

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS



DISTRIBUCIÓN DE POLVO EN NEBULOSAS PLANETARIAS

TÉSIS

Que para obtener el título de

FÍSICO

presenta:

Pedro Francisco Guillén Reyes

25 de agosto del 2006

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS

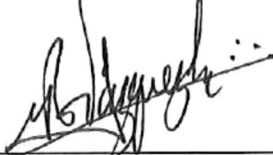
DISTRIBUCIÓN DE POLVO EN NEBULOSAS PLANETARIAS

TESIS PROFESIONAL

QUE PRESENTA

PEDRO FRANCISCO GUILLÉN REYES

APROBADO POR:



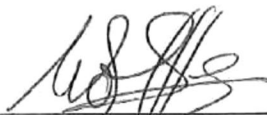
DR. ROBERTO VÁZQUEZ MEZA

Presidente del Jurado



DR. DAVID SALOMÉ HIRIART GARCÍA

Secretario



DR. WOLFGANG STEFFEN BURG

1er. Vocal

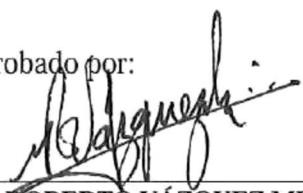
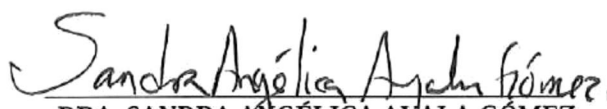
Ensenada, B. C.

25 agosto de 2006

RESUMEN de la tesis que como requisito parcial para la obtención del título de Físico presenta Pedro Francisco Guillén Reyes, Ensenada Baja California, México, Mayo de 2006

DISTRIBUCIÓN DE POLVO EN NEBULOSAS PLANETARIAS

Aprobado por:


DR. ROBERTO VÁZQUEZ MEZA
Codirector de Tesis
DRA. SANDRA ANGÉLICA AYALA GÓMEZ
Codirectora de Tesis

Se presenta la aplicación de un método para determinar la distribución espacial de polvo en Nebulosas Planetarias (NPs). El método consiste en hacer cocientes entre imágenes de radiocontinuo (8.4 GHz) y ópticas ($H\alpha$), y de esta manera encontrar el valor del coeficiente de extinción logarítmico ($C_{H\alpha}$) punto a punto. Con esta cantidad se puede inferir el valor de la extinción en magnitudes A_V . El hecho de que las partículas de polvo tengan dimensiones similares o mayores a la longitud de onda de la radiación óptica emitida en las NPs, ocasiona que los fotones se absorban o dispersen, lo que incrementa la magnitud de A_V . A partir del flujo de energía en radiocontinuo de las NPs, es posible determinar el valor esperado en $H\alpha$ y utilizar la ecuación $C_{H\alpha} = \log A(\nu) S_\nu / F_{H\alpha}$, en donde S_ν es el flujo en radiocontinuo, $F_{H\alpha}$ es el flujo en $H\alpha$ y $A(\nu)$ es un parámetro que depende de la frecuencia de la emisión en radio. Con este método, hemos estimado la extinción para una muestra de cinco NPs con simetría puntual. Los datos se obtuvieron en el Observatorio Astronómico Nacional, en la sierra de San Pedro Mártir, B. C. (OAN-SPM) y en el arreglo interferométrico *Very Large Array* (VLA-D) del *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO) en New Mexico, EEUU. Nuestros resultados muestran que la distribución de la extinción tiene un gradiente en densidad en la NP. Se discute el hecho de que esta extinción sea la evidencia de la presencia de polvo. Este resultado sustenta la hipótesis de que puede una estructura de polvo relacionado al flujo bipolar, chorros o simetría puntual en las NPs.

Abstract

The application of a method that consists in determining the dust distribution in Planetary Nebulae (PNe) is presented in this work. This method consists in the making of image ratios of radio continuum (8.4 GHz) and optical ($H\alpha$) images in order to find out the point-to-point values of the logarithmic extinction coefficient ($C_{H\alpha}$). With this quantity it is possible to infer the value of the extinction A_V in magnitudes. The fact that dust particles have greater or equal dimensions than those of the optical wavelengths of the radiation emitted by PNe, lead to photons be absorbed or dispersed, which increase the magnitude of A_V . From the radio continuum flux energy of PNe it is possible to determine the expected $H\alpha$ flux energy and directly use the $C_{H\alpha} = \log A(\nu) S_\nu / F_{H\alpha}$ relationship, where S_ν is the radio continuum flux, $F_{H\alpha}$ is the observed $H\alpha$ flux and $A(\nu)$ is a radio continuum frequency dependent parameter. With this method we have estimated the extinction for a sample of five PNe with point-symmetric features. Data were obtained at the Observatorio Astronómico Nacional in the Sierra de San Pedro Mártir, B. C., Mexico, and the *Very Large Array* (VLA-D) at *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO) in New Mexico, USA. Our results shown that distribution of extinction have a density gradient in the PNe. We discussed the possibility that the extinction is the evidence that dust is present within nebula. This result supports the hypothesis of the existence of a structure related to bipolar lobes, jets or point-symmetry in PNe.

In memoriam

Pedro Francisco Guillén Segovia
Salvador Reyes Becerra

A mis abuelos

Margarita Becerra Barajas
Salvador Reyes Ramos

A mi familia

Giselle Guillén Reyes
Rosy Reyes Becerra
Ignacio Lozano Achotegui

Agradecimientos

Quiero agradecer al Dr. Roberto Vázquez Meza y a la Dra. Sandra A. Ayala Gómez por codirigir esta tesis. Ellos me han mostrado el camino que un investigador debe transitar y lo han hecho con sus enseñanzas en el campo del laboratorio, del pensamiento y razonamiento. A ellos, mis mentores, les debo mi amplio conocimiento de la instrumentación astronómica, de la óptica, infrarroja y radio así como del análisis de tales frecuencias y de lo mas importante, la intuición científica. Muchas gracias a ustedes dos.

Agradezco a la Comisión de Titulación de la Facultad de Ciencias de la Universidad Autónoma de Baja California por evaluar el anteproyecto de tesis y por asignar a los miembros del Tribunal de Sinodales.

Agradezco la paciencia del Dr. Wolfgang Steffen por esperar el resultado de esta tesis; lo menos que puedo hacer es agradecerle a él por aceptar ser parte del Tribunal de Sinodales fungiendo como vocal. Agradezco al Dr. David Hiriart por aceptar ser parte de Tribunal de Sinodales fungiendo como Secretario del mismo.

Agradezco todo el apoyo proporcionado para la realización de esta tesis. Por la beca Ayala-Vázquez. Agradezco, en general, a la Institución que me proporcionó toda la materia prima y moral para poder llevar a cabo el trabajo de investigación (IA-UNAM). Agradezco a la Comisión de Asignación de Tiempo de Telescopio (CATT) por evaluar de forma positiva nuestras propuestas de observación. Agradezco el apoyo del personal de San Pedro Mártir que desinteresadamente nos asistieron en nuestras temporadas para llevar a cabo observaciones astronómicas fructíferas; Muchas gracias a astrónomos residentes, asistentes de cúpula, a todo personal administrativo en SPM y en particular a las cocineras. También quiero agradecer a todo el personal que labora en el Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México tanto de la ciudad de Ensenada como de Ciudad Universitaria. Muchas gracias a la Comisión de Asuntos Estudiantiles (CAE) de Ensenada por aceptarme con todos los privilegios como estudiante asociado categoría "tesista de licenciatura". Agradezco el apoyo del personal de cómputo, Alma Maciel y Benjamín Hernández, A las bibliotecarias, Ma. Elena Jiménez y Georgina Puig quienes siempre me apoyaron y de forma implícita velaron por el desarrollo positivo de esta tesis. A todos los investigadores que siempre me animaron y me apoyaron durante mi estancia en el Instituto, en particular al Dr. Luis Aguilar, Dr. Mauricio Tapia, Dr. Raul Michel, Dr. Héctor Aceves, Dr. Mauricio Reyes,

Dr. William Schuster, Dr. Héctor Velazquez,; otros investigadores, Dr. Omar López-Cruz, Dra. Bárbara Pichardo, Dra. Miriam Peña, Dra. Irene Cruz-Gonzalez. Quiero agradecer también a todos y cada uno de los administrativos del IA-UNAM de Ensenada.

Finalmente agradezco a todo el personal que ha logrado crear los grandes telescopios de este planeta, a la fecha, y que han puesto a disposición en base de datos toda las observaciones hechas: VLA, HST, SPITZER, MSX, IRAS, etc. También agradezco a todo personal que ha logrado la existencia de base de datos, SIMBAD y ADS, las cuales han sido muy útiles para obtener información sobre fuentes astronómicas y artículos arbitrados, respectivamente.

Más Reconocimientos A Bevin Ashley Zauderer

A mis hermanos: Jesús Astorga, Roberto Vázquez Meza, Saul Zavala, Carlos R Beltrán, Marcos Ortiz, Guillermo y Alejandro Gonzalez, Julio Cesar López, Sinuhé Perez Payan, Karina Muench, Balduin Muench, German Muench, Carlos Muench.

Más Familia y amigos:

Koyo Reyes, Chely Reyes, Mayo Reyes, Lizbeth Reyes, Alex Reyes, los Reyes, los Muench, los Lozano.

Alberto Antuna, Hector Arias, Sergio Arregui, Georgina Benitez, Mónica Blanco, Tomás Calvario, Rogelio Cano, Aube Cardenas, Urania Cesaña, Tania Chico, Maru Contreras, Ana Cota, Luz Cota, Rodolfo's Cota, Ricardo Cook, Karla Escalante, Osiris Escoboza, Fermín Franco, Sandra Gallo, Leobardo Garcia, Miguel Garcia, Yuridia Gonzales, Roberto Guerrero, Gerardo Guisa, Maria Yanet Jiménez, Habib Lecuanda, Griselda y Pedro C. de León, Andrés Manuel López Obrador (AMLO), José Manuel López, Omar López Zetina, Abel Mercado, Abel Martinez y Alberto Martinez, Elida Martinez, Carlos Martain, Eri Mena, Felipe Montalvo, Carlos Murillo, Gabriela Montes, Gamal Ogawa, Lorenzo Olguín, Lorena Pedrín, Juan José Pineda, Omar Ponce, Julio Rodríguez, José Romo, Axel Rosas, Fernanda Samaniego, Augusto Sarabia, Luis Siero, Sergio Siqueiros, Alejandro Soto, Osmín Torres, Rosy Torres, Ángel y Fernando Uribe, Lynne Valencic, Verónica Valdéz, Bevin Ashley Zauderer, Saul Zavala, Ángel Zayola y al Clan Revolución.

"Hoy somos testigos de nuestro destino como nación; somos la masa social que busca un cambio. Sólo hay dos tipos de hombres: los que se ponen a temblar y los que entran en acción. Estos últimos son los que sólomente comprenden las consecuencias que todo movimiento social, político y cultural traerá. Sólo ellos saben como favorecerá a los hijos de la patria que nacerán con un futuro que ya hemos construido con nuestra lucha. También hay que enseñarles a nuestros hijos a no temblar y decirles que hay que luchar y que la <<estabilidad>> que vivan estará sujeta a cambios cuando los privilegios comiencen a favorecer a pocos; a veces se necesita luchar sin descanso para proteger nuestros principios y virtudes; la dignidad. Hoy como un hijo que hace ciencia, con mi fruto, quiero mostrar el honor que tengo hacia los hombres de ayer y hoy que han buscado y siguen buscando el cambio positivo, la democracia y la república libre de corrupción de mi México querido -Por el bien de todos primero los pobres-"

Paco Beretta

Índice general

1. Introducción	8
1.1. Nebulosas Planetarias	8
1.2. Formación de polvo en la Galaxia	16
1.3. Polvo en Nebulosas Planetarias	18
2. Antecedentes	22
2.1. Extinción y enrojecimiento	22
2.2. Presencia de polvo en NPs	26
2.3. Estudios bidimensionales de extinción en NPs	27
3. Marco Teórico	29
3.1. Extinción en la línea de visión	30
3.1.1. Extinción ocasionada por granos de polvo esféricos	30
3.2. Curva media de extinción	33
3.3. Mecanismo de emisión en radiofrecuencias (radiocontinuo)	35
3.4. Líneas de recombinación ópticas.	37
3.5. Técnica para determinar el valor esperado de la emisión de flujo de $H\beta$	39
3.6. Método para obtener mapas de extinción logarítmica	41

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	2
4. Observaciones y resultados	45
4.1. Adquisición de datos	46
4.2. Procesamiento de imágenes en el filtro de $H\alpha$	48
4.3. Astrometría de las imágenes $H\alpha$	50
4.4. Calibración de los datos en radiocontinuo	51
4.5. Calibración de espectros de baja dispersión	52
4.6. Calibración en flujo de las imágenes $H\alpha$	53
4.7. Morfología $H\alpha$ de los objetos	59
4.7.1. Imágenes en $H\alpha$	59
4.7.2. Imágenes en radiocontinuo a $\lambda 3.6\text{cm}$	65
4.7.3. Convolución y cocientes de imágenes	71
5. Discusión	76
5.1. Morfología de Nebulosas Planetarias	78
5.2. La distribución de polvo en la muestra	79
5.2.1. Extinción interestelar en la línea de visión hacia las NPs de la muestra	80
5.2.2. Extinción local en la muestra de NPs	82
5.2.3. Cálculo de errores en los flujos óptico y de radio	85
5.3. Discusión de los mapas de extinción de la muestra	87
5.3.1. NGC 4361	87
5.3.2. NGC 6309	90
5.3.3. Sa 2-237	91
5.3.4. NGC 6543	93
5.3.5. NGC 7354	95
5.4. Estudios futuros	97

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	3
6. Conclusiones	101
A. Satélite <i>MSX</i>	109
B. Herramientas computacionales	111
B.1. <i>IRAF</i>	111
B.2. <i>AIPS</i>	112
C. Corrección por extinción de los espectros utilizados	113
D. Códigos y macros	116
D.1. Código en <i>fortran</i>	116
D.2. Macro en supermongo	120

Índice de figuras

1.1. Nebulosa Planetaria, Shapley 1.	9
1.2. Mosaico de A 39, NGC 2438, IC 1295, He 2-249, He 2-437 y M 2-46. . .	13
1.3. Nebulosa Planetaria He-1357.	15
3.1. Curva de extinción.	34
4.1. Posición y orientación de rendijas.	55
4.2. Perfiles de emisión $H\alpha$	58
4.3. NGC 4361 en $H\alpha$	61
4.4. NGC 6309 en $H\alpha$	62
4.5. Sa 2-237 en $H\alpha$	63
4.6. NGC 6543 en $H\alpha$	64
4.7. NGC 7354 en $H\alpha$	65
4.8. NGC 4361 a 3.6 cm.	67
4.9. NGC 6309 a 3.6 cm.	68
4.10. Sa 2-237 a 3.6 cm.	69
4.11. NGC 6543 a 3.6 cm.	70
4.12. NGC 7354 a 3.6 cm.	71
4.13. Imágenes de radiocontinuo sobre óptico.	73

4.14. Imágenes convolucionadas de radiocontinuo sobre óptico.	74
4.15. Mapas de extinción A_V en magnitudes.	75
5.1. Discusión sobre NGC4361.	88
5.2. Discusión sobre NGC 6309.	90
5.3. Discusión sobre Sa 2-237.	92
5.4. Discusión sobre NGC 6543.	94
5.5. Discusión sobre NGC 7354.	96
5.6. NGC 6543, Infrarrojo medio y mapa de extinción.	98
5.7. NGC 6543 HST.	100
A.1. NGC 6543 MSX.	110
A.2. NGC 7354 MSX.	110

Índice de cuadros

3.II. Curva de extinción de Fitzpatrick (1999).	42
3.III. $H\alpha$ y $H\beta$, Fitzpatrick (1999).	42
4.I. Objetos de la muestra.	46
4.II. Fecha de observación y telescopios utilizados.	47
4.III. Tiempos de integración para las imágenes $H\alpha$	49
4.IV. Observaciones de radiocontinuo.	52
4.VI. Rendijas utilizadas, Boller & Chivens.	54
5.I. Flujos <i>IRAS</i>	78
5.II. Tabla con datos derivados de la técnica de Schlegel, Finkbeiner y Davis (1988)	78
5.III. Extinción interestelar.	81
5.IV. Valores promedio de la extinción calculado con los flujos integrados (ver texto).	83
5.V. Comparación de la extinción con otros métodos.	84
5.VI. Flujos en miliJanskys de las imágenes de radiocontinuo.	86
5.VII. Error porcentual en los flujos de radio integrados para las imágenes de la muestra.	86

5.VIII Error porcentual en los flujos del óptico integrados para las imágenes de la muestra.	86
5.IX. Cálculo de errores para el coeficiente logarítmico de extinción de las nebulosas de la muestra.	87

Capítulo 1

Introducción

1.1. Nebulosas Planetarias

Una Nebulosa Planetaria (NP) es un sistema formado por una estrella y una envoltura de gas ionizado. Esta envoltura es expulsada en las etapas finales de la evolución de una estrella cuya masa se encuentra entre 0.8 a $8 M_{\odot}$ (Pottasch, 1984). La estrella que da origen a una NP está pasando a una fase evolutiva conocida como Enana Blanca. El modelo clásico de una NP describe una envoltura esférica; es decir, el gas es expulsado de forma isotrópica (ver Figura 1.1). Sin embargo, en la actualidad se conocen otras morfologías diferentes.

En adelante, cuando hagamos referencia a una NP hablaremos sólo del gas que ha sido ionizado por la estrella central. Vista como una fase evolutiva de la estrella que la originó, la NP es una etapa posterior a la de la rama horizontal o post-AGB¹ y anterior a la de Enana Blanca con una duración aproximada de 2.5×10^4 años. Esto representa aproxi-

¹Rama asintótica de las gigantes; AGB por sus siglas en inglés (Asymptotic Giant Branch)

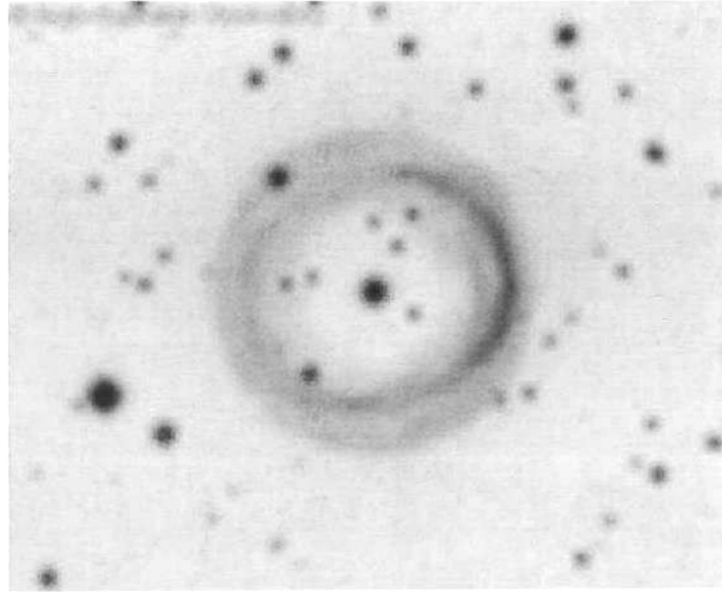


Figura 1.1: Nebulosa Planetaria, Shapley 1.
Nebulosa Planetaria Shapley1 que presenta simetría esférica.

madamente el 0.0005 % de la vida total promedio de una estrella. La estrella, al momento de expulsar sus capas más externas, lo hace mediante un viento lento. Las velocidades de la envoltura en expansión están entre 20 km s^{-1} a 40 km s^{-1} . Una vez que el núcleo queda al descubierto, inducido por la radiación ultravioleta (UV) proveniente de la estrella central, un segundo aumento en la tasa de pérdida de masa alcanza velocidades del orden de 1000 km s^{-1} (viento rápido) avanzando hasta encontrarse con el viento lento; en este momento el gas se ioniza por los fotones UV del núcleo. Este fenómeno de fotoionización ocurre cuando un fotón, con energía mayor que la energía de ligadura del electrón, desprende a éste del átomo, creándose así un ión.

Por otra parte, la evolución de las Estrellas Centrales de NPs (ECNPs) no es del todo conocida. Esto se debe fundamentalmente a la dificultad para hacer coincidir los resultados teóricos con las observaciones (por ejemplo Schönberner 1983, Wood y Faulkner 1986, Vassiliadis y Wood 1994).

A pesar de que existen grandes incertidumbres en el cálculo de distancias y temperaturas de las estrellas centrales se han aplicado con éxito modelos fuera del equilibrio termodinámico local (no-ETL) para estudiarlas. Un ejemplo es el caso de PHL 932 (Méndez et al. 1988) donde a partir de los ajustes al modelo no-ETL, se pudo determinar que es una estrella de alta gravedad superficial y baja temperatura. Estos trabajos requieren de espectros con un alto cociente señal a ruido y con resolución espectral $R > 6000$, por lo que, con los telescopios del tipo 4 m se encuentran limitaciones al observar estrellas de magnitud diecises o mayor. Se estima que los nuevos telescopios del tipo 10 m permitirán extender estos trabajos a NPs situadas en el bulbo galáctico y a algunas NPs en las Nubes de Magallanes y en otras galaxias.

Otro aspecto que merece comentarse es que una cantidad del gas de la nebulosa se encuentra en forma molecular. En algunos casos, esto se debe a que no todo el gas que ha sido eyectado por la estrella progenitora en etapas previas a la fase de nebulosa planetaria se ha ionizado, ya sea porque la envoltura es muy masiva (estrellas de mucha masa) o bien porque la estrella central no es suficientemente caliente. En otros casos, el gas se condensa en forma de grumos que absorben la radiación ionizante, como ocurre en el caso de NGC 7293 (Burkert y O'dell 1998, Young et al. 1999).

Phillips y Mampaso (1989) detectaron la emisión de CO en un anillo central en HB 5 y NGC 2346. Bachiller et al. (1997), en un estudio más completo, observaron una correlación entre la emisión de CO y el tipo morfológico bipolar. Además, en ese mismo trabajo, realizaron un estudio de las moléculas más abundantes en NPs, encontrando que la composición química es totalmente diferente a la de las nubes moleculares y las estrellas en la AGB. Josselin et al. (2000) han estudiado la emisión de CO en una muestra de NPs bipolares muy evolucionadas, encontrando que la emisión está asociada a un anillo que rodea a la estrella central y que es perpendicular al flujo bipolar concluyendo que debe

ser una característica general para este tipo de NPs. Por otro lado, Guerrero et al. (2000) detectaron emisión H_2 , en la línea $v = 1 - 0 S(1)$ en $2.1218 \mu m$, en un 90 % de una muestra de NPs bipolares, encontrando que aquellas NPs con anillos de CO más anchos y brillantes presentaban mayor intensidad en la emisión de H_2 . La molécula de H_2 se excita preferentemente por fluorescencia en las NPs.

Cuando la estrella central tiene temperatura suficiente para ionizar toda su envoltura ($\sim 30,000$ K) y ésta se diluye a densidades electrónicas del orden de $10,000 \text{ cm}^{-3}$ el gas se ioniza. El análisis del enriquecimiento químico del gas ionizado nos permite determinar el procesamiento nuclear que ha tenido lugar en el interior estelar, el cual será contribución posterior a la composición química de la Galaxia. En el siglo pasado M.J. Seaton comenzó a trabajar en la medición de las secciones eficaces de colisión de los átomos de gas en nebulosas planetarias (por ejemplo Seaton 1968), lo que permitió calcular las abundancias de cada ión (Kaler 1970). Posteriormente Torres-Peimbert y Peimbert (1977), utilizando la similitud de los potenciales de ionización de diferentes iones, se dan cuenta que mediante el uso de ciertos cocientes de flujos de líneas espectrales es posible corregir las abundancias totales de cada elemento, por aquellos iones que no es posible observar. Con esto surgió una nueva línea de investigación y se pudo estudiar la composición química del gas ionizado. No fue sino hasta finales del siglo pasado (por ejemplo en Pottasch, 1984) cuando fue posible realizar estudios con mejor resolución espacial de imágenes astronómicas sobre placa fotográfica. Posteriormente, estudios con detectores CCD permitieron inferir dos secuencias evolutivas entre las estrellas progenitoras de NPs de poca masa, $1M_{\odot} \leq M \leq 2.5M_{\odot}$, y las de masa intermedia, $2.5M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$ (por ejemplo Manchado et al. 1996). Las estrellas de poca masa presentan abundancias de helio y de nitrógeno similares a las solares y además están asociadas con tipos morfológicos esféricos, mientras que las estrellas de masa intermedia presentan abundancias superiores

de helio y nitrógeno y están asociadas a morfologías bipolares o cuadrupolares.

Debido a que algunas de las líneas producidas por excitación colisional y $H\alpha$ son relativamente intensas es posible analizar la estructura cinemática del gas y, por tanto, inferir ciertos parámetros físicos de la materia ionizada originada por la estrella central.

Los estudios morfológicos proporcionan claves acerca de los mecanismos de formación de las NPs, en especial de aquellos que causan las asimetrías observadas.

Hace más de veinte años, Kwok, Purton y Fitzgerald (1978) propusieron que la formación de una NP se producía debido a la colisión de dos vientos estelares, uno característico de la fase de gigante roja y otro más rápido producido posteriormente por el núcleo de la estrella. Este modelo fue muy exitoso explicando las velocidades de expansión observadas en las NPs. Sin embargo, sólo era capaz de explicar la formación de objetos con simetría esférica. Muchas NPs presentan morfologías no esféricas (Figura 1.2) por lo que se necesitan plantear nuevos modelos para explicar su formación. Varios autores han propuesto que la rotación estelar podría ser responsable de las axisimetrías observadas (Calvet y Peimbert, 1983; Ignace, Cassinelli, Bjorkman, 1996; García-Segura et al. 1999), al crear una estructura ecuatorial densa con la que después interaccionaría el viento rápido formando nebulosas elípticas y hasta bipolares. También la presencia de campos magnéticos podría causar la colimación de gas produciendo chorros (Pascoli 1992; Chevalier y Luo, 1994; García-Segura et al. 1999). Otra posibilidad es que la formación de simetrías axiales en NPs sea el resultado de la evolución estelar en un sistema binario. Así, la fase de envoltura común que se produce en las binarias cercanas, sería capaz de producir un aumento de densidad ecuatorial que podría causar una eyección axisimétrica (Soker 1997).

Desde el trabajo de Curtis (1918), han sido numerosos los intentos de establecer una clasificación morfológica definitiva para las NPs. En los primeros intentos se establecían numerosas subclases de NPs. Por ejemplo, según Greig (1971) se podían distinguir 15 gru-

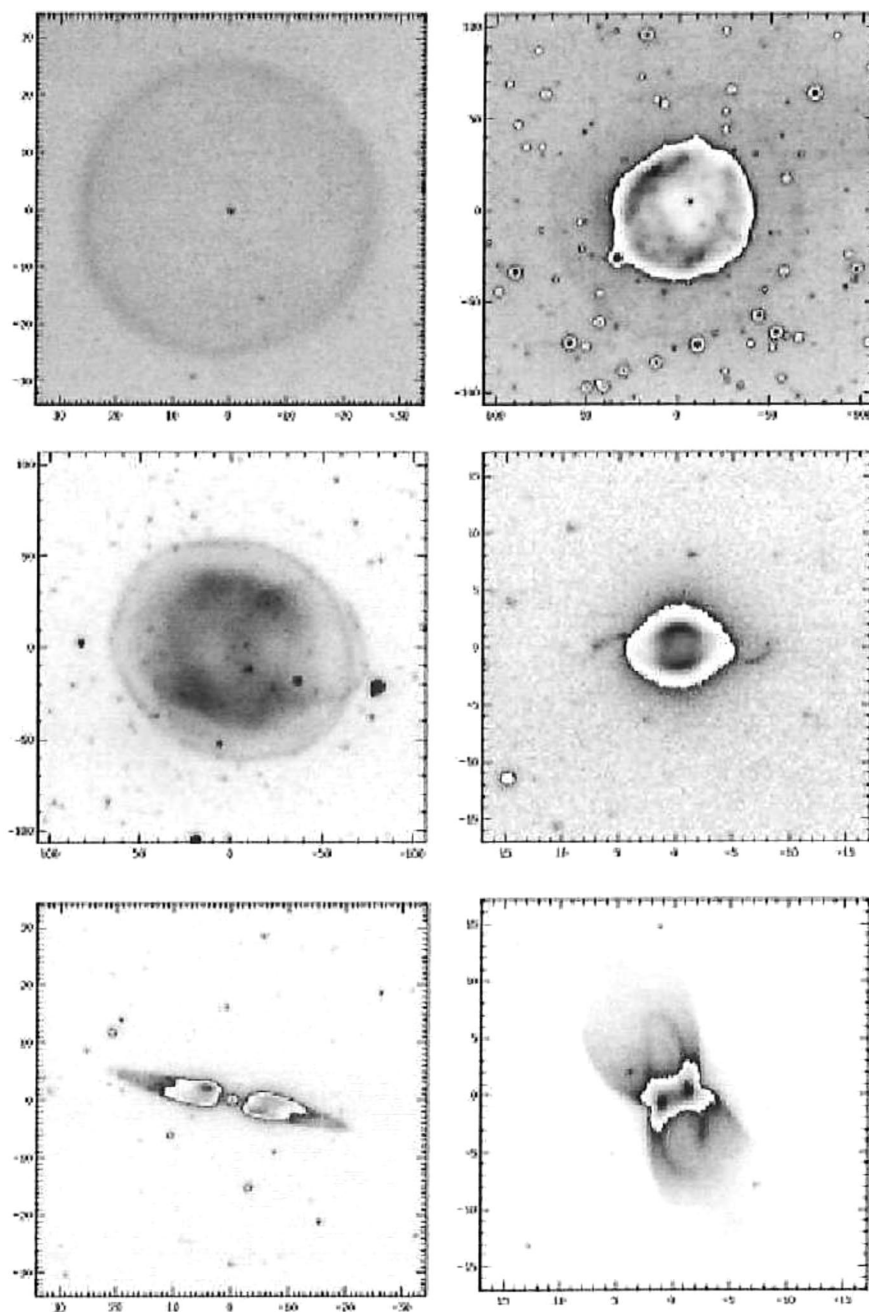


Figura 1.2: Mosaico de A 39, NGC 2438, IC 1295, He 2-249, He 2-437 y M 2-46. Imágenes en filtros angostos que muestran los diferentes tipos morfológicos. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: A 39 y NGC 2438 (redondas), IC 1295 y He 2-429 (elípticas), He 2-437 y M 2-46 (bipolares) imágenes tomadas de Manchado, Guerrero, Stanghellini y Serra-Ricart (1996).

pos diferentes, mientras que Zuckerman y Aller, (1986) utilizando una muestra de 108 PNs, establecieron 16 tipos morfológicos. El primero en establecer una clasificación más sencilla fue Balick (1987), quien clasificó a las NPs en tres grupos principales: redondas, elípticas y otras que presentaban una forma de mariposa. Schwarz, Corradi y Melnick, (1992) clasificaron una muestra de NPs en elípticas, bipolares, irregulares, simétricas respecto a un punto (simetría puntual) y de tipo estelar (muy pequeñas).

