2005, A&A, 430, L69

Gussie, G.T., Taylor, A.R., Dewdney, P.E. et al. 1995, MNRAS, 273, 790

Healy, A.P., Huggings, P.J. 1988, AJ, 95, 866

Henry, R.B.C, Kwitter, K.B., Dufour, R.J. 1999, ApJ, 517, 782

Hollenbach, D.J., Shull, J.M., 1977, ApJ, 216, 419

Hollenbach, D., McKee, C.F. 1989, ApJ, 342, 306

Hora, J.L., Latter, W.B. 1994, ApJ, 437, 281

Hora, J.L., Lalter, W.B., Deutsch, Lynne, K., 1999, ApJS, 124, 195

Huggins, P.J., Healy, A.P., 1989, ApJ, 346, 201

Huggins, P.J., 1993, in Weinberger, R., Acker A., eds, Proc. IAU Symp 155, Planetary Nebulae. Kluwer, Dordrecht, p. 147

Huggins, P.J., Forveille, T., Bachiller, R., Cox, P. 2000, ApJ, 544, 889

Jewitt, D.C., Danielson, G.E., Kupferman, P.N. 1986, ApJ, 302, 727

Jordan, S., Bagnulo, S., Werner, K., O'Toole, S.J., 2012, A&A, 542, 64

Josselin, E., Bachiller, R., Manchado, A., Guerrero, M.A., 2000, AA, 353, 363

Kahn, F.D., West, K.A., 1985, MNRAS, 212, 837-850

Kastner, J.H., Gatley, I., Merrill, K.M., et al. 1994, ApJ, 421, 600

Kastner, J.H., Weintraub, D.A., Gatley, I., et al. 1996, ApJ, 462, 777

Kastner, J.H., Gatley, I., Weintraub, D. 2000, in ASP Conf. Ser. 199, ed. J. H. Kastner, N. Soker, S. Rappaport, 17

Kastner, J.H., Soker, N., Vrtilik, S.D, Dgani, R., 2000, ApJ, 545L, 57

Kastner, J.H., Vrtilik, S.D, Soker, N., 2001, ApJ, 550L, 189

Knapp, G.R. 1986, ApJ, 311, 731

Kohoutek, L., Lausten, S., 1977, AA, 61, 761

Kohoutek, L., 2001, A&A, 378, 843

Kwan, J. 1977, ApJ, 216, 713

Kwok, S., Purton, C., Fitzgerald, P.M. 1978, ApJ, 214, 437

Kwok, S., 2010, PASA, 27, 174

Lame, N.J., Pogge, R.W. 1994, Aj, 108, 1860

Latter, W.B., Maloney, P.R., Kelly, D.M., et al. 1992, ApJ, 389, 347

Latter, W.B., Kelly, D.M., Hora, J.L., et al. 1995, ApJS, 100, 159

le Coarer, E. Rosado, M., Georgelin, Y., et al. 1993, AA, 280, 365

Leone, F., Martínez González, M.J., Corradi, R., et al. 2011, ApJ, 731, 33

London, R., McCray, R., Chu, S.I. 1977, ApJ, 217, 442

López, J.A., Vázquez, R., Rodríguez, L.F. 1995, ApJL, 455, 63

López, J.A., Richer, M.G., García-Díaz, M.T., et al. 2012, RMxAA, 38, 3

Lumsden, S.L., Puxley, P.J, Hoare, M.G., 2001, MNRAS, 328, 419

Maciel, W. J., 1981, A&A, 98, 406

Manchado, A., Villaver, E., Stanghellini, L., et al. 2000, in ASP Conf. Ser. 199: Asymmetrical Planetary Nebulae II, ed. J. H. Kastner, N. Soker, & S. Rappaport, 17

