

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA
FACULTAD DE CIENCIAS



ESPECTROSCOPIA DE BAJA DISPERSIÓN DE
NEBULOSAS PLANETARIAS CON SIMETRÍA PUNTUAL

TESIS PROFESIONAL

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

FÍSICO

PRESENTA:

GEORGINA BENÍTEZ DE LA MORA

ENSENADA, B. C.

MAYO DEL 2003

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS

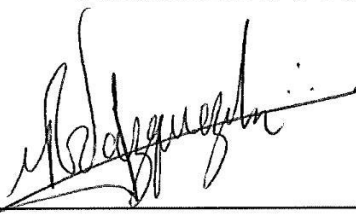
**ESPECTROSCOPIA DE BAJA DISPERSIÓN DE
NEBULOSAS PLANETARIAS CON SIMETRÍA
PUNTUAL**

TESIS PROFESIONAL

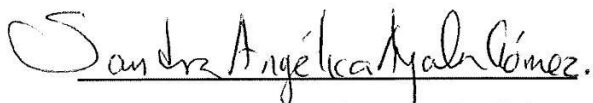
QUE PRESENTA

GEORGINA BENÍTEZ DE LA MORA

APROBADO POR:



Dr. Roberto Vázquez Meza
Presidente del Jurado



Dra. Sandra Angélica Ayala Gómez
Secretaria



M. C. Lorenzo Olguín Ruiz
1er. Vocal

AGRADECIMIENTOS

Hasta hoy no he podido describir con certeza ningún sentimiento, y el estar en estos momentos frente a un monitor tratando de escribir el agradecimiento que siento hacia las personas más importantes de mi vida no es nada fácil. ¿ Cómo agradecer tanto amor, apoyo y tolerancia a la vez ?, las palabras son sólo eso ... palabras, y aunque para muchos sean necesarias, yo no podría dejar mi agradecimiento en una tan simple como GRACIAS, mas este pedazo de papel no me deja otra opción que el de seguir con la tan trillada costumbre. **Papá y mamá:** ¿ Sin ustedes ... qué sería de mí ?, nunca tomaron el curso “Sea un buen Padre” (porque no existe), y aún así son LOS MEJORES PADRES QUE PUDE HABER TENIDO. **Abuelito y abuelita:** Su compañía en las buenas y en las malas así como su ejemplo de amor han sido un punto clave en mi desarrollo como profesionista pero sobre todo como persona. **Irma:** Tu ejemplo de lealtad y lucha, así como el cariño e interés que siempre has demostrado por mí me hacen recordar cada día que aún hay bondad en el Universo. **Güicho:** Más que mi hermano menor, has sido mi mejor medicina, me has demostrado que te sientes orgulloso de mí y eso me hace muy feliz ... ¡Pinky y Cerebro juntos, SIEMPRE VENCERÁN!. **Daniel y David:** Gracias a ustedes recuerdo que no debo tomar decisiones de niño pero que sentir como tal, me haría mejor persona. **Tíos:** Su apoyo y muestras de cariño recargan mis pilas para poder seguir luchando. **Alfredo:** Tu amor, compañía, tolerancia y apoyo han sido sumamente importantes para mí, sin ti no hubiera podido ni sacar las copias de la

tesis. **Roberto:** Tu apoyo, amistad, confianza así como todos los conocimientos que has compartido conmigo han sido de suma importancia en mi vida ... nunca he dejado (ni dejaré) de sentirme agradecida contigo. Para ser un buen profesor se necesita no sólo de conocimientos que alimenten nuestra mente, también se requiere de actitudes ejemplares y palabras que alimenten nuestro espíritu es por eso que no podía olvidarme de mis profesores y especialmente de: Dr. Roberto Machorro, M. C. Jesús Lerma, Dr. Roberto Romo, Fís. Leonel Gutiérrez, Dr. Héctor Aceves, Dr. Mauricio Reyes y Dr. Fernando Rojas; que más que mostrarme el catálogo de formulitas mágicas compartieron conmigo su experiencia y conocimiento. Y claro que no podían faltar mis amigos, con quienes reí, estudié, lloré, me divertí y maduré: Sukey (por TODO), Miguel, Ricardo, Oswaldo, Lorenzo, Sandra, Alberto, Sergio, Paquito, Minerva, Balo, Julio, Enrique y a todos mis compañeros del IA.

(¡MIL GRACIAS!)[∞]



RESUMEN de la tesis que como requisito parcial para la obtención de la Licenciatura en Física presenta Georgina Benítez de la Mora. Ensenada, Baja California, México. Mayo del 2003.

ESPECTROSCOPIA DE BAJA DISPERSIÓN DE NEBULOSAS PLANETARIAS CON SIMETRÍA PUNTUAL

Resumen aprobado por:



Dr. Roberto Vázquez Meza
Director de Tesis

La Simetría Puntual es una característica morfológica que se presenta en distintos tipos de sistemas astrofísicos, actualmente encontrada con mayor frecuencia en Nebulosas Planetarias. Como en muchos otros fenómenos se necesita de datos relevantes y sistemáticos para poder revelar su naturaleza, origen y evolución. La importancia de este trabajo de tesis es el discutir las propiedades físicas y químicas de una muestra de Nebulosas Planetarias con Simetría Puntual, tomando en cuenta la información morfológica y cinemática obtenida en la literatura. En este caso, la muestra corresponde a cuatro Nebulosas Planetarias con Simetría Puntual estudiadas por Guerrero, Vázquez y López (1999, AJ, 117, 967): He 1-1, He 2-429, PC 19, Pe 1-17. La espectroscopía de baja dispersión de rendija larga se obtuvo con el espectrógrafo Boller & Chivens, combinado con un foco de $f/7$ en el telescopio de 2.1 m de la UNAM en la sierra de San Pedro Mártir.

ABSTRACT: An observational study of Point Symmetric Planetary Nebulae (PNe) is presented. The study includes an analysis about physical conditions and nature of the emission. A description of each objects, taking account morphological and kinematical data obtained from literature, is discussed within the context of collimated outflows in PNe. Point – Symmetry is a morphological feature in many kinds of astrophysical systems which is being. As in many other phenomena, the most relevant and systematic data are needed in order to reveal the nature, origin, and evolution of such systems. The goal of this work is to find out the physical conditions, in particular regions (point – symmetric features) from a sample of PNe, from which, its kinematics has been analysed in the past. In this case by Guerrero, Vázquez & López (1999), namely: He 1-1, He 2-429, PC 19, Pe 1-17

Índice General

1	Introducción	9
2	Antecedentes	15
2.1	Clasificación morfológica	15
2.2	Morfología de NPs	17
2.3	Flujos colimados	18
2.4	Modelos teóricos	20
2.5	Descripción de algunos modelos teóricos	24
3	Marco teórico	27
3.1	Camino libre medio	27
3.2	Equilibrio termodinámico	28
3.3	Equilibrio termodinámico local (<i>LTE</i>)	30
3.4	Papel de las colisiones	31
3.5	Ionización y recombinación	34
3.5.1	Cálculo global de ionización	34
3.6	Estructura de ionización	38
3.7	Calentamiento y enfriamiento	39
3.8	Condiciones físicas y abundancias químicas	41

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	2
3.8.1 Temperatura electrónica	41
3.8.2 Densidad electrónica	46
3.8.3 Abundancias químicas	48
3.9 NPs de tipo I	55
4 Metodología	57
4.1 Estudios previos	57
4.2 La muestra	58
4.2.1 He 1-1	59
4.2.2 He 2-429	60
4.2.3 PC 19	61
4.2.4 Pe 1-17	62
4.3 La técnica	64
4.3.1 Espectroscopía	64
4.3.2 Espectrómetro	66
4.3.3 Espectrómetro Boller & Chivens	71
5 Observaciones y resultados	73
5.1 Observaciones	73
5.2 Análisis espectroscópico general	83
5.2.1 Flujos observados	84
5.2.2 $c(H\beta)$, log del flujo de $H\beta$ y log de $I(H\beta)$	84
5.2.3 Temperatura y densidad electrónica	84
5.2.4 Abundancias químicas	85
5.2.5 Cálculo de errores	85

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	3
6 Discusión	97
6.1 He 1 - 1	97
6.2 He 2 - 429	98
6.3 PC 19	98
6.4 Pe 1 - 17	99
7 Conclusiones	100
A ALIEN: Analizador Integral de Espectros Nebulares	106
B STAN: Estadística Nebular	115
C Análisis de errores	119
D Proceso de reducción de imágenes	123

Índice de Figuras

1.1	Algunos de los objetos que fueron clasificados por Charles Messier	10
1.2	Mosaico de Nebulosas Planetarias	12
1.3	Trayectoria evolutiva de una estrella de $3 M_{\odot}$	13
1.4	Diagrama esquemático del Modelo de Vientos Interactuantes	14
2.1	Nuevas estructuras Morfológicas	16
2.2	Clasificación Morfológica	17
2.3	Ansaes en NPs	21
2.4	Chorros o Jets en NPs	21
2.5	BRETs en NPs	22
2.6	NPs con SP	22
2.7	NPs Polipolares	23
3.1	Diagrama de energía del $[O III]$ y del $[N II]$	45
3.2	Diagramas de energía del $[O II]$ y del $[S II]$	48
3.3	Diagrama de diagnóstico para las líneas de $[SII]$	49
4.1	NP He 1-1	59
4.2	NP He 2-429	61
4.3	NP PC 19	62

4.4	NP Pe 1-17	63
4.5	Espectro Continuo	65
4.6	Espectro de Absorción	65
4.7	Espectro de Emisión	66
4.8	Espectrómetro Boller & Chivens	72
5.1	Regiones estudiadas en la NP He 2-429, PA 0°	75
5.2	Regiones estudiadas en la NP He 2-429, PA 90°	76
5.3	Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 10°	77
5.4	Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 27°	78
5.5	Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 40°	79
5.6	Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 48°	80
5.7	Regiones estudiadas en la NP He 1-1, PA°	81
5.8	Regiones estudiadas en la NP He 1-1, PA -47°	82
5.9	Regiones estudiadas en la NP PC 19, PA 0°	83
A.1	Toma de la ventana de inicio del código ALIEN	107
A.2	Toma de la ventana xGalRed	108
A.3	Toma de la ventana <i>''File Selector''</i>	109
A.4	Toma de la ventana <i>''Splot Logs''</i>	109
A.5	Toma de la ventana xGalRed después de del proceso <i>''Execute''</i> (sección <i>''Table''</i>)	111
A.6	Toma de la ventana xGalRed después del proceso <i>''Execute''</i> (sección <i>''Ratio''</i>)	112
A.7	Toma de la ventana de xAbIon	113
A.8	Toma de la ventana de xAbIon después del proceso <i>''Temperature''</i>	113

A.9	Toma de la ventana de xAbIon después del proceso ''Density''	114
D.1	Cuadros de calibración: arco, <i>bias</i> , <i>flat</i> y estrella estandar	124
D.2	Imágen de un objeto recortado mediante la tarea imcopy	125
D.3	Imagen de un objeto calibrado en flujo mediante la tarea fluxcalib	140

Índice de Tablas

3.i. Valores para A_{ij} , Ω_{ijl} y ε_{ij} (tomado de Gurzadyan, G. A., 1969)	43
3.ii. Abundancias químicas promedio para NPs, regiones HII y el Sol	56
4.i. Algunos objetos clasificados formalmente como NPs con SP	58
4.ii. Información General sobre He 1-1	59
4.iii. Información General sobre He 2-429	60
4.iv. Información General sobre PC 19	61
4.v. Información General sobre Pe 1-17	63
5.i. Información sobre los objetos observados en la primera y segunda temporada	74
5.ii. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en He 2-429, PA 0°	86
5.iii. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en He 2-429, PA 90°	86
5.iv. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en Pe 1-17, PA 10°	87
5.v. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e de Pe 1-17, PA 27°	88
5.vi. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en Pe 1-17, PA 40°	89
5.vii. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en Pe 1-17, PA 48°	90
5.viii. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en He 1-1, PA 44°	91
5.ix. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en He 1-1 PA -47°	91
5.x. Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en PC 19, PA 0°	92

ÍNDICE DE TABLAS

8

5.xi. Abundancias químicas por número y totales de He 2-429	93
5.xii. Abundancias químicas por número y totales de Pe 1-17	94
5.xiii. Abundancias químicas por número y totales de Pe 1-17	95
5.xiv. Abundancias químicas por número y totales de He 1-1	96
5.xv. Abundancias químicas por número y totales de PC 19	96
4.i. Imagen de tres objetos combinados mediante la tarea combine	128

Capítulo 1

Introducción

Las **Nebulosas Planetarias** deben su nombre a motivos históricos. En 1771, **Charles Messier** publicó un catálogo con 45 objetos que nombró *nebulae* (**Figura 1.1**) debido a su apariencia brumosa.

A finales del siglo XVIII, **William Herschel** recibió una copia del catálogo de Messier y empezó a observar los objetos que lo comprendían y, al distinguir estrellas individuales en algunos de ellos, concluyó prematuramente que todas las nebulosas eran cúmulos (agrupaciones) de estrellas.

Posteriormente, al realizar estudios más detallados, Herschel se dió cuenta de algunas diferencias. El 13 de noviembre de 1790 observó una nebulosa planetaria en la constelación de Tauro, en la cual se distinguía claramente una estrella en su centro. Herschel quedó fascinado con el descubrimiento, concluyendo que se trataba de una estrella con una atmósfera luminosa débil.

La posición de la estrella, exactamente en el centro de la nebulosa, y la forma de ésta, no dejaba lugar a dudas en cuanto a la asociación entre ambos objetos. Herschel había encontrado una nebulosa que no era un cúmulo de estrellas, sino una nube de gas. La

imagen de estas nebulosas, a través del pequeño telescopio de Herschel, era parecida a un disco verdoso, tal como los planetas lejanos. Es por esa semejanza que se les llamó **planetarias**, aún sabiendo que no tienen nada que ver con los planetas.

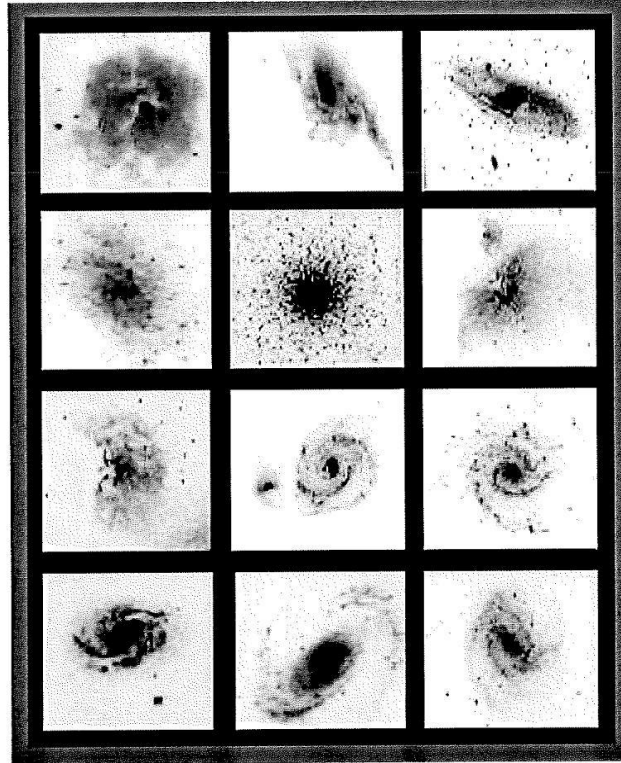


Figura 1.1: Algunos de los objetos que fueron clasificados por Charles Messier (imágenes tomadas de <http://www.maa.agleia.de/Messier/>)

Las **Nebulosas Planetarias (NPs)** son sistemas constituidos por **una estrella muy caliente** (30 000 a 300 000 K) y por una envoltura de gas ionizado que la rodea (**Figura 1.2**). Dichos sistemas corresponden a una de las etapas finales en la evolución de estrellas cuya masa está entre $1 < M/M_{\odot} < 10$, con una duración de $\simeq 2.5 \times 10^4$ años y un tamaño de ~ 0.1 pc (**Figura 1.3**).