Como vemos, no existían criterios claros de clasificación morfológica, debido fundamentalmente a que la selección de la muestra era aleatoria y los criterios de clasificación eran puramente subjetivos. Sin embargo, gracias a trabajos como los mencionados anteriormente, existen clasificaciones que correlacionan la morfología con diversos parámetros físicos observados tanto en la regiones nebulares como estelares.

Previamente a la ionización de la NP existe una breve etapa de la evolución de la estrella central llamada post-AGB. Las estrellas post-AGB presentan tipos espectrales desde K-G hasta B y baja gravedad superficial, similar a la observada en estrellas supergigantes. También muestran fuertes excesos infrarrojos procedentes de la envoltura de polvo eyectada previamente durante la fase AGB. Las nebulosas proto-planetarias son visibles debido a la luz dispersada de la estrella post-AGB. El tiempo de transición comienza cuando cesan las altas pérdidas de masa características de la fase AGB y finaliza cuando la estrella central alcanza una temperatura efectiva capaz de ionizar la envoltura previamente eyectada.

Hasta la fecha, el mecanismo que provoca la transición de la etapa AGB a la etapa de NP permanece totalmente desconocido, así como los tiempos de evolución característicos de esta fase. Diferentes autores utilizan tiempos de transición que pueden variar en algunos órdenes de magnitud, establecidos de manera arbitraria. Ciertas estimaciones teóricas apuntan a que los tiempos de evolución de esta etapa podrían ser de unos cuantos miles de años. Sin embargo, la rápida evolución (30 años) observada en algunos objetos como

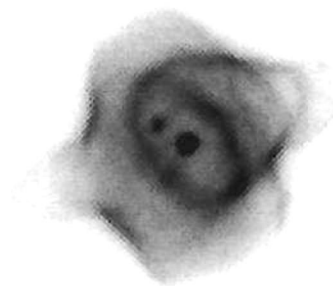


Figura 1.3: Nebulosa Planetaria He-1357.

Aquí se muestra la nebulosa planetaria llamada He-1357. Esta es la nebulosa más joven conocida hasta hoy. Imagen obtenida de la base de datos del telescopio espacial *HUBBLE* de la *NASA* como investigador principal Bobrowsky (1998) .

He-1357 (Figura 1.3 Parthasarathy et al. 1993, Bobrowsky et al. 1999) llevan a cuestionar lo poco que se conoce hasta la fecha de esta etapa evolutiva.

Falta complementar los modelos de la evolución estelar haciendo nuevas consideraciones sobre mecanismos de pérdida de masa que incluyan rotación estelar y campos magnéticos. En particular, habrá que dedicar especial atención al estudio del tiempo de transición entre post-AGBs y NPs. Mediante simulaciones numéricas se debería estudiar la relación entre las microestructuras observadas en las NPs y la pérdida de masa durante la fase AGB. Se desconocen los procesos de formación de moléculas complejas, en concreto los PAHs (hidrocarburos policíclicos aromáticos), fullerenos, etc. Se espera que en los próximos años se logren avances en el estudio químico sobre estos objetos.

Los nuevos telescopios terrestres de la clase de 10 m permitirán profundizar en los estudios de las NP galácticas, extendiendo los estudios al bulbo de la Vía Láctea. Los nuevos telescopios espaciales y los de la clase de 30 metros permitirán extender los estu-

dios del gas ionizado, tanto de cinemática, abundancias químicas y morfología a galaxias del Grupo Local. El proyecto ALMA permitirá un análisis exhaustivo de la cinemática y composición química del gas molecular presente en estos objetos.

Los satélites de rayos X (tal como Chandra, XMM-Newton, ROSAT) recientemente han permitido detectar la existencia de una burbuja con temperaturas típicas de 10^6 K dentro de 86 NPs, Guerrero et al. (1999). Además, si la pérdida de masa en la fase post-AGB se colima mediante campos magnéticos se esperaría observar rayos X de alta energía. Los próximos satélites infrarrojos ASTROF y FIRST permitirán analizar las propiedades del polvo y la astroquímica del gas molecular de la envoltura.

Para el trabajo que se presenta en esta tesis se muestra una técnica alternativa para mapear la distribución del polvo en NPs (ver el capítulo 3), debido a la dificultad de observación en infrarrojo medio desde la Tierra con telescopios convencionales. Con los telescopios de la nueva generación será posible observar directamente este polvo alrededor de $21\mu m$; pero a longitudes de onda más grandes (alrededor de $60\mu m$) se necesita utilizar telescopios espaciales (por ejemplo el satélite Spitzer).

1.2. Formación de polvo en la Galaxia

El material de que está formado el universo consiste en su mayor parte en hidrógeno y helio. Los átomos de helio no tienen ninguna tendencia a juntarse unos con otros. Los de hidrógeno sí, pero sólo en parejas, formando moléculas de hidrógeno (H_2); es decir, que la mayor parte del material del medio interestelar consiste de átomos de helio o átomos y moléculas de hidrógeno. Todo ello constituye el gas interestelar, que forma la mayor parte de la materia entre las estrellas.

El polvo interestelar (o polvo cósmico) se halla presente en cantidades mucho más pequeñas por número y por unidad de volumen que los elementos del gas. El polvo se

compone de partículas diminutas, pero mucho más grandes que los átomos o moléculas, y por tanto los granos deben contener átomos de especies más pesadas.

El tipo de átomo más común en el universo, después del hidrógeno y del helio, es el oxígeno (Whittet, 1992). El oxígeno puede combinarse con hidrógeno para formar grupos oxhidrilo (OH) y moléculas de agua (H_2O), que tienen una tendencia a unirse a otros grupos y moléculas del mismo tipo, de forma que poco a poco se van constituyendo pequeñas partículas compuestas por un número grandísimo de tales moléculas. Los grupos oxhidrilo y las moléculas de agua pueden formar parte del polvo cósmico. En 1965 se detectaron por primera vez grupos oxhidrilo en el espacio y se comenzó a estudiar su distribución. Desde entonces se ha informado también de la existencia de moléculas más complejas, que contienen átomos de carbono así como de hidrógeno y oxígeno.

El medio interestelar contiene también agrupaciones atómicas formadas por elementos aún menos comunes, por ejemplo, calcio, sodio, potasio y hierro.

La Vía Láctea es un sistema en rotación compuesto de 10^{11} estrellas donde la mayoría fueron formadas aproximadamente hace 15×10^9 años. Después de una fase inicial nuestra galaxia quedó en un estado cuasiestacionario con parámetros globales tales como luminosidad, masa de gas, etc., que cambian de manera gradual en escalas de tiempo del orden de 10^{10} años. La galaxia tiene forma de un disco de 30 kpc de diámetro con un ancho de algunos cientos de parsecs y una tasa de formación estelar de $\sim 5M_{\odot}$ por año.

La potencia total emitida por la Vía Láctea es alrededor $4 \times 10^{10} L_{\odot}$ siendo las estrellas su mayor fuente. Aproximadamente dos terceras partes de los fotones son emitidos hacia fuera de la Galaxia mientras que la tercera parte restante es absorbida por granos de polvo y transformada en radiación infrarroja. El espacio entre las estrellas no está vacío sino más bien contiene gas, partículas de polvo, campos magnéticos y fotones. Todos estos componentes juntos conforman el medio interestelar.

Nubes moleculares, gas difuso y regiones HII conforman el 99 % de la masa del medio interestelar equivalente al 5 % de la masa de las estrellas de la Vía Láctea. En la Galaxia, $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ representa la cantidad de masa del gas y el polvo. Suponiendo una relación de polvo a gas de 1:150 entonces la cantidad de polvo contenida en la Galaxia es $M_{\text{polvo}} \sim 3 \times 10^7 M_{\odot}$.

Debido a que la Galaxia está en rotación y tiene forma espiral, cada 10^8 años una "ola" de densidad barre las regiones de gas causando un cambio drástico en el estado físico del polvo, por ejemplo su temperatura, lo que afecta a la composición y estructura de los granos. Fenómenos como este, entre otros, le ocurren a los granos durante su vida media. Estos cambios producidos por las ondas de densidad espirales generan las condiciones necesarias que pueden producir la ignición para iniciar la formación estelar.

Pero como se menciona arriba, si relativamente hay muy poco polvo entonces por qué es tan importante estudiarlo. Hay varias razones: (1) El polvo reduce o debilita a las ondas del espectro electromagnético siendo más afectadas las longitudes de onda del visible o menores, tal que es necesario hacer una corrección para lograr una interpretación correcta del espectro; (2) porque el polvo convierte la radiación de las estrellas y de otros objetos en emisión infrarroja; (3) porque el polvo influye en las condiciones físicas y químicas del medio interestelar tales como el balance térmico, abundancias y campo de radiación; y (4) es la base de la formación de planetas.

1.3. Polvo en Nebulosas Planetarias

Ya hace más de 30 años se descubrió que las NPs tienen un exceso en la emisión de continuo infrarrojo comparado con el esperado que se deduce de su emisión en el óptico y en radio. Esto fue encontrado para NGC 7027 (Gillett, Low y Stein, 1967) y subsecuentemente se ha encontrado y estudiado este fenómeno para al menos 113 de las

NPs más conocidas (Cohen y Barlow, 1974)

Si sólo hubiese gas ionizado produciendo la emisión en infrarrojo, se espera que el espectro infrarrojo de las NPs debería ser similar al espectro óptico con un continuo *ligado-libre, libre-libre* y líneas fuertes de emisión. En este caso la intensidad del continuo infrarrojo a cualquier longitud de onda, dentro de este intervalo, debería ser del orden de la mitad del valor de la densidad del flujo en radio a 5GHz. (Volk 2003). Esto significa entre 0.05 y 0.3 Jy para la mayoría de estos objetos. Sin embargo, en los casos más brillantes se encuentra que los flujos son de alrededor de 3 Jy. Con esto se ha encontrado que la emisión más fuerte del infrarrojo es detectable en el rango de 25 a 60 μm . Esta emisión es atribuida a las partículas del polvo que se encuentran en las zonas ionizadas y en las zonas externas de las nebulosas con temperaturas máximas del orden de 200 K.

Conocer la extinción en magnitudes de manera cuantitativa, en una nebulosa planetaria, nos puede dar una estimación de la distribución de polvo; esto es, donde más se extingue la luz existe mayor cantidad de polvo en el gas de la nebulosa. La técnica presentada aquí es una variante al trabajo hecho en los últimos 10 años por algunos investigadores (por ejemplo Bryce et al. 1997, Vázquez et al. 1999 y Lee y Kwok 2005). Este estudio consiste en realizar cocientes de flujos de energía entre imágenes en radiofrecuencias e imágenes ópticas en $\text{H}\alpha$ para obtener mapas de extinción en magnitudes. Los antecedentes y fundamentos teóricos de esta técnica se presentan en los capítulos 2 y 3.

Las imágenes ópticas requieren ser transformadas de conteos a unidades físicas (flujos de energía) para poder hacer los cocientes con el radiocontinuo. Las imágenes de radiocontinuo también son calibradas en flujos de energía pero el procedimiento de calibración es diferente al método requerido por las imágenes ópticas y éste último requiere un especial cuidado, lo cual se explica en el capítulo 4.

Imagen directa CCD

Esta técnica consiste en coleccionar los fotones emitidos por el objeto en el intervalo de las longitudes de onda del óptico en un arreglo bidimensional de fotodetectores de estado sólido que comúnmente se llaman píxeles. Se utilizaron filtros especiales de tal manera que sólo se permite el paso de los fotones con longitudes de onda alrededor de la emisión de $H\alpha$; es decir, la emisión de la transición electrónica del tercer al segundo nivel de energía de estado base del átomo de hidrógeno neutro.

Con esta técnica se detectan regiones de gas fotoionizado que conforman la mayor parte de la emisión de las NPs. Las campañas observacionales en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir (abreviado como OAN-SPM) fueron la fuente principal de los datos ópticos usados en los cálculos para esta investigación.

Radiocontinuo

Esta técnica observacional consiste en coleccionar los fotones de energías correspondientes a longitudes de onda del radio ($\gtrsim 10^8 \text{ \AA}$) con la cual estudiamos la emisión *libre-libre* proveniente del gas ionizado. Esta radiación es caracterizada por la interacción de un electrón con un ion, produciéndose un desvío en la trayectoria del electrón perdiendo parte de su energía cinética y emitiendo un fotón con una energía relacionada a esta pérdida. Dicha radiación se conoce como *Bremsstrahlung* o *radiación de frenado*. La parte esencial en el estudio de estas frecuencias se basa en que las longitudes de onda emitidas por este proceso, son tales que no son obstruidas por partículas que resulten menores en tamaño que las longitudes de onda, por ejemplo polvo del tamaño de micras.

Espectroscopía de baja dispersión

Esta técnica consiste en utilizar un espectrógrafo con una rendija larga de la cual se obtienen espectros de baja dispersión (distribución de la energía emitida como función de la longitud de onda en el intervalo óptico elegido). El espectrógrafo utilizado fue el Boller & Chivens que usualmente se coloca en el telescopio de 2.12 metros del OAN-SPM. Los espectros obtenidos fueron usados para calibrar las imágenes directas de CCD en flujos de energía ($\text{ergs s}^{-1}\text{cm}^{-2}$). Dado que las imágenes directas fueron adquiridas con filtros $\text{H}\alpha$, sólo se utiliza el flujo de energía de la línea $\text{H}\alpha$ para la calibración de las mismas.

Capítulo 2

Antecedentes

La extinción ocurre cuando la radiación se propaga por un medio que no está vacío. El haz es reducido en intensidad por dos procesos físicos: absorción y dispersión. La radiación es absorbida o dispersada por las partículas que tienen una dimensión igual o mayor a la de la longitud de onda de la radiación incidente. Si un fotón es absorbido por un grano de polvo, la energía del fotón es convertida en energía interna del grano calentándolo, mientras que el fotón que no es absorbido es dispersado y simplemente cambia su trayectoria.

La dependencia de la extinción con la longitud de onda está en función del tamaño y composición de las partículas que absorben o dispersan la radiación. A esta función se le conoce como curva de extinción. La composición química de las partículas que producen la mayor parte de la extinción (silicatos, PAHs, etc.) hace que se identifiquen como polvo.

2.1. Extinción y enrojecimiento

El primer estudio de la extinción de las ondas electromagnéticas debida al polvo quizá podría atribuirse a Wilhelm Struve en su análisis de conteo de estrellas (Struve 1847). Este

estudio demostró que el número aparente de estrellas por unidad de volumen de espacio decrece, en todas direcciones, con la distancia. Este trabajo permitió a Struve hacer una hipótesis, la cual dice que la luz de las estrellas sufre una absorción proporcional a la distancia que viaja, pero su hipótesis no trascendió¹. El tema fue retomado por Kapteyn en el año 1909 quien mencionó que la mayor dificultad para estudiar las estrellas era debida a que la luz emitida por ellas, sufre una pérdida mientras viaja hacia nosotros.

La explicación a este fenómeno se atribuye a las investigaciones de Barnard que comenzaron en el año de 1910 con el mapeo del cielo, donde encontró nubes oscuras en las placas fotográficas concluyendo que eran nubes interestelares que absorben y dispersan la luz. La confirmación de que ocurre extinción interestelar queda de manifiesto con el trabajo sobre cúmulos abiertos de R. J. Trumpler, en 1930, del que hablaré con detalle más adelante. Más tarde J. H. Oort en 1932, argumentó que las partículas que absorben fotones no pueden ser más grandes que la longitudes de onda del visible, de otra manera, se producirían efectos notables en la dinámica de las estrellas. En 1937, J. S. Hall comenzó la tarea de establecer una función entre el coeficiente de atenuación de la luz como función de la longitud de onda en el visible. A esta función, para todas las longitudes de onda, se le conoce como curva de extinción. Más tarde, en los años sesenta, la invención de detectores infrarrojos hizo posible el descubrimiento de fuentes de radiación directamente relacionadas con el polvo caliente. En los últimos 20 años, el cielo se ha mapeado en el infrarrojo utilizando detectores bidimensionales y satélites artificiales.

En 1930, Trumpler determina la distancia a 100 cúmulos abiertos basándose en la dilución geométrica de la luz (ley del inverso cuadrado). La presencia de polvo en el medio interestelar y su efecto de "oscurecer", afectarían la determinación de la distancia a las estrellas introduciendo un grado de libertad entre el brillo aparente y la luminosidad intrínseca de las mismas. La clasificación espectral de cada estrella proporciona una esti-

¹Información obtenida de la biografía de Wilhelm y Otto Struve por Batten, 1988.

mación de su luminosidad. Este parámetro estelar varía según la temperatura superficial y el tamaño, mientras más grande sea una estrella más luminosa es. Para conocer la distancia a una estrella se introduce el concepto del módulo de distancia que relaciona el brillo aparente de la estrella (magnitud aparente) con su brillo intrínseco (magnitud absoluta). Usando la notación de Johnson, el módulo de distancia se escribe como

$$V - M_V = 5 \log d' - 5 \quad (2.1)$$

donde V y M_V son las magnitudes visual aparente y absoluta, respectivamente, y d' es la distancia media aparente, en parsecs, hacia los cúmulos de estrellas. Trumpler evaluó los valores para obtener d' de los cúmulos en estudio. Enseguida determinó el diámetro, en parsecs, de los cúmulos usando su diámetro angular y la distancia media estimada. Con este resultado Trumpler infirió la existencia de un error sistemático debido al oscurecimiento producido en el medio interestelar. Concluyó también que la ecuación 2.1 debe ser corregida introduciendo un nuevo término para determinar correctamente del diámetro de dichos cúmulos. Entonces la ecuación quedaría escrita como

$$V - M_V - A_V = 5 \log d - 5 \quad (2.2)$$

donde d es la distancia verdadera hacia los cúmulos y A_V es el factor por el cual se debe corregir la magnitud. Este nuevo término en la ecuación 2.2 es llamado extinción en magnitudes en el visible y es producido por absorción y dispersión de la luz en el medio interestelar. En sus trabajos Trumpler también especuló sobre el tamaño de las partículas que causan la extinción. Si su tamaño es del orden de micras, entonces se debe encontrar un efecto de enrojecimiento. Es decir, que la radiación más azul (longitudes de onda menores) es dispersada o absorbida con mayor frecuencia que la radiación más roja (longitudes de onda mayores). Comparado el brillo aparente de estrellas similares con diferentes grados

de enrojecimiento, en un intervalo específico de longitud de onda, Trumpler demostró que la extinción interestelar es rigurosamente una función lineal de la longitud de onda. Es decir, mientras que la longitud de onda aumenta, disminuye la extinción ($A_\lambda \propto \lambda^{-1}$).

Para estudiar en detalle las propiedades observadas de la extinción y el enrojecimiento es fundamental usar estrellas de campo con tipos espectrales conocidos. El grado de enrojecimiento o extinción selectiva encontrado en las estrellas, en el sistema de Johnson (particularmente en los colores B y V), se conoce como *exceso de color* y se representa como sigue

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0 \quad (2.3)$$

donde $(B - V)$ y $(B - V)_0$ son los valores observado e intrínseco del índice de color, respectivamente. Dado que la extinción siempre es mayor en el filtro B, con longitud de onda central de $0.44 \mu\text{m}$, que en el filtro V ($0.55 \mu\text{m}$), entonces E_{B-V} es una cantidad positiva. Para estrellas sin enrojecimiento estos valores son iguales a cero. La relación entre la extinción total, a una longitud de onda dada, y su correspondiente exceso de color constituyen la curva de extinción. En el sistema de Johnson, la extinción en el visual se relaciona con el exceso de color como sigue

$$A_V = R_V E_{B-V} \quad (2.4)$$

donde R_V es la razón de la extinción total a la extinción selectiva. E_{B-V} puede ser directamente medido y con ello se puede calcular la extinción en magnitudes siempre y cuando R_V sea conocida.

2.2. Presencia de polvo en NPs

Hasta el momento se han hecho numerosos estudios espectrales de NPs usando observaciones en el cercano y medio infrarrojo, mostrando la presencia de una fuerte emisión en el continuo. Esta emisión de continuo, a la que corresponderían temperaturas entre 100 y 200 K, se atribuye a la emitida por el polvo calentado por los fotones ionizantes provenientes de la estrella central. Las observaciones han mostrado que la distribución espacial de la emisión en el continuo es comparable a la distribución de la emisión de $[\text{NeII}]\lambda 12.8\mu\text{m}$ (por ejemplo Meixner et al. 1996) y $[\text{SiIV}]\lambda 10.5\mu\text{m}$ implicando que el polvo no sólo se encuentra en la periferia sino también en las regiones ionizadas (por ejemplo ver Barlow 1993, quien detecta el Silicato a $10.5\mu\text{m}$). Esto no necesariamente implica que el polvo esté mezclado con el gas ionizado, podría estar localizado en forma de condensaciones. Kingdon, Ferland y Feibelman (1995) y Kingdon, Ferland (1997) mostraron que en una nebulosa con una composición química típica, numerosas líneas de elementos tales como Mg, Al, Ca, Cr y Fe deberían ser detectables tanto en espectros ópticos como del ultravioleta y no se obtuvo suficiente evidencia para mostralo. El polvo interno en NPs contribuye a absorber fotones *Lyman* del continuo al igual que lo hace el gas y como consecuencia reduce la luminosidad en la línea observada de $\text{H}\beta$ con respecto a la línea $\text{H}\alpha$ de las NPs. Además, se tiene una subabundancia de otros elementos que son encapsulados por las condensaciones de polvo. Entonces, la estructura nebular ionizada es afectada por dos procesos: (1) el parámetro de ionización cae debido al hecho de que algunos fotones *Lyman* de continuo son absorbidos por el polvo y no por el gas, con esto se tiende a reducir el nivel de ionización. (2) El campo de radiación ionizante visto por las especies atómicas está relacionado con la longitud de onda y la dependencia de la sección recta de interacción de los granos de polvo que disminuye el campo de radiación, con esto se reduce el material ionizado.

2.3. Estudios bidimensionales de extinción en NPs

Los estudios previos de la extinción en NPs usando la comparación entre la emisión en radiocontinuo y óptico han sido variados. En esta sección describiremos algunos de los resultados.

Walton et al. (1988) hicieron un estudio observacional sobre la Nebulosa Planetaria NGC 7027 con el fin de determinar la magnitud visual de la estrella central. También hacen un estudio de la variación de extinción en la nebulosa basándose en los resultados de Seaton (1979) y Atherton et al. (1979). Para el análisis de la extinción usan un mapa de radiocontinuo de NGC 7027 a 2cm y una imagen óptica tomada con un filtro $H\beta$. La imagen de $H\beta$ fue calibrada en flujo de energía usando los resultados de Shaw y Kaler (1982). En este estudio se obtiene un mapa de extinción donde la extinción media es de $E_{B-V} = 1.02$ magnitudes. Este valor es consistente con el resultado encontrado por Pottasch (1982) ($E_{B-V} = 0.95$). En su trabajo, Walton et al. (1988) concluyen que es probable que hay extinción interna en la nebulosa. Esto afectaría directamente al cálculo de la Temperatura Zanstra para la estrella central, si no se toma en cuenta el valor correcto de la extinción en la dirección de la estrella.

Años más tarde Bryce et al. (1997) realizan un análisis a dos NPs, NGC 7027 y BD + 303639 utilizando imágenes de radiocontinuo y óptico de muy alta resolución ($\sim 0.1''$). El análisis de los datos no pueden hacerse de manera similar al trabajo de Walton et al. (1988), porque las imágenes ópticas no han sido calibradas en flujos con precisión. Sin embargo, debido a la alta resolución espacial de las imágenes se detectan grumos de material ópticamente gruesos.

Posteriormente, Vázquez et al. (1999) analizan imágenes a 3.6 cm y $H\alpha$ de la Nebulosa Planetaria NGC 2440. Estos autores obtienen un mapa logarítmico de extinción relativa en magnitudes, con la finalidad de estimar la extinción punto a punto en esta NP. Finalmente,

Lee y Kwok (2005) utilizan este procedimiento en una muestra de seis NPs usando mapas de radio de alta resolución a 6 cm e imágenes ópticas en $H\alpha$ calibradas en flujo. Ellos discuten la morfología de su muestra sin dar una estimación de la extinción en magnitudes.

Capítulo 3

Marco Teórico

El flujo emitido por una nebulosa gaseosa depende de varios parámetros, que a su vez son dependientes los unos de los otros: las abundancias químicas y condiciones físicas del gas, y la fase evolutiva del objeto en estudio.

Las nebulosas emiten radiación en casi todas las longitudes de onda tanto emisión de línea y de continuo. Algunos procesos radiativos se producen por la interacción entre electrones libres y núcleos atómicos (radiocontinuo) y emisión de transiciones atómicas ocasionadas por recombinación de electrones y átomos ionizados. La radiación de continuo en el lejano infrarrojo, es dominada por la emisión de granos de polvo calentados por la interacción con fotones ultravioleta; entre otros procesos de radiación. El continuo ocasionado por electrones libres nos proporciona información acerca de las condiciones físicas de la nebulosa. Generalmente la misma información puede ser obtenida mediante el cociente de líneas de emisión ópticas.

En este capítulo se describen los mecanismos de emisión en radiofrecuencias y de la línea de emisión $H\alpha$, además se presentan los antecedentes sobre el estudio y técnicas adoptadas para realizar esta investigación.

3.1. Extinción en la línea de visión

El estudio de polvo en el Medio Interestelar no puede hacerse de manera directa. Por ejemplo, no se puede determinar directamente la forma y el tamaño de los granos de polvo o su composición química. Para estudiar los efectos de polvo sobre la luz de los objetos celestes, se ha construido modelos que nos permiten explicar la extinción como función de la longitud de onda (curva de extinción) que ha sido determinada empíricamente. En esta sección escribiremos las ecuaciones básicas y los parámetros que se usan para describir las propiedades de los granos de polvo.

3.1.1. Extinción ocasionada por granos de polvo esféricos

Supongamos que los granos de polvo son esferas de radio a y que se encuentran distribuidos de manera uniforme con una densidad n_d . Fijémonos en la distribución de granos que hay a lo largo de un cilindro entre el observador y un objeto celeste. El número de granos contenidos en esta columna de longitud L , por unidad de área transversal, es $N_d = n_d L$. Ahora consideremos un elemento de longitud de tamaño dL , la atenuación de la intensidad de la radiación, a una longitud de onda dada, debida a la extinción se define como

$$\frac{dI}{I} = -n_d C_{ext} dL \quad (3.1)$$

donde C_{ext} es el coeficiente extinción de los granos de polvo. Integrando la ecuación (3.1) a lo largo de la línea de visión se obtiene:

$$I = I_0 e^{-\tau} \quad (3.2)$$

donde I_0 es el valor inicial de la intensidad a una longitud $L = 0$ y $\tau = n_d C_{ext} L = N_d C_{ext}$ se define como la profundidad óptica del medio entre el observador y el objeto celeste, debida al polvo. Expresando la ecuación (3.2) en magnitudes, la extinción a una longitud de onda λ está dada por

$$A_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{I_\lambda}{I_0} \right) \quad (3.3)$$

de la ecuación (3.2) y de la expresión para τ

$$A_\lambda = [2.5 \log(e)] N_d C_{ext} \quad (3.4)$$

Generalmente A_λ se expresa en términos de un factor de eficiencia de extinción (Q_{ext}) definido como el cociente del coeficiente de extinción, entre la sección recta geométrica del grano del polvo

$$Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2} \quad (3.5)$$

con esta nueva definición la ecuación (3.4) se puede escribir como

$$A_\lambda = 1.086 N_d \pi a^2 Q_{ext} \quad (3.6)$$

Si en lugar de granos de radio constante se tiene una distribución de tamaños tal que $n(a)da$ sea el número de granos por unidad de volumen, en la línea de visión, con radio dentro del intervalo a y $a + da$. Entonces la ecuación 3.6 se puede reescribir como

$$A_\lambda = 1.086 \pi \int a^2 Q_{ext}(a) n(a) da \quad (3.7)$$

Esta es una relación general para calcular la extinción debida al polvo que depende del factor de eficiencia Q_{ext} . El problema para resolver esta ecuación consiste en evaluar el factor de eficiencia de extinción. El factor de eficiencia de extinción total Q_{ext} es la suma de las cantidades correspondientes a los factores de absorción y dispersión

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{disp} \quad (3.8)$$

y cada una de estas eficiencias es función del parámetro adimensional $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$, relacionado con el tamaño de los granos, y el índice de refracción complejo $m = n - ik$ del material del cual se componen los granos de polvo.