de Marco O., 2009, PASP, 121, 316

McCray, R., 1983, , Highlights of Astronomy, 6, 565

Mellema, G. 1994, AA, 290, 915

- Mendez, R.H. 1978, MNRAS, 185, 647
- Minkowski, R., Osterbrock, D. 1960, ApJ, 131, 537
- Minkowski, R. 1965, private communication
- Moe M., De Marco O., 2006, ApJ, 650, 916
- Mufson, S.L., Lyon, J., Marionni, P.A. 1975, ApJ, 201, L85
- Ney, E.P., Merrill, K.M., Becklin, et al. 1975, ApJ, 198, L129
- Neufeld, D.A., Dalgarno, A. 1989, ApJ, 340, 869
- Parker Q. A., Acker A., Frew D. J., et al., 2006, MNRAS, 373, 79
- Parker Q. A., Acker A., Frew D. J., et al., 2006, VizieR Online Data Catalog, 5127
- Pascoli, G. 1990, AA, 232, 184
- Peimbert, M., 1978, IAU Symp. 76, Planetary Nebulae, ed. Y. Terzian (Dordrecht: Reidel), 215
- Peimbert, M., Serrano, A. 1980, RMxAA, 5, 9
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S. 1983, IAU Symp. 103, Planetary Nebulae, ed. D. Flower (Dordrecht: Reidel), 215
- Perek, L., Kohoutek, L. 1969, *Catalog of Galactic Planetary Nebulae*, published by Academia, Praga.
- Phillips, J.P. 2003, MNRAS, 412, 791
- Pier, J.R., Harris, H.C., Dahn, C.C., Monet, D.G. 1993, IAU Symp. 155, Planetary Nebulae, ed. R. Weinberger and A. Acker (Dordrecht: Reidel), 175
- Rees, B., Zijlstra, A.A, 2013, MNRAS, 435, 975
- Rodríguez, L.F., & García-Barreto, J.A., 1984, RMxAA, 9, 153
- Rodríguez, M., Corradi, R.L.M., Mampaso, A. 2001, AA, 377, 1042
- Rosado, M. 1986, RMxAA, 13, 49
- Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A., et al. 1995, RMxAA Conf. Ser., 3, 263
- Rosado, M., Cruz-González, I., Salas, L., et al. 1999, SPIE, 3354, 1111
- Rudy, R.J., Lynch, D.K, Mazuk, S., et al. 2001, AJ, 121, 362
- Sabbadin, F. 1984, AAS, 58, 273
- Sabin, L., Zhang, Q., Zijlstra, A.A., et al. 2014, IAU Symp, 302, Magnetic Fields throughout Stellar Evolution, 398
- Sahai, R., 1990, AA, 234, L1

Sahai, R., Trauger, J.T., 1998, ApJ, 116, 1357
Sahai, R., Kastner, J.H., Frank, A. et al. 2003, ApJ, 599, L87
Salas, L., Rosado, M., Cruz-González, I., et al. 1999, ApJ, 511, 822
Schönberner, D. 1979, AA, 79 108
Shklovsky, I. 1956, Astr. Zh., 33, 315
Shull, J.M., 1978, ApJ, 219, 877
Shupe, D.L., Larkin, J.E., Knop, R.A., et al. 1998, ApJ, 498, 267
Soker, N., Kastner, J.H., 2003, ApJ, 583, 368
Stanghellini et al. (2002)
Steffen, W., Konin, N, Esquivel, A. et al. 2013, MNRAS, 436, 470
Sternberg, A. 1988, ApJ, 332, 400
Stenberg, A., Dalgarno, A. 1989, ApJ, 338, 197
Storey, J.W.V. 1984, MNRAS, 206, 521
Taylor, A.R. & Pottasch, S.R., 1987, A&A, 176, L5
Taylor, S.D., Raga, A.C. 1995, ApSS, 233, 139
Terzian, Y. 1997, IAU Symp. 180, Planetary Nebulae, ed. H.J. Habing, L.M. Lamers
(Dordrecht: Reidel), 29
Treffers, R.R., Fink, U., Larson, H.P., Gautier, T.N. 1976, ApJ, 209, 793
Ueta, T., Meixner, M., Bobrowsky, M. 2000, ApJ, 528, 861
Walsh, J.R., 1983, MNRAS, 202, 303
Walsh, J.R., Meaburn, J., Whitehead, M.J. 1991, AA, 248, 613
Weinberger, R., Dengel, J., Hartl, et al. 1983, ApJ, 265, 249
Weinberger, R., Dengel, J., Hartl, H., Sabbadin, F. 1989, ApJ, 265, 249
Weintraub, D.A., Huard, T., Kastner, J.H., Gatley, I. 1998, ApJ, 509, 728
Zijlstra A. A., 2007, Baltic Astronomy, 16, 79
Zweigle, J., Neri, R., Bachiller, R., et al. 1997, AA, 324, 624
Zuckerman, B., Gatley, I. 1988, ApJ, 324, 501
Zuckerman, B., Kastner, J.H., Balick, B., Gatley, I. 1990, ApJ, 365, 59