Uno de los modelos más exitosos para explicar la formación de NPs es el de **vientos estelares interactuantes** (**Figura 1.4**) propuesto por **Kwok, Purton y FitzGerald (1978)**.

Este modelo considera que la estrella progenitora de la NP, en su etapa conocida como **AGB** (rama asintótica de las gigantes), pierde masa mediante el viento estelar hasta que su núcleo queda al descubierto. Este viento estelar es denso ($dM/dt \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) y lento ($v \sim 10 \text{ km s}^{-1}$).

Una vez terminada esta etapa, el núcleo de la estrella que entonces alcanza ya temperaturas muy altas, emite **fotones de alta energía (UV)**, lo cual produce una presión de radiación tan fuerte que induce la aparición de un **viento rápido o superviento** ($v \simeq 2000 \text{ km s}^{-1}$) el cual es mucho menos denso ($dM/dt \simeq 10^{-15} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$).

Cuando el viento rápido alcanza al lento se forma un **frente de choque** que comprime el material en una envoltura más densa y cuya velocidad de expansión es de $\simeq 25 \text{ km s}^{-1}$. Finalmente los fotones UV provenientes del núcleo ionizan a esta envoltura la cual emite radiación de menor energía por efecto de la recombinación electrónica que precede a la ionización, formando así la NP.

A pesar de que este modelo explica de una manera adecuada las observaciones de muchas NPs, en los últimos 10 años se han estado detectando estructuras cuya morfología y cinemática es imposible de entender bajo este esquema. Fenómenos tales como **flujos colimados**, **chorros**, **multipolaridad** y **simetría puntual**, que se han detectado gracias a un incremento sustancial en la sensibilidad y resolución de los instrumentos observacionales, rompen los esquemas morfológicos clásicos de NPs.

Para entender la presencia de estas estructuras indiscutiblemente se requieren estudios tanto teóricos como observacionales que nos permitan obtener una explicación aceptable sobre el origen y evolución de dichos fenómenos.

En este trabajo se presenta un estudio observacional de una muestra de **Nebulosas Planetarias con Simetría Puntual (SP)**, en el cual se incluye un análisis sobre las condiciones físicas, la naturaleza de la emisión de cada objeto y sus abundancias químicas.

Todo esto con la finalidad de aportar nuevos datos que puedan ser utilizados en estudios posteriores que nos lleven a un mejor entendimiento de este fenómeno.

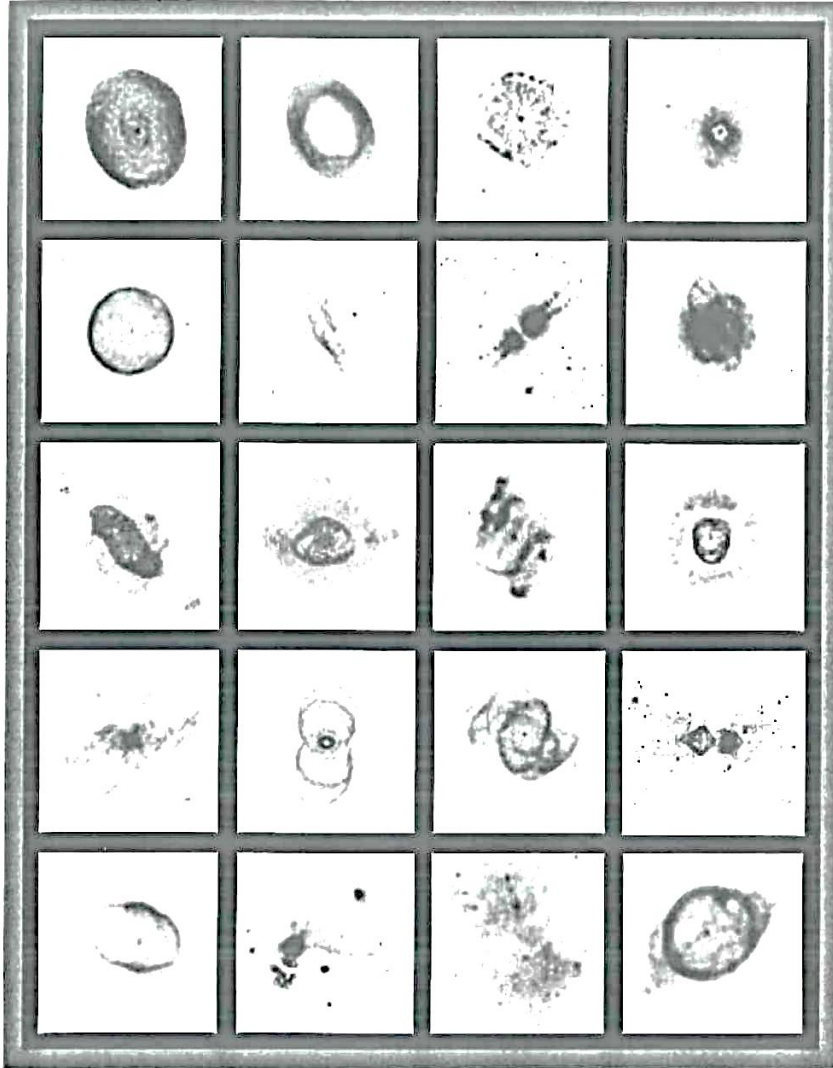


Figura 1.2: Mosaico de Nebulosas Planetarias
(imágenes tomadas de <http://hubblesite.org/gallery/showcase/nebulae/index.sht.shtml>)

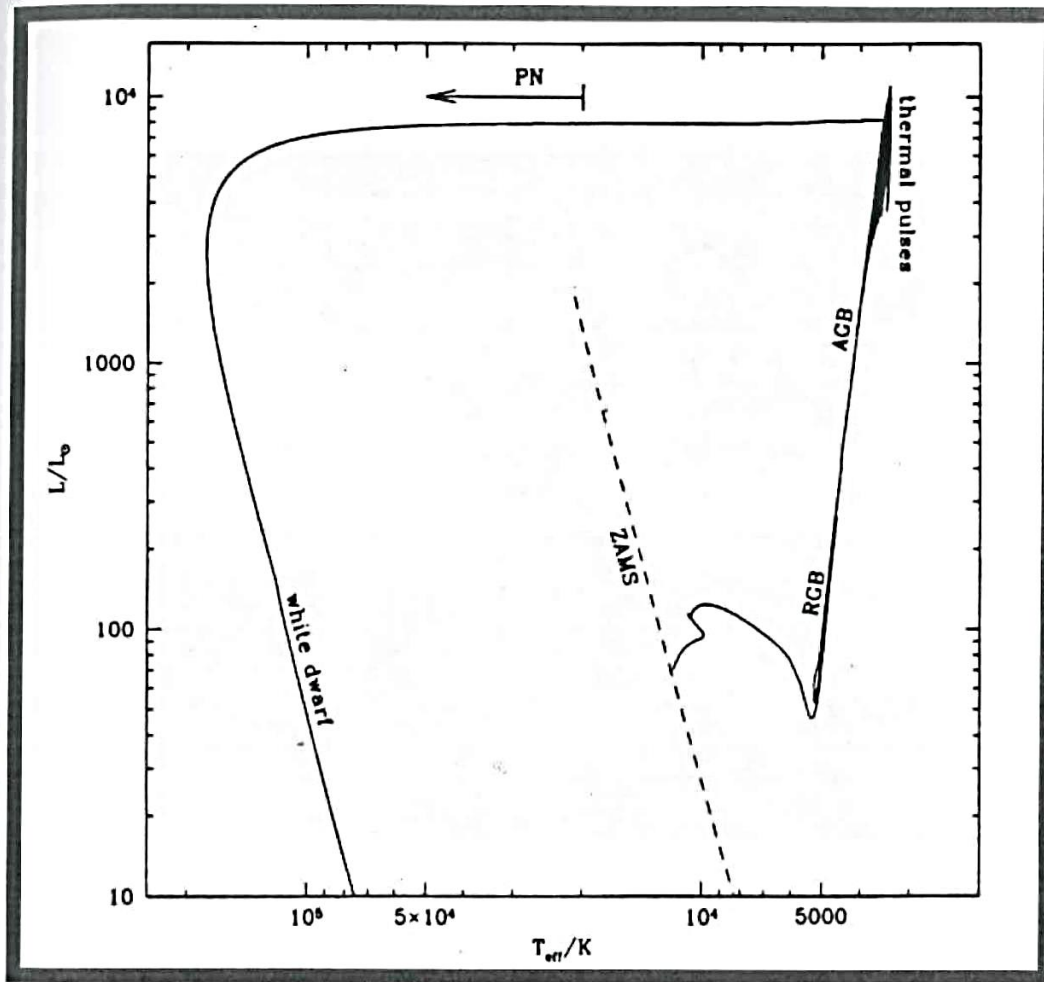


Figura 1.3: Trayectoria evolutiva de una estrella de $3 M_{\odot}$
(tomado de Kwok, S.; 1999)

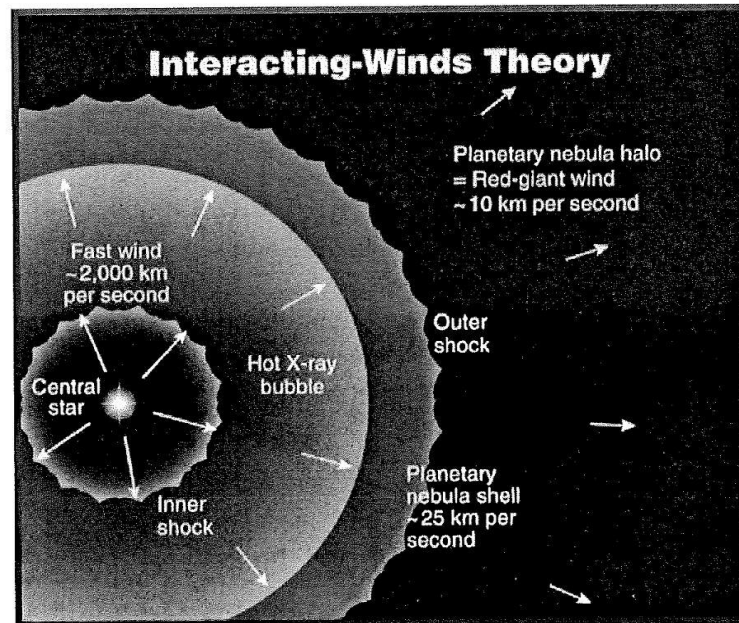


Figura 1.4: Diagrama esquemático del Modelo de Vientos Interactuantes (tomado de Kwok, S.; 2001)

Capítulo 2

Antecedentes

2.1 Clasificación morfológica

El estudio morfológico de las NPs nos proporciona claves sobre los mecanismos que forman a estos objetos, particularmente de aquellos que causan las asimetrías que en los últimos años se han venido detectando.

Desde el trabajo pionero de **Curtis (1918)**, han sido varios los intentos por establecer una clasificación morfológica para las NPs. Los esquemas de clasificación morfológica subsecuentes utilizaron formas descriptivas similares, en las cuales se establecían numerosas subclases de NPs.

Según **Greig (1971)** se podían distinguir 15 grupos diversos, mientras que **Zuckerman & Aller (1986)**, utilizando una muestra de 108 NPs, establecieron 16 tipos morfológicos.

Fue **Balick (1987)** el primero en establecer una clasificación más razonable, separando las NPs en tres grupos principales: **redondas, elípticas y “de tipo mariposa”**. **Schwarz, Corradi & Melnick (1992)** clasificaron una muestra de NPs del hemisferio sur en **elípticas, bipolares, irregulares, simétricas respecto a un punto y de tipo estelar**.

Stanghellini et al. (1993) clasificaron a 255 NPs en: **estelares, elípticas, bipolares, con simetría puntual e irregulares**. Aaquist y Kwok (1996) clasificaron algunas imágenes de radio obtenidas en el VLA en términos del modelo del cascarón elipsoidal, dividiéndolas en **circulares, elípticas, elípticas abiertas y tipo mariposa** (equivalente a la clase bipolar de la clasificación de Stanghellini et al. 1993).

En la actualidad, la obtención de imágenes y espectros de alta calidad han facilitado el reconocimiento de **nuevas estructuras morfológicas (Figura 2.1)** que hacen de las NPs objetos con geometrías complejas, motivando la aparición de nuevas clasificaciones morfológicas.

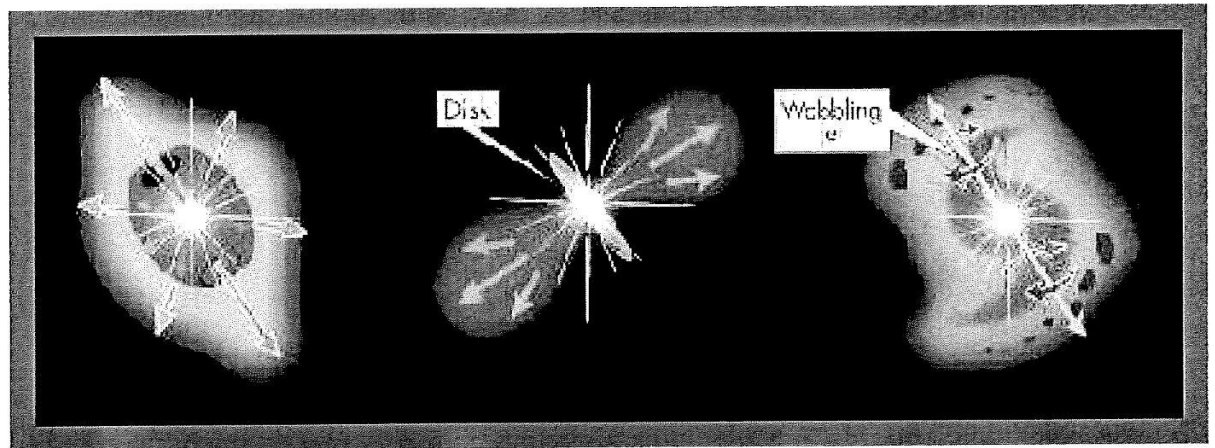


Figura 2.1: Nuevas estructuras Morfológicas
(imágenes tomadas de <http://hubblesite.org/newcenter>)

2.2 Morfología de NPs

Redondas: Su forma es claramente simétrica, sin ninguna desviación marcada de la forma circular (Figura 2.2).

Elípticas: Presentan dos ejes de simetría, con forma elíptica, sin estrechamiento en el eje menor.

Bipolares: Tienen dos ejes de simetría y presentan un estrechamiento en su zona central el cual crea dos lóbulos.

Cuadrupolares: Poseen dos pares de lóbulos, orientados en diferentes direcciones.

Con Simetría Puntual: No poseen simetría con respecto a ningún eje. Las componentes morfológicas aparecen como condensaciones reflejadas con respecto al centro.