Para calcular las componentes de la eficiencia de extinción es necesario suponer un modelo de grano de polvo y cuidar la elección de las condiciones de frontera en la superficie de los granos. Esta teoría fue desarrollada por Gustav Mie¹ (1908) y se le llama la teoría de Mie. La teoría de Mie es un problema clásico de electrodinámica que trata sobre la absorción y dispersión de la luz sobre una esfera. Este problema puede resolverse para partículas de cualquier radio a diferencia de la dispersión de Rayleigh, donde se usan partículas cuya dimensión debe ser menor que la longitud de onda de la luz dispersada. Hoy en día esta teoría se aplica en varios campos de investigación. Algunos ejemplos son: el análisis de la absorción de la luz através de la hemoglobina para contar el número de partículas por unidad de volumen que tiene el fluido. Se aplica en el análisis de la dispersión de luz ocasionada por residuos de carbón acumulado en superficies impactadas por láser (ablación láser) al estudiar las propiedades de películas delgadas. Así como en la astronomía para tratar de entender la extinción de los fotones debida a partículas de polvo del medio interestelar. En la astronomía surge un problema para resolver estos factores de eficiencia ya que hoy en día sólo se argumenta sobre la forma de estos granos pues no hay

¹ Información tomada de http://www.absoluteastronomy.com/encyclopedia/m/mi/mie_theory.htm

evidencias contundentes que apoyen un modelo específico. Hoy en día, la recuperación de la sonda *Stardust*² nos puede proporcionar pistas sobre la forma y composición del polvo interplanetario. Esta sonda ha recolectado una muestra de polvo utilizando un receptor de partículas que intersectó la cola de un cometa que se aproximó al Sol. Una forma indirecta de calcular la extinción en magnitudes es utilizando modelos de extinción basados en las observaciones independientes de la naturaleza física de los granos de polvo, esto es una curva de extinción con dependencia en la longitud de onda y el enrojecimiento.

3.2. Curva media de extinción

Hoy en día se tienen datos empíricos confiables de la dependencia entre la extinción y la longitud de onda, dentro del intervalo espectral de $0.1 - 5\mu m$. Diferentes estudios han demostrado que la curva de extinción tiene, generalmente, un comportamiento similar si se les observa en diferentes direcciones. En la figura 3.1 se muestran los datos para la curva de extinción obtenidos para el infrarrojo cercano (Whittet et al. 1988), para el visible y el ultravioleta (Savage y Mathis 1979).

La muestra de estrellas usadas para determinar los puntos sobre la Figura 3.1, son estrellas enrojecidas predominantemente por nubes difusas en un radio de 2 a 3 kpc alrededor del Sol. La extinción relativa está dada por

$$\frac{E_{\lambda-V}}{E_{B-V}} = \frac{A_{\lambda} - A_V}{E_{B-V}} = R_V \left(\frac{A_{\lambda}}{A_V} - 1 \right) \quad (3.9)$$

por lo tanto, la extinción absoluta $\frac{A_{\lambda}}{A_V}$ puede deducirse la extinción relativa si conocemos R_V . Para los puntos en la Figura 3.1, los valores de $\frac{A_{\lambda}}{A_V}$ corresponden a $R_V = 3.5$.

La curva media de extinción tiene las siguientes características: (1) Es casi lineal en

² Más información sobre la sonda *Stardust* en <http://stardust.jpl.nasa.gov/home/index.html>

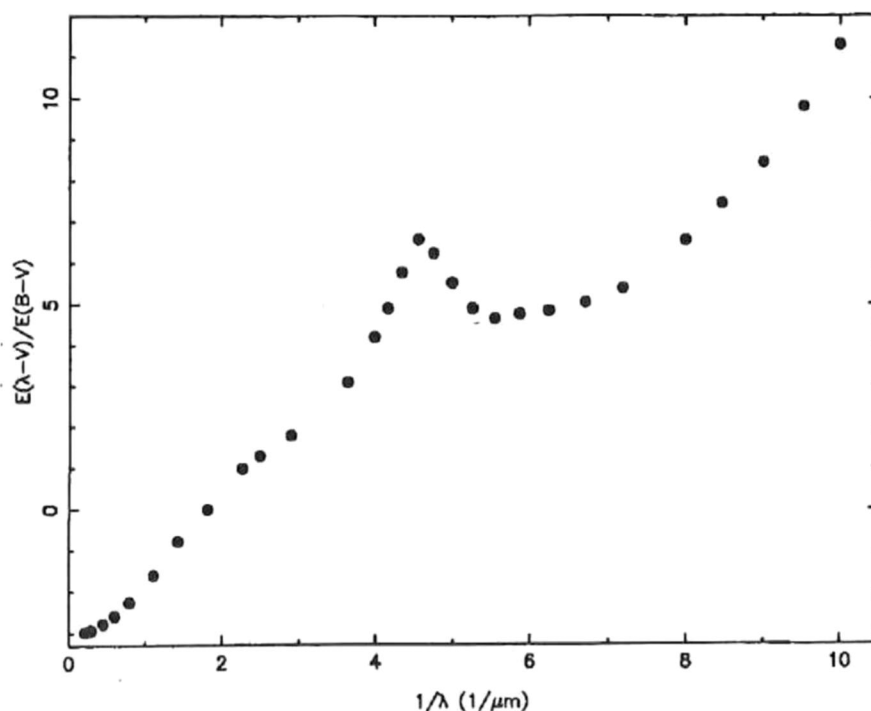


Figure 3.1: Curva de extinción.

Curva promedio de extinción interestelar $E_{\lambda-V}/E_{B-V}$ contra λ^{-1} (tomada de Whittet et al. 1988)

el intervalo del visible desde 1 a $2 \mu\text{m}^{-1}$, con un cambio en la pendiente alrededor de las $2.2 \mu\text{m}^{-1}$. Esta fracción de la curva representa la dependencia de Q_{ext} con λ^{-1} para granos de polvo de un solo tamaño y con índice de refracción $m \simeq 1.6 - 0i$. Estos valores fueron calculados por Whittet (1992) para granos de radio $a \simeq (2\pi)^{-1} \simeq 0.15 \mu\text{m}$. (2) A longitudes de onda menores hay un chipote alrededor de $4.6 \mu\text{m}^{-1}$ (ver Figura 3.1). La curva recupera su comportamiento suave después de $6 \mu\text{m}^{-1}$, y finalmente, se eleva en la zona del lejano ultravioleta, a longitudes de onda $\lambda^{-1} > 6 \mu\text{m}^{-1}$.

3.3. Mecanismo de emisión en radiofrecuencias (radiocontinuo)

En una nebulosa, generalmente, los electrones que son liberados mediante la fotoionización eventualmente interactuarán con los iones para recombinarse. Se considera que los electrones liberados se encuentran en la misma proporción que los átomos de hidrógeno ionizados. Los electrones que no se recombinan interactúan con el campo eléctrico de los iones sufriendo un desvío en su trayectoria y a su vez una disminución en su energía cinética. Con este proceso se emite radiación térmica a longitudes de onda del orden de centímetros, es decir, se emiten fotones de baja energía. Esta radiación es conocida como *libre-libre*, de frenado o Bremsstrahlung (Rybicki, 1979).

El espectro en radiofrecuencias nos da información física acerca de la nebulosa. A estas frecuencias, cuando la nebulosa es ópticamente delgada, la intensidad de energía es proporcional al cuadrado de la densidad electrónica n_e^2 (Pottasch, 1984)

$$4\pi j_{\nu_{l-l}} = 6.72 \times 10^{-38} g_{l-l} \frac{n_p n_e}{T^{1/2}} e^{-h\nu/kT_e} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (3.10)$$

donde $j_{\nu_{l-l}}$ es la intensidad de la emisión *libre-libre*, g_{l-l} es el factor de Gaunt, h es la constante de Planck, ν la frecuencia y k la constante de Boltzman. El factor de Gaunt en las frecuencias de radio es diferente a la unidad y puede ser aproximado como

$$g_{l-l} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[\left(\frac{2kT_e}{\gamma m} \right)^{3/2} \frac{m}{\pi \gamma z e^2 \nu} \right] \quad (3.11)$$

donde γ es la constante de Euler, z la carga del ión, m la masa del electrón y e la carga del electrón, introduciendo los valores de las constantes en la ecuación 3.11 tenemos

$$g_{l-l} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[\frac{4.95 \times 10^{-2} T_e^{3/2}}{z \nu} \right] \quad (3.12)$$

donde la frecuencia ν está dada en GHz. La emisión en radio se escribe como

$$4\pi j_\nu = 3.75 \times 10^{-38} T_e^{-\frac{1}{2}} n_e \left\{ [n(\text{H}^+) + n(\text{He}^+)] \ln \left(\frac{4.95 \times 10^{-2} T_e^{3/2}}{\nu} \right) + 4n(\text{He}^{++}) \ln \left(\frac{2.47 \times 10^{-2} T_e^{3/2}}{\nu} \right) \right\} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (3.13)$$

El coeficiente de absorción κ_ν está relacionado con la ecuación de Planck

$$B_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{2\nu^2 kT}{c^2}, \quad (3.14)$$

donde se ha utilizado la aproximación de Rayleigh-Jeans $(1 - e^{-h\nu/kT}) \approx h\nu/kT$, válido para las radiofrecuencias. Si la absorción es debida sólo a iones de hidrógeno, entonces el coeficiente de absorción puede ser escrito como

$$\kappa_\nu = 8.24 \times 10^{-2} T_e^{-1.35} \nu^{-2.1} n(\text{H}^+) n_e, \quad (3.15)$$

donde ν esta en GHz y κ_ν en pc^{-1} (parsec).

Usando las ecuaciones 3.13 y 3.15 la emisión en radiofrecuencias, para el caso ópticamente delgado, está dada por Pottasch (1984)

$$4\pi j_\nu = 10.3 \times 10^{-38} T_e^{-0.35} \nu^{-0.1} n_e n(\text{H}^+) Y \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (3.16)$$

donde Y es la fracción de Helio por masa que se expresa

$$Y = 1 + \frac{n(\text{He}^+)}{n(\text{H}^+)} + \frac{4n(\text{He}^{++})}{n(\text{H}^+)} \cdot \frac{\ln(4.95 \times 10^{-2} T_e^{\frac{3}{2}} \nu^{-1})}{\ln(9.9 \times 10^{-2} T_e^{\frac{3}{2}} \nu^{-1})} \quad (3.17)$$

y suponiendo $T_e = 1.4 \times 10^4 \text{K}$ se puede aproximar como

$$Y = 1 + \frac{n(\text{He}^+)}{n(\text{H}^+)} + 3.7 \frac{n(\text{He}^{++})}{n(\text{H}^+)} \quad (3.18)$$

$$= 1 + \frac{n(\text{He}^+)}{n_p} + 3.7 \frac{n(\text{He}^{++})}{n_p}$$

en la última expresión usamos la suposición de que el número de átomos de hidrógeno ionizados es igual al número de protones $n(\text{H}^+) = n_p$.

3.4. Líneas de recombinación ópticas.

Las líneas espectrales de recombinación del hidrógeno se forman en las transiciones de electrones de un nivel excitado del ión a otro nivel de menor energía. Las transiciones del nivel n al nivel 1 dan origen a la *serie de Lyman*, mientras que las del nivel n al nivel 2 se denotan como la *serie de Balmer*. Hay algunos otros nombres para otras series de transiciones del hidrógeno neutro que no se usarán en este trabajo (por ejemplo, las series de Paschen, Brackett y Pfund). Aquellas transiciones que involucran un salto de un nivel a otro, por ejemplo $\Delta n = 1$ se denotan por la letra α , aquellas con $\Delta n = 2$ se denotan con la letra β y así sucesivamente. De esta forma tenemos que la transición del nivel $n = 3$ al nivel $n = 2$ se denota como *Balmer α* , también conocida como $\text{H}\alpha$.

Los electrones libres se recombinan uniéndose a núcleos de hidrógeno, y luego "caen en cascada" a niveles de menor energía. En cada "salto" se emite un fotón característico, cuya energía es igual a la diferencia de energía entre los niveles involucrados en el "salto".

Esta emisión es conocida como radiación en línea. En el límite de muy baja densidad y un campo de radiación muy diluido, los únicos procesos que se necesitan considerar son la captura de electrones y la recombinación en cascada.

Para calcular la cantidad de fotones que formarán el espectro de recombinación del hidrógeno neutro, se empieza por suponer que hay equilibrio estadístico de partículas en cada uno de los niveles de energía del átomo; es decir, hay un balance entre el número de átomos que se encuentran en un estado de excitación dado y el número de átomos que se desexcitan por caída de electrones a niveles de más baja energía. En condiciones nebulares se desprecia la emisión de niveles en estados $n \geq 2$ ya que se encuentra una baja población en esos niveles.

En las nebulosas donde la cantidad de gas es considerable, las líneas resonantes *Lyman* del hidrógeno tendrán profundidades ópticas muy grandes; por lo cual no podremos usar las aproximaciones válidas en el límite de muy baja densidad. Por ejemplo, la profundidad óptica de $Ly\alpha$ es del orden de 10^4 . Aún cuando la profundidad óptica decrece para el resto de las líneas de la serie de *Lyman*, sus valores son muy grandes: $Ly(18)$ tiene profundidad óptica del orden de 10. En esta situación, cada fotón *Lyman* será dispersado varias veces antes de ser absorbido y convertido en fotones de menor energía que corresponden a series más bajas (*Balmer*, *Paschen*, *Pfund*, etc.). Por ejemplo, un fotón $Ly\gamma$ experimentará algunas dispersiones, para luego transformarse en un fotón $P\alpha$, más un fotón $H\alpha$, más un fotón $Ly\alpha$. Otra opción es transformarse en un fotón $H\beta$ más dos fotones de continuo ($2^2S - 1^2S$). Para las nebulosas donde la profundidad óptica es grande se usa la llamada aproximación caso B de la radiación en líneas de recombinación. Esta aproximación supone que cualquier fotón emitido en una transición $n^2P \rightarrow 1^2S$, será inmediatamente absorbido cerca de la nebulosa, poblando el nivel 1^2S de otro átomo de hidrógeno.

En el caso B, para cualquier nivel del H, las transiciones radiativas hacia el nivel 1^2S ,

se omiten por lo que se debe modificar las ecuaciones de equilibrio estadístico para esta aproximación. La situación real del gas en las NPs es intermedia entre el caso A y el caso B. Primero es más parecida al caso B, pero a medida que evoluciona la nebulosa tiende al caso A.

La emisión por recombinación en la línea $H\beta$ (Pottasch 1984), caso B, se escribe como

$$4\pi j(H\beta) = 4.10 \times 10^{-22} T_e^{-0.88} n_e n(H^+) \text{ ergs cm}^{-3} \text{s}^{-1} \quad (3.19)$$

Al resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico para las líneas de la serie de Balmer, caso B, se pueden predecir los cocientes relativos entre las líneas de la serie. Para $T_e = 10^4 \text{K}$ y $N_e = 10^4 \text{cm}^{-3}$ la intensidad relativa entre $H\alpha$ y $H\beta$ es

$$\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}} = 2.85 \quad (3.20)$$

3.5. Técnica para determinar el valor esperado de la emisión de flujo de $H\beta$

La emisión en radiocontinuo de la nebulosa, integrada sobre el volumen, es proporcional al cuadrado de su densidad electrónica. Por otro lado la ecuación 3.19 nos muestra que la emisión en línea por recombinación del hidrógeno tiene la misma dependencia con la densidad. Entonces, el cociente entre la emisión en radiocontinuo y la emisión en línea no dependerá de la densidad. El cociente se puede considerar casi constante, salvo por una dependencia pequeña con la temperatura electrónica. En esta sección estudiaremos el cociente entre el radiocontinuo y la emisión en línea con el fin de determinar la extinción en la línea de visión. Por un lado, la radiación detectada en el óptico nos llega atenuada respecto al total de la radiación emitida por la recombinación de los átomos de hidrógeno

en la nebulosa. Esto se debe a la dispersión y absorción de la radiación ocasionada por los granos de polvo y el gas que se encuentran en la línea de visión hacia la nebulosa. Por su parte, los fotones de la emisión en radio no se ven afectados, debido al tamaño de los granos comparado con la longitud de onda de esos fotones. Entonces estimamos el flujo esperado de la emisión en línea por recombinación del hidrógeno a partir del flujo en radiocontinuo, para compararlo con el valor observado. La diferencia está relacionada directamente con la extinción interestelar, y por tanto, con la presencia de polvo.

Usando las ecuaciones 3.16 y 3.19 obtenemos el cociente entre el flujo de la emisión de radiocontinuo y la emisión en línea $H\beta$

$$\frac{4\pi j_\nu}{4\pi j(H\beta)} = \frac{10.3 \times 10^{-38} T_e^{-0.35} \nu^{-0.1} n_e n(H^+) Y}{4.10 \times 10^{-22} T_e^{-0.88} n_e n(H^+)} \frac{\text{ergs cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}}{\text{ergs cm}^{-3} \text{s}^{-1}}$$

$$\frac{j_\nu}{j(H\beta)} = 2.51 \times 10^{-16} T_e^{0.53} \nu^{-0.1} Y \text{ Hz}^{-1} \quad (3.21)$$

Este cociente debe ser igual al cociente esperado entre la densidad de flujo en el radiocontinuo, S_ν y el flujo de $H\beta$, $F(H\beta)$ [$\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]

$$\frac{S_\nu}{F(H\beta)} = 2.51 \times 10^7 T_e^{0.53} \nu^{-0.1} Y \quad (3.22)$$

donde S_ν está en Jy. Evaluando la frecuencia a $\nu = \{5, 8.4, 15\}$ GHz en la ecuación anterior³, tenemos

$$\frac{S_{\nu(5GHz)}}{F(H\beta)} = 2.82 \times 10^9 T_e^{0.53} Y$$

$$\frac{S_{\nu(8.4GHz)}}{F(H\beta)} = 2.67 \times 10^9 T_e^{0.53} Y$$

³Frecuencias típicas del detector de radiofrecuencias VLA (del cual se hablará más adelante)

$$\frac{S_{\nu(15GHz)}}{F(H\beta)} = 2.52 \times 10^9 T_e^{0.53} Y \quad (3.23)$$

Las ecuaciones 3.22 y 3.23 pueden ser utilizadas para calcular el valor esperado para el flujo de $H\beta$, $F(H\beta)$, a partir de la densidad de flujo del radiocontinuo. El valor esperado de $F(H\beta)$ al ser comparado con el observado, que se espera sea menor, es útil para inferir la extinción en la línea de visión hacia la nebulosa. Para cuantificar la extinción se usa el coeficiente $C_{H\beta}$ que se define como

$$C_{H\beta} = \log \frac{F(H\beta)_{esperada}}{F(H\beta)_{observada}} = f(\lambda) E_{B-V} \quad (3.24)$$

donde $f(\lambda)$ depende de la ley de extinción, que se calcula empíricamente. En la literatura hay publicaciones de diferentes tabulaciones para esta función, o aproximaciones con ajustes analíticos para algunos tramos de la función

3.6. Método para obtener mapas de extinción logarítmica

Como vimos en la subsección 2.2.2, la relación entre la extinción en magnitudes A_λ a una longitud de onda dada, y su correspondiente exceso de color, depende de la ley de extinción. A partir de estudios fotométricos empíricos, la extinción en el visual puede relacionarse con el exceso de color, E_{B-V} , con la expresión

$$A_V = R_V E_{B-V} \quad (3.25)$$

Para interpretar correctamente los espectros de las NPs y determinar correctamente sus parámetros físicos, es necesario corregir la emisión por los efectos de la extinción. Para ello se debe adoptar una curva de extinción. En nuestro caso adoptamos la ley de Fitz-

λ [Å]	λ^{-1} [μm^{-1}]	R_V
∞	0.000	0.000
26500	0.377	0.265
1220	0.820	0.829
6000	1.667	2.688
5470	1.828	3.055
4670	2.141	3.806
4110	2.433	4.315
2700	3.704	6.265
2600	3.846	6.591

Cuadro 3.II: Curva de extinción de Fitzpatrick (1999).

línea	λ [Å]	λ^{-1} [μm^{-1}]	R_V
$H\alpha$	6563	1.524	2.26
$H\beta$	4861	2.057	3.49

Cuadro 3.III: $H\alpha$ y $H\beta$, Fitzpatrick (1999).

Valores interpolados usando una función *spline* de orden 3 de R_V para $H\alpha$ y $H\beta$ a partir de la curva de extinción de Fitzpatrick (1999).

patrick (1999) que incorpora datos actualizados (ver Tabla 3.II). En base a los puntos de su tabla se puede hacer un ajuste por *spline* cúbico para determinar los valores correspondientes a longitudes de onda entre los valores tabulados, que correspondan a las líneas de emisión $H\alpha$ y $H\beta$ (ver Tabla 3.III).

Se puede relacionar el coeficiente de extinción logarítmico con el exceso de color según la relación siguiente

$$C_\lambda = \frac{A_\lambda}{2.5} = \frac{R_\lambda E_{B-V}}{2.5} \quad (3.26)$$

Evaluamos esta ecuación para las longitudes de onda de las líneas de $H\beta$ (4861 Å) y $H\alpha$ (6563 Å) y usando los valores del Tabla 3.III

$$C_{H\beta} = \frac{R_{4861}}{2.5} E_{B-V} = 1.396 E_{B-V}$$

$$C_{H\alpha} = \frac{R_{6563}}{2.5} E_{B-V} = 0.904 E_{B-V}$$

Por lo tanto,

$$C_{H\beta} = 1.396 E_{B-V} \quad (3.27)$$

$$C_{H\alpha} = 0.904 E_{B-V} \quad (3.28)$$

El método que empleamos para nuestro estudio es calcular el coeficiente de extinción logarítmico combinando las ecuaciones 3.24 y 3.28, usando la emisión de la línea $H\alpha$, esperada y observada, en vez de $H\beta$. La expresión para $C_{H\alpha}$ es entonces

$$C_{H\alpha} = \log \frac{F(H\alpha)_{esperada}}{F(H\alpha)_{observada}} = 0.904 E_{B-V} \quad (3.29)$$

Para calcular el valor esperado $F(H\alpha)$ usamos la ecuación 3.22 suponiendo $T_e = 10^4 K$, $N_e = 10^4 cm^{-3}$, $Y = 1.258$ (Osterbrock 1974). Los mapas de radiocontinuo para nuestros objetos fueron obtenidos a 3.6 cm por lo que usaremos un valor de $8.4 GHz$ para la frecuencia. Entonces, de la ecuación 3.22 el valor esperado para $F(H\beta)$ es

$$F(H\beta)_{esp} = 2.97 \times 10^{-10} S_{\nu=8.4GHz}$$

Para escribir esta expresión en función de $F(H\alpha)$ esperada usamos el cociente teórico entre las intensidades $H\alpha$ y $H\beta$, ec. 3.20, de modo que $F(H\alpha)$ esperado es

$$F(H\alpha)_{esp} = 8.46 \times 10^{-10} S_{\nu=8.4GHz} \quad (3.30)$$

Finalmente sustituimos esta expresión en la ecuación 3.29 para obtener la relación que

nos calculará el coeficiente de extinción logarítmico en $H\alpha$, entonces

$$C_{H\alpha} = \log \frac{8.46 \times 10^{-10} S_{\nu=8.4\text{GHz}}}{F(H\alpha)_{\text{observada}}} = 0.904 E_{B-V} \quad (3.31)$$

o bien

$$E_{B-V} = (1.106) \log \frac{8.46 \times 10^{-10} S_{\nu=8.4\text{GHz}}}{F(H\alpha)_{\text{observada}}} \quad (3.32)$$

$$E_{B-V} = 1.106 C_{H\alpha} \quad (3.33)$$

Las imágenes que se obtienen de las observaciones deben estar calibradas en flujo de energía. Es decir, las imágenes de radio deben calibrarse y tener unidades de [Jy] y las imágenes ópticas deben calibrarse en unidades de $[\text{ergs cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$. Así se obtiene una estimación de E_{B-V} a lo largo de toda la nebulosa y los correspondientes mapas de extinción. Relacionando la ecuación 3.25 y 3.33 se obtiene

$$E_{B-V} = 1.106 \frac{A_\lambda}{2.5} \quad (3.34)$$

$$\Rightarrow A_\lambda = 2.26 E_{B-V} \quad (3.35)$$

Entonces sólo basta multiplicar el mapa de E_{B-V} que obtenemos, por un factor de 2.26 para obtener un mapa de extinción en magnitudes. Los gradientes de extinción que presentan los mapas indicarán variaciones en la extinción local que en cierta medida nos dicen, de manera indirecta, cómo está distribuido el polvo en la NP.

Capítulo 4

Observaciones y resultados

Este estudio se basa en observaciones astronómicas de una muestra de cinco NPs, que se listan en el Tabla 4.1. En la primera columna se muestra el número que le corresponde a cada nebulosa en el catálogo de Acker et al. (1992), cuya numeración comienza con el prefijo PN G; la segunda columna presenta el nombre del objeto según el Nuevo Catálogo General (NGC, por sus siglas en inglés); por último, las dos columnas restantes muestran las coordenadas ecuatoriales en época 2000.0 (ascensión recta y declinación) de cada nebulosa.

Inicialmente se eligieron 14 NPs para formar la muestra de objetos. Las características morfológicas de estos objetos sugieren una estructura interna muy compleja. Nuestra hipótesis de trabajo es que la distribución de polvo influye en la morfología de las NPs. Por esta razón, la muestra de objetos incluye aquellos con flujos bipolares, simetría puntual, microestructuras, etc. Cuando se hizo la adquisición de los datos, ya sea por observaciones propias o aquellos tomados de las bases de datos de observatorios internacionales, se optó por reducir la muestra a 5 objetos con el fin de incluir sólo aquellos en los que se tenía un conjunto de datos completos.

En los primeros pasos de nuestra investigación fue necesario familiarizarse con las

PN G	OBJETO	AR (2000)	DEC (2000)
294.1+43.6	NGC 4361	12 ^h 40 ^m 30 ^s .70	- 18° 47' 06" .0
009.6+14.8	NGC 6309	17 14 03.60	-12 54 36.0
011.1+7.0	Sa 2-237	17 44 42.5	-15 45 13.0
096.4+29.9	NGC 6543	17 58 33.42	+66 37 59.5
107.8+02.3	NGC 7354	22 40 20 .02	+ 10 42 22.7

Cuadro 4.I: Objetos de la muestra.

Identificación y coordenadas para la muestra de NPs estudiadas en este trabajo.

herramientas computacionales para procesar las imágenes, que se encuentran en formato FITS¹. El procesamiento y análisis de las imágenes se hicieron usando las rutinas de los programas IRAF² y AIPS³ (Apéndice B).

Las imágenes fueron adquiridas con varios telescopios. La descripción de las observaciones realizadas, separadas para cada objeto, se presenta en la Tabla 4.II. En la primera columna se muestra el nombre del objeto, en la segunda se indican los telescopios e instrumentos utilizados para obtener las imágenes, la tercera columna presenta las fechas de las observación y en la cuarta columna la longitud de onda de las observaciones correspondientes.

4.1. Adquisición de datos

Los datos se obtuvieron en diferentes campañas observacionales. Los telescopios utilizados fueron los siguientes:

Telescopios de 2.12 m y 1.5 m del Observatorio Astronómico Nacional en la sierra de San Pedro Mártir (OAN-SPM), en B.C., México, administrado por la Univesidad Nacional Autónoma de México (UNAM); arreglo de radiotelescopios *Very Large Array* (VLA) del

¹De las siglas en inglés *Flexible Image Transport System* (FITS).

²De las siglas en inglés *Image Reduction Astronomical Facilities* (IRAF).

³De las siglas en inglés *Astronomical Image Procesing System* (AIPS).

OBJETO	Telescopio	Fecha de Obs.	longitud de onda
NGC 4361	1.5m SPM	13/15 mayo 2002	H α
	VLA	16 mayo 1996	3.6 cm
	B&Ch 2.1 m	14 junio 2002	4000-7000Å
NGC 6309	1.5m SPM	13/15 mayo 2002	H α
	VLA	9 agosto 1996	3.6 cm
	B&Ch 2.1 m	6 agosto 2002	4000-7000Å
Sa2-237	1.5m SPM	13/15 mayo 2002	H α
	VLA	31 mayo 1996	3.6 cm
	B&Ch 2.1 m	11 diciembre 2002	4000-7000Å
NGC 6543	1.5m SPM	13/14 mayo 2002	H α
	VLA	16 mayo 1996	3.6 cm
	CID-BIB 2.1	octubre 2003	21 μ m
	B&Ch 2.1 m	13 junio 2002	4000-7000Å
NGC 7354	1.5m SPM	13/15 mayo 2002	H α
	VLA	31 mayo 1996	3.6 cm
	B&Ch 2.1 m	11 diciembre 2002	4000-7000Å

Cuadro 4.II: Fecha de observación y telescopios utilizados.

Observaciones utilizadas para este trabajo (Nota: En las observaciones del VLA y las observaciones de junio del 2002, el autor de esta tesis no participó como observador).

*National Radio Astronomy Observatory, NRAO*⁴ en Socorro, Nuevo México; telescopio espacial *Hubble* (datos de archivo).⁵

Las temporadas de observación para imagen directa se realizaron en mayo de 2002. Se utilizó una rueda de filtros llamada *La Ruca* en el telescopio de 1.5 m y otra llamada *Mexman* en el telescopio de 2.12m. Estas ruedas contienen filtros de banda angosta. Para este trabajo se utilizó el filtro H α (6563 Å) con ancho a potencia media de 10Å de la serie II de filtros nebulares galácticos⁶.

⁴La NRAO es una instalación de *National Science Foundation* operada bajo un acuerdo cooperativo de la *Associated Universities, Inc.*

⁵*Hubble Space Telescope (HST)* Datos del *Multimission Archive at Space Telescope, MAST*. Recursos administrados por la *National Aeronautics and Space Administration, NASA*. Datos disponibles a través de internet: <http://archive.stsci.edu/index.html>

⁶Más información en la página del Observatorio Astronómico Nacional, (OAN-SPM): <http://www.astrossp.unam.mx/>

4.2. Procesamiento de imágenes en el filtro de $H\alpha$

En la Astronomía moderna, para la adquisición de datos ópticos, se utilizan detectores de estado sólido llamados CCD (del inglés *Charged Coupled Device*), los cuales son arreglos bidimensionales de receptores de carga conocidos como pixeles.

El procesamiento de los datos de imagen directa incluye correcciones por ruido electrónico, polvo sobre los filtros, variaciones pixel a pixel, entre otras, las cuales se realizan mediante el uso de paquetes como *IRAF* de *NOAO*⁷. Durante una campaña observacional, además de los objetos, se registran imágenes de calibración, tales como bias o darks, las cuales se describen a continuación.

Bias o imagen de sesgo. Un bias es una imagen de tiempo de exposición cero tomada con el obturador de la cámara cerrado. Representa el punto cero o la señal de línea de base del CCD la cual puede tener estructura. Se espera que cualquier defecto de brillo en el CCD quede registrado aquí, así como pequeños gradientes en la imagen causados por limitaciones en la electrónica del procesamiento de señales de la cámara. Usualmente se toman varios *bias* por noche de observación para después combinarlos con los programas de procesamiento de imágenes de *IRAF*. La adquisición de un número determinado de *bias* y luego promediarlos reduce la cantidad de ruido en la imagen de sesgo resultante. Por ejemplo, promediar 5 imágenes de *bias* reducirá el ruido de lectura (ruido electrónico del CCD en la imagen resultante) por un factor de $\sqrt{5}$.

Flat field. Estas imágenes involucran la exposición del CCD a una fuente de luz uniforme que produzca una iluminación muy pareja en todo el detector. Sirven para determinar la respuesta individual de los pixeles del detector CCD. La obtención de una imagen flat field (campo plano), consiste en tomar una exposición de la fuente de iluminación durante un tiempo de integración dado, de tal manera que nuestro detector no se sature.

⁷El *NOAO* es el Observatorio Astronómico Óptico Nacional de los Estados Unidos de América.

Objeto	No. de imágenes	Tiempo de integración, [s] por cada imagen	Tiempo total equivalente
NGC 4361	8	900	2 hrs
NGC 6309	8	900	2 hrs
Sa 2-237	11	1200	3 hrs 40 min
NGC 6543	24	60	24 min
NGC 7354	5	600	50 min

Cuadro 4.III: Tiempos de integración para las imágenes H α .

En nuestro caso utilizamos como fuente de iluminación la luz del cielo en el crepúsculo. Varias imágenes de *flat field* se combinan usando rutinas de *IRAF* para obtener un *flat field* promedio. Esta imagen se utiliza para corregir los efectos multiplicativos que se producen por la presencia de ciertas impurezas y partículas de polvo sobre la superficie de los filtros y la ventana del detector; los cuales quedan registrados en la imagen como sombras o estructuras de fondo.

Darks. Los *darks* son exposiciones con tiempos de integración similares a los tiempos de integración de los objetos, pero tomados con el obturador cerrado. El objetivo de los *darks* es hacer una corrección debido a la acumulación de carga espuria en determinado tiempo.

Todas las imágenes de los objetos fueron corregidas por *bias* y *flat field* utilizando las técnicas estándar de *IRAF*. Las distintas imágenes de cada objeto se combinaron utilizando el macro de rutinas *IRAF mkmosaic.cl*. Este macro calcula los desplazamientos necesarios en cada imagen para ajustarlas de tal manera que se forme una imagen mosaico. Después combina las imágenes utilizando el criterio de mediana para obtener una imagen resultante con mejor señal a ruido. En la Tabla 4.III se muestra el número de imágenes combinadas y su tiempo de integración individual, así como el tiempo de integración equivalente para la imagen H α final de cada nebulosa.

4.3. Astrometría de las imágenes $H\alpha$

Para un estudio donde se hacen cocientes de imágenes y no se tienen muchas referencias (por ejemplo estrellas de campo), es muy importante calibrar las imágenes en sus coordenadas ecuatoriales correspondientes: ascensión recta, α y declinación, δ , y orientarlas correctamente.

El procedimiento para calibrar una imagen en coordenadas ecuatoriales requiere conocer las coordenadas de las estrellas de campo registradas en la imagen.

Actualmente, esta información se pueden obtener de los servidores *skycat*⁸ o *skyview*, accesibles por internet, los cuales proporcionan las coordenadas ecuatoriales de las estrellas en un campo. Luego se mide la posición (x,y) de las estrellas en nuestra imagen utilizando *IRAF* el comando *imexamine* y la letra "a". Esta rutina usa criterios de centrado que ajustan una gaussiana bidimensional a la distribución de cuentas registradas en la imagen para la estrella elegida. Se crea un archivo de texto colocando en columnas las posiciones (x,y), posición α , δ y nombre o número para identificar cada estrella (éste último es opcional). Este archivo es utilizado por un programa fortran llamado *positL* cuya salida es la escala de placa y las coordenadas ecuatoriales del pixel central de la imagen. Esta información se escribe en el encabezado de las imágenes y es suficiente para conocer las coordenadas ecuatoriales de cualquier pixel.

Este procedimiento resulta especialmente importante para poder hacer coincidir las imágenes ópticas con las imágenes en radiocontinuo, debido a la falta de otra referencia tal como las estrellas de campo las cuales generalmente no son detectadas en las imágenes de radiocontinuo.

⁸Programa público que busca en la base de datos disponibles en la red y muestra una imagen digitalizada alrededor de la zona solicitada, que está calibrada en α y δ

4.4. Calibración de los datos en radiocontinuo

Los datos fueron tomados de los programas AV223 y AT216 del VLA. Esas observaciones fueron obtenidas durante los días 16 y 31 de mayo de 1996, 9 de agosto de 1996 y 22 de diciembre de 1997 con tiempos de integración de 20 minutos para cada objeto a una frecuencia de 8.5GHz (3.6cm). Los detalles de las observaciones se listan en la Tabla 4.IV donde se muestra, de la primera a la última columna, el nombre del objeto, el ancho la frecuencia central, el ancho de banda, la configuración de la línea de base y el haz que determina la resolución para las imágenes en radiocontinuo (en segundos de arco). La línea de base es la distancia máxima entre las antenas para cada configuración disponible (A, B, C, D); siendo la configuración A, la de mayor resolución y D, la de menor resolución⁹. Cuanto mayor es la distancia entre las antenas, mayor es la resolución que se obtiene en los mapas. Los calibradores de flujo y de fase fueron 1773-130, 1331+305, 1613+342, 0019+734, 1642+689, 0137+331, 1239-10, 0730-116, 0530+135 observados en dos configuraciones. Para tratar los datos de radio es necesario utilizar el programa *AIPS* y los procedimientos estándares para la reducción de imágenes en radiocontinuo. Se trata de realizar una transformada inversa de Fourier bidimensional de los datos adquiridos, para pasarlos de $R^2(u, v)$ a $R^2(\alpha, \delta)$. Es decir, convertirlos de "visibilidades" a distribución espacial de brillo. La emisión detectada en el radiocontinuo con un valor igual o mayor a 3σ es muy similar en extensión a la región central más brillante de las nebulosas lo que nos da una idea de las regiones efectivas para los cocientes de flujos de nuestro análisis. La razón de observar a esta frecuencia (longitud de onda) es debido a razones instrumentales ya que es donde el VLA tiene mejor sensibilidad¹⁰.

⁹Existen configuraciones híbridas cuando se modifica el arreglo de antenas para ir de una configuración a otra. Es decir cuando se modifica el arreglo, por ejemplo, de configuración C a D, se tiene la configuración DnC.

¹⁰Para observar objetos como NPs, donde la emisión del gas en radio es débil respecto a otros objetos, es recomendable utilizar un arreglo instrumental cuyas características ofrezcan una mayor sensibilidad a la emisión del gas. Más información sobre este tema se encuentra en:

Objeto	Fecha de Observación	Configuración	Tamaño del haz ("×")
NGC 4361	16 mayo 1996	DnC	20.88 × 3.33
NGC 6309	9 agosto 1996	DnC	11.7 × 7.6
Sa 2-237	22 diciembre 1997	D	14.54 × 8.55
NGC 6543	31 mayo 1996	DnC	8.55 × 4.55
NGC 7354	31 mayo 1996	D	6.77 × 3.43

Cuadro 4.IV: Observaciones de radiocontinuo.

Datos correspondientes a las observaciones de radiocontinuo con el VLA a la frecuencia de 8485.0996 MHz con un ancho de banda de 50 MHz.

4.5. Calibración de espectros de baja dispersión

Un espectrógrafo óptico de rendija larga es un dispositivo que contiene una rendija angosta por donde se hace incidir la luz que luego pasa a través de una rejilla de difracción que la dispersa en cierto intervalo de longitud de onda. La rendija es colocada en el plano focal del telescopio y la luz dispersada es registrada por el detector (CCD). Para las observaciones espectroscópicas de la muestra de nebulosas se ha usado una rendija larga, cuya proyección en el cielo equivale aproximadamente a 5 minutos de arco. En la imagen final, uno de los ejes corresponde a la longitud de onda y el otro eje corresponde a la dirección espacial de la zona que ha sido muestreada sobre la nebulosa con la rendija. Haciendo cortes en la imagen e integrando varios renglones se tiene un espectro con la distribución del flujo de energía contra longitud de onda.

Se utilizaron varios ángulos de posición de las rendijas en el plano focal. Es decir, se puede rotar la platina del telescopio sobre el plano focal, para que la rendija pase por regiones diferentes para muestrear el objeto en estudio. El ángulo de posición (PA) va de cero grados en la posición Norte-Sur, y crece en ángulos positivos en el sentido contrario al movimiento de las manecillas del reloj. En todos los objetos se tienen posiciones de la rendija que pasan por la estrella central. En algunos de los objetos (NGC 6543, NGC

<http://www.vla.nrao.edu/astro/guides/vlas/current/node9.html>

4361, Sa2-237) la rendija cubre posiciones que intersectan la estrella central de la NP. En el resto de los objetos (NGC 7354, NGC 6309) se coloca la rendija de tal manera que pase sobre la estrella central y orientada en dirección Este-Oeste ($PA=90^\circ$), las otras posiciones de la rendija que se adquirieron son paralelas a $PA = 90^\circ$, desplazadas hacia las direcciones Norte y Sur.

Los espectros fueron calibrados en longitud de onda ($\text{\AA}$) y flujo de energía ($\text{ergs s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) por el por el M.C. Lorenzo Olguín¹¹ en el 2003 usando para ello el programa llamado XVISTA. Estos espectros cubren el intervalo de longitud de onda de 3000 a 7000 $\text{\AA}$. Para el estudio pertinente se resta el cielo a los espectros (usando las regiones de cielo fuera de la emisión de la nebulosa) y sólo se extrae el flujo correspondiente a la línea de emisión $H\alpha$, con el fin de calibrar en flujo las imágenes ópticas de los objetos de la muestra.

4.6. Calibración en flujo de las imágenes $H\alpha$

Las imágenes que se obtienen directamente de las observaciones en el telescopio tienen como unidades los conteos o cuentas por pixel. Es necesario calibrarlas en unidades físicas, es decir, en flujos de energía. Para hacer esto se utilizaron los espectros de baja dispersión extrayendo de ellos los flujos de la línea $H\alpha$. Este procedimiento se aplicó en cada espectro disponible para todas las nebulosas de la muestra. El procedimiento general es el siguiente: conocemos la posición sobre las nebulosas en la que fue obtenido cada espectro. El ancho y el largo de la rendija usada en las observaciones espectroscópicas, define el área muestreada por el espectro sobre la nebulosa. Localizamos esta área sobre las imágenes $H\alpha$ de la muestra. Usando las rutinas de *IRAF* extraemos la emisión (en conteos) de la parte de la imagen que corresponda al área muestreada por la rendija para obtener los espectros. Encontramos el factor de equivalencia entre el flujo en $\text{ergs cm}^2 \text{s}^{-1}$ de los

¹¹El M.C. Olguín es colaborador al grupo de investigación al cual pertenezco.

OBJETO	Ángulo de posición	Tamaño de la rendija ["]	Factor de conversión [ergs s ⁻¹ cm ⁻² / conteos]
NGC 4361	60°	2 × 45	4.5 × 10 ⁻¹⁶
NGC 6309	90°	2 × 10	5.5 × 10 ⁻¹⁶
Sa2-237	28°	2 × 30	10.3 × 10 ⁻¹⁶
NGC 6543	32°	2 × 20	3.5 × 10 ⁻¹⁷
NGC 7354	90°	2 × 20	4.9 × 10 ⁻¹⁶

Cuadro 4.VI: Rendijas utilizadas, Boller & Chivens.

Factores de conversión para la calibración de las imágenes H α y características de la zona usada para obtener los factores de conversión (rendija artificial).

espectros con los conteos extraídos de la imagen. Finalmente multiplicamos la imagen H α por este factor [ergs cm² s⁻¹ / conteos] con lo cual la imagen queda calibrada en unidades de flujo.

Para calibrar las nebulosas de la muestra sólo se utilizó un espectro, el que pasa por la estrella central. Como se ha descrito en la sección 4.5, para la calibración de espectros de baja dispersión, se usó una rendija larga de aproximadamente 5 minutos de arco fijando su ancho en 150 micras, que equivale 2" proyectados sobre el cielo. El largo de la rendija artificial se determinó como la zona con mejor señal a ruido. En los espectros para cada nebulosa de la muestra, calibrados en flujo, determinamos el área de pixeles que contiene la emisión que corresponde H α (a 6563 Å). Usamos el ancho a potencia media de la línea para determinar el ancho del área de extracción, cuidando no incluir la emisión de las líneas de [NII] (6548 y 6584 Å) que se localizan en las alas de H α . La resolución de los espectros es suficiente para no incluir la emisión de [NII], en particular de la línea en 6548Å.

Para la extracción de la emisión de los espectros, se construye una pequeña imagen que contenga únicamente la zona que registra la línea H α . En la imagen de un espectro la calibración de unidades en la dirección espectral es longitud de onda. Es decir, a cada columna de pixeles le corresponde una longitud de onda. Usando las rutinas *IRAF* extrae-

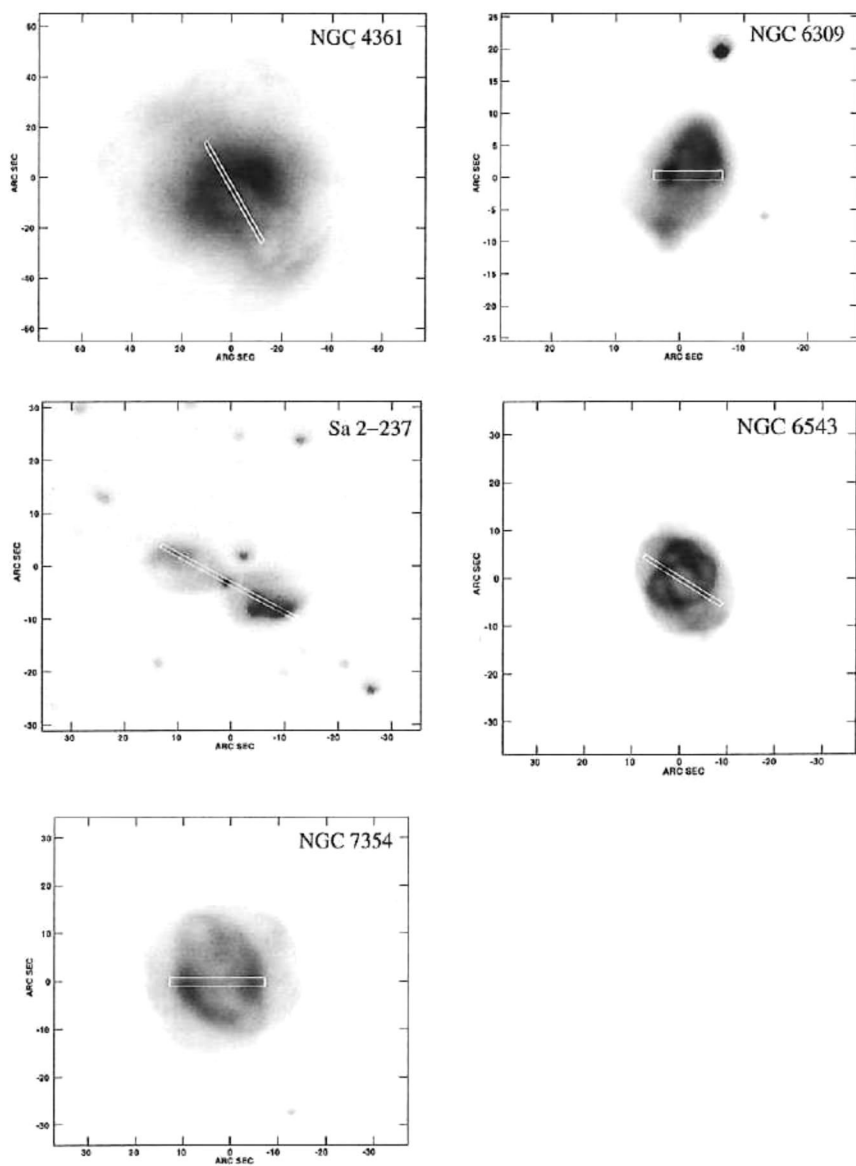


Figura 4.1: Posición y orientación de rendijas.

Imágenes $H\alpha$ de las nebulosas analizadas en este trabajo. Los ejes muestran la posición relativa a la estrella central, en segundos de arco. El Norte está arriba y el Este a la izquierda. Se ha dibujado el área de la imagen que se usó para calibrar en flujo los conteos de la imagen (ver texto).

mos la parte de la imagen del espectro que contiene la emisión $H\alpha$. Para la resolución de los espectros el ancho de la imagen extraída es de 8 píxeles. Sumamos estos píxeles en una sola hilera de píxeles. El perfil que se obtiene al dibujar el resultado de la extracción y suma de la línea de $H\alpha$ es una gráfica donde el eje x corresponde a la posición espacial sobre la nebulosa y el eje y es la distribución del flujo de la línea $H\alpha$. Sobre este perfil definimos el largo del área que usaremos para calibrar las imágenes $H\alpha$. Tomamos como referencia la estrella central de cada nebulosa.

Usando las bitácoras de observación espectroscópica y las imágenes que indican dónde se colocó la rendija sobre cada nebulosa analizada, definimos la sección que ha sido muestreada por el espectro sobre la imagen $H\alpha$ de cada nebulosa. Nuevamente usamos como referencia la estrella central de la nebulosa. Una vez localizada la región sobre la imagen $H\alpha$, modificamos la imagen de modo que podamos extraer la emisión de la rendija artificial que hemos definido. En algunos casos es necesario rotar la imagen, ya que las rutinas *IRAF* permiten extraer renglones o columnas y no zonas inclinadas. La Figura 4.1 presenta un mosaico de imágenes $H\alpha$ de las nebulosas analizadas, donde se ha dibujado el área usada para calibrar las imágenes en flujo.

Para verificar que hemos extraído la zona equivalente a la que muestra el espectro, generamos el perfil de la subimagen extraída de la imagen $H\alpha$. Es decir, sumamos nuevamente los píxeles sobre el ancho de la rendija artificial y generamos un perfil cuyo eje x es posición espacial y el eje y es la distribución en conteos de la emisión en la zona extraída. Para comparar los perfiles obtenidos de los espectros y las imágenes $H\alpha$ normalizamos ambos perfiles al máximo de emisión (eje y), y usamos la posición de la estrella central como referencia en la dirección espacial. Se debe tener en cuenta que las escalas de placa espaciales para la imagen $H\alpha$ y la dirección espacial en los espectros son diferentes, de modo que el tamaño real, en segundos de arco, de la rendija artificial puede no coincidir

exactamente con la proyección sobre el cielo de la rendija del espectrógrafo. La escala de placa de las imágenes $H\alpha$ es $0.25''/\text{pix}$ (NGC 4361, NGC6309) y $0.3''/\text{pix}$ (NGC 6543, NGC 7354, Sa 2-237) mientras que la escala espacial en los espectros es de $1.05''/\text{pix}$. La Figura 4.2 muestra la comparación entre el perfil obtenido del espectro y el que se obtiene de la rendija artificial extraída de la imagen $H\alpha$. En esta figura es claro que los perfiles para las rendijas extraídas de la imagen y su espectro correspondiente coinciden razonablemente.

El paso final es encontrar el factor de conversión entre conteos y unidades de flujo. Una vez que definimos el largo del área que usaremos para la calibración de las imágenes, sumamos todo el flujo que hay en esta área. Usando los perfiles de la Figura 4.2 sumamos los conteo o flujos de los perfiles. La suma se hizo con ayuda de un programa fortran al que proporcionamos los datos correspondientes a los perfiles de cada nebulosa y cuyo resultado es el factor de equivalencia entre los conteos de la imagen $H\alpha$ y el espectro de la nebulosa. Los factores para las nebulosas no tienen que ser iguales, aún si las observaciones se realizaron usando los mismos instrumentos observacionales y sean obtenidos en la misma noche de observación. Esto es así porque las variaciones del cielo cambian de una temporada de observación a otra, y también durante una misma noche. En la Tabla 4.vi se presentan los datos de las rendijas artificiales y los factores de conversión para calibrar la imagen $H\alpha$ de cada nebulosa. En la columna 1 se lista el objeto de la muestra. La columna 2 presenta el ángulo de posición de la zona usada para la calibración (rendija artificial). La columna 3 lista el tamaño, en segundos de arco de la rendija artificial. Finalmente, la columna 4 lista los factores de conversión calculados para calibrar cada imagen.

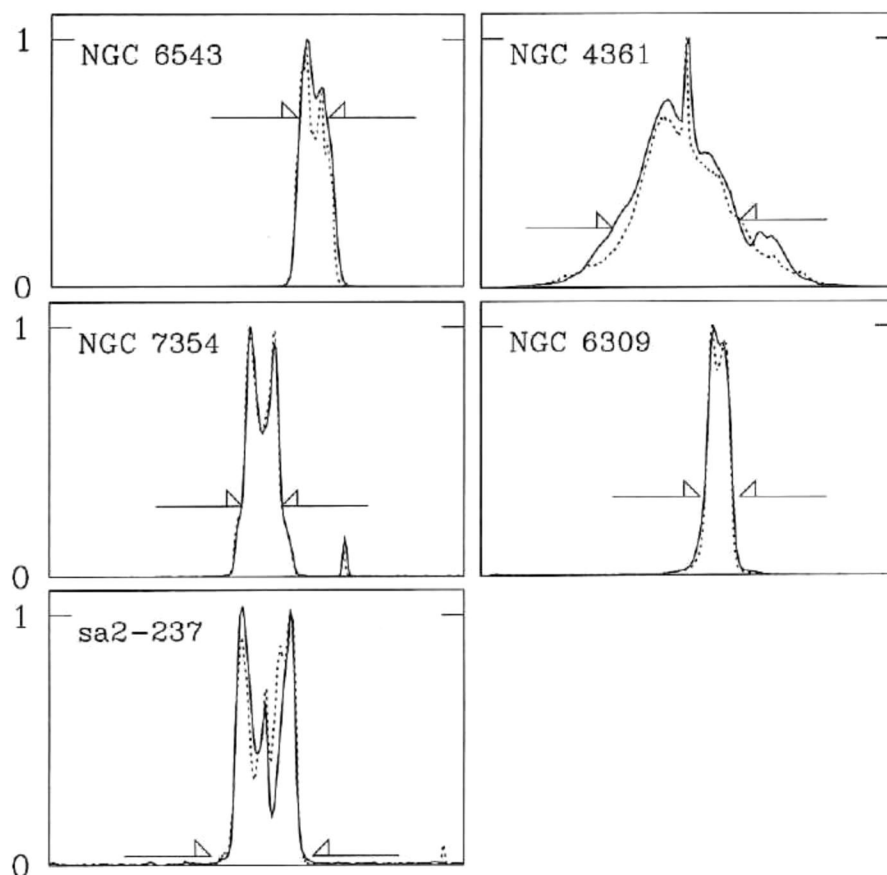


Figura 4.2: Perfiles de emisión $H\alpha$.

Comparación de los perfiles de la emisión $H\alpha$, obtenidos de los espectros calibrados (línea continua) y las imágenes a calibrar en flujo usando una rendija artificial (línea punteada). Los perfiles están normalizados al máximo de la emisión. El eje x corresponde a la posición espacial sobre la rendija. Nótese que en NGC 4361 el pico de emisión representa a la estrella central. En las otras nebulosas la estrella central queda embebida en la emisión de la nebulosa.

4.7. Morfología $H\alpha$ de los objetos

En esta sección describimos brevemente la morfología que se observa en las imágenes $H\alpha$ de las nebulosas de la muestra. Presentamos figuras con cuatro diferentes contrastes que facilitan la descripción de la morfología de las nebulosas. La morfología observada del gas en las NPs depende fuertemente del contraste con el que se analicen las imágenes. En algunos casos las nebulosas tienen centros muy brillantes con una morfología particular que puede resultar diferente si tiene y se observan regiones más extensas, que generalmente tienen bajo brillo superficial.

4.7.1. Imágenes en $H\alpha$

En la Figura 4.3 presentamos la imagen de $H\alpha$ de NGC 4361 usando cuatro contrastes diferentes para describir la morfología de las zonas brillantes y la morfología de las zonas más débiles en la nebulosa. En el panel superior izquierdo de esta figura se puede ver que toda la nebulosa tiene una forma elíptica con el semieje mayor a un ángulo de 45° con respecto al Norte. El halo de la nebulosa tiene una extensión de $117''$ en el semieje mayor a 40σ y muestra una estructura filamentosa. La región brillante interna muestra también la estructura de una elipse con el semieje mayor de $41''$ a $\sigma = 138$ y $PA = -65^\circ$ (panel superior derecho). En el panel inferior izquierdo se puede apreciar una región filamentosa, en las periferias, que se encuentra sobre un eje a un ángulo de posición de 60° . Estas protuberancias presentan una distribución con simetría puntual.

La imagen $H\alpha$ de NGC 6309 se presenta en la Figura 4.4. La imagen en el panel superior izquierdo sugiere morfología bipolar para esta nebulosa, donde los lóbulos no parecen cerrarse (ver panel superior derecho). Los bordes brillantes de los lóbulos forman unos brazos que salen de la estructura central brillante y contienen algunos nudos brillantes con simetría puntual. La extensión polar de los lóbulos es de $68''$. La parte central de este

objeto presenta una estructura brillante con simetría elíptica con el semieje mayor a un PA de -20° (panel inferior derecho).

La Figura 4.5 muestra la imagen $H\alpha$ de Sa 2-237, esta es una NP con morfología bipolar que presenta simetría puntual. El eje polar de la nebulosa está a $PA = 60^\circ$. Sa 2-237 presenta dos máximos en intensidad, uno en cada lóbulo, siendo menos intenso el lóbulo de la parte superior. La extensión de los lóbulos sobre el eje polar es de $27''.5$ y muestran un ángulo de apertura de ~ 70 grados.

La Figura 4.6 muestra la imagen de NGC 6543. Esta nebulosa tiene un halo circular muy extendido y muy débil de radio de $2.'35$; el halo extendido queda fuera de los paneles presentados, porque nos interesa describir las zonas más brillantes de la nebulosa. Miranda y Solf (1992) presentaron un análisis espacial y cinemático de esta nebulosa mostrando que presenta chorros colimados indicados en el panel superior derecho. Se observan unos filamentos a $PA = 20^\circ$ y que están alineados radialmente respecto a la estrella central. En el panel superior derecho se observa la zona más brillante central, que tiene morfología elíptica con semieje mayor de $30''$ de largo. El panel inferior derecho muestra la zona más interna de la nebulosa donde se ven claramente dos estructuras muy brillantes con forma de elipses. Tales estructuras (bipolares) tienen diferentes ángulos de posición y se localizan simétricamente rodeando la estrella central.

NGC 7354 se presenta en la Figura 4.7. La nebulosa presenta dos filamentos radiales a $PA = 16^\circ$ (ambos sobre el mismo eje), que se localizan en la parte más externa (ver panel superior derecho). En el panel superior izquierdo se muestra una envoltura con simetría circular. En el panel inferior izquierdo se aprecia una región interna más brillante que la envoltura. La parte interna de la nebulosa presenta dos estructuras, una cilíndrica y otra elíptica (una dentro de la otra) que comparten su eje de simetría a $PA = 27^\circ$. La región más interna tiene dos máximos en intensidad (ver panel inferior derecho) y forma de barril,

cuyos extremos son un poco más angostos respecto de la parte central de la estructura.

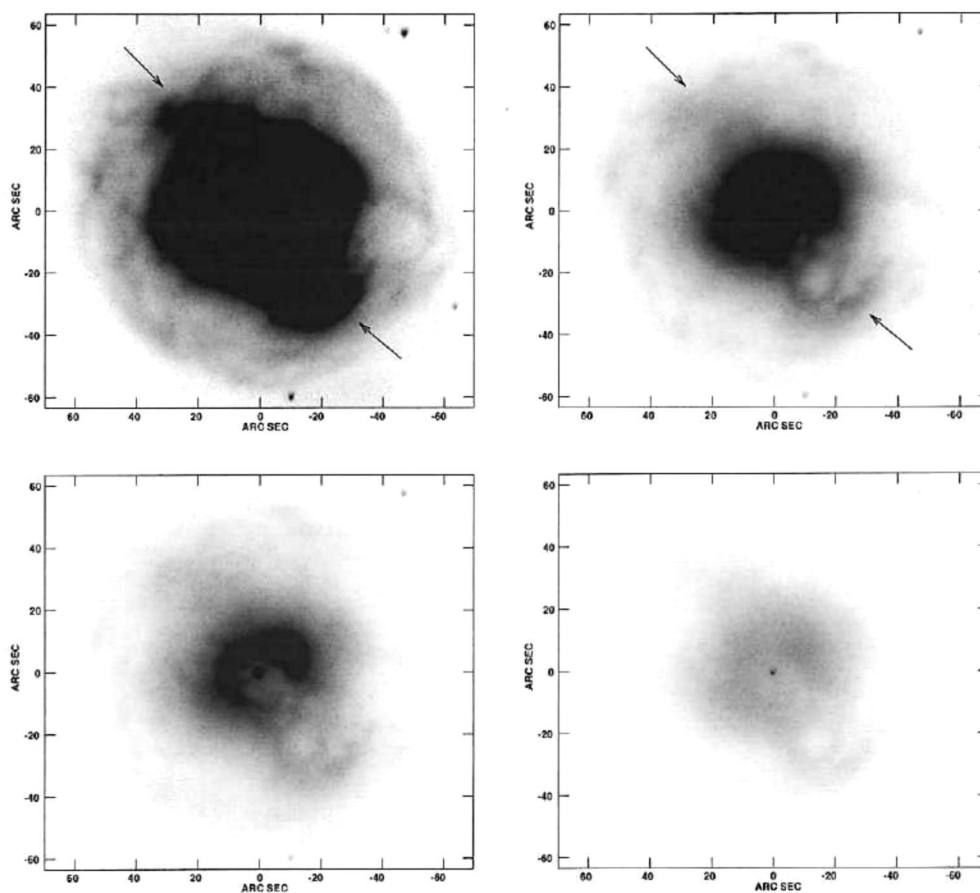


Figura 4.3: NGC 4361 en $H\alpha$.