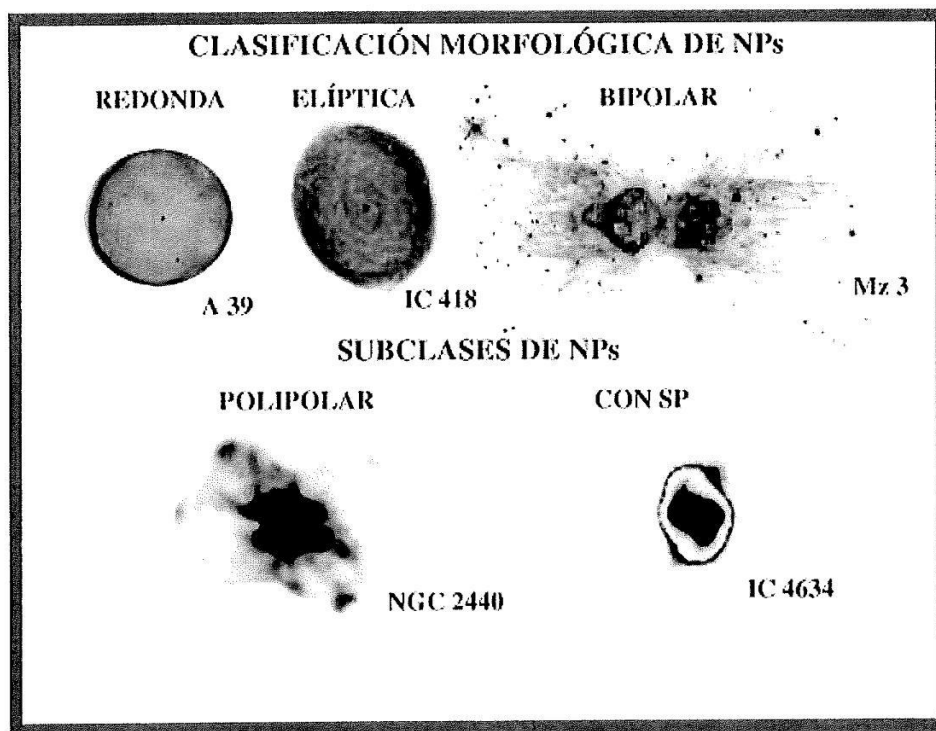


Figura 2.2: Clasificación Morfológica
(imágenes tomadas de <http://hubblesite.org/gallery/showcase/nebulae/index.sht.shtml>,
Corradi R. L. M., et al. (1996) y de López, et al. (1996))

2.3 Flujos colimados

Definitivamente el cambio más drástico y radical que se ha dado en nuestro concepto sobre las NPs se produjo como consecuencia de la detección de **flujos colimados** en estos objetos. Este fenómeno era bien conocido en las primeras etapas de la formación estelar pero inimaginable en las últimas donde no se preveía un agente que pudiera colimar de manera tan eficiente una eyección.

Actualmente los flujos colimados se consideran ya como componentes estructurales típicos de las NPs ya que cada vez se encuentran más objetos que presentan dicho fenómeno.

BIPOLARIDAD: Balick et al. (1987), hicieron la hipótesis de que el fenómeno de bipolaridad es producido por una primera eyección de material que se realiza en forma de disco o toroide alrededor de la estrella central, lo cual genera un gradiente de densidad que enfocaría hacia los polos el flujo isotrópico del viento rápido. Con esto se explicaba entonces el origen de la bipolaridad.

ANSAE O FLIER (*Fast Low-Ionization Emission Regions*): Son pares de condensaciones pequeñas y brillantes (~ 0.01 pc). Se encuentran alineadas con la estrella central de la NP. Las observaciones espectroscópicas han mostrado que estas condensaciones o nudos se encuentran en un estado de baja ionización y que tienen velocidades supersónicas (~ 50 km s⁻¹).

Los ansaes o FLIERS se han encontrado principalmente en NPs elípticas. Entre los ejemplos de NPs con dichas estructuras tenemos a NGC 7009, NGC 3242 y NGC 6826 (**Figura 2.3**).

CHORROS O JETS: Por lo regular los chorros colimados se manifiestan en pares simétricos con respecto a la estrella central y presentan una gran variedad de morfologías. En cuanto a las velocidades proyectadas, éstas también presentan un amplio intervalo

de valores. Los chorros se caracterizan por emisiones intensas en líneas espectrales de nitrógeno, azufre y oxígeno neutros o con bajos grados de ionización.

La presencia de elementos ionizados en los chorros se explica fundamentalmente por la propia fotoionización desde la estrella central. No obstante, existe una contribución no desdeñable debida a la excitación de los átomos por choques, la cual puede llegar a ser más importante que la emisión proveniente de la fotoionización. Algunos ejemplos de NPs que presentan chorros o jets son NGC 6884, NGC 6543 y K 3-35 (**Figura 2.4**).

BRETs (*Bipolar Rotating Episodic JeT's*; López, Vázquez, Rodríguez, 1995; Vázquez, 1999): Son condensaciones brillantes que presentan las siguientes características:

- ❑ **Chorros de alta velocidad:** Presentan evidencias de flujos muy colimados con velocidades de eyección altas ($\geq 50 \text{ km s}^{-1}$).
- ❑ **Simetría bipolar:** Por cada evento existen dos flujos eyectados con la misma velocidad pero en sentidos opuestos.
- ❑ **Carácter episódico:** Al menos se distinguen dos eventos de eyección independientes.
- ❑ **Precesión/rotación:** Las líneas que unen a cada par de condensaciones simétricas (evento) tienen orientaciones diferentes entre sí.

Entre los ejemplos de NPs con dichas estructuras tenemos a Fleming 1, NGC 6543 y M 1-16 (**Figura 2.5**).

SIMETRÍA PUNTUAL: Estas estructuras fueron introducidas por Stanghellini, Corradi y Schwarz (1993) como una nueva clase morfológica de NPs, refiriéndose a todos aquellos objetos que muestran pares de condensaciones situadas en lados opuestos y equidistantes respecto al núcleo. Posteriormente, Guerrero, Vázquez y López (1999),

basados en el estudio cinemático que realizaron a cuatro objetos que poseen estas características, sugieren reconsiderar esa definición, ya que con sus resultados comprueban la **existencia de NPs de diferentes clases morfológicas que presentan estructuras con SP (Figura 2.6).**

NEBULOSAS POLIPOLARES: Algunas NPs muestran marcadas estructuras polipolares, como NGC 2440 (López et al. 1997), que presenta múltiples flujos bipolares a diferentes posiciones angulares y grados de colimación, sugiriendo una historia de eyecciones episódicas, donde las orientaciones de los ejes de simetría y las condiciones del agente colimador han cambiando con el tiempo. Ejemplos similares han sido estudiados por Manchado et al. (1996), en donde los pares de lóbulos bipolares poseen un centro común pero una diferente orientación de sus correspondientes ejes de simetría y para explicar la morfología observada invocan un mecanismo tipo BRET (**Figura 2.7**).

Dado que el estudio morfológico de las NPs nos revela información sobre la historia evolutiva de estos objetos, encontrar una explicación al origen físico de las diversas morfologías presentes en ellas representa un reto importante para la investigación astronómica.

2.4 Modelos teóricos

Las imágenes más recientes de NPs, nos muestran que en su mayoría estos objetos no poseen una simetría esférica, sino que tienden a presentar una morfología mucho más compleja.

Para explicar la bipolaridad, actualmente se acepta que al final de la fase de *gigante roja*, la masa es eyectada preferentemente hacia un plano donde se forma un disco o toroide ecuatorial denso alrededor de la estrella. Cuando el viento energético de la estrella central interacciona con esta distribución anisótropa de materia, la expansión es menor en

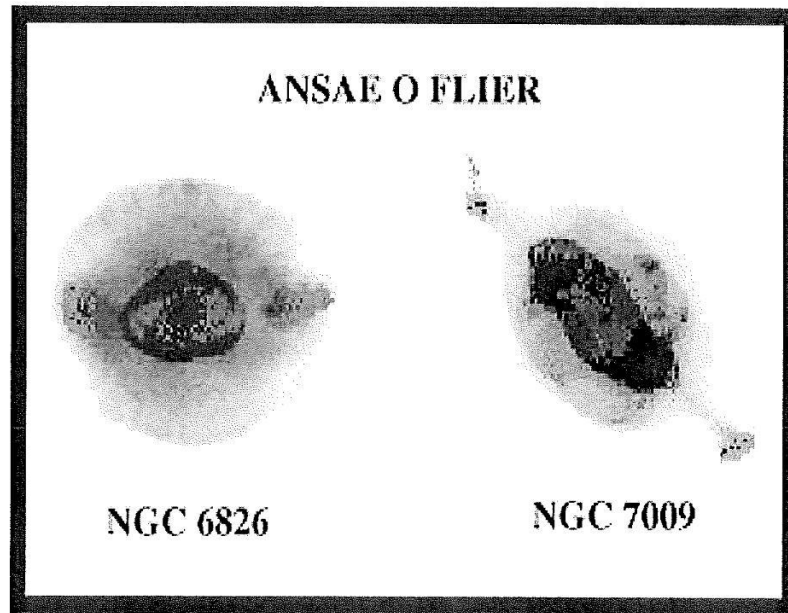


Figura 2.3: Ansaes en NPs
(imágenes tomadas de <http://hubblesite.org/gallery/showcase/nebulae/index.sht.shtml>)

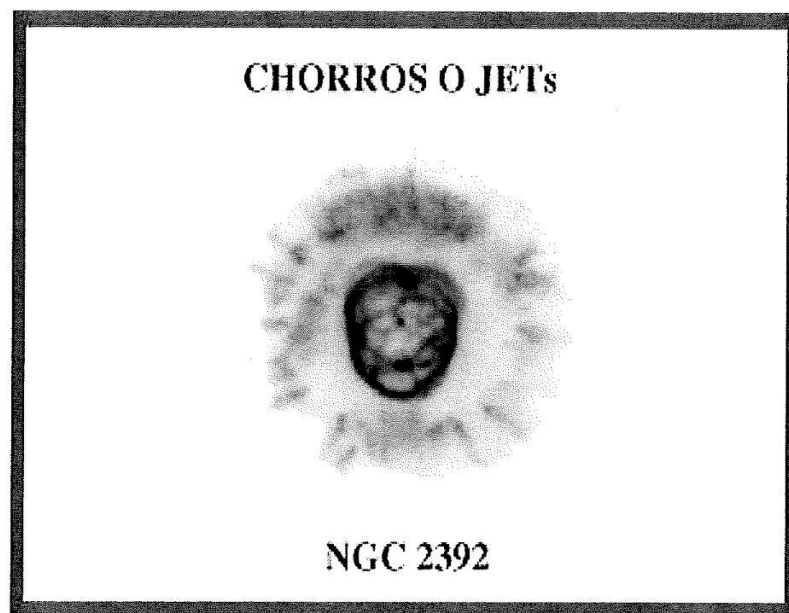


Figura 2.4: Chorros o Jets en NPs
(imagen tomada de <http://hubblesite.org/gallery/showcase/nebulae/index.sht.shtml>)

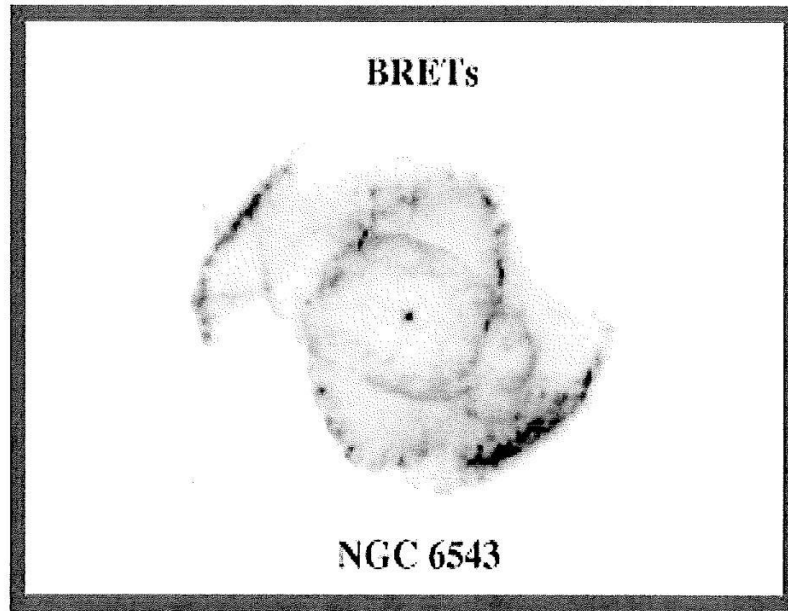


Figura 2.5: BRETs en NPs
(imagen tomada de <http://hubblesite.org/gallery/showcase/nebulae/index.sht.shtml>)

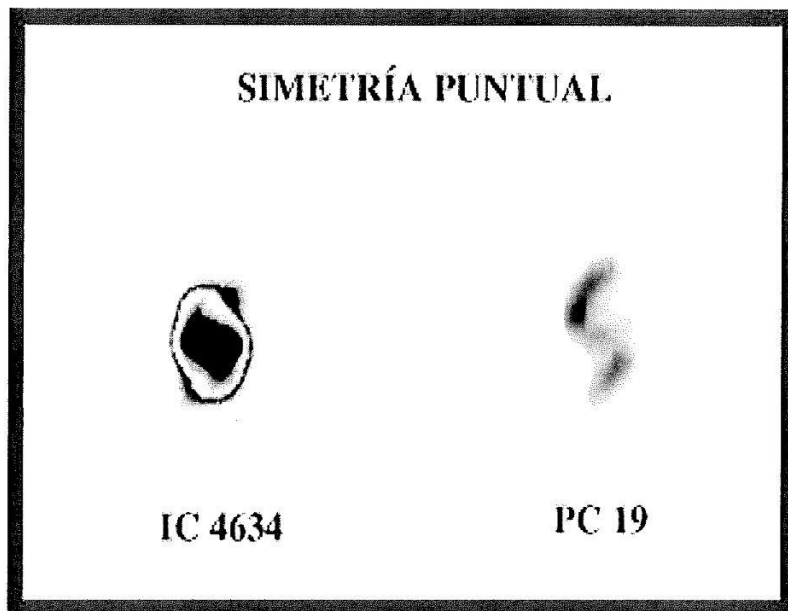


Figura 2.6: NPs con SP
(imágenes tomadas de Corradi, et al. (1996) y de Guerrero, et al. (1996))

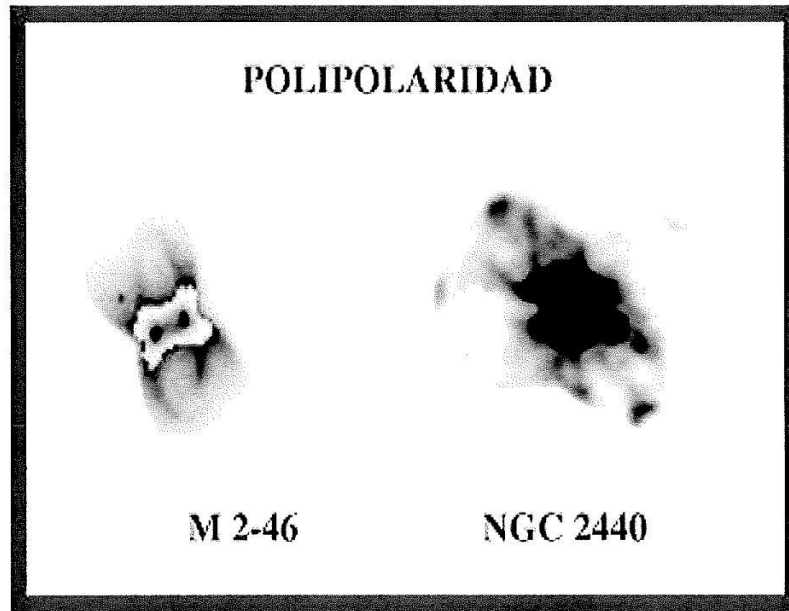


Figura 2.7: NPs Polipolares
(imágenes tomadas de <http://www.maa.agleia.de/Messier/> y de López, et al. (1996))

el ecuador que en la dirección perpendicular que tiene menor densidad y se forma una envoltura no esférica.