Imágenes CCD en el filtro de $H\alpha$ de NGC 4361 a distintas escalas de grises. Se varía la intensidad del despliegue para ver la morfología de las diferentes regiones. La escala espacial es relativa a la posición de la estrella central.

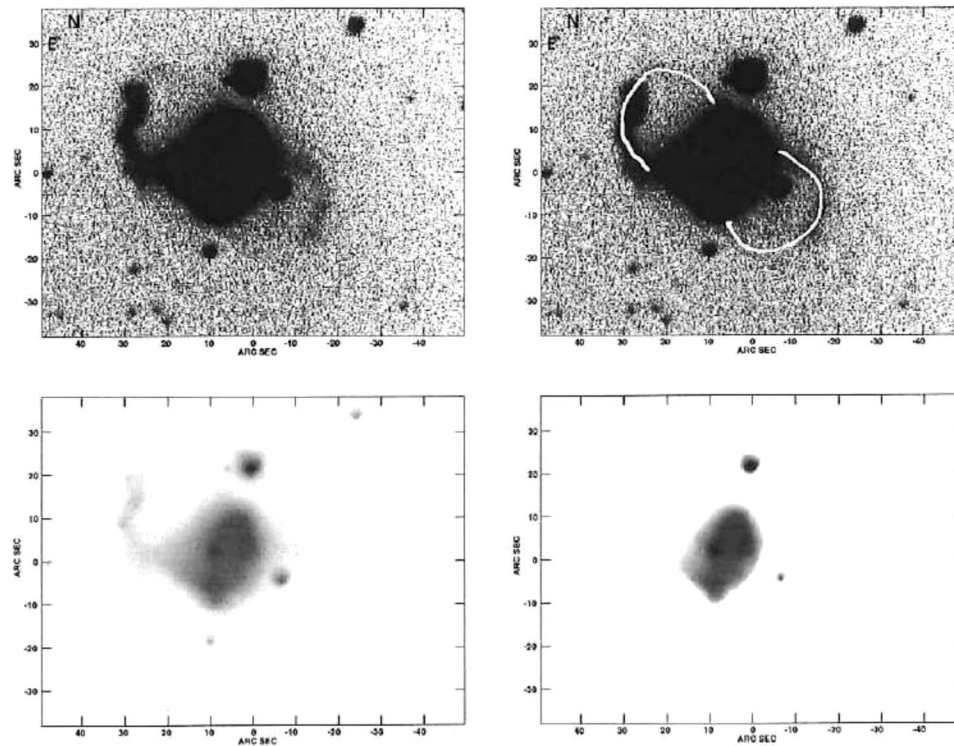


Figura 4.4: NGC 6309 en $H\alpha$.

NGC 6309 presentada en distintas escalas de grises (contraste). Nótese que esta NP tiene una morfología bipolar y además presenta simetría puntual.

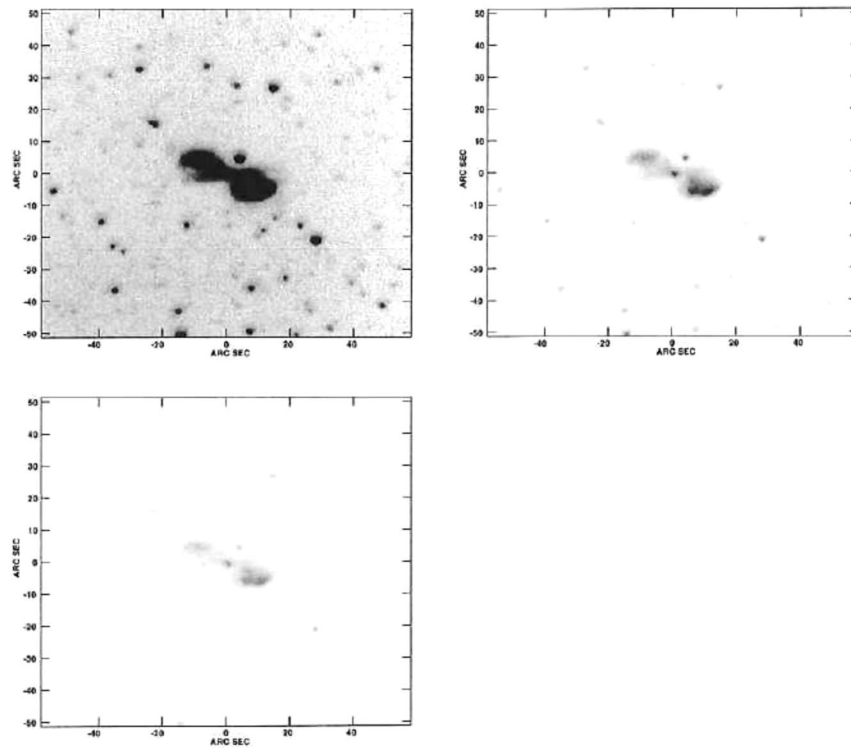


Figura 4.5: Sa 2-237 en $H\alpha$.

Sa 2-237 mostrándose en estos mapas a distintas escalas de grises. Sa 2-237 es una nebulosa planetaria bipolar cuyo lóbulo en la parte sur es más brillante que el lóbulo que está al norte.

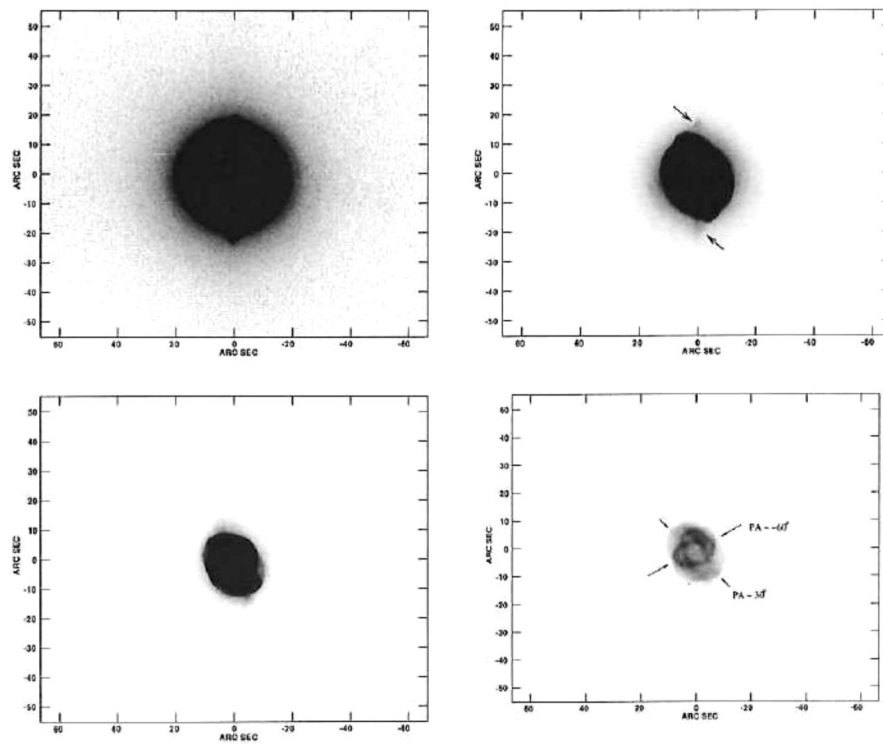


Figura 4.6: NGC 6543 en $H\alpha$.
Imágenes en $H\alpha$ para la región central de NGC 6543.

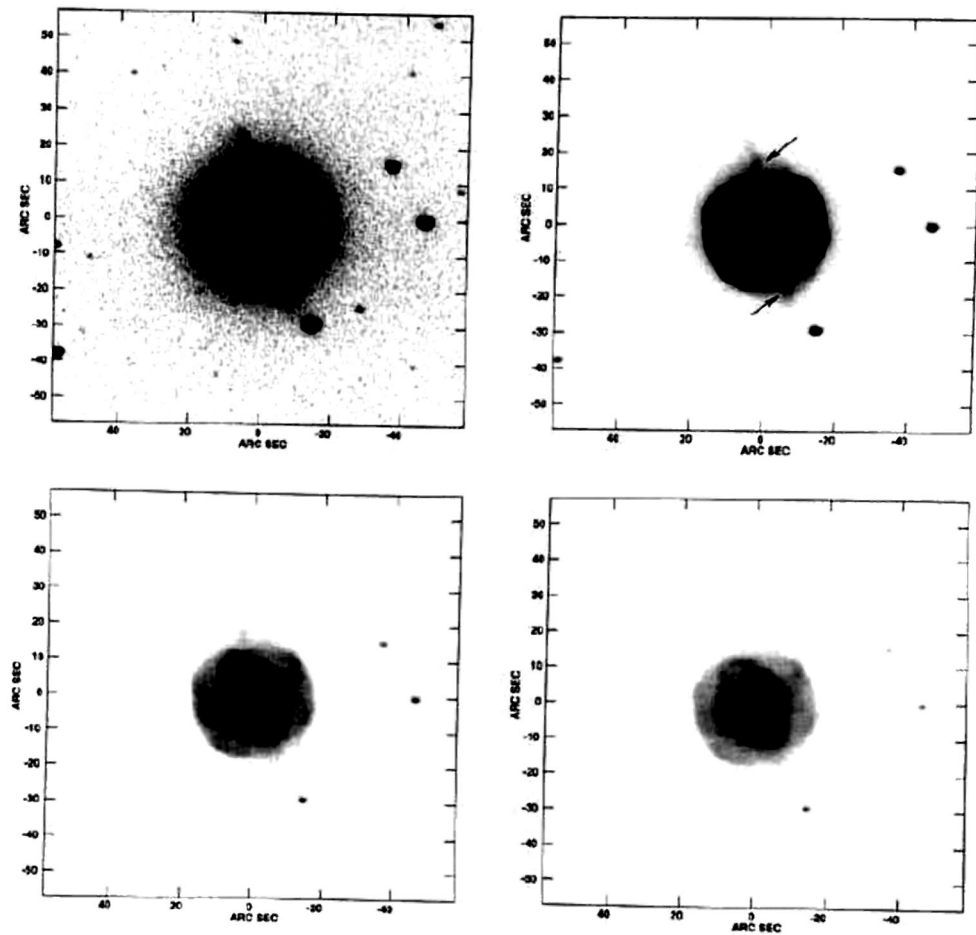


Figura 4.7: NGC 7354 en $H\alpha$.

NGC 7354 es presentada en estos mapas a varias escalas de grises. Nótese que la parte más interna es muy brillante con respecto a la parte externa que es una envoltura con simetría cilíndrica.

4.7.2. Imágenes en radiocontinuo a $\lambda 3.6\text{cm}$

La Figura 4.8 muestra un mapa en radiocontinuo de NGC 4361. Dicho mapa traza marginalmente algunas características morfológicas vistas en la imagen óptica. A pesar de ser un objeto muy extendido y presentar un haz muy elongado de $20''.8 \times 3''.3$ se logran apreciar, sobre su eje mayor, las estructuras que en la imagen óptica presentan simetría puntual.

En la Figura 4.9 se presenta NGC 6309. En el mapa se detecta sólo la parte central de la nebulosa. Las dimensiones del haz son de $11''.7 \times 7''.6$. La emisión detectada en radiocontinuo de este objeto presenta el máximo en el centro.

En la Figura 4.10 se presenta a Sa 2-237. La estructura en radiocontinuo de esta nebulosa es muy similar a la que se observa en el óptico. Tiene morfología bipolar cuyos máximos no coinciden, en posición, con los que se observan en la imagen óptica. El lóbulo de máxima intensidad, en el óptico, es el más débil en el mapa de radiocontinuo. El ancho del haz es de $14''.5 \times 8''.4$.

La Figura 4.11 presenta a NGC 6543. Debido a la baja emisión del halo extendido, sólo se detecta la parte central en radio. Esta nebulosa presenta una morfología elíptica con su semieje mayor a un $PA \simeq 45^\circ$. Se observan dos máximos para esta nebulosa muy cerca de la region central. El tamaño del haz es de $10.5'' \times 6''$.

La Figura 4.12 muestra el mapa en radiocontinuo de NGC 7354. Esta nebulosa presenta una estructura simétrica cuyo eje está a $\simeq PA = +35$. La parte interna tiene una estructura con dos máximos en la región Este-Oeste. El tamaño del haz es de $6''.7 \times 3''.4$ y se encuentra aproximadamente a $PA = +55$

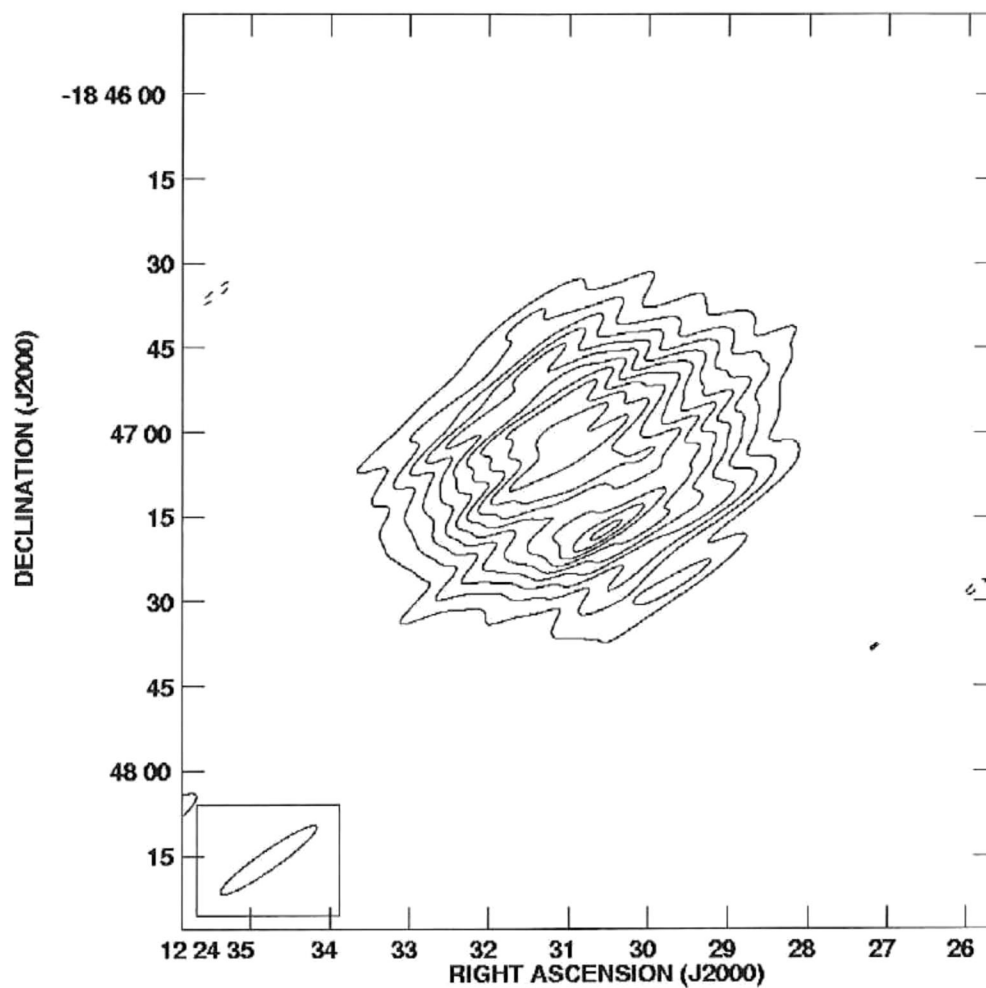


Figura 4.8: NGC 4361 a 3.6 cm.

Mapa de contornos en radiocontinuo de NGC 4361. Los niveles de los contornos son -2, -1, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y 10 veces el *rms* del ruido del mapa (0.4 mJy haz^{-1}) con un haz a potencia media de $20.8'' \times 3''.3$.

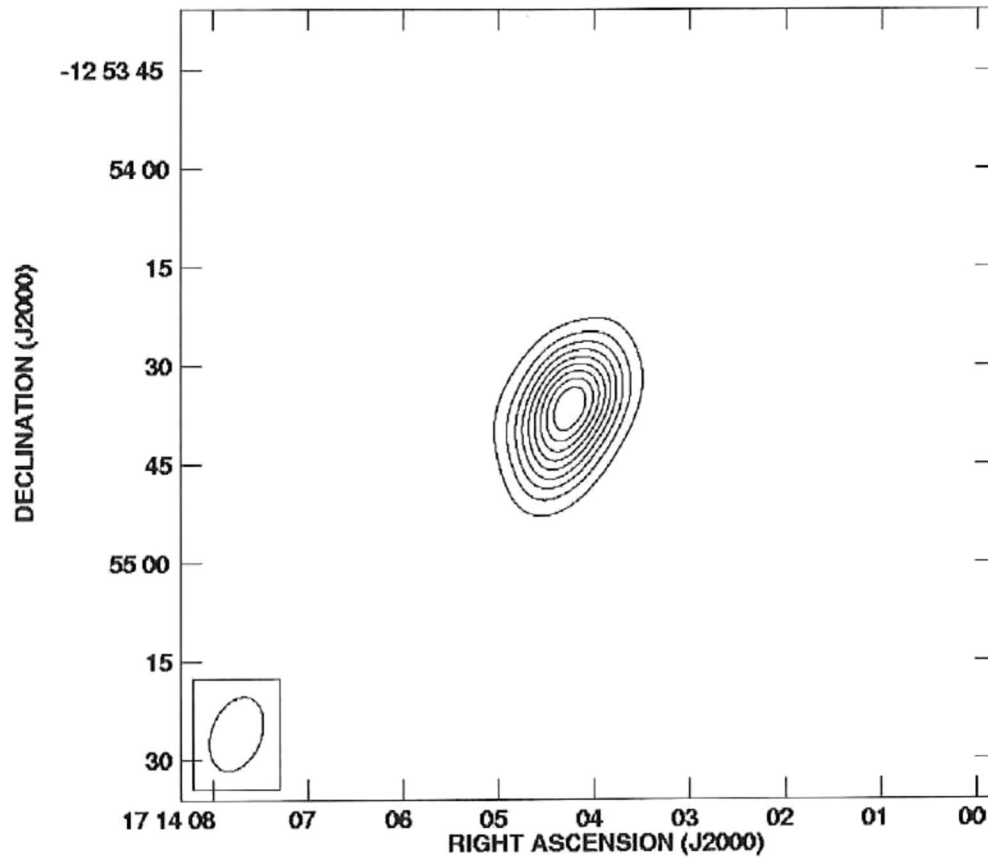


Figura 4.9: NGC 6309 a 3.6 cm.

Mapa de contornos en radiocontinuo a $\lambda 3.6\text{cm}$ de NGC 6309. Los niveles de contorno son -2, -1, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y 10 veces el *rms* del ruido del mapa (5.3 mJy haz^{-1}) con un haz a potencia media de $11''.7 \times 7''.6$.

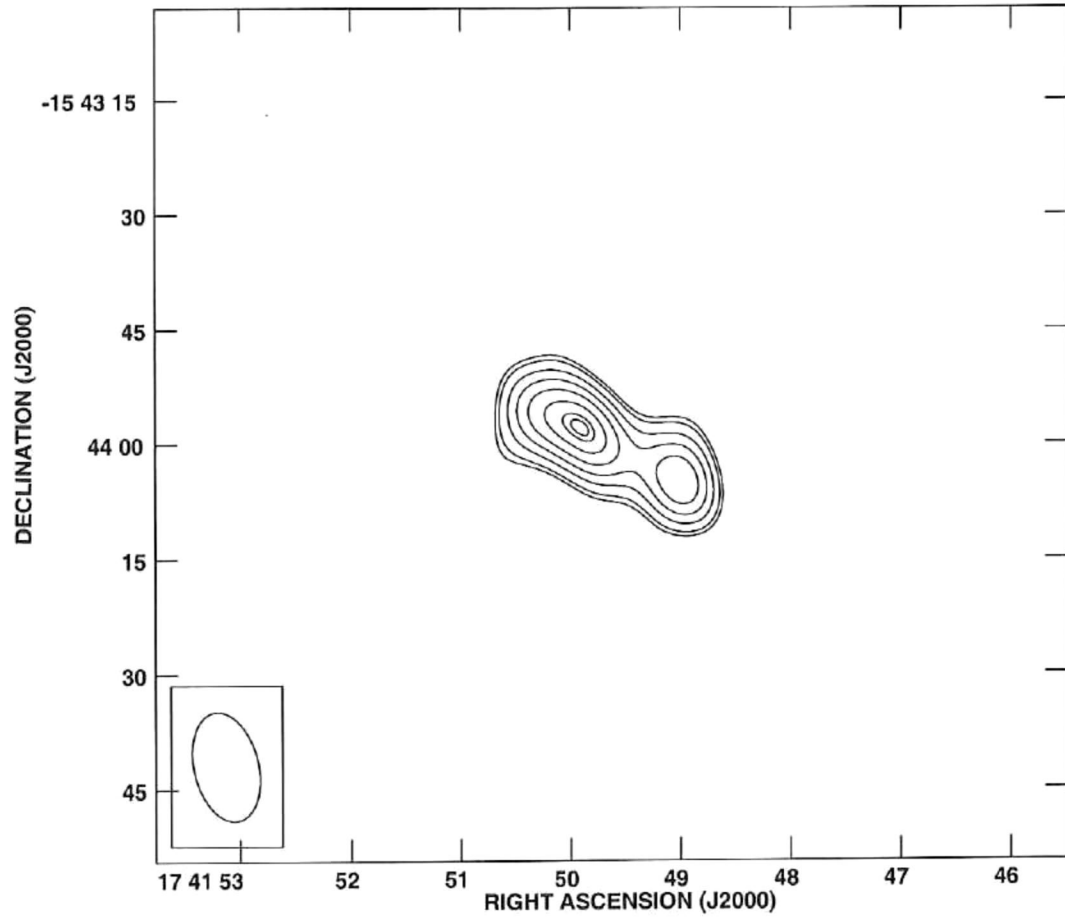


Figura 4.10: Sa 2-237 a 3.6 cm.

Mapa de contornos en radiocontinuo a $\lambda 3.6\text{cm}$ de Sa 2-237. Los niveles de contorno son 4.5, 5, 6, 7, 8, 9, 9.7 veces el *rms* del ruido del mapa (1.9 mJy haz^{-1}) con un haz a potencia media de $14''.5 \times 8''.5$.

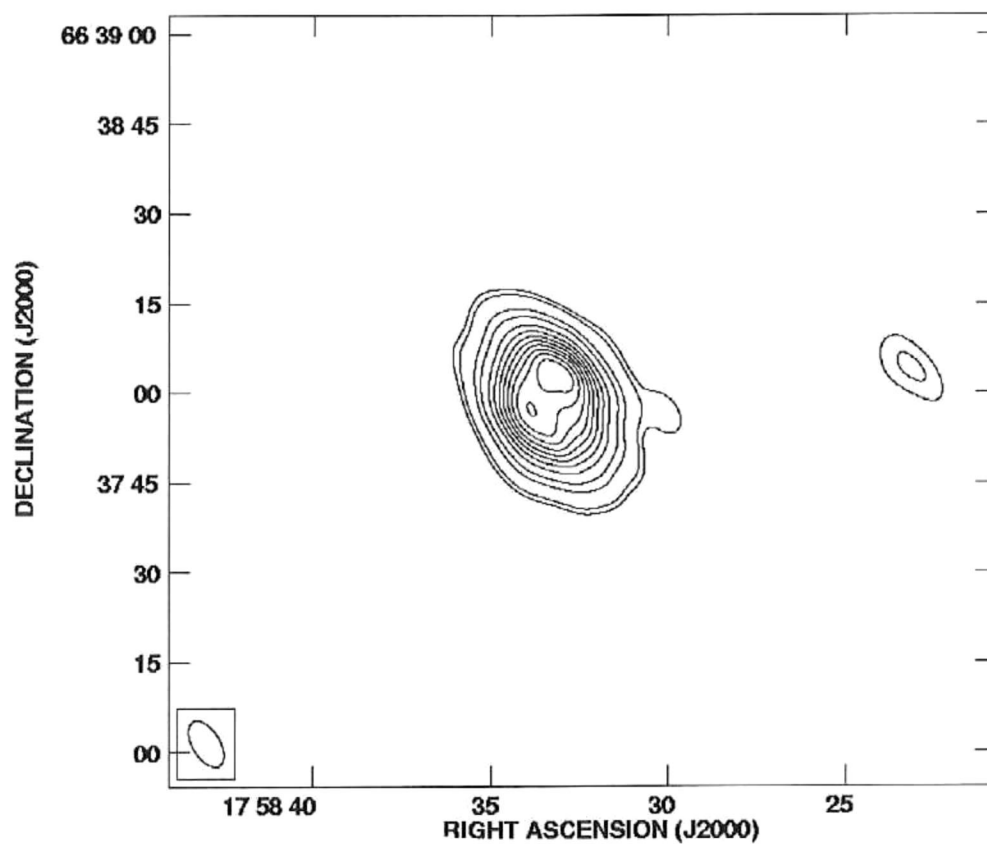


Figura 4.11: NGC 6543 a 3.6 cm.

Mapa de contornos en radiocontinuo a $\lambda 3.6\text{cm}$ de NGC 6543. Los niveles de contorno son -1, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y 10 veces el *rms* del ruido del mapa (13 mJy haz^{-1}) con un haz a potencia media de $8''.5 \times 4''.5$.

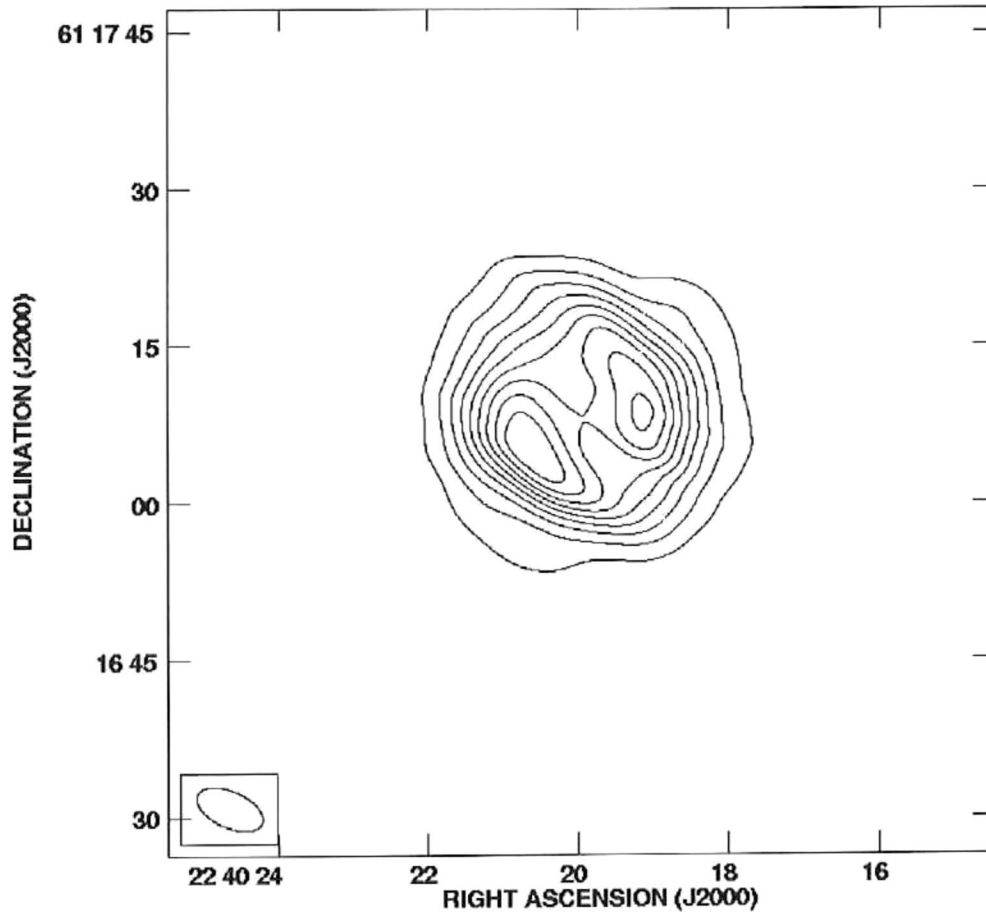


Figura 4.12: NGC 7354 a 3.6 cm.

Mapa de contornos en radiocontinuo a $\lambda 3.6\text{cm}$ de NGC 7354. Los niveles de contorno son -1, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 y 10 veces el *rms* del ruido del mapa (3.6 mJy haz^{-1}) con un haz a potencia media de $6'.7 \times 3''.4$.

4.7.3. Convolución y cocientes de imágenes

Para poder comparar punto a punto las imágenes ópticas y las de radio, es necesario convolucionarlas con un haz gaussiano para que ambas tengan la misma resolución. En

nuestro caso, primero convolucionamos la imagen en radiocontinuo a un haz redondo utilizando el eje mayor del haz original. A continuación las imágenes ópticas son convolucionadas con una función gaussiana tomando como ancho el diámetro definido por el eje mayor del haz de la imagen en radio.

Transformadas las imágenes se busca un punto común en pixeles con mismas coordenadas ecuatoriales para recortar las imágenes al mismo tamaño logrando que las imágenes coincidan. Posteriormente se procede a hacer los cocientes de imágenes.

En la Fig. 4.13 se muestran los mapas de contornos de la emisión en radiocontinuo con el haz redondo (es decir, convolucionadas al semieje mayor del haz original de cada objeto de la muestra) y sobrepuestas sobre las imágenes ópticas originales (antes de convolucionar). Esto con el fin de apreciar, de manera cualitativa, la distribución de la emisión en radiocontinuo relativa a la emisión óptica. Del mismo modo, los mapas de radiocontinuo convolucionados se sobreponen a las imágenes ópticas convolucionadas (Fig. 4.14) para apreciar las áreas efectivas para los cocientes.

Una vez que las imágenes tienen la misma resolución (tamaño del haz) se procede a obtener su cociente y para luego aplicar la ecuación 3.30. El resultado son las imágenes presentadas en la Figura 4.14, las cuales representan los mapas de extinción en magnitudes (ver Fig. 4.15).

Debido a que las imágenes en radio presentan un patrón espurio causado por la función transformada inversa de Fourier de las "visibilidades" del plano uv , dada la configuración del arreglo del VLA, se crean artificios en los cocientes, es decir, hay zonas fuera de los objetos que presentan estructuras ficticias. La estructura de la emisión en radiocontinuo está bien definida para cada objeto y presentan una señal a ruido muy arriba del ruido de fondo, con ello entonces se puede definir la zona que es resultado del cociente de flujos.

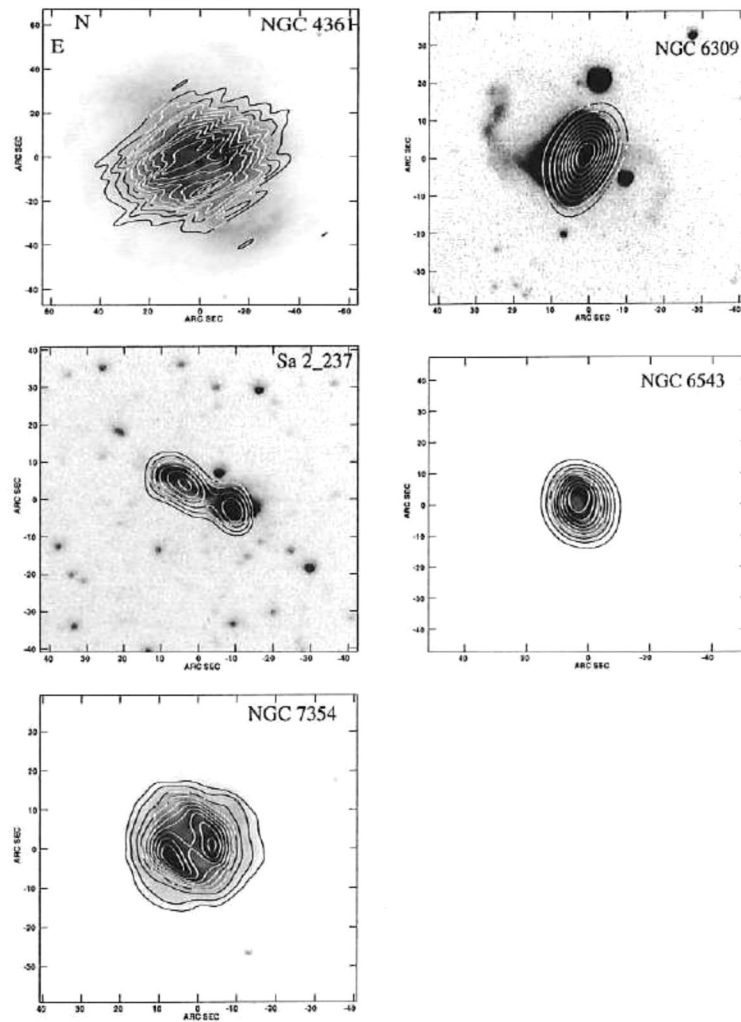


Figura 4.13: Imágenes de radiocontinuo sobre óptico.
En escala de grises se despliega la imagen óptica sin convolucionar y en contornos la imagen en radiocontinuo sin convolucionar para las nebulosas de la muestra.

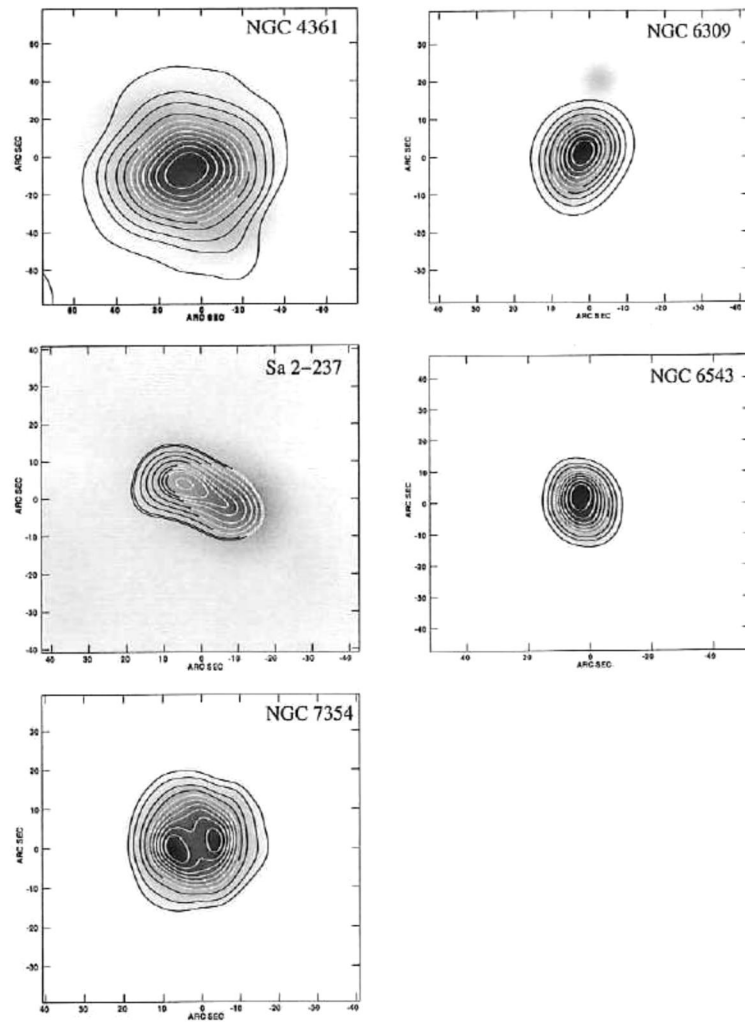


Figura 4.14: Imágenes convolucionadas de radiocontinuo sobre óptico. Mapas de contornos de radiocontinuo con un haz convolucionado sobre imagen óptica convolucionada, en escala de grises.

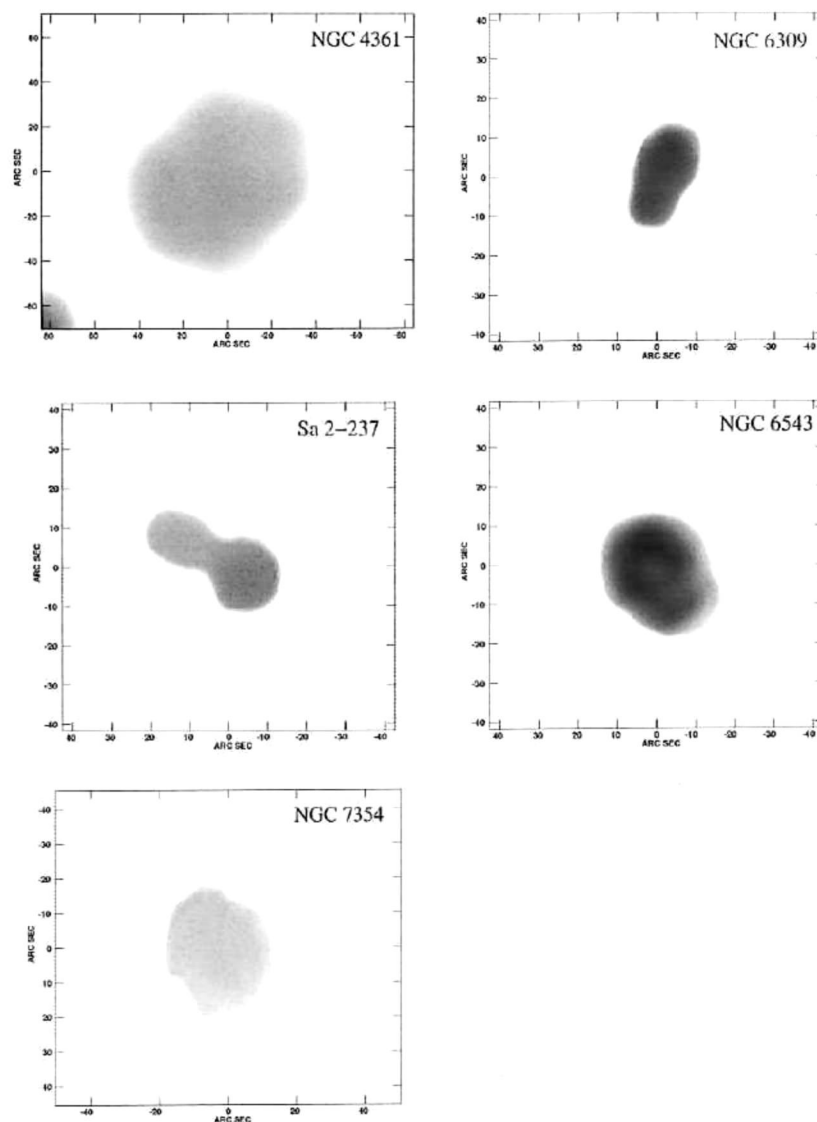


Figura 4.15: Mapas de extinción A_V en magnitudes.

Capítulo 5

Discusión

En este capítulo presentamos la discusión de nuestros resultados. Dicha discusión se inició buscando información en bases de datos con la finalidad de encontrar resultados que estén relacionados con la detección de polvo en NPs con instrumentos sensibles en el infrarrojo.

Las primeras investigaciones astronómicas de fuentes infrarrojas se hicieron con detectores muy limitados en longitud de onda y sensibilidad, además de no ser bidimensionales. En las últimas cuatro décadas, los avances tecnológicos han hecho posible estudiar NPs y otros objetos astronómicos, en longitudes de onda del infrarrojo lejano, mediano y cercano, usando detectores bidimensionales más sensibles. La zona infrarroja del espectro electromagnético es afectada por la atmósfera, de modo que no podemos detectar toda la zona del espectro desde la Tierra. Sólo podemos observar en algunas "ventanas" que se localizan en el infrarrojo cercano y mediano. Entonces, ha sido necesario poner en órbita satélites con detectores sensibles a diferentes longitudes de onda infrarrojas para facilitar su detección. En la década de los ochentas se lanzó el satélite *IRAS* (InfraRed Astronomical Satellite), para observar todo el cielo en cuatro longitudes de onda del infrarrojo lejano (12, 25, 60 y 100 micras) usando una apertura de 5'. Este satélite encontró cientos de miles

de fuentes infrarrojas puntuales. *IRAS* tenía una desventaja importante: las coordenadas reportadas para las fuentes infrarrojas no son muy precisas, el error de las coordenadas es una elipse cuyo tamaño angular varía según la zona del cielo, pero siempre es de varios minutos. La misión *IRAS* terminó de coleccionar datos en 1984. En su lugar otros satélites, eventualmente, continuaron las observaciones infrarrojas del cielo usando detectores más sensibles. Estos satélites han mapeado el cielo, incluyendo las zonas no observadas por *IRAS*, con una resolución mucho mayor, lo cual se traduce en mejores coordenadas para las fuentes detectadas. Entre estos satélites están *MSX*, *ISO*, *SIRFT* y *SPITZER*.

Los datos de flujos infrarrojos coleccionados por el satélite *IRAS* pueden obtenerse en línea usando la base de datos *simbad*¹. En la Tabla 5.I listamos los flujos infrarrojos, en Janskys, de la muestra de nebulosas de nuestra investigación observados por *IRAS* (Beichman et al. 1988). La última columna de esta tabla corresponde a la temperatura asociada a los flujos *IRAS* observados. Para calcular esta temperatura se ajusta un cuerpo negro (ecuación de Planck) a los cuatro flujos *IRAS* que muestrean el infrarrojo medio-lejano. Las temperaturas para NGC 7354, NGC4341 y NGC 6309 son tomadas de Tajitsu y Tamura (1998), y la temperatura para NGC 6543 ha sido tomada de Pottasch (1984).

Existe un programa del *Infrared Science Archive*, *IRSA*, que utiliza la base de datos de *IRAS* para determinar enrojecimiento, extinción y temperatura de polvo en ciertas regiones del cielo. Para este programa, el enrojecimiento es derivado utilizando la técnica Schlegel Finkbeiner y Davis (1998), ver Tabla (5.II). Schlegel Finkbeiner y Davis (1998) utilizan regiones de gran extensión angular del cielo observado para hacer sus cálculos, lo contrario al caso de Tajitsu y Tamura (1998) que utilizan una fuente puntual para calcular la temperatura. Asumimos que la temperatura y el resto de los parámetros de la Tabla 5.II

¹*Set of Identifications, Measurements, and Bibliography for Astronomical Data (SIMBAD)* es una base de datos astronómicos sostenida por CDS y accesible por internet, la cual proporciona información de los objetos astronómicos en base a resultados publicados en revistas internacionales y otras fuentes <http://simbad.harvard.edu>

Objeto	12 μ m	25 μ m	60 μ m	100 μ m	Temperatura K
NGC 4361	0.45	9.21	9.12	6.84	155
NGC 6309	1.35	17.43	24.14	14.84	131
Sa2-237	1.17	6.01	16.56	8.29	-
NGC 6543	7.51	113.5	133.3	62.68	125
NGC 7354	3.56	35.20	48.98	28.76	139

Cuadro 5.I: Flujos *IRAS*.

Flujos infrarrojos detectados por el satélite *IRAS* (en Jy). Nótese que, por lo general, el valor máximo está alrededor de la banda de 60 micras. La última columna contiene la temperatura ajustada a los cuatro flujos de *IRAS*, asumiendo radiación térmica.

Objeto	E(B-V)	Av	Temperatura K
NGC4361	0.041 $\pm$ 0.001	0.126	18.009 $\pm$ 0.009
NGC 6309	0.500 $\pm$ 0.006	1.543	17.102 $\pm$ 0.003
Sa 2-237	0.538 $\pm$ 0.010	1.660	18.027 $\pm$ 0.009
NGC 6543	0.045 $\pm$ 0.001	0.140	18.366 $\pm$ 0.027
NGC 7354	0.061 $\pm$ 0.003	0.194	17.87 $\pm$ 0.007

Cuadro 5.II: Tabla con datos derivados de la técnica de Schlegel, Finkbeiner y Davis (1988)

son los valores que corresponden al medio interestelar en la dirección hacia las nebulosas de nuestro estudio.

5.1. Morfología de Nebulosas Planetarias

La morfología de una NP se caracteriza por la distribución de la emisión del material del cual está constituida. Esto implica que tal morfología dependerá de la longitud de onda con la que se observa. Los procesos físicos que "modelan" una NP pueden ser distintos y varían de objeto a objeto, obteniendo diferentes morfologías en las NPs. La morfología también depende de otros efectos ejercidos por la estrella progenitora, por ejemplo, la pérdida de masa de la estrella durante su vida, si la estrella está en un sistema binario, entre otras cosas.

Volk (2003) ha mostrado que para NGC 7027 la región de gas ionizado está cubierta

por una envoltura de polvo. Esto se esperaría para una NP muy joven de donde se piensa que el polvo se formó en las periferias de la estrella progenitora durante su evolución hasta llegar a ser una nebulosa protoplanetaria. Estrellas de ese tipo son consideradas como estrellas que salen de la secuencia principal y sus fotosferas alcanzan temperaturas de 2000 K a 3000 K. Estas estrellas son conocidas como Estrellas Gigantes Rojas (EGR). A temperaturas muy altas en la superficies de EGRs, es imposible la supervivencia de partículas de polvo, por ejemplo las cromósferas de algunas Gigantes Rojas pueden ascender a temperaturas tan altas como 10 000 K (Gail y Sedlmayr, 1987). Si consideramos que la temperatura de condensación del polvo es del orden de 1000 K, entonces se puede definir una distancia r a la cual comienza a formarse el polvo en EGRs y puede indicar las fronteras interiores de una envloente de polvo. Bode (1988) denota que la distancia r para EGRs es del orden de $r \sim 10R$, donde R es el radio de la EGR. Es difícil determinar las condiciones iniciales que originaron la morfología de las NPs con respecto a la distribución de polvo en el gas. Para poder describir la morfología con respecto a la distribución de polvo hay que considerar de forma cuantitativa la edad cinemática de las NPs y la cantidad de polvo contenido en estos objetos. En este trabajo de investigación se estudia la distribución de polvo en el gas de cinco NPs.

5.2. La distribución de polvo en la muestra

En el Capítulo 2 se explicó que el medio interestelar contribuye a la extinción de la luz por dispersión y absorción de fotones que inciden con partículas de gas y polvo que puedan encontrarse en la trayectoria hacia el observador. A continuación se discute cómo el medio interestelar contribuye, de forma cuantitativa, a la extinción de los fotones emitidos por el gas de las NPs.

Posteriormente hacemos un análisis comparativo para poder estimar la extinción local

en las NPs. Haciendo una suma del flujo observado de las NPs se estimó el valor de la extinción para el valor integrado del flujo. Esto nos da un valor promedio de la extinción. Posteriormente se analizan los cocientes de flujos pixel a pixel tratando de interpretar el resultado que presentan estos mapas de extinción.

5.2.1. Extinción interestelar en la línea de visión hacia las NPs de la muestra

Varios autores han estimado la extinción causada por el medio interestelar, como por ejemplo, el trabajo de Burstein y Heiles (1982), donde se estima el enrojecimiento en la galaxia para diferentes líneas de visión desde la Tierra. Burstein y Heiles (1982) utilizan el color intrínseco de una muestra de estrellas observadas con filtros de sistemas fotométricos de Strömgen para calcular el enrojecimiento.

Otro trabajo más extenso y con mayor resolución espacial es hecho por Arenou et al. (1992) quienes presentan un modelo tridimensional con el que se puede estimar la extinción interestelar, A_V , en magnitudes en diferentes líneas de visión. En nuestro trabajo adoptamos el modelo de Arenou et al. (1992) en el que derivan una relación en función de la distancia y de la posición en coordenadas galácticas, la cual es representada por un ajuste cuadrático basado en una muestra del satélite Hiparcos de 78000 estrellas observadas. La distribución de estas estrellas es tal que cubre gran parte del cielo. En algunos casos no es necesario conocer la distancia hacia el objeto de interés, para ello Arenou et al. (1992) derivaron un límite superior para descartar la distancia utilizando una ecuación lineal. Para este ajuste Arenou et al. (1992) encuentran unos parámetros que están sólo en función de las coordenadas galácticas.

Para hacer los cálculos de la extinción interestelar en función de la posición y la distancia, se requirió una aproximación de la distancia r en kiloparsec a los objetos de nuestro

Objeto	$r(\text{kpc})$	$A_v(r, l_{II}, b_{II})$
NGC 4361	2.6	0.25
NGC 6309	1.5	1.07
Sa 2-237	-	2.05
NGC 6543	-	0.14
NGC 7354	1.2	2.00

Cuadro 5.III: Extinción interestelar.

Extinción interestelar en la dirección de las nebulosas de la muestra obtenida con el modelo tridimensional de Arenou et al. (1992). Las distancias fueron tomadas de Tajitsu y Tamura (1998).

estudio.

Uno de los problemas no resueltos en la astronomía es la determinación de la distancia a los objetos celestes con gran precisión. Se han desarrollado varias técnicas para estimar las distancias a NPs y han sido reportadas por varios investigadores. Por ejemplo Tajitsu y Tamura (1998) estiman la distancia a más de 600 nebulosas planetarias utilizando los colores de *IRAS*. Tres de las nebulosas de nuestra muestra están incluidas en su lista de NPs y nosotros adoptamos su determinación de la distancia para nuestra investigación (ver columna dos de la Tabla 5.III). Los resultados para la extinción interestelar en la línea de visión utilizando el modelo de Arenou et al. (1992) se muestran en la columna tres de la Tabla 5.III. La distancia de NGC 6543 y Sa 2-237 no ha sido estimada por Tajitsu y Tamura (1998), pero para el cálculo de la extinción interestelar en la dirección de NGC 6543 y Sa 2-237 con el modelo de Arenou et al. (1992) no es necesario conocer su distancia. El modelo tridimensional en estas direcciones del cielo sólo depende de su posición en el plano de la Galaxia.

Nótese que de los resultados para la extinción interestelar sólo se obtiene una aproximación para la extinción en la línea de visión hacia ciertas regiones del plano galáctico, por ello, sólo nos estima la extinción en magnitudes a la zonas de cielo elegidas y no exactamente a la posición real de las NPs. Es decir, que esta aproximación fue hecha

dividiendo el cielo en ciento noventa y nueve cuadros y la variación para la extinción interestelar fue calculada para cada zona en base a las estrellas que intersectaban en dichos cuadros con las NPs en coordenadas galácticas específicas (Arenou et al. 1992). Para tres de los casos de nuestra muestra, la distancia estimada es mayor que el valor mencionado en ese trabajo así que se utiliza la relación cuadrática de Arenou et al. (1992) para los cálculos de la extinción interestelar. Por otro lado, NGC 6543 y Sa 2-237 se encuentran a una distancia menor a la establecida en el modelo tridimensional de Arenou et al. (1992), de tal manera que utilizamos la ecuación lineal para calcular la extinción interestelar en esas líneas de visión.

5.2.2. Extinción local en la muestra de NPs

Para calcular la extinción promedio en las NPs de la muestra usando nuestras imágenes, definimos una región cuadrada que encierre la zona más brillante en la imagen de radiocontinuo y la imagen óptica de cada nebulosa. Estas NPs son objetos con mucho brillo superficial en emisión de radiocontinuo y óptico. Con el programa *AIPS* se calculó la densidad de flujo en radiocontinuo y óptico a cada nebulosa para la región definida. Con el flujo integrado se hizo el cociente de flujos para comparar el valor de la extinción local con respecto a la extinción del medio interestelar.

Los valores de la extinción en magnitudes encontrados se presentan en la Tabla 5.IV. Comparando los valores estimados para la extinción interestelar (Tabla 5.III) con los valores de la Tabla 5.IV, observamos que todos los valores de la extinción en las nebulosas son mayores que los valores de la extinción interestelar calculados con el modelo de Arenou et al. (1992). Nosotros atribuimos esta diferencia entre los dos valores de extinción como debida a extinción local en cada NP.

Los mapas de extinción en magnitudes, A_V , mostrados en la Figura 4.15 presentan

gradientes encontrándose máximos y mínimos en las zonas más brillantes de las nebulosas. Los valores de A_V obtenidos de los flujos integrados se muestran en la Tabla 5.IV (última columna). Por comparación, se ha buscado en la literatura valores de la extinción para las NPs de nuestra investigación obtenidos con otros métodos. En la columna tres de la Tabla 5.V se listan los valores obtenidos por otros autores usando espectros ópticos reportados en el catálogo de Acker et al. (1992). Encontramos una discrepancia en los valores de la extinción, con el método empleado en este trabajo los valores de la extinción son mayores que los valores reportados por otros autores.

Para analizar y localizar el origen de la discrepancia entre los valores de la extinción se calculó la extinción de forma convencional. Primero calculamos la extinción utilizando cocientes de líneas ópticas de los espectros que utilizamos para la calibración en flujo de nuestras imagenes ópticas (ver apéndice C). Posteriormente se calculó el valor de la extinción utilizando valores de flujos listados en el catálogo de Acker et al. (1992). En ambos casos se utilizó el cociente teórico de líneas $\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}} = 2.85$ para hacer la corrección adecuada. Los valores calculados se presentan en la Tabla 5.V.

Objeto	$F(H\alpha)_{int} \times 10^{-9}$ ergs cm ⁻² s ⁻¹	$S_{\nu=3.6\mu m, int}$ mJy	$C_{H\alpha int}$	A_{Vint}
NGC 4361	8.31	255.2	1.88 ± 0.04	4.70 ± 0.10
NGC 6309	49.4	554.8	0.97 ± 0.03	2.42 ± 0.07
Sa 2-237	0.568	20.23	1.49 ± 0.01	3.73 ± 0.01
NGC 6543	1.53	255.7	2.15 ± 0.04	5.37 ± 0.10
NGC 7354	4.1	242.0	1.67 ± 0.03	4.17 ± 0.07

Cuadro 5.IV: Valores promedio de la extinción calculado con los flujos integrados (ver texto).

Los valores de extinción calculados utilizando los decrementos de Balmer (cociente de líneas de H α) se hacen en base a cocientes de flujos de líneas de espectros de baja dispersión obteniéndose la extinción en una región muy específica de la nebulosa planetaria, definida por la rendija del espectrógrafo. En el caso de los valores de extinción encontrados en los

Objeto (1)	Arenou et al. (2)	Acker et al. 1992 (3)	B&Ch SPM (4)	A_V método (5)
NGC 4361	2.00	3.052	3.7	4.7
NGC 6309	0.143	0.079	0.202	2.42
Sa 2-237	2.05	-	-	3.73
NGC 6543	0.77	1.784	1.53	5.37
NGC 7354	0.248	0.345	0.232	4.17

Cuadro 5.v: Comparación de la extinción con otros métodos.

Valores de la extinción en magnitudes calculados con diferentes métodos. Nótese que hay diferencia entre la extinción calculada con espectros (columnas 3 y 4) y la extinción calculada con imagen directa (columna 5, esta tesis).

mapas se hecho cocientes punto a punto de imágenes ópticas y de radio para así obtener la extinción sobre toda la NP. La calibración en flujo de energía de las imágenes ópticas se hizo usando el flujo de los espectros y por lo tanto los valores listados en las columnas cuatro y cinco de la Tabla 5.v, deberían ser consistentes. Comparamos los flujos obtenidos en nuestros mapas de radiocontinuo con flujos reportados en la literatura. En Tabla 5.vi reportamos flujos de radio en miliJanskys (mJy) para distintas frecuencias. La columna (2) corresponde a la emisión detectada a longitud de onda de 3.6 cm; columna (3) corresponde a 2 cm; columna (4), a 20 cm y columna (5), a 3.6 cm. Dado que los valores de las columnas (2) y (5), que corresponde a 3.6 cm, son muy similares consideramos que nuestra calibración de las imágenes en radiocontinuo es correcta.

Los valores de la extinción en las columnas (3) y (4) son consistentes dentro de los errores, y han sido calculados usando el decremento de *Balmer*. Los valores de la extinción calculados con imagen directa tienden a ser más altos que los valores calculados con los espectros probablemente porque muestrean zonas diferentes en la nebulosa. No debemos descartar dificultades con la calibración en flujo de las imágenes y los espectros ópticos debido a que son sensibles a los pasos durante la calibración dependientes de la longitud de onda (correcciones por extinción atmosférica que pueden noche a noche o durante una

misma noche).

La presencia de polvo dentro de la región ionizada debe afectar la emisión de línea del espectro por efectos de absorción y dispersión selectiva de los fotones emitidos por la Estrella Central. Ya que la emisión de línea para algunos iones es formada en diferentes zonas de la NP, los flujos relativos medidos por el observador, no solamente dependen de una ley general de extinción sino también de las diferencias de los caminos ópticos de los fotones en cada zona de la nebulosa. Es decir, no se ha determinado una ley de extinción para una NP particular. Para esto se debería calcular el factor de eficiencia de extinción Q_{ext} (ver Capítulo 2, sección 2.2.1), y se debería modelar la extinción definida por cocientes de línea utilizando un código computacional de fotoionización que incluya los efectos del polvo.

5.2.3. Cálculo de errores en los flujos óptico y de radio

Calculamos las errores de la extinción en magnitudes utilizando la expresión estadística para la estimación de errores en variables no correlacionadas:

$$\Delta C_{H\alpha} = \sqrt{\left(\frac{\partial C_{H\alpha}}{\partial S_\nu}\right)^2 \Delta S_\nu^2 + \left(\frac{\partial C_{H\alpha}}{\partial F_{H\alpha}}\right)^2 \Delta F_{H\alpha}^2} \quad (5.1)$$

Para el cálculo de los errores en la extinción primero calculamos los errores en los flujos integrados de radiocontinuo y óptico (Tablas 5.VII y 5.VIII). Para el caso de las imágenes en radio se utilizó el diferencial de S_ν . Este valor es obtenido de los archivos de la calibración en flujo que utiliza el programa *AIPS*. Este programa toma unos coeficientes establecidos para calcular los errores de los calibradores estándares 1239-103, 1642+689, 0019+734 y 1733-130.

Finalmente los errores porcentuales para el coeficiente logarítmico de extinción se listan en la Tabla 5.IX. Para calcular el error en la extinción en magnitudes se multiplican las

Objeto	Vázquez et al. 1999	Acker et al. 1992	Condon et al. 1998	De este trabajo
(1)	3.6 cm (2)	2 cm (3)	20 cm (4)	3.6 cm (5)
NGC 4361	502	-	582	487
NGC 6309	788	-	772	749
Sa 2-237	-	-	-	55
NGC 6543	117	140	132	112
NGC 7354	122	206	161	102.3

Cuadro 5.vi: Flujos en miliJanskys de las imágenes de radiocontinuo.

Objeto	Densidad de flujo Jy (8.4GHz)	Error $\pm$ Jy	porcentaje
NGC 4361	255.2	0.8	0.32 %
NGC 6309	554.8	2.9	0.52 %
Sa 2-237	20.83	0.1	0.41 %
NGC 6543	255.7	0.3	0.12 %
NGC 7354	242.0	1.8	0.76 %

Cuadro 5.vii: Error porcentual en los flujos de radio integrados para las imágenes de la muestra.

últimas dos columnas. Podemos considerar este error porcentual como el error promedio en los mapas de extinción (Figura 4.15)

Objeto	Densidad de flujo $\text{ergs s}^{-1}\text{cm}^{-2}(\text{H}\alpha)$	Error al 3 % $\pm \text{ergs s}^{-1}\text{cm}^{-2}$
NGC 4361	8.31×10^{-9}	2.5×10^{-10}
NGC 6309	49.4×10^{-9}	1.5×10^{-9}
Sa 2-237	0.568×10^{-9}	1.7×10^{-11}
NGC 6543	1.53×10^{-9}	4.6×10^{-11}
NGC 7354	4.1×10^{-9}	1.2×10^{-10}

Cuadro 5.viii: Error porcentual en los flujos del óptico integrados para las imágenes de la muestra.