Las simulaciones numéricas han demostrado que este modelo es capaz de explicar las geometrías observadas sólo considerando diferentes concentraciones de densidad en el plano ecuatorial. Por otro lado, las observaciones comienzan a confirmar la presencia de estos discos densos.

Si bien la hipótesis de expulsión de masa hacia el plano ecuatorial explica las observaciones, no proporciona en sí misma una razón física del hecho.

En los primeros modelos se proponía que una parte de la masa eyectada por la gigante era capturada por una compañera binaria a través de un disco de acrecimiento y, desde este disco, expulsada con un alto grado de colimación.

Otra posibilidad, también dentro del contexto de un sistema binario, sugería la destrucción de una compañera de masa pequeña formando un disco alrededor de la gigante que

actuaría como agente colimador del viento.

Actualmente se están explorando otros modelos que consideran la rotación estelar y la presencia de campos magnéticos. Algunos de ellos sugieren que una estrella aislada puede ser capaz de producir chorros. Sin embargo, si se quieren reproducir los cambios de dirección de los chorros, se tiende a recurrir, de una manera u otra, a la presencia de una compañera que sea capaz de desalinear y hacer oscilar el eje de colimación.

Un problema importante con el que se enfrentan todos estos modelos es el desconocimiento detallado de la evolución de las estrellas binarias, máxime si entre ellas existe interacción. Quizá la variedad en las propiedades de los chorros colimados en las NPs no sea más que el reflejo de las diferentes y variadas vías evolutivas que pueden tener lugar en las estrellas binarias interactivas.

2.5 Descripción de algunos modelos teóricos

1. Modelo de Raga, Cantó y Biro (1993): Los autores modelan chorros cuya dirección y velocidad de eyección dependen del tiempo. Presentan una aproximación analítica para choques fuertes, densidades altas y flujos cuasi-balísticos. Uno de los resultados más relevantes de este artículo es el hecho de que la dependencia temporal del ángulo de eyección produce una estructura de condensaciones perpendiculares a su dirección de propagación. Posteriormente este resultado fue validado mediante simulaciones numéricas bidimensionales (Biro, Raga y Cantó 1995).

2. Modelo de Soker y Livio (1994): En este modelo se asume que la formación de un chorro (*jet*), requiere de la presencia de un disco de acreción. Presentan dos hipótesis:

- ❑ **Referente a la acreción del material ya eyectado, hacia el núcleo de la NP (back-flow):** para que este fenómeno se presente se requiere de una rotación lenta de la

estrella AGB, la cual probablemente se deba a la presencia de la estrella secundaria.

- **Referente a la *Envolvente Común* (la más plausible para los autores):** dado que la estrella secundaria se encuentra fuera de equilibrio térmico cuando sale de la envolvente común, y pierde la mayoría de la masa que ha acreetado en esa fase, entonces puede originar un disco de acreción alrededor del núcleo de la NP.

3. Modelo de Cliffe et al. (1995): En este modelo se realizaron simulaciones numéricas utilizando un código hidrodinámico tridimensional con la finalidad de ilustrar la hidrodinámica básica de los chorros precesantes y episódicos y demostrar que con el mismo se podrían explicar sus características observacionales.

En este proceso no se consideraron cálculos de enfriamiento y se utilizaron los parámetros correspondientes para la nebulosa Fleming 1 (López et al.; 1993). Bajo estas condiciones, los autores hicieron la reproducción de la cadena de condensaciones en forma de S (característica de los chorros precesantes), percatándose de que los choques a proa individuales se funden en una estructura gaseosa que engloba a esta cadena en dos lóbulos.

4. Modelo de Livio y Pringle (1996): En este modelo los autores consideran que la SP es producto de un chorro bipolar **tambaleante**, tomando como base el modelo de Soker y Livio (1994).

Los cálculos numéricos demuestran que es factible inducir un alabeo en NPs si el disco de acrecimiento es iluminado por una fuente de radiación en su centro y que además este fenómeno también es capaz de reproducir la morfología de los objetos con SP.

5. Modelo de García-Segura (1997): En este modelo se considera una estrella precesante en donde el viento rápido comprime un campo magnético lo suficientemente intenso como para crear una configuración toroidal que produce una colimación magnética. Las regiones polares expulsan el material debido a la tensión magnética, formando *jets*.

6. Modelo de Icke et al. (1992): Los autores de este modelo realizan algunas modificaciones a la teoría de vientos interactuantes, considerando en las simulaciones velocidades relativamente bajas para el viento rápido, produciendo una burbuja caliente que es impulsada por momento, la cual genera la morfología típica de una NP elíptica.

El viento rápido post-choque es redirigido por corrientes que fluyen a través de las paredes de la cavidad elíptica, las cuales eventualmente convergen para producir los flujos colimados y la simetría que parece reproducir muy bien los *ansae* o **FLIERS**.

Capítulo 3

Marco teórico

3.1 Camino libre medio

Considérese una partícula puntual, moviéndose a velocidad U . Frente a ella hay una rodaja de ancho dx , superficie S , compuesta de partículas de área σ , a la que denominamos sección de choque, con una densidad volumétrica n . La partícula se enfrentará a un número de obstáculos $nSdx$, y el área total que éstos presentan es $nS\sigma dx$. En consecuencia, la probabilidad C de tener una colisión es:

$$C = \frac{nS\sigma dx}{S} \quad (3.1)$$

La partícula sufrirá una colisión con seguridad si $C = 1$. Definimos el libre camino medio, $\ell = dx$, cuando $C=1$. Es decir,

$$\ell = \frac{1}{n\sigma} \quad (3.2)$$

El tiempo entre colisiones es, entonces,

$$\tau = \frac{1}{nU\sigma} \quad (3.3)$$

Estas cantidades determinan la probabilidad de que un plasma esté bien "mezclado", es decir:

- ❑ que un mismo tipo de partículas (electrones, iones, ...) estén en equilibrio térmico,
- ❑ que un gas compuesto por más de un tipo de partículas esté en equilibrio térmico,
- ❑ que el estado de ionización, así como las poblaciones relativas de los niveles, correspondan a la temperatura del plasma,
- ❑ que el estado atómico corresponda a la temperatura de equilibrio, etc.

3.2 Equilibrio termodinámico

Un medio en equilibrio termodinámico ha llegado a establecer un acoplamiento perfecto entre las diferentes partículas que lo componen (iones, fotones, electrones, etc). Ocurre intercambiando la energía entre partículas individuales, a través de colisiones, fotoexcitaciones y fotoionizaciones, pero de manera tal que cada proceso se balancea con su inverso (balance detallado) y no se da un intercambio de energía neto entre distintos tipos de partículas. Una vez alcanzado el equilibrio termodinámico las propiedades macroscópicas del medio no cambian en el tiempo. En esta situación:

- ❑ la distribución de velocidades de las partículas libres es la **Distribución de Maxwell**, cuya expresión es:

$$f(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{(-mv^2/2kT)} 4\pi v^2 dv \quad (3.4)$$

donde v es la magnitud de la velocidad de una partícula, m es su masa, $f(v)$ es el número de partículas con velocidad entre v y $v+dv$, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura cinética del gas.

- el número de iones por unidad de volumen en los distintos estados excitados está dado por la Ecuación de Boltzmann:

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{(-\Delta E_{ij}/kT)} \quad (3.5)$$

donde n_i y n_j son las poblaciones de los niveles i y j respectivamente, cuyos pesos estadísticos son g_i y g_j y cuya diferencia de energía es ΔE_{ij} .

- la población de iones en los diferentes estados de ionización está dada por la Ecuación de Saha:

$$\frac{N_j}{N_{j+1}} = n_e \frac{U_j(T)}{U_{j+1}(T)} \frac{1}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} e^{(\chi_{ion}/kT)} \quad (3.6)$$

donde h es la constante de Planck, χ_{ion} es el potencial de ionización del ión j y $U_j(T)$ es la función de partición del ión j , dada por:

$$U_j(T) = \sum_{i=0}^{\infty} g_{i,j} e^{-E_{i,j}/kT} \quad (3.7)$$

con $E_{i,j} = \Delta E_{i,0}$; y

- la distribución de fotones por intervalo de energía está descrita por la Función de Planck:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (3.8)$$

donde ν es la frecuencia del campo de radiación y c es la velocidad de la luz.

Todas estas funciones dependen básicamente de una sola variable: la temperatura cinética T . Una única T permite especificar la distribución de velocidades, población y campo de radiación y caracteriza a todo el sistema. En un medio que evoluciona hacia el equilibrio termodinámico (por ejemplo porque su densidad va en aumento) lo primero que alcanza el equilibrio es la distribución de velocidades de las partículas libres, lo segundo es la población de los estados excitados, luego la población de los estados de ionización y finalmente el campo de radiación. Sin embargo el medio interestelar está muy lejos del equilibrio termodinámico.

Si existen gradientes de temperatura y por lo tanto flujo de energía, el medio no puede estar en equilibrio termodinámico estricto, pero existen condiciones en que se puede suponer equilibrio termodinámico local.

3.3 Equilibrio termodinámico local (*LTE*)

Si en una región del medio interestelar, de dimensiones del orden del camino libre medio para colisiones, las propiedades termodinámicas no varían mucho de manera que la región se puede caracterizar por un único valor de temperatura T , de densidad ρ , etc., puede llegar a establecerse un acoplamiento local. En este caso, la materia puede ser descrita en cada punto (distribución de velocidades, poblaciones y estados de ionización) por las funciones de equilibrio termodinámico evaluadas a la temperatura local, mientras que el campo de radiación se toma como fuera de equilibrio. Es decir, en *LTE* son válidas localmente las ecuaciones de Maxwell, Boltzman y Saha pero no la de Planck, determinadas por una temperatura única. El *LTE* se usa como primera aproximación para construir modelos más complejos en situaciones en las que dominan los procesos que involucran al campo de radiación (como las transiciones radiativas).

3.4 Papel de las colisiones

Las partículas libres son las primeras en llegar al equilibrio. Ellas interactúan a través de colisiones y son las elásticas (durante las cuales se conserva la energía cinética total de las partículas interactuantes) las que juegan un papel importante en la equipartición de la energía y en establecer el equilibrio.

Para partículas neutras las colisiones son de "corto alcance", es decir sólo ocurre interacción entre partículas que se acercan lo suficiente. El tiempo de colisión está dado por:

$$t_c = \frac{l}{v_T} \quad (3.9)$$

donde l es el camino libre medio o distancia promedio que recorre una partícula entre dos colisiones y v_T es la velocidad térmica. A su vez

$$l \sim \frac{1}{\sigma n} \quad (3.10)$$

donde n es la densidad en número de partículas y σ es la sección eficaz de interacción, que es del orden de la sección geométrica. Para el Hidrógeno $\sigma \sim 10^{-15} \text{ cm}^2$. La velocidad térmica está dada por:

$$v_T = \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

Para colisiones entre átomos de hidrógeno:

$$l(\text{H} - \text{H}) \sim \frac{10^{15} \text{ cm}^{-2}}{(n_{\text{H}}/\text{cm}^{-3})};$$

$$t_c \sim \frac{3 \times 10^2}{(n_H/\text{cm}^{-3})(T/100^\circ\text{K})} \quad (3.12)$$

donde t_c está dada en años.

La energía cinética que se transfiere en una colisión elástica es del orden del cociente de las masas de las dos partículas. Si ambas son iguales, las colisiones son muy eficientes en repartir la energía y por lo tanto se establece el equilibrio.

Para partículas cargadas, las colisiones dominantes son las de largo alcance. Las de corto alcance son individualmente más efectivas, pero existen mucho más partículas con las que se puede interactuar a distancia y el efecto de este último tipo de colisiones resulta ser más importante.

Durante una colisión, una partícula cargada se acelera y por lo tanto radía, pero la cantidad de energía que se pierde por radiación es mucho menor que la energía que se transfiere durante la colisión y este efecto puede ser despreciado.

El tiempo de colisión entre partículas de la misma carga (e), está dado por:

$$t_e = \frac{m^2 v^3}{2\pi e^2 l n \Lambda} \quad (3.13)$$

donde m es la masa reducida, v es la velocidad de las partículas en el sistema de referencia del centro de masa y Λ es el cociente entre los parámetros de impacto máximo ($b_{máx}$) y mínimo ($b_{mín}$) entre los cuales ocurre la interacción. El parámetro $b_{máx}$ se puede tomar como el radio de Debye (λ_{Deb}). Este radio es un tamaño característico fuera del cual el apantallamiento de carga es muy efectivo y se puede considerar el plasma como neutro, pero un volumen igual o menor que una esfera de radio λ_{Deb} ya no es neutra y presenta fluctuaciones de carga debido al movimiento térmico de las partículas. Las colisiones de largo y corto alcance ocurren dentro de una esfera de Debye.

Una colisión de corto alcance se caracteriza por un parámetro de impacto b_0 , que en un tratamiento clásico es igual a $2e^2/(4\pi\epsilon_0)mv^2$, la distancia entre partículas a la cual la energía cinética de esta es igual a su energía potencial de interacción. Esto es válido si b_0 es mayor que la longitud de onda de de Broglie $\lambda = \frac{\hbar}{mv}$. Se suele tomar $b_{min} = \max\{\hbar/mv, b_0\}$. Para plasmas astrofísicos $\ln\Lambda \sim 10 - 20$.

Tomando $v = (kT/m)^{1/2}$ el tiempo de colisión es:

$$t_c = \frac{m^{1/2}(kT)^{3/2}}{2\pi e^2 n \ln\Lambda} \quad (3.14)$$

Para colisiones entre electrones $t(e - e) \sim 0.266 \frac{T^{3/2}}{n_e \ln\Lambda} \text{seg}$

Para colisiones entre protones $t(p - p) \sim 11.4 \frac{T^{3/2}}{n_p \ln\Lambda} \text{seg}$

Para colisiones entre electrones y protones $t(e - p) \sim t(e - e)$

En las colisiones entre partículas de igual masa este tiempo es del orden del tiempo de equipartición, pero en el caso de las colisiones entre electrones y protones la energía transferida es aproximadamente igual a $m_e/m_p \simeq 1/1836$ de la energía cinética de una de las partículas interactuantes y se requieren muchas más colisiones para equiparar la energía.

La relación entre los tiempos de equipartición es:

$$t_E(p - e) : t_E(p - p) : t_E(e - p) = 1 : \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2} : \left(\frac{m_p}{m_e}\right) \quad (3.15)$$

Esto implica que los distintos tipos de partículas alcanzan el equilibrio en tiempos diferentes: primero los electrones, luego los iones y finalmente ocurre equipartición entre iones y electrones. Si no ha transcurrido suficiente tiempo para que esto último suceda, puede ser que cada tipo de partícula se caracterice por una temperatura diferente.

3.5 Ionización y recombinación

3.5.1 Cálculo global de ionización

Considérese una fuente de fotones envuelta por una nube de gas nebuloso. Las partículas de gas son ionizadas por estos fotones cuya energía es mayor a la del umbral de ionización. Una vez ionizadas, las partículas tienden a recombinarse con los electrones libres, y eventualmente se establece una etapa de equilibrio en la que el índice de ionización es igual al índice de recombinación para cada elemento.

En las cercanías de la fuente, la densidad de fotones ionizantes es mayor, por lo que el estado resultante de ionización del gas es alto. De haber suficiente materia nebulosa, todos los fotones ionizantes pueden ser absorbidos, produciendo una **nebulosa limitada por radiación**, de lo contrario, se tendría una **nebulosa limitada por densidad**.