Objeto	$C_{H\alpha}$	Error $\pm C_{H\alpha}$	porcentaje	$A_V=2.5 C_{H\alpha}$
NGC 4361	1.88	0.01	0.72 %	4.7
NGC 6309	0.97	0.03	3.09 %	2.42
Sa 2-237	1.49	0.01	0.40 %	3.73
NGC 6543	2.15	0.03	1.39 %	5.37
NGC 7354	1.70	0.03	1.76 %	4.25

Cuadro 5.IX: Cálculo de errores para el coeficiente logarítmico de extinción de las nebulosas de la muestra.

5.3. Discusión de los mapas de extinción de la muestra

Enseguida discutimos los mapas de extinción para cada nebulosa de la muestra. Dentro de la descripción de cada nebulosa usamos imágenes $H\alpha$ con procesado *unsharp masking* que resaltan la estructura interna de la nebulosa por contraste entre una imagen suavizada y la original. Para procesar una imagen con *unsharp masking* se convoluciona una copia de la imagen con una función *Gaussiana*. Posteriormente le restamos la imagen convolucionada a la imagen original. Variando el ancho de la *Gaussiana* en la convolución resaltamos diferentes estructuras encubiertas en las zonas con mayor emisión de las imágenes.

5.3.1. NGC 4361

Las imágenes en radiocontinuo fueron calibradas a la misma escala de placa que las imágenes ópticas, la superposición puede lograrse con una precisión de ± 1 pixel en x y en y . Al estar ambas imágenes calibradas en flujo, se puede obtener un mapa de extinción en magnitudes de la NP según las ecuaciones 3.34 y 3.32. Este mapa muestra la distribución de polvo de una manera indirecta con una relación proporcional a la extinción en magnitudes.

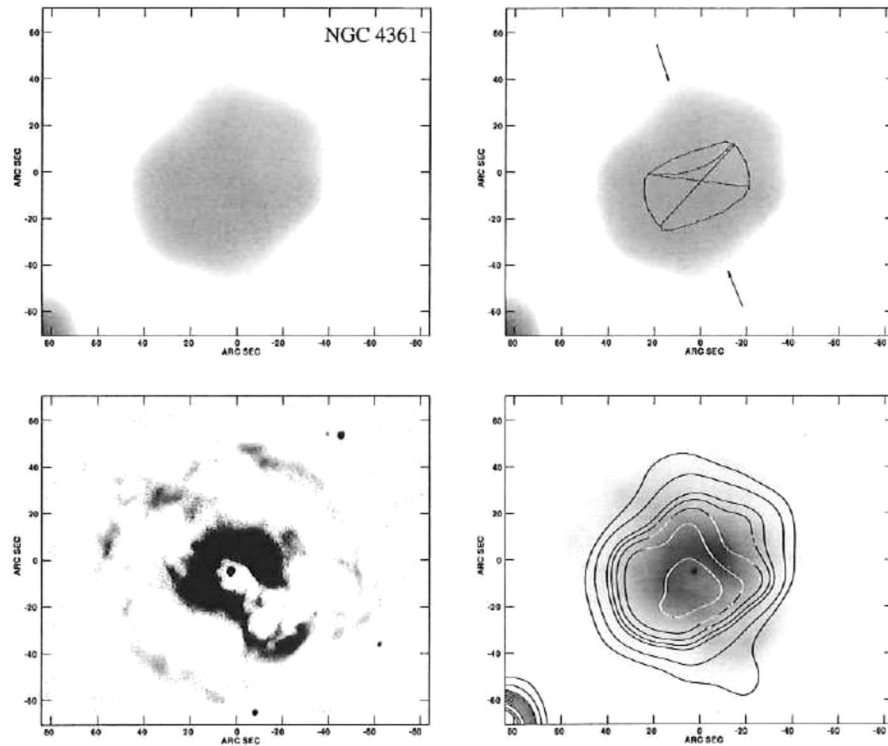


Figura 5.1: Discusión sobre NGC4361.

De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se presenta un mapa de extinción en magnitudes para NGC 4361; *unsharp masking* de la imagen óptica; una imagen de $H\alpha$ en grises con los contornos del mapa de extinción en magnitudes superpuestos. Los contornos de la extinción en magnitudes tienen un valor 2.1, 2.3, 2.5, 2.7, 2.9, 3.1, 3.3 , veces 1.321

NGC 4361 tiene una extinción de 4.37 magnitudes en la zona de la estrella central. La extinción muestra una distribución elíptica en la región interna de la nebulosa que podría interpretarse como un toroide proyectado. En la dirección $PA = 121^\circ$ (perpendicular al eje del toroide), hay un gradiente de extinción de 0.32 magnitudes de diferencia, que disminuye en la dirección noroeste. Si suponemos una distribución de la extinción en forma de un toroide, esta interpretación sugiere que estaría orientado sobre el plano del cielo de tal manera que se observa el gradiente. Cerca de la estrella central está un máximo de la extinción entonces debería haber otra región en las cercanías de la estrella que también

estaría extinguiendo la luz.

Esta NP tiene simetría puntual, la cual puede ser observada en la imagen óptica y marginalmente en el mapa de extinción (Fig. 5.1, panel superior derecho), indicadas con flechas. El dibujo en este mismo panel representa esquemáticamente la orientación del toroide que proponemos. En el panel inferior izquierdo de la Figura 5.1 se presenta una imagen con procesado *unsharp masking* de la emisión en $H\alpha$, en el que se observa un flujo bipolar con simetría puntual y con $PA = 52^\circ$. Probablemente este flujo bipolar estaría colimado por el toroide que mencionamos. En el panel inferior derecho se dibujan los contornos del mapa de extinción sobrepuestos a la imagen de $H\alpha$. Los valores de los contornos de extinción son 2.1, 2.3, 2.5, 2.7, 2.9, 3.1, 3.3, veces 1.321.

Vázquez et al. (1999) sugieren que NGC 4361 es una NP bipolar cuya región interna se expande con dos componentes, una corrida al rojo y otra al azul por efecto *doppler*. La parte que tiende al azul es la región Este y su contraparte roja está en la región Oeste. Este modelo sería posible si tuviéramos un toroide en la parte central, perpendicular al flujo bipolar. Sin embargo Muthu y Anandarao (2001) sugieren una morfología cuadrupolar. Esto origina un debate pero quizá Muthu y Anandarao (2001), estén determinando las componentes de expansión de un toroide. Tomando en cuenta la distribución de la extinción (ver panel superior derecho de la Figura 5.1) y del resultado de Vázquez et al. (1999), pensamos que el toroide contribuye en la formación del flujo bipolar. Además este toroide podría absorber la radiación de tal manera que ionice perfectamente ciertas regiones de la cavidad bipolar produciéndose así las estructuras con simetría puntual.

5.3.2. NGC 6309

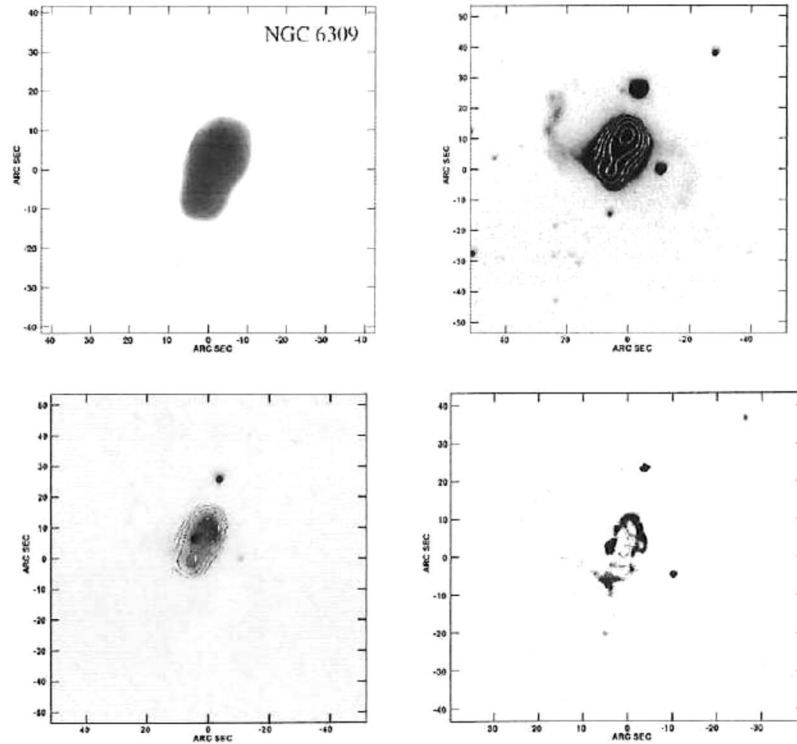


Figura 5.2: Discusión sobre NGC 6309.

De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se presenta un mapa de extinción en magnitudes para NGC 6309; dos imágenes de $H\alpha$ en grises con contornos de la extinción en magnitudes; *unsharp masking* de la imagen $H\alpha$. La extinción varía desde 2.68 hasta las 2.85 magnitudes de extinción. Los contornos de la extinción en magnitudes tienen un valor de 2.85, 2.84, 2.80, 2.75, 2.68

El mapa de extinción de NGC 6309 no muestra grandes variaciones en los valores de la extinción, sin embargo, muestra una estructura compleja con forma de anillo elíptico. La extinción se calcula solamente para la región central de la nebulosa. El eje mayor del anillo en el mapa de extinción tiene un $PA \sim 22^\circ$, esto coincide con la estructura brillante con forma elíptica que se observa en la imagen $H\alpha$ con procesado *unsharp masking* que se muestra en el panel inferior derecho de la Figura 5.2. La distribución de los valores de

la extinción en magnitudes es más bien plana, sólo varía 0.17 magnitudes entre el valor máximo y mínimo. El valor máximo de la extinción es de 2.85 magnitudes y corresponde a la zona noroeste del anillo elíptico, mientras que el valor mínimo es de 2.68 magnitudes y corresponde a la zona sureste del anillo. La extinción hacia el centro geométrico es de 2.75 magnitudes. NGC 6309 es una NP de morfología bipolar con simetría puntual (Vázquez, et al. 2006). El anillo en el mapa de extinción tiene su eje de simetría alineado al flujo bipolar (Vázquez et. al, 2006). Esta interpretación nos sugiere que el anillo podría estar absorbiendo la radiación que ioniza los lóbulos produciendo zonas menos brillantes. Ya que en la región más interna se encuentra una distribución de extinción en magnitudes en forma de anillo podríamos comparar con el Modelo Generalizado de Interacción de Vientos (GISW), planteado por Balick (1987), el cual sugiere que la formación de estructuras bipolares se debe a un disco en expansión formado al terminar la fase AGB. Dicho disco, que se movería muy lento, funcionaría como un tobera de laval para el viento rápido. Este modelo y nuestro resultado concuerdan con el resultado de la simulación numérica de Rijkhorst et al. (2005) quienes simulan la formación de NPs utilizando el principio de GISW. Rijkhorst et al. (2005) encuentran que un disco produce simetría bipolar y simetría puntual en NPs.

5.3.3. Sa 2-237

En la Figura 5.3 presentamos a Sa 2-237. El panel superior izquierdo representa el mapa de extinción en magnitudes. En el panel superior derecho mostramos los contornos del mapa de la extinción en magnitudes superpuestos a la imagen de $H\alpha$. Los valores promedio de la extinción para los lóbulos noreste y suroeste son 3.5 y 4.5, respectivamente. La distribución de la extinción es más o menos uniforme a lo largo de cada lóbulo, la variación entre los contornos dibujados en el panel superior derecho de la Figura 5.3 es

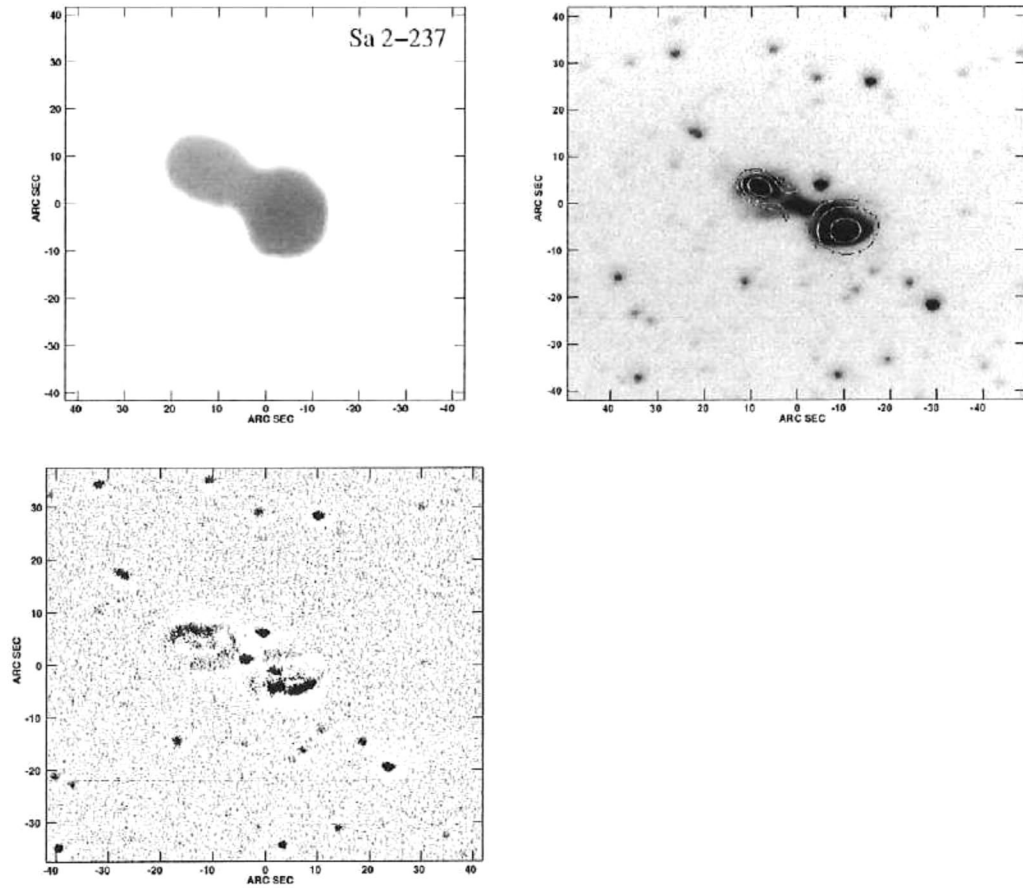


Figura 5.3: Discusión sobre Sa 2-237.

De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se presenta el mapa de extinción en magnitudes para Sa 2-237, la imagen de $H\alpha$ en grises con los contornos del mapa de extinción sobrepuestos y el resultado del procesado *unsharp masking* en la imagen $H\alpha$. La extinción promedio es de 3.5 y 4.5 para los lóbulos noreste y suroeste, respectivamente. La variación de los contornos es de 0.001 magnitudes.

de 0.001 magnitudes. El lóbulo con menor extinción presenta corrimiento hacia el azul (Schwarz, Corradi y Montez, 2002).

En el panel inferior izquierdo de la Figura 5.3, presentamos una imagen $H\alpha$ con procesado *unsharp masking* en el que observamos simetría puntual en el borde superior del lóbulo noreste y en el borde del lóbulo suroeste. La distribución plana de valores de extinción en cada lóbulo sugiere una distribución distinta en el flujo de la imagen de radio que compense la estructura en la emisión registrada en la imagen óptica. Sin embargo, la emisión observada de radiocontinuo es muy uniforme, probablemente esto es debido a la baja resolución del mapa de radio.

Si parte de la extinción en el lóbulo suroeste es producida por una estructura de gas y polvo externa al lóbulo, ésta sería una manera de explicar la diferencia de una magnitud entre la extinción en los lóbulos de Sa 2-237. Tal estructura podría ser un disco, un anillo o un toroide cuyo eje tenga un $PA = 15^\circ$ orientado de tal manera que su proyección en el cielo sobre el lóbulo noreste quede por detrás sin afectar su extinción. El eje de los lóbulos tiene $PA = 68^\circ$.

5.3.4. NGC 6543

En el panel superior derecho de la Figura 5.4 se muestra el mapa de contornos de extinción para NGC 6543. La extinción en este objeto presenta un máximo de 5.55 magnitudes en la zona más al norte en el mapa, el mínimo es de 4.28 magnitudes y corresponde al borde suroeste del mapa de contornos. La zona de la estrella central tiene un valor de 5.47 magnitudes de extinción. La extinción se calcula solamente para la región central de la nebulosa (aproximadamente en un radio de 15 segundos de arco alrededor de la estrella central).

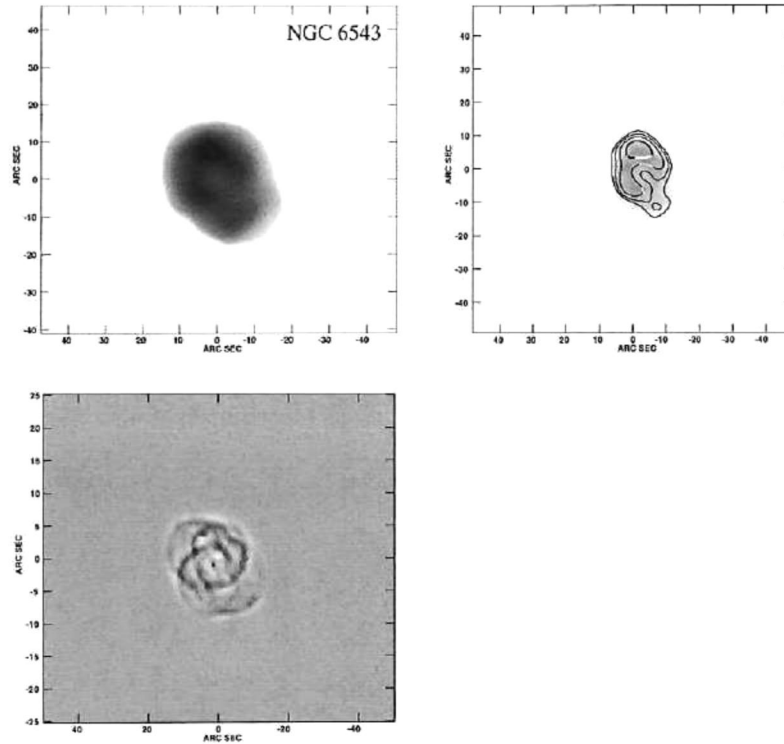


Figura 5.4: Discusión sobre NGC 6543.

De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se presenta un mapa de extinción en magnitudes para NGC 6543; una imagen de $H\alpha$ en grises con contornos de la extinción en magnitudes y por último un *unsharp masking* de la imagen $H\alpha$. Los contornos de la extinción en magnitudes tienen un valor 1.90, 2.40, 2.50, 2.55, veces 2.185

La distribución de los valores de la extinción no presenta una estructura particular, su morfología sugiere un cascarón elíptico proyectado sobre el plano del cielo, cuyo borde suroeste tiene un hueco. Al comparar el mapa de la extinción en magnitudes con la imagen óptica, se puede apreciar que el cascarón de la extinción se localiza sobre las zonas más brillantes de la imagen óptica. El panel inferior izquierdo de la Figura 5.4 presenta la imagen $H\alpha$ con procesado *unsharp masking*, donde se muestra que la parte central de la nebulosa tiene una estructura muy compleja. En esta imagen se observa la estructura bipolar interna reportada por Balick (2004) usando la imagen del *HST* (ver Figura 5.7).

Sobre el mapa de extinción en la dirección del ángulo de posición -53° , pasando por la estrella central, se observa una estructura que sugiere el mismo anillo que Balick (2004) y Balick y Hajian (2004) proponen para NGC 6543 en esa zona. El ángulo de posición de este anillo es perpendicular al eje del flujo bipolar reportado por Balick (1987) y es probable que ambas estructuras estén relacionadas.

NGC 6543 tiene un halo muy grande y el mapa de extinción que describimos en esta sección sólo se restringe a la región más interna de la nebulosa, ya que por razones de sensibilidad del instrumento (VLA-DnC) no se detectó emisión en radiocontinuo en el halo.

5.3.5. NGC 7354

En la Figura 5.5 presentamos el mapa de extinción en magnitudes e imagen óptica de NGC 7354. En el panel superior izquierdo se muestra el mapa de extinción donde se aprecia un ligero gradiente en los valores de la extinción, siendo mayores en la zona norte del mapa respecto al sur. Este mapa no muestra una estructura bien definida. En el panel superior derecho tenemos los contornos del mapa de la extinción en magnitudes sobre la imagen de $H\alpha$ en grises. Los valores mínimo y máximo de la extinción en este mapa son 4.55 y 4.86 magnitudes, respectivamente. La extinción en el centro geométrico, alrededor de la estrella central, es de 4.83 magnitudes. En el panel inferior izquierdo presentamos un *unsharp masking* de la imagen $H\alpha$.

La simetría de NGC 7354 en el óptico presenta un halo en forma de barril que se distingue claramente en la imagen con procesado *unsharp masking*. Hay un pequeño gradiente de extinción a lo largo del eje del barril que disminuye suavemente de norte a sur. La extinción en NGC 7354 se encuentra distribuída de tal manera que al analizar la extinción en la dirección este-oeste, pasando por la zona central, hay una región muy

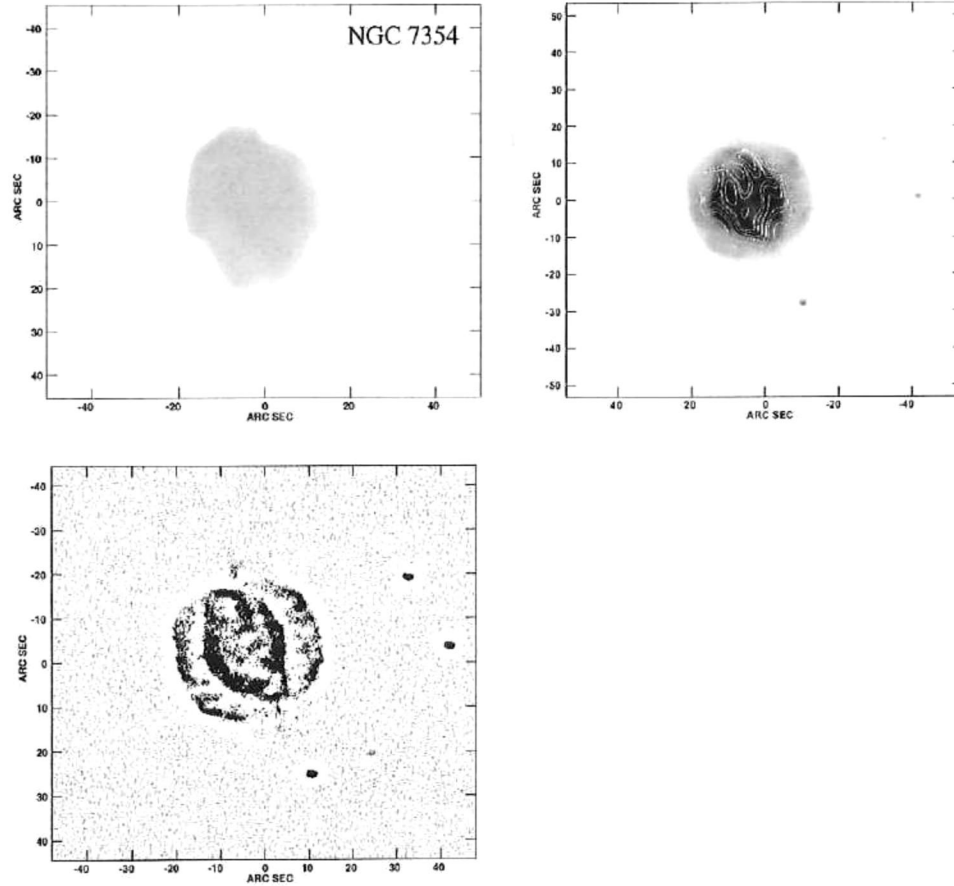


Figura 5.5: Discusión sobre NGC 7354.

De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo se presenta el mapa de extinción en magnitudes para NGC 7354; la imagen de $H\alpha$ en grises con los contornos del mapa de extinción. Los contornos de la extinción en magnitudes tienen un valor de 3.65, 3.7, 3.75, 3.8, 3.85, 3.9. Por último la imagen $H\alpha$ procesada con *unsharp masking*.

localizada en el centro de la nebulosa donde hay un pequeño aumento en el valor de la extinción. Comparando la estructura de la nebulosa entre la imagen óptica y el mapa de extinción, notamos que los valores de la extinción en la zona del halo son muy similares a los valores de la extinción en la parte central de la nebulosa. Aunque en la imagen $H\alpha$, el halo resulta menos brillante que la zona central de la nebulosa.

Haciendo un análisis de la región central de esta nebulosa hemos encontrado que hay una región delgada orientada norte sur pasando por la estrella central donde se alcanzan los valores mayores de la extinción. Es probable que esto esté relacionado con los filamentos en forma de jets que se observan en la imagen óptica. Necesitamos mayor resolución espacial en las imágenes para poder distinguir con más detalle esas regiones de la región central.

5.4. Estudios futuros

La técnica presentada aquí es un método alternativo para obtener mapas de extinción con los que puede inferir la distribución de polvo en las nebulosas de manera indirecta. Sin embargo, se sabe que el polvo tiene una temperatura tal que su emisión es detectable en la longitud de onda del infrarrojo. La emisión de longitudes de onda del mediano infrarrojo es un trazador confiable del polvo en las NPs. Debido a que la atmósfera terrestre absorbe gran parte de los fotones infrarrojos, hay limitaciones para realizar observaciones con telescopios terrestres, particularmente en las longitudes de onda del infrarrojo medio y lejano. Esto se atribuye a que las longitudes de onda del infrarrojo son de dimensiones similares al tamaño de las partículas suspendidas en la atmósfera terrestre, además de que este tipo de observaciones resultan muy sensibles a las variaciones en el porcentaje de humedad de la atmósfera, variable durante una misma noche. Por ello es muy difícil observar infrarrojo medio con telescopios desde la Tierra.

5.6

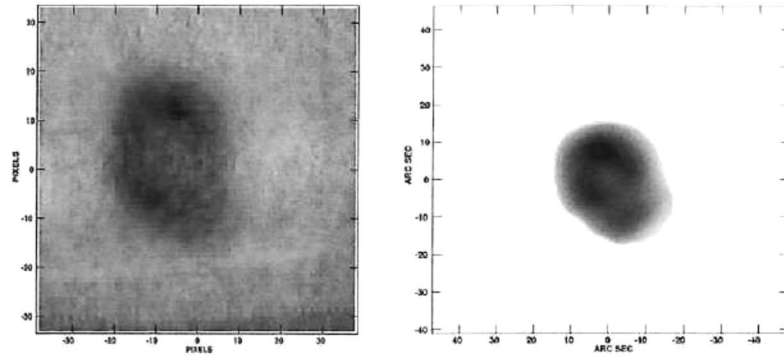


Figura 5.6: NGC 6543, Infrarrojo medio y mapa de extinción. La imagen de la izquierda (NGC 6543) es una imagen en medio-infrarrojo (CID-BiB). A la derecha imagen obtenida de los cocientes de flujos (mapa de extinción).

Como un experimento, logramos observar NGC 6543 con el detector infrarrojo CID-BiB de la Cámara Infraroja Doble (CID) utilizada en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir. Se detectó la emisión de infrarrojo con el filtro Q2 (banda Q) de la serie de filtros para este instrumento (centrado en la longitud de onda $\lambda = 18\mu\text{m}$ con un ancho $\Delta\lambda = 0.85\mu\text{m}$).

En la Tabla 5.1, donde listamos los flujos *IRAS* para los objetos de la muestra, se puede estimar de forma cualitativa qué objetos potencialmente se pueden observar con el CID-BiB. Comparando los flujos de todas las nebulosas listados en esa tabla notamos que NGC 6543 es el objeto más brillante en todos los filtros. Esto explicaría que éste haya sido el único objeto que pudimos detectar durante nuestra temporada de observación en el infrarrojo medio.

Al tener una imagen infrarroja y compararla con el método que empleamos para obtener mapas de extinción, se ha encontrado que el resultado obtenido de la imagen en infrarrojo (banda Q) de NGC 6543 es muy similar al mapa obtenido del cociente de radiocontinuo a $\text{H}\alpha$. En la Figura 5.6 se muestra la imagen de NGC 6543 observada con el detector

CID-BiB (a la derecha) y la imagen del mapa de extinción que obtuvimos con el cociente entre el radio y el óptico (a la izquierda).

Para desarrollar la técnica es posible adquirir imágenes de alta resolución tales como las del telescopio Hubble e imágenes en radiocontinuo (configuración A de mayor resolución del VLA) para estudiar mejor la distribución de polvo en las regiones con filamentos o microestructuras en NPs. En la Figura 5.7 se observan dos imágenes del mismo objeto (NGC 6543) con diferentes resoluciones espaciales. Nótese que la imagen del telescopio espacial resuelve muy bien los filamentos. La imagen de baja resolución de NGC 6543 tomada en el OAN-SPM (escala de placa $0''.3/\text{pix}$) no resuelve los filamentos o microestructuras (ésta fue la imagen que se utilizó para hacer los cocientes en este trabajo de tesis).

Otra forma de calcular la extinción es observar NPs con filtros angostos $H\alpha$ y $H\beta$ para poder realizar cocientes de líneas de *Balmer* bidimensionales y obtener mapas de extinción (usando el decremento de *Balmer*). Con ello, se podría obtener otra referencia y analizar la distribución de polvo y las propiedades del coeficiente logarítmico de extinción. A su vez, se podrían comparar los cocientes de radio a $H\alpha$ y radio a $H\beta$ respectivamente y tratar de investigar y analizar donde surge la discrepancia entre los valores de la extinción obtenidos con nuestro método y los valores obtenidos con datos ópticos para las mismas regiones de una nebulosa.