El elemento más abundante (H o He en general, pero probablemente C, N, O cuando el material es pobre en Hidrógeno) es el que absorbe la mayoría de los fotones UV provenientes de la fuente de ionización, definiendo el tamaño de la región ionizada en el caso de una nebulosa limitada por radiación.

En una nebulosa limitada por radiación compuesta completamente por H, el número total de recombinaciones por unidad de tiempo balancea al número total de fotones que poseen una energía superior a los 13.6 eV emitidos por unidad de tiempo por la estrella, o durante la recombinación del estado base. Se tiene que:

$$Q(H^0) + \int n(H^+)n_e\epsilon\alpha_1(H, T_e)dV = \int n(H^+)n_e\epsilon\alpha_{tot}(H, T_e)dV \quad (3.16)$$

donde $Q(H^0)$ es el número total de fotones provenientes de la estrella con energía arriba de

los 13.6 eV emitidos por segundo; $n(\text{H}^+)$ es la densidad numérica de los iones de H, n_e es la densidad electrónica, ϵ es el factor de llenado del volumen del gas nebuloso; $\alpha_1(\text{H}, T_e)$ es el coeficiente de recombinación del estado base mientras que $\alpha_{tot}(\text{H}, T_e)$ es el coeficiente total de recombinación del H, ambos son inversamente proporcionales a la temperatura electrónica T_e . La integración se realiza sobre el volumen total de la nebulosa.

En el caso de una nebulosa con densidad constante cuyo factor de llenado es constante; el radio de la región ionizada, (radio de Strömngren) sería:

$$R_s = \left(\frac{3Q(\text{H}^0)}{4\pi\epsilon n_e^2 \alpha_B(\text{H}, T_e)} \right)^{1/3} \quad (3.17)$$

donde $\alpha_B(\text{H}, T_e)$ es el coeficiente de recombinación de los estados excitados del H (en esta ecuación, T_e representa el promedio de la temperatura electrónica de la nebulosa). El grosor de las regiones de transición entre las zonas ionizadas completamente y las regiones neutras es aproximadamente el camino libre medio de un fotón ionizante $d = 1/n(\text{H}^0)\alpha_\nu$, donde α_ν es la sección transversal de fotoionización del H en la frecuencia típica de los fotones que alcanzan el frente de ionización. Este grosor es mucho menor al tamaño de la nebulosa y justifica el concepto de la esfera de Strömngren. Existen algunos casos en los que la región de transición puede ser extendida, así como en medios difusos o cuando el campo de radiación de ionización contiene una cantidad grande de fotones de rayos X (que son absorbidos con menor eficiencia por el H).

Durante el proceso de recombinación las capturas de los niveles excitados decaen a niveles más bajos mediante transiciones radiativas. La luminosidad total de la línea $\text{H}\beta$ está dada por

$$L_{\text{H}\beta} = \int n(\text{H}^+)n_e\epsilon 4\pi j_{\text{H}\beta}(T_e)dV \quad (3.18)$$

donde $j_{H\beta}(T_e)$ es el coeficiente de emisión de $H\beta$ y es proporcional a $\alpha_B(H)$. Por lo tanto, la luminosidad total en $H\beta$ en las nebulosas ionizadas hasta el límite es una medida directa de $Q(H^0)$. A una temperatura $T_e = 10^4\text{K}$, está dada por:

$$L_{H\beta} = 4.8 \times 10^{-13} Q(H^0) \text{erg s}^{-1} \quad (3.19)$$

En el caso de una nebulosa limitada por densidad, aunque algunos fotones ionizantes escapen, $L_{(H\beta)}$ está dada por:

$$L_{H\beta} = 1.5 \times 10^{32} (T_e/10^4)^{-0.9} M_{neb} \langle n \rangle \text{erg s}^{-1} \quad (3.20)$$

donde M_{neb} es la masa de la nebulosa en unidades de masas solares y $\langle n \rangle$ está definida como:

$$\langle n \rangle = \int n^2 \epsilon dV / \int n \epsilon dV \quad (3.21)$$

asumiendo que en la nebulosa $n(H^+) = n_e = n(H) \equiv n$.

Así, en el caso de nebulosas limitadas por densidad, la luminosidad de $H\beta$ no indicará nada sobre $Q(H^0)$, a menos de que $Q(H^0)$ sea más grande que el valor requerido para obtener la luminosidad observada en $H\beta$. Para una masa total dada, $L_{H\beta}$ es mayor para las nebulosas más densas, puesto que las recombinaciones son más frecuentes.

Para una nebulosa compuesta por puro H, la masa máxima ionizable del gas para un valor dado de $Q(H^0)$, a $T_e = 10^4\text{K}$ es:

$$M_{ion} = 3.2 \times 10^{-45} Q(H^0) / \langle n \rangle M_{\odot} \quad (3.22)$$

El brillo superficial de un objeto es un parámetro importante desde el punto de vista observacional. De hecho para objetos extendidos, éste determina la detectabilidad o calidad del espectro. Un ejemplo ilustrativo, es el considerar el caso simple de una esfera homogénea y definir:

$$S_{H\beta} = F_{H\beta}/(\pi\theta^2) = L_{H\beta}/(4\pi^2 R_{neb}^2) \quad (3.23)$$

donde $F_{H\beta}$ es el flujo observado de H_{β} , θ es el radio angular de la nebulosa y R_{neb} es el radio físico. Con la ayuda de las ecuaciones anteriores, para el caso de una nebulosa acotada por radiación se obtiene:

$$S_{H\beta} \propto (Q(H^0)n^+\epsilon^2)^{1/3} \quad (3.24)$$

y para el caso de una nebulosa acotada por densidad:

$$S_{H\beta} \propto (M_{neb}n^5\epsilon^2)^{1/3} \quad (3.25)$$

Por lo tanto, los mejores datos podrán ser obtenidos para objetos de alta densidad y objetos con alta masa nebulosa (M_{neb}) ó $Q(H^0)$.

Una nebulosa **real** está compuesta usualmente por un 10% de He y aproximadamente un 0.1% de elementos pesados como el C, N, O Aunque el He sea diez veces menos abundante que el H, es la fuente dominante de absorción de fotones con energía mayor a 24.4 eV.

3.6 Estructura de ionización

A una distancia \mathbf{r} de la fuente de ionización, la densidad $n(X_i^j)$ y $n(X_i^{j+1})$ de los iones X_i^j y X_i^{j+1} están esquemáticamente descritos por la siguiente expresión:

$$n(X_i^j)Q(H^0)/r^2K = n(X_i^{j+1})n_e\alpha(X^j) \quad (3.26)$$

donde K es el factor tomando en cuenta la distribución de frecuencias del campo de radiación ionizante y la absorción de la sección transversal. Ciertamente, los iones X_i^{j+1} pueden existir sólo si el campo de radiación contiene fotones capaces de producir dichos iones, y el cociente $n(X_i^{j+1})/n(X_i^j)$ podrá ser mayor para una mayor temperatura efectiva de la fuente ionizante.

Integrando sobre el volumen nebuloso podemos ver si la estructura ionizada está gobernada por el valor del producto $Q(H^0)n_e^2$, una vez que la temperatura efectiva de la radiación ionizante se especifica. En otras palabras, una nebulosa con una densidad de $n = 10^4 \text{cm}^{-3}$ ionizada por una estrella con una temperatura de $T_* = 50,000\text{K}$ tendrá la misma estructura de ionización que la de una nebulosa con una densidad de $n = 10^2 \text{cm}^{-3}$ ionizada por cientos de estrellas.

El parámetro de ionización usualmente está definido por:

$$U = Q(H^0)/(4\pi R^2 n c) \quad (3.27)$$

donde R es el radio de Strömgen, o una distancia típica de la nube de gas a la estrella ionizante, y c es la velocidad de la luz. U es así directamente proporcional a $Q(H^0)n_e^2$ en el caso de una esfera con densidad constante y este parámetro describe la estructura de ionización.

Por otro lado, para dos nebulosas con densidad uniforme y ionizadas por una misma

estrella, la mayor ionización promedio ocurrirá para la más densa.

La presencia de líneas intensas de especies de baja ionización como [N II] $\lambda 6584$, [S II] $\lambda 6716$, $\lambda 6731$, [O I] $\lambda 6300$, también es considerado en la literatura como una señal de la presencia de choques. De hecho, los modelos de choques predicen que estas líneas son intensas, pero se debe tener en cuenta que los modelos de fotoionización también pueden producir líneas de baja ionización intensas. Por ejemplo, en el caso de la nebulosa que contiene regiones de baja ionización debido a la compresión del gas. O cuando las estrellas emiten fotones de altas energías, para la que la sección transversal es pequeña e induce sólo una zona caliente parcialmente ionizada.

3.7 Calentamiento y enfriamiento

Durante el proceso de fotoionización la absorción de un fotón da origen a un fotoelectrón. Éste compartirá su energía con los otros electrones presentes mediante colisiones elásticas, lo que hará que el gas se caliente.

En su mayoría, la energía ganada es resultado de la fotoionización de los átomos de H, sin embargo, la proveniente de la fotoionización del He hace una contribución significativa.

La energía total por unidad de volumen y tiempo a una distancia r de la fuente ionizante, está dada por:

$$G = n(\text{H}^0) \int_{h\nu_0}^{\infty} (4\pi J_{\nu}(r)/h\nu) a_{\nu}(\text{H}^0) (h\nu - h\nu_0) d h\nu \quad (3.28)$$

donde

$$4\pi J_{\nu}(r) = \pi F_{\nu}(r) = \pi F_{\nu}(0) (R_{*})^2 / r^2 e^{-\tau_{\nu}(r)} \quad (3.29)$$

Si el equilibrio de ionización se alcanzara en ese punto de la NP, se tendría que:

$$n(\text{H}^0) \int_{h\nu_0}^{\infty} (4\pi J_\nu(r)/h\nu) a_\nu(\text{H}^0) dh\nu = n(\text{H}^+) n_e \alpha_B(\text{H}) \quad (3.30)$$

Entonces, G puede escribirse como:

$$G = n(\text{H}^+) n_e \alpha_B(\text{H}) \langle E \rangle \quad (3.31)$$

donde

$$\langle E \rangle = \int_{h\nu_0}^{\infty} (4\pi J_\nu(r)/h\nu) a_\nu(\text{H}^0) (h\nu - h\nu_0) dh\nu / \int_{h\nu_0}^{\infty} (4\pi J_\nu(r)/h\nu) a_\nu(\text{H}^0) dh\nu \quad (3.32)$$

De este modo, $\langle E \rangle$ puede verse como el promedio de la energía ganada por fotoionización, el cual es independiente de \mathbf{r} . Esto puede mostrarse (Osterbrock 1989), cuando la fuente de ionización es un cuerpo negro de temperatura T_* , teniendo así que $\langle E \rangle \approx (3/2)\kappa T_*$. Entonces

$$G \propto n^2 T_* T_e^{-1} \quad (3.33)$$

La pérdida térmica en una NP ocurre a través de la recombinación, de la radiación libre - libre y de la emisión en líneas excitadas colisionalmente. El proceso dominante es la excitación de los iones de elementos pesados (la mayor contribución es la del O, seguida por la del C, N, Ne y S). Los potenciales de excitación de las líneas de H son muy altos, de modo que la excitación colisional del H^0 puede ser importante para una T_e alta.

Para la transición l del ión j del elemento X^i , en una simple aproximación de dos niveles y cuando esta excitación es seguida por una desexcitación radiativa, la tasa de

enfriamiento puede escribirse como:

$$L_{coll}^{ijl} = n_e n(X_i^j) q_{ijl} h\nu_{ijl} = 8.63 \times 10^{-6} n_e n(X_i^j) \Omega_{ijl} / \omega_{ijl} T_e^{-0.5} e^{(\chi_{ijl} / \kappa T_e)} h\nu_{ijl} \quad (3.34)$$

donde Ω_{ijl} es la fuerza colisional, ω_{ijl} es el peso estadístico del nivel superior, y χ_{ijl} la energía de excitación.

Si la densidad es suficientemente alta, podría darse la desexcitación colisional y el enfriamiento reduciría. En la aproximación de dos niveles se tiene que:

$$L_{coll}^{ijl} = n_e n(X_i^j) q_{ijl} h\nu_{ijl} (1 / (1 + n_e (q_{12} + q_{21}) / A_{21})) \quad (3.35)$$

Entonces, para una primera aproximación, se puede escribir que la T_e está dada por:

$$G = L = \sum_{ijl} L_{coll}^{ijl} \quad (3.36)$$

donde G está dada por la ecuación 3.32 y L_{coll}^{ijl} por la ecuación 3.35.

3.8 Condiciones físicas y abundancias químicas

3.8.1 Temperatura electrónica

Los iones [O III] y [N II] no poseen sólo un nivel metaestable 1D_2 del cual se originen las líneas nebulares, también poseen un nivel metaestable 1S_0 que decae a 1D_2 emitiendo las líneas aurales. Por ejemplo, los niveles 3P_2 , 3P_1 , y 3P_0 son los más bajos en la configuración base $2p^2$ del ión O^{++} . Sobre éstos se encuentra el nivel 1D_2 y aún más arriba, el nivel 1S_0 (**Figura 3.1**).

Los potenciales de excitación del estado base de estos niveles son de 2.5 eV y 5.3 eV respectivamente. La transición del nivel 1S_0 al nivel 1D_2 da origen a la línea prohibida $\lambda 4363 \text{ \AA}$ y este desciende del nivel 1D_2 a los niveles $^3P_{1,2}$ dando origen a las líneas 6548 y 6584. Obviamente, a medida que la temperatura electrónica de la nebulosa se incrementa, el número relativo de iones en el estado 1S_0 será comparable con el número en 1D_2 y consecuentemente las líneas $\lambda 4363 \text{ \AA}$ y $6583 + 6548$ también. En consecuencia, el problema es derivar una ecuación que maneje la relación de la temperatura electrónica (T_e) y el cociente de intensidades de las líneas $\lambda 4363 \text{ \AA}$ y $6548 + 6584$, esto es, en $E_{6548+6584}/E_{4363}$.

Considerando el problema en una forma extremadamente general tenemos que siendo n_1 , n_2 y n_3 las concentraciones de iones de O^{++} en los niveles 3P , 1D_2 y 1S_0 , respectivamente.

Tomando en cuenta las condiciones estacionarias para los niveles 1 y 2; las colisiones de electrones de primer tipo (\mathbf{b}_{ij}), colisiones de electrones de segundo tipo (\mathbf{a}_{ij}), y transiciones espontáneas \mathbf{A}_{ij} :

$$n_1(b_{12} + b_{13}) = n_2(A_{21} + a_{21}) + n_3(A_{31} + a_{31})$$

$$n_2(A_{21} + a_{21} + b_{23}) = n_1 b_{12} + n_3(A_{32} + a_{32}) \quad (3.37)$$

donde \mathbf{b}_{ij} es la probabilidad de transición inducida por una colisión de primer tipo, \mathbf{a}_{ij} es la probabilidad de transición a un estado más bajo en una colisión de segundo tipo, y \mathbf{A}_{ij} es el coeficiente de Einstein para una transición radiativa espontánea. De 3.37 encontramos que

$$\frac{n_2}{n_3} = \frac{b_{12}(A_{31} + a_{31}) + (b_{12} + b_{13})(A_{32} + a_{32})}{b_{12}(b_{12} + b_{13}) + b_{13}(A_{21} + a_{21})} \quad (3.38)$$

Los coeficientes b_{ij} y a_{ij} están descritos por

$$b_{ij} = \frac{\omega_i}{\omega_j} a_{ij} e^{-(\epsilon_i - \epsilon_j)/kT_e} \quad (3.39)$$

$$a_{ij} = 8.54 \times 10^{-6} \frac{\Omega(j, i)}{\omega_i T_e^{1/2}} n_e \quad (3.40)$$

donde Ω_{ijl} es la fuerza colisional y ω_i es el peso estadístico del i -ésimo nivel.

Para las intensidades de las líneas 6548 + 6584 y $\lambda 4363 \text{ \AA}$, tenemos

$$E_{6548+6584} = n_2 h [A(^1D_2 \rightarrow ^3P_2)\nu_{6548} + A(^1D_2 \rightarrow ^3P_1)\nu_{26584}] = n_2 A_{21} h \nu_{12}$$

$$E_{4363} = n_3 A_{32} h \nu_{23} \quad (3.41)$$

donde ν_{6548} , ν_{6584} y ν_{23} son las frecuencias de las líneas 6548, 6584 y $\lambda 4363 \text{ \AA}$ respectivamente. Los valores de A_{ij} y Ω_{ijl} se encuentran mediante cálculos de mecánica cuántica que constantemente son refinados. En la tabla 1.i se muestran algunos de estos valores.

	$A_{21}(s^{-1})$	$A_{31}(s^{-1})$	$A_{32}(s^{-1})$	$\Omega(1, 2)$	$\Omega(1, 3)$	$\Omega(2, 3)$	$\epsilon_{21}(eV)$	$\epsilon_{31}(eV)$
O I	9.1×10^{-3}	0.078	1.28	—	—	—	1.96	2.22
O II	9.72×10^{-5}	0.048	1.102	1.28	0.58	2.12	3.32	1.69
O III	2.80×10^{-2}	0.230	1.60	1.59	0.22	0.64	2.49	2.84
N I	1.04×10^{-5}	5.4×10^{-3}	0.079	—	—	—	2.38	1.19
N II	4.0×10^{-3}	0.034	1.08	2.39	0.223	0.46	1.89	2.15
Ne III	0.026	2.21	2.80	0.76	0.077	0.27	3.19	3.71
Ne IV	2.59×10^{-3}	1.06	0.727	0.68	0.23	3.51	5.12	2.62
Ne V	0.521	4.12	2.60	0.84	0.16	0.53	3.64	4.17
S II	1.07×10^{-3}	0.26	0.44	2.02	0.383	12.7	1.84	1.20

Tabla 3.i.: Valores para A_{ij} , Ω_{ijl} y ϵ_{ij} (tomado de Gurzadyan, G. A., 1969)

De 3.37 y 3.40 tenemos que

$$\frac{E_{6548+6584}}{E_{4363}} = F(n_e, T_e) e^{33000/T_e} \quad (3.42)$$

donde

$$F(n_e, T_e) = 0.0753 \frac{1 + 2.67 \times 10^5 T_e^{1/2}/n_e + (0.04 + 1.27 \times 10^4 T_e^{1/2}/n_e) e^{-33000/T_e}}{1 + 2.30 \times 10^3 T_e^{1/2}/n_e + 0.09 e^{-33000/T_e}} \quad (3.43)$$

Para una NP, usualmente se tiene una densidad electrónica $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, y una temperatura electrónica $T_e \sim 10^4 \text{ K}$. Entonces de 3.37 y 3.42

$$\frac{E_{6548+6584}}{E_{4363}} = 0.0753 \frac{1 + 2.67 \times 10^5 T_e^{1/2}/n_e e^{33000/T_e}}{1 + 2.30 \times 10^3 T_e^{1/2}/n_e} \quad (3.44)$$

Esta fórmula puede simplificarse aún más si se toma $n_e=0$, lo cual es permisible para valores de densidad electrónica pequeños en una NP ($n_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$). Entonces de 3.43 encontramos que $F(0, T_e)=8.74$ y la fórmula 3.41 toma la forma

$$\frac{E_{6548+6584}}{E_{4363}} = 8.74 e^{33000/T_e} \quad (3.45)$$

Entonces, para los valores pequeños de n_e se tiene en la fórmula 3.44 la posibilidad de calcular la T_e únicamente mediante el cociente $E_{6548+6584}/E_{4363}$ obtenido de las observaciones.

La temperatura electrónica también se puede encontrar mediante las intensidades relativas de las líneas prohibidas del N una vez ionizado, $E_{6548}+E_{6584}/E_{5755}$. La relación correspondiente a la ecuación 3.43 se calcula exactamente de la misma forma que en el caso anterior. Entonces se tiene que

$$\frac{E_{6548} + E_{6584}}{E_{5755}} = 1.625 \times 10^{-2} \frac{1 + 1.94 \times 10^5 T_e^{1/2}}{1.03 + 3.32 \times 10^2 T_e^{1/2} / n_e} e^{25000/T_e} \quad (3.46)$$

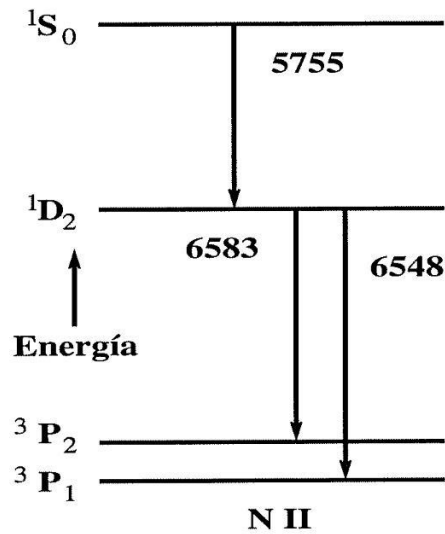
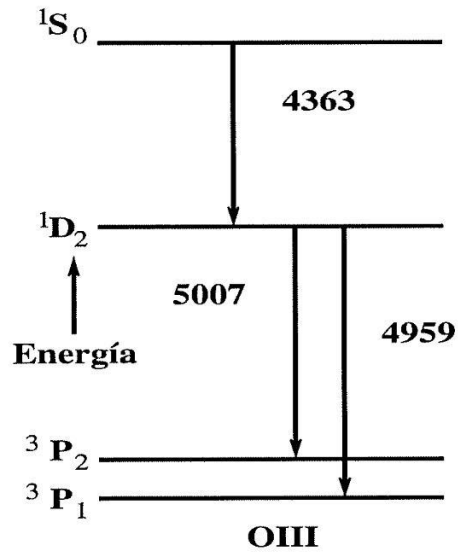


Figura 3.1: Diagrama de energía del [O III] y del [N II]

3.8.2 Densidad electrónica

Esta propiedad física se determina comparando las intensidades de dos líneas del mismo ion emitidas por diferentes niveles con energías de excitación similares, entonces, las tasas relativas de excitación de los dos niveles sólo dependen de los cocientes de las fuerzas de colisión Ω_{ijl} .

Si los dos niveles tienen diferentes probabilidades de transición radiativa o diferentes tasas de desexcitación colisional, entonces, las probabilidades relativas de los dos niveles dependerán de la densidad y se verá reflejado en el cociente de intensidades de las líneas. Tal es el caso de las líneas de [O II] $\lambda 3729$ y $\lambda 3726$, así como las líneas de azufre [S II] $\lambda 6716$ y $\lambda 6731$ (**Figura 3.2**). Al tener una relación teórica entre E_{3729}/E_{3726} ó E_{6731}/E_{6717} , la densidad electrónica (n_e) y la temperatura electrónica (T_e), es posible estimar la concentración de electrones (n_e), si se conoce el cociente de intensidades (según el caso) y la temperatura electrónica (T_e), lo cual se consigue a través de las observaciones. Este método fue desarrollado por **Seaton (1954)**, quien realizó los cálculos necesarios para determinar la sección transversal efectiva para las colisiones atómicas. En su versión final, este cociente tiene la forma

$$\frac{E_{3729}}{E_{3726}} = 1.5 \frac{1 + 3.26x}{(1.02 + 10.4 + 4.0e^{-19500/T_e})x} \quad (3.47)$$

o aproximadamente, para una temperatura electrónica (T_e) $\sim 10\,000$ °K,

$$\frac{E_{3729}}{E_{3726}} = 1.5 \frac{1 + 3.26x}{1.02 + 10.5x} \quad (3.48)$$

donde

$$x = 10^{-2} \frac{n_e}{T_e^{1/2}} \quad (3.49)$$

Para el [O II], en el límite de baja densidad $n_e \rightarrow 0$, cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón y, el cociente de intensidades está dado por:

$$\frac{E_{3729}}{E_{3726}} \rightarrow 1.47 \quad (3.50)$$

En el límite de alta densidad $n_e \rightarrow \infty$, dominan las excitaciones colisionales y desexcitaciones, estableciéndose un cociente de poblaciones de Boltzmann y, el cociente de intensidades estará dado por:

$$\frac{E_{3729}}{E_{3726}} \rightarrow 0.45 \quad (3.51)$$

Para el [S II] (**Figura 3.3**), el cociente de intensidades puede expresarse como

$$\frac{E_{6731}}{E_{6717}} = 1.5 \frac{1 + 0.35x}{1 + 0.96x} \quad (3.52)$$

donde **T** está en unidades de 10^4 K.

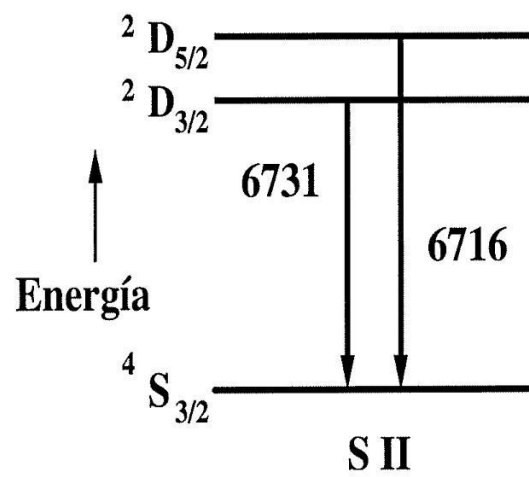
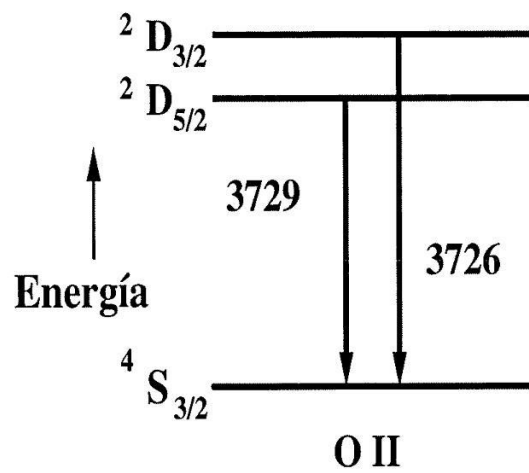


Figura 3.2: Diagramas de energía del [O II] y del [S II]

Diagrama de diagnóstico

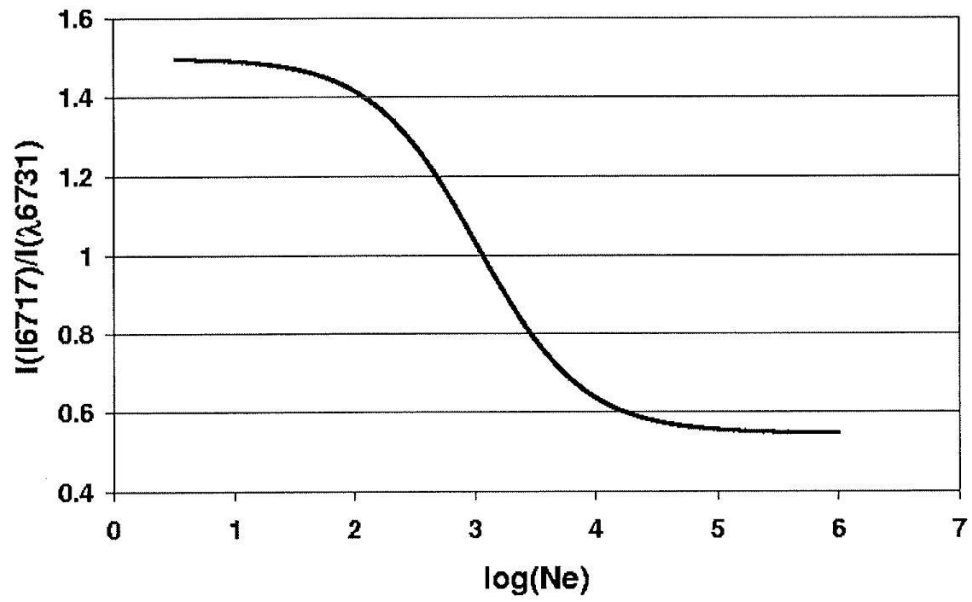


Figura 3.3: Diagrama de diagnóstico para las líneas de [SII]

3.8.3 Abundancias químicas

El análisis del enriquecimiento químico del gas ionizado nos permite determinar el procesamiento nuclear que ha tenido lugar en el interior estelar así como su posterior contribución a la evolución química de la Galaxia.

A continuación se enlistan las ecuaciones mediante las cuales se obtienen las abundancias por número de los elementos más comunes en NPs (Stasinska, 2002).

□ NITRÓGENO:

Si es posible obtener un espectro UV para la NP, y en este se observan todos los estados de ionización del nitrógeno, entonces N/H se obtiene directamente con la suma de todos los estados ionizados. Sin embargo, si en el espectro UV el N^{2+} no está disponible, entonces usualmente se asume que su abundancia está determinada por N^+ y N^{3+} . Si sólo es posible disponer del espectro óptico, el único estado de ionización que se puede observar es el N^+ , entonces tenemos que para la abundancia de N es

$$A(N) = ICF(N)N^+/H^+ \quad (3.53)$$

en donde el factor de corrección por ionización (ICF) de estado está dado por

$$ICF(N) = O/O^+ \quad (3.54)$$

□ OXÍGENO:

Si es posible observar los iones de O^+ , O^{+2} y O^{+3} y está presente el de N^{4+} , entonces el O^{4+} se corrige de la siguiente manera:

$$f(O^{4+}) = 0.95 f(N^{4+}) \quad (3.55)$$

$$f(N^{4+}) = \frac{N^{4+}}{N^+ + N^{2+} + N^{3+} + N^{4+}} \quad (3.56)$$

$$ICF(O) = \frac{1}{1 - 0.95 f(N^{4+})} \quad (3.57)$$

$$A(O) = ICF(O)(O^+ + O^{2+} + O^{3+})/H^+ \quad (3.58)$$

La ecuación 3.58 ha sido derivada empíricamente por el WBCM, usando los resultados de diez modelos de fotoionización. Si es posible observar los iones de O^+ , O^{2+} y O^{3+} pero no el de N^{4+} , entonces la abundancia del oxígeno es la suma de los tres estados de ionización. Si el O^{3+} no se ve pero el N^{4+} sí, entonces tanto el O^{3+} y O^{4+} deben corregirse por:

$$ICF(O) = \frac{N^+ + N^{2+} + N^{3+} + N^{4+}}{N^+ + N^{2+}} \quad (3.59)$$

y la abundancia total de O es

$$A(O) = ICF(O)(O^+ + O^{2+})/H^+ \quad (3.60)$$

Para los casos en los que sólo se observan las líneas de O^+ y O^{2+} (por ejemplo en un espectro óptico), los estados de ionización altos se corrigen de la siguiente forma

$$ICF(O) = \left(\frac{He^+ + He^{2+}}{He^+} \right)^{2/3} \quad (3.61)$$

$$A(O) = ICF(O)(O^+ + O^{2+})/H^+ \quad (3.62)$$

□ **CARBONO:**

El ICF para el carbono tiene muchos casos. Si no se presenta el C^{4+} (indicado por la escasez de He^{2+}), y todos los otros estados de ionización pueden observarse, la abundancia total es sólo la suma de todos éstos. Si las líneas de C_{II} no se observan, la abundancia de C^+ debe corregirse por:

$$ICF(O) = \frac{O^+ + O^{2+}}{O^{2+}} \quad (3.63)$$

$$A(C) = ICF(C)(C^{2+} + C^{3+})/H^+ \quad (3.64)$$

Para el caso en el que no se observe C^{4+} , pero el C^{2+} y el O^{2+} sí, entonces el C^{3+} debe corregirse de la siguiente manera:

$$ICF(C) = \frac{A(O)}{O^{2+}/H^+} \quad (3.65)$$

En NPs de alta excitación, en donde se observan tanto N^{4+} como He^{2+} , el C^{4+} está presente y se debe corregir. Existen dos casos de $ICF(C)$, los cuales se utilizan dependiendo del grado de excitación de la NP.