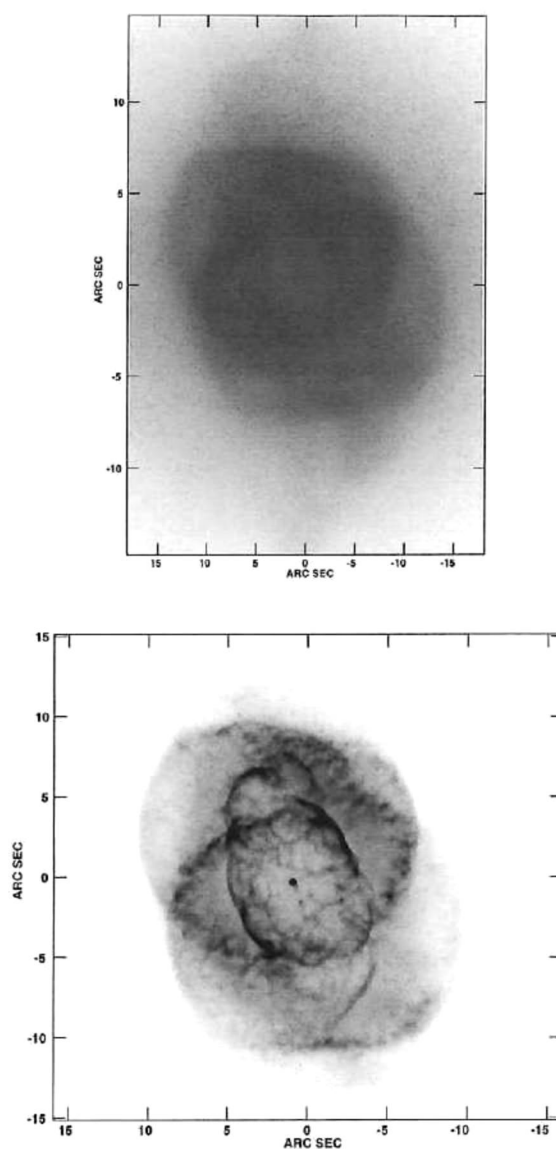


Figura 5.7: NGC 6543 HST.

Claramente se puede apreciar la diferencia en la detección de estructuras que se obtiene observando con distintas resoluciones. En panel superior la escala de placa es $0''.35/\text{pix}$, tomada en SPM. Mientras que en el panel inferior la escala de placa es $0''.1/\text{pix}$, tomada por el HST.

Capítulo 6

Conclusiones

Se ha aplicado un método para obtener mapas de extinción en magnitudes. El método consiste en utilizar flujo de energía de radiocontinuo y flujo de energía de imagen óptica de nebulosas planetarias. Se hace un cociente de flujos, radiocontinuo a $H\alpha$ a cada NP de nuestra muestra para obtener un mapa bidimensional de extinción en magnitudes correspondiente a cada objeto. Este método aprovecha la gran línea de base (separación) que hay entre las longitudes de onda del flujo en radio y el flujo en el óptico y que la emisión libre-libre en radio no está afectada por extinción, lo que da mayor confiabilidad a la determinación de la extinción.

Se ha encontrado una discrepancia en los valores obtenidos de la extinción en magnitudes con respecto a otros métodos que calculan la extinción (usando flujos ópticos y decremento de *Balmer*). Probablemente estas diferencias se deben a que los valores de la extinción que comparamos corresponden a zonas distintas en cada nebulosa.

Para tener una interpretación cuantitativa más precisa de la distribución de polvo, es necesario utilizar imágenes de muy alta resolución espacial para así resolver microestructuras en las NPs.

De la comparación de la imagen de infrarrojo con el mapa de extinción de NGC 6543

(Capítulo 5, Figura 5.6) podemos concluir que existe una relación directa entre los mapas de extinción y la distribución de la emisión del polvo en el infrarrojo, tal y como asumimos en nuestra hipótesis (Capítulo 2 y Capítulo 3). La comparación entre la imagen infrarroja (Banda Q) para NGC 6543 y nuestro mapa de extinción sugiere que la presencia de polvo en la nebulosa produce gran parte de la extinción.

La muestra de 5 nebulosas planetarias presentada en este trabajo sugiere una relación entre la extinción y la morfología de las nebulosas (bipolaridad y simetría puntual). En algunos casos encontramos que la distribución de la extinción insinúa la presencia de discos o anillos de polvo que estarían relacionados con los flujos bipolares observados (NGC4361, NGC 6309 y NGC 6543) o con eyecciones tipo jets (NGC 6543 y NGC 7354), que en algunos casos podrían contribuir a la formación de simetría puntual en las nebulosas.

La presencia de discos o anillos que sugieren los resultados de este trabajo respaldarían a los modelos teóricos (simulaciones numéricas) de Rijkhorst et al. (2005), donde se invoca la presencia de este tipo de estructuras para explicar la bipolaridad y la simetría puntual en algunas nebulosas.

Bibliografía

- [1] Acker, A., Ochsenbein, F., Stenholm, B., Tytenda, R., Marcout, J., y Schohn, C., 1992 The Strasbourg-ESO Catalog of Galactic Planetary Nebulae. página 90, 338, 368 y 561
- [2] Arnaud, K., Borkowski K. J., Harrington J. P.; 1996, ApJ, 462, L75.
- [3] Arenou, F., Grenon, M., Gómez, A., 1992, A&A, 258, 104-111.
- [4] Atherton, P. D., Hicks, T. R., Reay, N. K., Robinson, G. J., Worswick, S. P., Phillips, J. P.; 1979, AJ. 232, 786.
- [5] Bachiller, R., Forveille, T., Huggins, P.J., & Cox, P. 1997, A&A, 324, 1123
- [6] Balick, B. 1987, AJ, 94, 671
- [7] Balick, B., 2004, AJ, 127, 2262-2268
- [8] Balick, B., Hajian, A. R., 2004, AJ, 127, 2269-2276
- [9] Barlow, M. J. 1993, en Planetary Nebulae, IAU Symposium 155, 163
- [10] Batten, A. H. 1988 The Lives of Wilhelm and Otto Struve, Reidel, Dordrecht.

- [11] Beichman, C. A.; Neugebauer, G.; Habing, H. J.; Clegg, P. E.; Chester, Thomas J., 1988, *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement*
- [12] Bobrowsky, M., Sahu, K.C., Parthasarathy, M., & Garcia-Lario, P. 1999, *New Astron Rev*, 43, 411
- [13] Bode, M. F., 1988, *Dust in the Universe*, Cambridge University Press.
- [14] Bryce, M., Pedlar, A., Muxlow, T., Thomasson, P. Mellema, G.; 1997, *MNRAS*, 284, 815.
- [15] Burkert, A., & O'dell, C.R. 1998, *ApJ*, 503, 792
- [16] Burstein, D., Heiles, C. 1982, *AJ*, vol. 87, p. 1165-1189.
- [17] Calvet, N., Peimbert, M. 1983, *RMxAA*, 5, 319
- [18] Chevalier, R.A., & Luo, D. 1994, *ApJ*, 421, 225
- [19] Cohen, M., & Barlow, M. J. 1974, *ApJ*, 193, 401
- [20] Condon, J.J.Kaplan, D.L. 1998, *ApJS*, 117, 361
- [21] Curtis, H.D. 1918, *Lick Obs Publ*, vol. XII, pag. 57
- [22] Fitzpatrick, E. L.; 1999 *ASP*, 111, 63
- [23] Gail, H.-P., Sedlmayr, E. 1987, *Physical Processes in Interstellar Clouds*, Reidel Dordrecht p 275
- [24] García-Lario, P., Manchado, A., Pych, W., & Pottasch, S.R. 1997, *A&AS*, 126, 479
- [25] García-Segura, G. 1997, *ApJ* 489, L189

- [26] García-Segura, G., Langer, N., Rázycka, M., Mac-Low, M. & Franco, J. 1999, *ApJ*, 517, 767
- [27] Gillett, F. C., Low, F. J., & Stein, W. A. 1967, *ApJ*, 149, L97
- [28] Greig, W.E. 1971, *A&A*, 10, 161
- [29] Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., & Gruendl, R. A. 1999, *AAS*, 194, 8514G
- [30] Guerrero, M.A., Villaver, E., Manchado, A., García-Lario, P., & Prada, F. 2000, *ApJS*, 127, 125
- [31] Ignace, R., Cassinelli, J.P., & Bjorkman, J.E. 1996, *ApJ*, 459, 671
- [32] Josselin, E., Bachiller, R., Manchado, A., & Guerrero, M.A. 2000, *A&A*, 353, 363
- [33] Kaler, J. 1970, *ApJ*, 160, 887
- [34] Kingdon, J. B., Ferland, G. J., W. A. Feibelman 1995 *ApJ*, 439, 793
- [35] Kingdon, J. B., Ferland, G. J., 1997 *ApJ*, 477, 732
- [36] Kwok, S., Purton, C.R., Fitzgerald, P.M. 1978, *ApJ*, 219, L125
- [37] Lee, T.-H., & Kwok, S., 2005, *ApJ*, 632, 340-354.
- [38] Manchado, A., Pottasch, S.R. 1989, *A&A*, 222, 1989
- [39] Manchado, A., Guerrero, M.A., Stanghellini, L., Serra-Ricart, M., 1996, "The IAC morphological catalog of northern Galactic planetary nebulae", ed. IAC (La Laguna)
- [40] Manchado, A., Stanghellini, L., Guerrero, M.A. 1996, *ApJ*, 466, L95

- [41] Manchado, A., Villaver, E., Stanghellini, L., Guerrero, M. A. 2000, en "Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures", ASP Conf Ser, 199, eds J.H. Kastner, N. Soker y S. Rappaport, pag. 17
- [42] Miranda, L. F. y Solf, J., 1992, A&A, 260, 397
- [43] Meixner, M., Skinner, C. J., Keto, E., Zijlstra, A., Hoare, M. G., Arens, J. F., & Jernigan, J. G, 1996, A&A 313, 234-242.
- [44] Méndez, R.H., Kudritzki, R.P., Herrero, A., Husfeld, D., & Groth, H.G. 1988, A&A, 190, 113
- [45] Mie, G. 1908 Ann. Phys., NY, 25, 377
- [46] Miranda, L.F., Solf, J. 1989, A&A, 214, 353
- [47] Muthu, C., Anandarao, B. G., 2001; AJ, 121, 2106-2114.
- [48] Osterbrock, D. 1974, Astrophysics of gaseous nebulae, San francisco, W. H. Freeman
- [49] Parthasarathy, M., García-Lario, P., Pottasch, S.R., Manchado, A., Clavel, J., de Martino, D., van de Steene, G.C.M., & Sahu, K.C. 1993, A&A, 267, L19
- [50] Pascoli, G. 1992, PASP, 104, 350
- [51] Peimbert, M., Torres-Peimbert, S. 1983, IAU Symp 103, pag. 233, Reidel, Dordrecht
- [52] Phillips, J.P., & Mampaso, A., 1989, A&A 218, 257
- [53] Phillips, J.P. ApJ , 2002,Suplement Series ApJSS, 139, 199-217
- [54] Pottasch, S. R., Goss, W. M., Arnal, E. M., Gathier, R.; 1982 A&A. 106,229.

- [55] Pottasch, S.R., 1984, "Planetary nebulae - A study of late stages of stellar evolution", Reidel, Dordrecht
- [56] Rybicki, G. B. 1979, Radiative processes in astrophysics, New york, J. Wiley
- [57] Rijkhorst, E.-J., Mellema, G., Icke, V. 2005, A&A, 444, 849-860
- [58] Savage, B. D., y Mathis, J. S. 1979, annual Review of Astronomy and Astrophysics, 17, 73
- [59] Schlegel, David J.; Finkbeiner, Douglas P.; Davis, Marc; 1998, ApJ 500, p.525
- [60] Schönberner, D. 1983, ApJ, 272, 708
- [61] Schwarz, H.E., Corradi, R.L.M., & Melnick, J. 1992, A&AS, 96, 23
- [62] Schwarz, H.E., Corradi, R.L.M., Montez, R. Jr., 2002, ApJ, 565, 1084
- [63] Seaton, M.J., 1968, IAU Symp 34, eds. D.E. Osterbrock y C.R. O'Dell, pag. 129
- [64] Seaton, M. J., 1979, MNRAS 187, 785
- [65] Shaw, R. A., Kaler, J. B., 1982, ApJ. 261, 510
- [66] Soker, N. 1997, ApJS 112, 487
- [67] Struve, F. G. W., 1847, St. Petersburg, tip. Acad. Imper. IV, 165 p., in 8., DCCC.4.211
- [68] Tajitsu, A., & Tamura, S., 1998, ApJ 115, 1989-2008
- [69] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M. 1977, RMAA, 2, 181
- [70] Vassiliadis, E., Wood, P. 1994, ApJ, 413, 641

- [71] Vázquez, R., López, J. A., Miranda, L. F., Torrelles, J. M., & Meaburn, J., 1999, MNRAS, 308, 939
- [72] Vázquez, R., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, Y., López, J. A., Miranda L. F.; 1999, ApJ, 515, 633-639.
- [73] Villaver, E., Manchado, A., García-Segura, G. 2000, en "Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures", ASP Conf Ser, 199, eds J.H. Kastner, N. Soker, y S. Rappaport, pag. 321
- [74] Volk, K. 2003, International Astronomical Union, IAU Symposium, ASP Vol. 209, "Planetary Nebulae", 281
- [75] Walton, N. A., Pottasch, S. R., Reay N. K., Taylor A. R.; 1988 A&A, 200, L21.
- [76] Whittet, D. C. B., Bode, M. F., Langmore, A. J., Adamson A. J., McFadzean, A. D., Aiyken, D. K. y Roche, P. F., 1988, MNRAS, 233, 321
- [77] Whittet, D. C. B. 1992 Dust In The Galagtic Enviroment, Institute of Physics Publishing,; Bristol Phi and NY, 66
- [78] Wood, P., Faulkner, D.J. 1986, ApJ, 307, 659
- [79] Young, K., Cox, P., Huggins, P.J., Forveille, T., & Bachiller, R. 1999, ApJ, 522, 387
- [80] Zuckerman, B., & Aller, L.H. 1986, ApJ, 301, 772

Apéndice A

Satélite *MSX*

Se ha utilizado la base de datos del satélite *MSX* para investigar si se observaron las nebulosas de la muestra así como saber cuantitativamente la emisión en infrarrojo detectada por este satélite artificial. Sólo los objetos NGC 7354 y NGC 6543, de nuestra muestra, fueron observados por este satélite.

El satélite *MSX* fue un experimento multidisciplinario diseñado para caracterizar fuentes de emisión infrarroja; dicho experimento fue llamado proyecto *Midcourse*. Por ejemplo, el satélite *MSX* observó la atmósfera en infrarrojo para comparar datos con visible y ultravioleta. La parte astronómica del proyecto *Midcourse* fue diseñada para completar el censo del cielo infrarrojo hecho por otros satélites con detectores de emisión infrarroja. Las bandas o longitudes de onda del *MSX* están en los rangos A($8.28\ \mu\text{m}$), C($12.13\ \mu\text{m}$), D($14.65\ \mu\text{m}$), E($21.3\ \mu\text{m}$). A continuación se muestran las imágenes de dos nebulosas planetarias, NGC 6543 y NGC 7354, respectivamente (Figura A.1 y A.2); observadas con el satélite *MSX*.

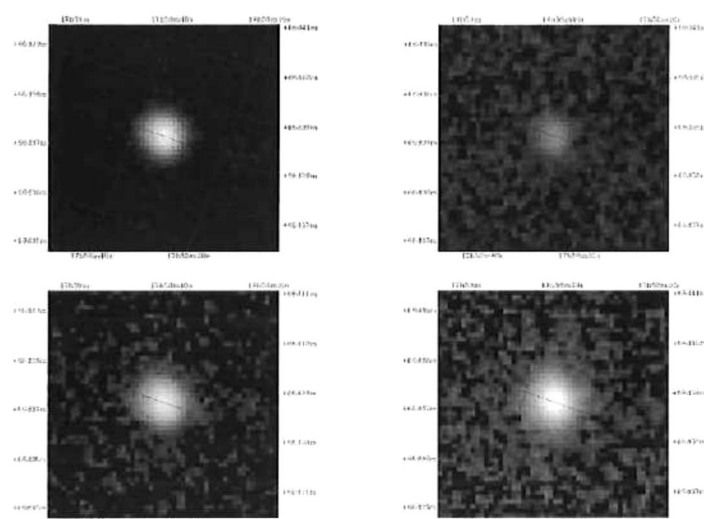


Figura A.1: NGC 6543 MSX.

Imágenes del MSX NGC 6543 de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo, las bandas A, C, D, E.

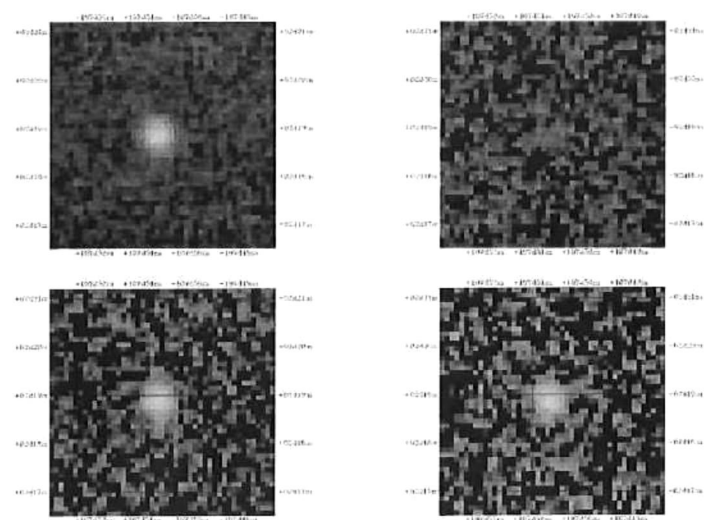


Figura A.2: NGC 7354 MSX.

Imágenes del MSX de NGC 7354 de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo, las bandas A, C, D, E.

Apéndice B

Herramientas computacionales

B.1. *IRAF*

IRAF, Image Reduction and Analysis Facility, es un programa de cómputo útil para la reducción y análisis de datos astronómicos. *IRAF* fue escrito y desarrollado por el grupo de programación de *National Optical Astronomy Observatories (NOAO)* en Tucson, Arizona. *NOAO* es operado por la *Association of Universities for Research in Astronomy (AURA)*, Inc. bajo un acuerdo cooperativo con la *National Science Foundation (NSF)*.

IRAF ha sido desarrollado para trabajar en plataformas UNIX y MAC. La versión *iraf.2.11* fue utilizada en esta tesis instalada en la distribución de Red Hat Linux 9.0.

Algunas de las tareas fueron utilizadas para la calibración y corrección de las imágenes ópticas por bias, flats y darks; así como para la manipulación de imágenes ópticas y en radio. Las tareas más comunes son las que se encuentran en la familia de tareas *noao* e *imcoor* tales como *imred*, *ccdred*, *ccmap*, etc. Así como las tareas necesarias para analizar espectros de baja dispersión (*onedspec*), imágenes ópticas e imágenes en radiocontinuo.

B.2. AIPS

El programa Astronomical Image Processing System *AIPS* ha sido diseñado para ser utilizado de manera interactiva para la calibración y edición de datos interferométricos así como la calibración, construcción y análisis de imágenes astronómicas. El diseño y desarrollo de esta paquetería comenzó en Charlottesville, Virginia en 1978. Hoy en día el grupo de *AIPS* en Charlottesville y Socorro cuenta con cinco científicos programadores de tiempo completo. Actualmente *NRAO* (*National Radio Astronomy Observatory*) ha colocado un archivo de datos disponibles en sitios web. Este programa trabaja bajo plataformas UNIX y para esta tesis se utilizó la versión 31DEC04 que salió al público en el 2003 y la versión 31DEC05 que salió en el año 2004.

Este programa fue utilizado para calibrar imágenes en radiocontinuo principalmente, utilizando los macros más comunes tales como SETJY, SPLIT, MX entre otros; y también fue utilizado para la manipulación y análisis tanto de imágenes ópticas como en radiocontinuo.

Apéndice C

Corrección por extinción de los espectros utilizados

Se calculó el valor para la extinción integrando los flujos de las líneas $H\alpha$ y $H\beta$ en los espectros obtenidos en diferentes campañas observacionales. Se emplearon tres leyes de extinción distintas y se utilizó la relación $R_V = \frac{A_V}{E_{(B-V)}} = 3.1$. También se compara con los datos obtenidos por Acker (1992)

Las leyes de extinción empleadas corresponden al siguiente código: F99 = Fitzpatrick (1999), 7S9=Seaton (1979), M90 = Mathis (1990)

APÉNDICE C. CORRECCIÓN POR EXTINCIÓN DE LOS ESPECTROS UTILIZADOS 114

File: /slave/ciencia/tesis/figuras_tesis/NP_extin_02.dat

Page: 1

usando los cocientes Ha/Hb listados por Acker

nombre	Ha/Hb	c(Hb)	E(B-V)	A(V)	E(B-V)	A(V)	E(B-V)	A(V)
NGC6309	5.470	0.806	0.575	1.784	0.599	1.857	0.625	1.938
NGC6543	2.930	0.035	0.025	0.079	0.026	0.082	0.028	0.085
NGC7354	8.700	1.378	0.984	3.052	1.025	3.177	1.069	3.315
NGC4361	3.230	0.156	0.111	0.345	0.116	0.359	0.121	0.375

File: /slave/ciencia/tesis/figuras_tesis/NP_extin_01.dat

Page: 1

Correccion por extincion usando $R_v = A_v / E(B-V) = 3.1$,
y las leyes de extincion F99-Fitzpatrick (1999),
S79-Seaton (1979) y M90-Mathis (1990)

nombre espectro	Ha/Hb	c(Hb) F99	E(B-V) F99	A(V) F99	E(B-V) S79	A(V) S79	E(B-V) M90	A(V) M90
N4361m60pos3Jun02	3.099	0.105	0.075	0.232	0.078	0.241	0.081	0.252
N4361m60pos4Jun02	3.103	0.106	0.076	0.235	0.079	0.245	0.082	0.255
N4361m60pos5Jun02	2.999	0.084	0.046	0.142	0.048	0.148	0.050	0.155
N4361p30pos1aJun02	3.024	0.075	0.053	0.165	0.055	0.172	0.058	0.179
N4361p30pos1bJun02	2.984	0.058	0.041	0.128	0.043	0.133	0.045	0.139
N4361p30pos1cJun02	3.024	0.074	0.053	0.165	0.055	0.172	0.058	0.179
N4361p30pos2Jun02	2.935	0.038	0.027	0.084	0.028	0.087	0.029	0.091
N6543p10pos2Jun02a	3.122	0.114	0.081	0.252	0.085	0.262	0.088	0.274
N6543p10pos2Jun02b	3.066	0.091	0.065	0.202	0.068	0.211	0.071	0.220
N6543p10pos2Jun02	3.140	0.121	0.086	0.268	0.090	0.279	0.094	0.291
N6543p32pos1Jun02b	3.107	0.108	0.077	0.239	0.080	0.249	0.084	0.259
N6543p32pos1Jun02c	3.151	0.125	0.089	0.277	0.093	0.289	0.097	0.301
N6543p32pos1Jun02d	3.097	0.104	0.074	0.230	0.077	0.240	0.081	0.250
N6309m15Jul99	6.022	0.924	0.660	2.047	0.687	2.131	0.717	2.223
N6309p106Jul99	6.865	1.086	0.776	2.405	0.808	2.504	0.843	2.612
N6309p22Jul99	7.554	1.204	0.860	2.666	0.895	2.776	0.934	2.896
N6309p90aJul99	4.921	0.675	0.482	1.495	0.502	1.556	0.524	1.624
N6309p90bJul99	6.078	0.936	0.668	2.072	0.696	2.157	0.726	2.251
N6309p90cJul99	5.942	0.908	0.648	2.010	0.675	2.093	0.704	2.184
N6309p90pos1Ago02	4.984	0.691	0.494	1.530	0.514	1.593	0.536	1.662
N6309p90pos2Ago02	3.065	0.091	0.065	0.202	0.068	0.210	0.071	0.219
N6309p90pos3Ago02	7.037	1.116	0.797	2.472	0.830	2.574	0.866	2.686
N7354Dic02p90posC	10.708	1.634	1.167	3.619	1.215	3.768	1.268	3.931
N7354Dic02p90posN	11.120	1.681	1.201	3.722	1.250	3.875	1.304	4.044
N7354Dic02p90posNp	11.483	1.721	1.229	3.810	1.280	3.967	1.335	4.139
N7354Dic02p90posNppa	12.999	1.874	1.338	4.149	1.393	4.319	1.454	4.507
N7354Dic02p90posNppb	12.946	1.869	1.335	4.138	1.390	4.308	1.450	4.495
N7354Dic02p90posON	11.476	1.720	1.229	3.808	1.279	3.965	1.335	4.137
N7354Dic02p90posOS	9.329	1.464	1.046	3.243	1.089	3.376	1.136	3.523
N7354Dic02p90posSa	11.018	1.670	1.193	3.697	1.242	3.849	1.296	4.016
N7354Dic02p90posSb	10.898	1.656	1.183	3.667	1.232	3.818	1.285	3.984
N7354Dic02p90posSpp	10.593	1.621	1.158	3.590	1.206	3.737	1.258	3.900
N7354Dic02p90posSp	10.599	1.622	1.158	3.591	1.206	3.739	1.258	3.901

Apéndice D

Códigos y macros

Se programaron algunos códigos y macros para el cálculo de los factores de conversión de conteos a unidades físicas, así como para la graficación de algunos perfiles con el paquete "supermongo".

D.1. Código en *fortran*

```
program fluxlin
implicit real*8 (a-h,o-z),integer(i-n)
character archivo1*30,archivo2*30
real*8 mat1(2,1024), mat2(2,1024)
write(*,*)'Archivo con el espectro calibrado:'
read(*,*) archivo1
open(20,file=archivo1)
write(*,*)'intervalo de la rendija del espectro calibrado:'
write(*,*)'[a,b; con a<b; en pixeles]'
read(*,*) binf1,bsup1
```

```
write(*,*)' Archivo con la rendija equivalente [imagen]:'
read(*,*) archivo2 open(30,file=archivo2)
write(*,*)'intervalo de la rendija:'
write(*,*)'[c,d; con c<d; tambien en pixeles]'
read(*,*) binf2,bsup2
open(40,file='fluxsum.dat')
l1=0
l2=0
c write(*,*)binf1,bsup1,binf2,bsup2
do i=1,1024
  read(20,*,end=200) pixel1, flujo1
  if (pixel1.ge.binf1.and.pixel1.le.bsup1) then
    l1= l1+1
    mat1(1,l1)=pixel1
    mat1(2,l1)=flujo1
  endif
enddo
200 continue
do i=1,1024
  read(30,*,end=201) pixel2, flujo2
  if (pixel2.ge.binf2.and.pixel2.le.bsup2) then
    l2= l2+1
    mat2(1,l2)=pixel2
    mat2(2,l2)=flujo2
  endif
```

```
enddo  
201 continue  
c write(*,*)l1,l2  
write(40,*)'flujos a sumar del espectro calibrado: '  
do i=1,l1  
write(40,*)i,mat1(1,i),mat1(2,i)  
enddo  
write(40,*)'flujos a sumar de la rendija equivalente: '  
do i=1,l2  
write(40,*)i,mat2(1,i),mat2(2,i)  
enddo  
sum_flujo=0  
sum_cuentas= 0  
write(40,*)'secuencia de flujos sumados [espectro]: '  
do i1=1,l1  
sum_flujo= sum_flujo + mat1(2,i1)  
write(40,*) i1,mat1(1,i1),sum_flujo  
enddo  
write(40,*)'secuencia de flujos sumados [imagen]: '  
do i2=1,l2  
sum_cuentas= sum_cuentas + mat2(2,i2)  
write(40,*)'secuencia de flujos sumados [imagen]: '  
sum_cuentas= sum_cuentas + mat2(2,i2)  
write(40,*) i2,mat2(1,i2),sum_cuentas  
enddo
```

```
flujo_calib= sum_flujo
conteos=sum_cuentas
write(*,*) 'flujo total calibrado:', flujo_calib
write(*,*) 'suma de conteos imagen directa:', conteos
write(40,*) 'flujo total calibrado:', flujo_calib
write(40,*) 'suma de conteos imagen directa:', conteos
factor1 = flujo_calib/conteos
write(*,*) '
write(40,*) '
write(40,*)'El factor de conversion es: ', factor1
write(40,*)'[erg cm^2 s^-1 / cuentas]'
write(*,*)'El factor de conversion es: ', factor1
write(*,*)'[erg cm^2 s^-1 / cuentas]'
write(*,*) '
write(*,*)'El archivo fluxsum.dat tiene los pixeles '
write(*,*)'sumados en cada imagen (por si es necesario'
write(*,*)'hacer alguna revision de lo sumado).'
close(20)
close(30)
close(40)
100 format(2(i5))
110 format('b: ', i5)
600 stop
end
```

D.2. Macro en supermongo

```
plot
window 1 1 1 1
erase
lweight 2 ltype 0 expand 1.5
define y_gutter 0.1 define x_gutter 0.1
##### #NGC 6543 #####
window 2 3 1 3 lweight 2 ltype 0 expand 1.5
ltype 0 expand 1.5
#rendija equivalente sobre ima. direc. data n6543_obj.dat
limits 50 800 0 1.1
ticksize 100 200 0.1 0.2
box 0 2 0 0
lines 1 950 read {x_im 1 f_im 2}
expand 2
ltype 1
connect x_im f_im
# espectro calibrado data n6543_ren.dat
lines 1 309 read {x_sp 1 f_sp 2}
expand 2
lweight 2
ltype 0
set xx = (-155 + x_sp ) * (-1)
set fescala= 1.05 / 0.310922 set newx= xx * fescala
connect newx f_sp
```

expand 0.8

relocate 100 0.9

label NGC 6543

label factor=5.2406\times 10^{-16}