$$f(N^{4+}) = \frac{N^{4+}}{N^+ + N^{2+} + N^{3+} + N^{4+}} \quad (3.66)$$

$$ICF(C) = \frac{1}{1 - 2.7f(N^{4+})}, \text{ cuando } ICF(C) < 5 \quad (3.67)$$

Para NPs de muy alta excitación, $ICF(C) > 5$, y una cantidad significativa se encuentra en C^{4+} , entonces tenemos que

$$f(N^{4+}) = f(C^{4+}) \quad (3.68)$$

$$ICF(C) = \frac{N^+ + N^{2+} + N^{3+} + N^{4+}}{N^+ + N^{2+} + N^{3+}} \quad (3.69)$$

$$A(C) = ICF(C)(C^+ + C^{2+} + C^{3+})/H^+ \quad (3.70)$$

Para NPs lo suficientemente calientes para contener He^{2+} , pero no N^{4+} , se utiliza la siguiente expresión para corregir el C^{4+} :

$$ICF(C) = \left(\frac{He^+ + He^{2+}}{He^+} \right)^{1/3} \quad (3.71)$$

$$A(C) = ICF(C)(C^+ + C^{2+} + C^{3+})/H^+ \quad (3.72)$$

Cuando el C^{4+} se hace presente y el C^+ no se observa, se asume que $C^+/C = N^+/N$, por lo tanto:

$$ICF(C) = \frac{1}{1 - f(N^+) - 2.7f(N^{4+})}, \text{ cuando } ICF(C) < 5 \quad (3.73)$$

$$ICF(C) = \frac{N^+ + N^{2+} + N^{3+} + N^{4+}}{N^{2+} + N^{3+}}, \text{ cuando } ICF(C) < 5 \quad (3.74)$$

$$A(C) = ICF(C)(C^{2+} + C^{3+})/H^+ \quad (3.75)$$

Finalmente, en el caso en el que no se observen el N^{3+} o el N^{4+} , el $ICF(C)$ está basado sólo en los flujos ópticos:

$$ICF(C) = \left(\frac{O^+ + O^{2+}}{O^{2+}} \right) \left(\frac{He^+ + He^{2+}}{He^+} \right)^{1/3} \quad (3.76)$$

$$A(C) = ICF(C)(C^+ + C^{2+} + C^{3+})/H^+ \quad (3.77)$$

□ NEÓN:

Si todos los estados de ionización son observados, la abundancia total es la suma de todos los estados de ionización. La contribución del Ne^+ se considera como insignificante en todos los casos. Cuando las líneas de $Ne\ IV$ no se ven (son muy débiles en el óptico) tenemos :

$$A(Ne) = 1.5(Ne^{2+} + Ne^{4+})/He^+ \quad (3.78)$$

Si sólo se observa el Ne^{2+} :

$$ICF(Ne) = \frac{A(O)}{O^{2+}} \quad (3.79)$$

$$A(Ne) = ICF(Ne)Ne^{2+}/H^+ \quad (3.80)$$

□ ARGÓN:

Las líneas de $Ar\ II$ no se observan ni en el óptico ni en el UV. Se asume que

$$f(Ar^+) = f(N^+), \text{ entonces} \quad (3.81)$$

$$ICF(Ar) = \frac{1}{1 - f(N^+)} \quad (3.82)$$

$$A(\text{Ar}) = \text{ICF}(\text{Ar})(\text{Ar}^{2+} + \text{Ar}^{3+} + \text{Ar}^{4+})/\text{H}^+ \quad (3.83)$$

Para los casos en los que sólo se observa el Ar^{2+} , el $\text{ICF}(\text{Ar})$ se obtuvo usando el cociente Ar^{2+}/Ar derivado de una muestra de 28 NPs, usando la ecuación 35 y 36, donde $\text{Ar}^{2+}/\text{Ar} = 1.873 \pm 0.41$. Por lo tanto:

$$\text{ICF}(\text{Ar}) = 1.87 \quad (3.84)$$

$$A(\text{Ar}) = \text{ICF}(\text{Ar})\text{Ar}^{2+} \quad (3.85)$$

Para los casos extraños en los que el Ar^{3+} es el único estado de ionización observado, para poder corregir los otros estados, el $\text{ICF}(\text{Ar})$ está basado en la similitud de los potenciales de ionización para el Ar^{3+} y el Ne^{2+} :

$$\text{ICF}(\text{Ar}) = \frac{\text{Ne}}{\text{Ne}^{2+}} \quad (3.86)$$

$$A(\text{Ar}) = \text{ICF}(\text{Ar})\text{Ar}^{3+}/\text{H}^+ \quad (3.87)$$

□ AZUFRE:

La abundancia total de azufre generalmente es incierta, debido a que usualmente sólo son observados restos de los estados de ionización. $[\text{S III}] \lambda 6312 \text{ \AA}$ surge de una transición auroral, por lo que es particularmente sensible a la temperatura. Cuando sólo las líneas de S II son observadas, la abundancia total es particularmente incierta.

$$\text{ICF}(\text{S}) = \left[1 - \left(1 - \frac{\text{O}^+}{\text{O}} \right)^3 \right]^{-1/3} \quad (3.88)$$

$$A(S) = ICF(S)(S^+ + S^{2+})/H^+ \quad (3.89)$$

La ecuación anterior es válida cuando es posible observar tanto el S^+ como el S^{2+} . Para los casos en los que el S^+ es observado pero S^{2+} no, es posible calcular el cociente S^{2+}/S^+ de la siguiente manera

$$\frac{S^{2+}}{S^+} = 4.677 + \left(\frac{O^{2+}}{O^+} \right) 0.433 \quad (3.90)$$

De aquí se puede estimar el S^{2+} cuando sólo es posible observar el S^+ .

3.9 NPs de tipo I

Según Peimbert y Torres-Peimbert (1983) las abundancias químicas de las NPs de tipo I (en su mayoría de morfología bipolar) cumplen con las siguientes condiciones:

- $N/O \geq 0.5$
- $He/H \geq 0.125$

Por otra parte, Kingsburgh y Barlow (1994) definen a las NPs de tipo I, como aquellas que ya han experimentado la conversión de carbono a nitrógeno y cuyas abundancias químicas satisfacen la condición $N/O \geq 0.8$, lo cual implica que la abundancia de nitrógeno en dichos objetos excede la abundancia total de $C + N$ de las Regiones HII en la misma galaxia.

En la **Tabla 3.ii.** se presentan los valores promedio de las abundancias químicas por número (relativas al hidrógeno) del C, N, O, Ne, Ar y S, para NPs que no son de Tipo

I, para NPs que son de Tipo I, así como también para regiones HII y el Sol. Los cocientes He/H son por número y las abundancias para el O, N y C son por número en escala logarítmica donde $H=12$.

Cociente	NPs	NPs que no son de Tipo I	NPs de Tipo I	Regiones HII	Sol
He/H	0.115 ± 0.022	0.112 ± 0.015	0.129 ± 0.037	0.100 ± 0.010	0.098 ± 0.008
O/H	8.68 ± 0.15	8.69 ± 0.15	8.65 ± 0.15	8.70 ± 0.25	8.93 ± 0.035
N/H	8.35 ± 0.25	8.14 ± 0.20	8.72 ± 0.15	7.57 ± 0.33	8.00 ± 0.05
C/H	8.74 ± 0.30	8.81 ± 0.30	8.48 ± 0.30	8.46 ± 0.20	8.600.05
Ne/H	8.09 ± 0.15	8.10 ± 0.15	8.09 ± 0.15	7.90 ± 0.17	8.09 ± 0.10
Ar/H	6.39 ± 0.30	6.38 ± 0.30	6.42 ± 0.30	6.42	—
S/H	6.92 ± 0.30	6.91 ± 0.30	6.91 ± 0.30	7.06	7.24

Tabla 3.ii.: Abundancias químicas promedio para NPs, regiones HII y el Sol (tomada de Kingsburgh, et al. 1994)

Capítulo 4

Metodología

4.1 Estudios previos

En la actualidad, de los 1143 objetos reconocidos como NPs, sólo unos pocos han sido clasificados formalmente como NPs con SP. En la **Tabla 4.i.** se muestran los datos de algunas NPs con SP.

A pesar de que la simetría puntual se detecta cada vez con mayor frecuencia en NPs, son pocos los estudios que se han realizado en aspectos tan importantes como las condiciones físicas y químicas de estos objetos, en particular de las condensaciones simétricas (e. g. Balick et al. 1993, GVL99, Vázquez et al., 1998, 2002).

El objetivo general de este trabajo de tesis es aportar información original que contribuya al entendimiento del fenómeno de la simetría puntual en NPs, encontrando las condiciones físicas en regiones particulares de una muestra de NPs que poseen SP, haciendo una descripción física completa de cada objeto basada en observaciones propias y en datos de la literatura. También se realizará una correlación mediante estudios comparativos con otras NPs similares.

NOMBRE	PN G	α_{2000} (hms)	δ_{2000} (o'')	REFERENCIA
J 320	190.3 - 17.7	05 05 34	+10 42 23	Schwarz et al. (1992)
A 14	197.8 - 03.3	06 11 27	+11 48 01	Manchado et al. (1996)
M 3-1	242.6 - 11.6	07 02 49	-31 35 26	Stanghellini et al. (1993)
M 1-16	226.8 + 5.63	07 37 19	-09 38 49	Schwarz (1992)
NGC 2440	234.84 + 02.42	07 41 55	-18 12 33	López et al. (1998)
K 1-2	253.53 + 10.78	08 57 46	-28 57 39	Corradi et al. (2000)
MyCn 18	307.5 - 04.9	13 39 35	-67 22 51	Bryce et al. (1997)
NGC 6309	009.6 + 14.8	14 17 04	-12 54 30	Stanghellini et al. (1993)
He 2-141	325.5 - 04.0	15 59 08	-58 23 50	Schwarz et al. (1992)
IC 4593	025.33 + 40.84	16 11 44	+12 04 17	Schwarz et al. (1992)
NGC 6210	043.11 + 37.76	16 44 29	+23 47 60	Philips et al. (1996)
He 2-186	336.3 - 05.6	16 59 35	-51 42 05	Schwarz et al. (1992)
IC 4634	000.3 + 12.2	17 01 34	-21 49 31	Schwarz et al. (1992)
He 3-1475	9.36 + 5.78	17 45 14	-17 56 47	Riera et al. (1995)
NGC 6543	096.4 + 29.9	17 58 33	+66 37 59	Miranda y Solf (1992)
NGC 6572	034.62 + 11.85	18 12 06	+06 51 13	Miranda et al. (1999)
PC 19	032.1 + 07.0	18 24 38	+02 29 20	Manchado et al. (1996)
M 2-46	024.8 - 02.7	18 46 31	-08 28 11	Manchado et al. (1996)
Pe 1-17	024.3 - 03.3	18 47 48	-09 09 06	Manchado et al. (1996)
K 3-24	048.74 + 2.40	19 12 06	+15 09 04	Manchado et al. (1996)
He 2-429	048.7 + 01.9	19 13 38	+14 59 18	Manchado et al. (1996)
He 1-1	055.3 + 02.7	19 23 47	+21 06 40	Manchado et al. (1996)
K 3-35	056.10 + 2.09	19 27 44	+21 30 05	Miranda et al. (2000)
K 3-36	044.3 - 05.6	19 32 39	-07 27 54	Manchado et al. (1996)
Me 1-1	052.5 - 02.9	19 39 10	+15 56 48	Manchado et al. (1996)
M 1-75	068.86 - 0.04	20 04 44	+31 27 24	Manchado et al. (1996)
NGC 6826	083.5 12.7	19 44 48	+50 31 30	Górny et al. (1997)
NGC 6884	082.14 + 07.09	20 10 24	+46 27 41	Miranda et al. (1999)
NGC 7009	037.7 - 34.5	21 04 11	-11 21 50	Stanghellini et al. (1993)
KjPn 8	112.5 - 00.1	23 24 10	+60 57 29	López et al. (1995)

Tabla 4.i.: Algunos objetos clasificados formalmente como NPs con SP

4.2 La muestra

Los objetos a estudiar corresponden a la muestra cuya cinemática fue estudiada por Guerrero, Vázquez y López (1999): He 1-1, He 2-429, PC 19, Pe 1-17. En las siguientes subsecciones se presentan los datos generales de estas cuatro NPs.

4.2.1 He 1-1

En la **Tabla 4.ii.** se presentan los datos generales de la NP He 1-1.

α (h m s)	19 23 46.7
δ (° ' ")	21 06 39
b	2.70
l	55.3
Tamaño angular (")	9.5×7.1, óptico 5.4, radio 8.0
Descubridor	Henize (1961)
Otros Nombres	IRAS 19216+2100, PK 55+2

Tabla 4.ii.: Información General sobre He 1-1

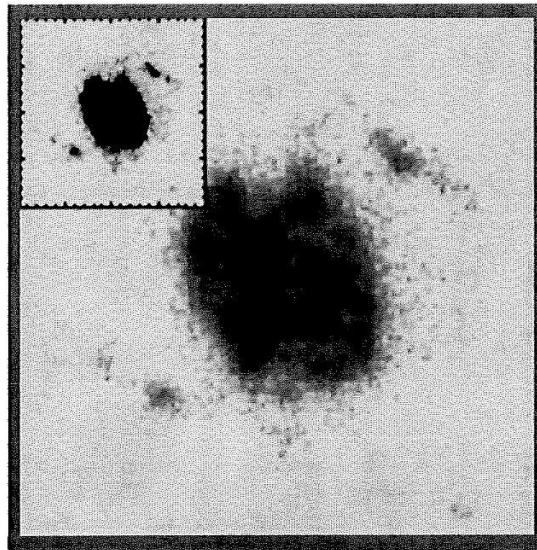


Figura 4.1: NP He 1-1
(adaptada de GVL99)

Su estrella central posee una temperatura efectiva de $T_{ef}=1.65 \times 10^5$ °K (Samland et al. 1992). La parte interna de esta NP es de forma elíptica y posee dos máximos que definen un toroide casi alineado con el eje mayor . En la parte externa de la estructura se observan varios pares de condensaciones con SP (**Figura 4.1**) . La velocidad heliocéntrica de expansión del anillo interno aumenta con el ángulo de posición, desde $+33\text{km s}^{-1}$ hasta

+47 km s⁻¹. Las velocidades heliocéntricas de los pares de condensaciones más intensas son +11 km s⁻¹ y -5 km s⁻¹ en el NW, y -76 km s⁻¹ y -68 km s⁻¹ en el SE (GVL97). Con estos resultados se concluyó que existe un flujo bipolar; en él las condensaciones con SP conservan la velocidad del cascarón externo del cual emergen.

4.2.2 He 2-429

En la **Tabla 4.iii.** se presentan los datos generales de la NP He 2-429.

α (h m s)	19 13 37.9
δ (° ' ")	14 59 29
b	1.90
l	48.7
Tamaño angular (")	10.6×9.2, óptico 4.2
Descubridor	Henize (1964)
Otros Nombres	IRAS 19113+1454, PK 48+1.1

Tabla 4.iii.: Información General sobre He 2-429

Esta NP está clasificada como elíptica con *ansae*, los cuales poseen Simetría Puntual. Su núcleo es una estrella WC 4-5 (Tylenda, Acker y Stenholm 1993). El eje mayor del elipsoide tiene orientación E-W. Posee dos máximos de emisión, los cuales se encuentran en lados opuestos del centro geométrico de la NP y coinciden con el abrillantamiento al limbo que se espera en un cascarón elíptico cuyo eje se encuentra sobre el plano del cielo. A ambos lados del cuerpo principal de la NP, sobre su eje mayor, sobresalen dos filamentos con SP que se extienden $\sim 2''$ hacia afuera (**Figura 4.2**).

Según los estudios cinemáticos realizados por Guerrero, Vázquez y López (1999), en donde observaron dos posiciones de rendija (PA 0° y PA +270°), la separación de las componentes de velocidad decrece desde el centro hacia afuera, convergiendo en una velocidad sistemática de +30 km s⁻¹. También se encontró que los dos filamentos con

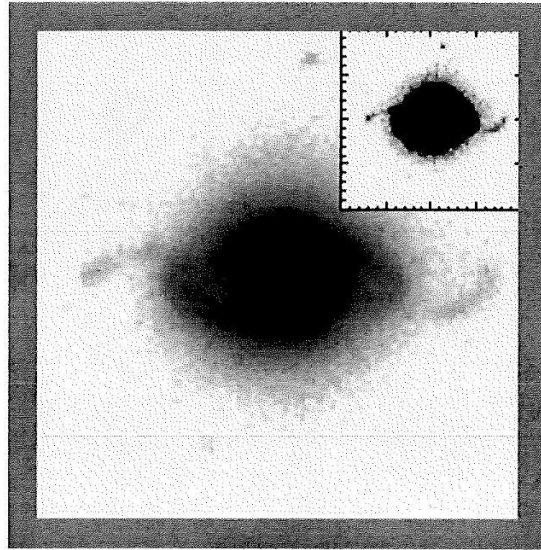


Figura 4.2: NP He 2-429
(adaptada de GVL99)

SP son débiles pero identificables y que el del lado E posee velocidades positivas que se incrementan hacia afuera. Las velocidades heliocéntricas de los filamentos con SP, según el mismo estudio, tienen valores similares al de la velocidad sistemática, siendo de $+26 \text{ km s}^{-1}$ (E) y $+32 \text{ km s}^{-1}$ (W).

4.2.3 PC 19

En la **Tabla 4.iv.** se presentan los datos generales de la NP PC 19.

α ($^h m s$)	18 24 44.46
δ ($^{\circ} ''$)	02 29 27.5
b	7.00
l	32.1
Tamaño angular ($''$)	12.1×10.9
Descubridor	Peimbert, Costero (1961)
Otros Nombres	IRAS 18221+0227, PK 32+7.2

Tabla 4.iv.: Información General sobre PC 19

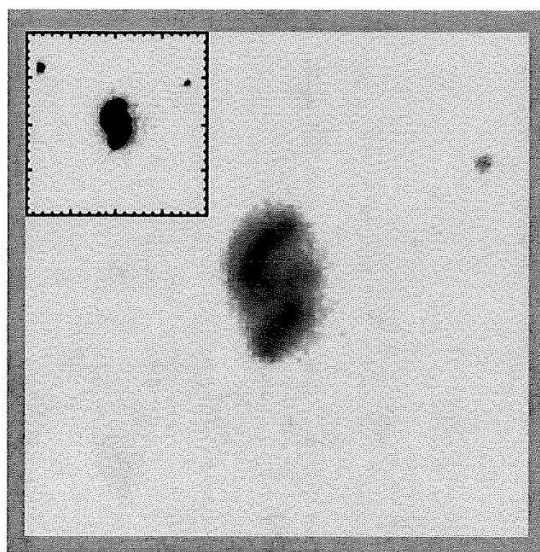


Figura 4.3: NP PC 19
(adaptada de GVL99)

Esta NP fue clasificada como semiestelar por Peimbert y Costero (1961). Posee una densidad electrónica de $9.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ y su clase de excitación es 5 (Cuisinier, Acker y Köpen, 1996). En su interior se encuentran un par de filamentos con forma de arco que emergen del núcleo que no se extienden más allá del cuerpo principal de la NP (Figura 4.3). Las velocidades de expansión van aumentando hacia las regiones externas de los filamentos, desde 30 km s^{-1} hasta 35 km s^{-1} . La velocidad sistemática heliocéntrica es $V_{HEL} = -10 \text{ km s}^{-1}$ (GVL99).

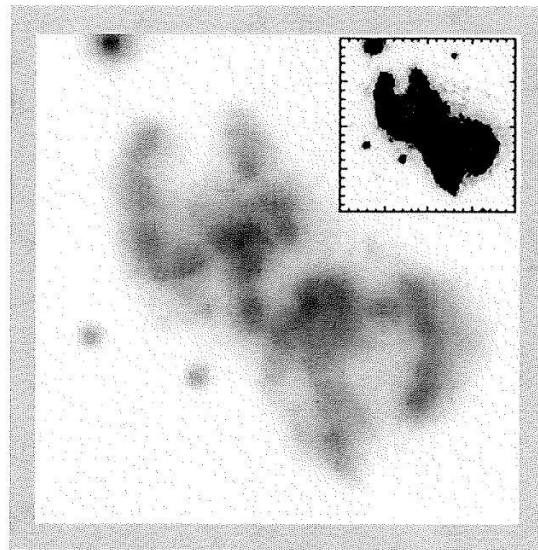
4.2.4 Pe 1-17

En la **Tabla 4.v.** se presentan los datos generales de la NP Pe 1-17.

La morfología de esta NP es realmente difícil de interpretar de una manera sencilla. Posee varias condensaciones, de las cuales las dos centrales están dispuestas simétricamente con respecto al centro geométrico de la NP. Es un objeto de alta excitación (clase 7, Köpper, Acker y Stenholm, 1991). La estrella central de la NP no ha sido detectada,

α (h m s)	18 47 48
δ (° ' ")	-09 09 08
b	-3.30
l	24.3
Tamaño angular (")	17.0×12.0, óptico 5.00
Descubridor	Perek (1960)
Otros Nombres	IRAS 18459-0912, PK 24-3.1

Tabla 4.v.: Información General sobre Pe 1-17

Figura 4.4: NP Pe 1-17
(adaptada de GVL99)

así que su posición sólo puede suponerse en algún punto cercano al centro de la estructura (**Figura 4.4**). Las dos condensaciones centrales se expanden a $\approx +24 \text{ km s}^{-1}$ una con respecto de la otra. La condensación del NE posee una $V_{HEL} = +32 \text{ km s}^{-1}$, mientras que la del SW presenta una componente dominante con una $V_{HEL} = -16 \text{ km s}^{-1}$ y otra más débil con una $V_{HEL} = +40 \text{ km s}^{-1}$. La cinemática de la región central es la de un cascarón elongado en expansión con dos condensaciones brillantes también en expansión. La velocidad heliocéntrica de las puntas es de $+8 \text{ km s}^{-1}$ en el NE y de $+19 \text{ km s}^{-1}$ en el SW. En los codos de estos filamentos en forma de brazo, se han encontrado contrastes de

velocidad (GVL99).

4.3 La técnica

4.3.1 Espectroscopía

La espectroscopía es una herramienta muy importante para la Astronomía y consiste en el estudio detallado de la luz descompuesta en sus colores. La aplicación astronómica del análisis espectral abrió el camino de la Astrofísica y sigue siendo uno de los métodos más importantes y utilizados.

Los espectrómetros son instrumentos que dispersan la luz, de forma que el ángulo de dispersión depende de la longitud de onda, creando lo que se denomina un espectro. Un espectro es el conjunto de colores recogidos generalmente en una pantalla, los cuales resultan de la dispersión de luz policromática a través de un prisma; éstos contienen líneas de absorción o emisión las cuales nos permiten identificar átomos y moléculas.

Una línea de emisión tiene lugar cuando un electrón en un átomo desciende de un nivel de energía alto a uno más bajo, proceso en el cual el electrón pierde energía en forma de luz. Una línea de absorción tiene lugar cuando un electrón pasa de un nivel de energía inferior a uno superior, proceso en el cual el electrón absorbe energía.

Cada átomo tiene una distribución única de niveles de energía de sus electrones y puede, por tanto, emitir o absorber luz con determinadas longitudes de onda. Es por eso que la localización de las líneas espectrales es única para cada átomo.

Existen tres tipos de espectros: continuo, de emisión y de absorción.

Espectro continuo: El espectro continuo (**Figura 4.5**), denominado térmico o de cuerpo negro, proviene de un objeto caliente, es decir, que tenga una temperatura distinta de cero absoluto (-273 grados Celsius). Un ejemplo de espectro continuo es el que

co-rresponde a luz dispersada que aparece en una banda continua con algo de radiación a todas las longitudes de onda y un máximo de la emisión que tiene que ver con la temperatura ($\lambda_{máx} T=0.29 \text{ cm K}$; Ley de desplazamiento de Wine).

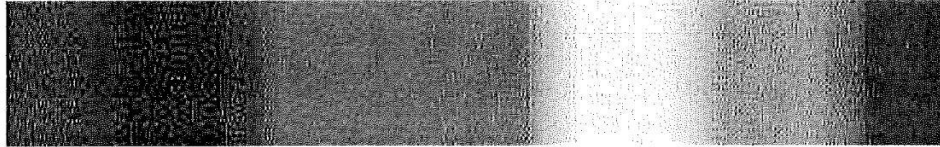


Figura 4.5: Espectro Continuo

Espectro de absorción: Los espectros de absorción (**Figura 4.6**) se ven en estrellas, planetas con atmósferas y galaxias. Normalmente las líneas de absorción tienen lugar cuando la luz de un objeto caliente atraviesa una región más fría.

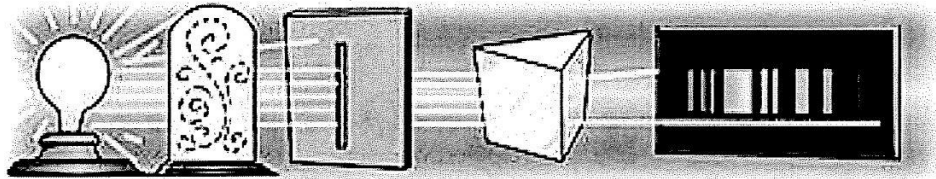


Figura 4.6: Espectro de Absorción

Espectro de emisión: El espectro de emisión (**Figura 4.7**) tiene lugar cuando los átomos y las moléculas en un gas caliente emiten luz a determinadas longitudes de onda, produciendo por lo tanto líneas brillantes. Al igual que en el caso del espectro de absorción, la distribución de estas líneas es única para cada elemento. Espectros de emisión pueden verse en cometas, nebulosas y en las fotosferas de algunas estrellas.

Para el caso de las nebulosas, el estudio de los espectros nos aporta tres tipos de información; nos permite identificar los distintos elementos presentes, hace posible determinar las condiciones físicas del gas (temperatura y densidad electrónicas) y nos proporciona

información sobre la estructura cinemática del objeto bajo estudio, así como de sus componentes morfológicas.

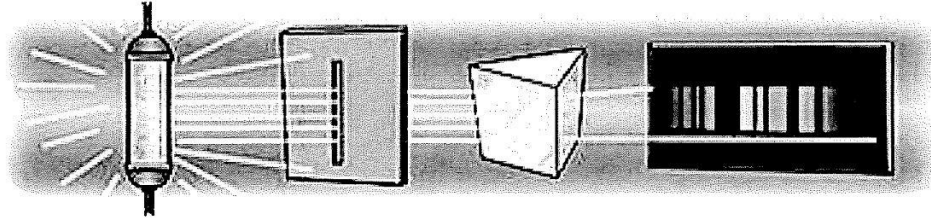


Figura 4.7: Espectro de Emisión

4.3.2 Espectrómetro

Con la finalidad de obtener un espectro que pueda ser analizado, regularmente se combina una rejilla de difracción y otros componentes para dar lugar a un espectrómetro. La mayoría de los diseños de espectrómetros incorporan de alguna u otra forma los siguientes componentes básicos: un **orificio de entrada** que reduce el traslape de las longitudes de onda adyacentes así como el ruido de fondo, un **colimador** que produce un haz de luz paralelo, un **dispersor** que en este caso es una rejilla de difracción, un **elemento focal** que produce una imagen enfocada del espectro y finalmente un **detector**.

4.3.2.1 Rejilla de difracción

Las rejillas de difracción, poseen una gran cantidad de aperturas angostas y paralelas. Los colores reflejados por éstas, resultan de la interferencia constructiva y destructiva entre la luz reflejada por las aperturas. Aunque las rejillas de uso astronómico generalmente tienen ciertas aperturas, el principio de operación está basado en los efectos de interferencia producidos sólo por dos de éstas.

Comúnmente se utilizan rejillas de reflexión, sin embargo, su principio de operación es el mismo que el de las de transmisión. Por lo anterior, la ecuación de la rejilla se deriva para una rejilla de transmisión.

Considerando los efectos de interferencia de Fraunhofer (campos lejanos) para un par de aperturas angostas, iluminadas por una fuente monocromática distante de longitud de onda λ , la diferencia de trayectoria a un ángulo θ del rayo recibido está dada por

$$\Delta p = s \sen \theta \quad (4.1)$$

donde s es la separación de las aperturas.

El patrón de interferencia en la pantalla será una serie de líneas brillantes y oscuras, por consiguiente, como la diferencia de trayectoria corresponde a un número entero, o un entero más la mitad de longitud de onda, tendremos una interferencia constructiva o destructiva respectivamente.

La intensidad de los máximos es modulada por el patrón de interferencia de una sola apertura. El centro de las franjas brillantes corresponde a la diferencia de trayectoria de un número entero de longitud de onda, así que para tales puntos tenemos

$$\Delta p = s \sen \theta = n\lambda \quad (4.2)$$

donde n es un entero, referido generalmente como el orden de interferencia. El ángulo entre máximos sucesivos está dado por

$$\Delta\theta = \sen^{-1} \left[\frac{(n+1)\lambda}{s} \right] - \sen^{-1} \left(\frac{n\lambda}{s} \right) \quad (4.3)$$

que para ángulos pequeños se simplifica a

$$\Delta p \approx \frac{\lambda}{s} \quad (4.4)$$

Si la normal al plano de las aperturas está a un ángulo ϕ de la radiación entrante; correspondiente a la rejilla, entonces

$$\delta p = s \sin \theta + s \sin \phi = n\lambda \quad (4.5)$$

De esta forma se consigue la ecuación de la rejilla en su forma normal

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{n\lambda}{s} - \sin \phi \right) \quad (4.6)$$

De la **ecuación 4.6**, podemos ver que la posición angular del máximo depende de la longitud de onda, por lo tanto, los máximos de las diferentes longitudes de onda aparecerán a diferentes ángulos de la radiación entrante; así se obtiene el principio de operación de la rejilla de difracción.

4.3.2.2 Resolución angular

La descripción anterior de los principios de operación de una rejilla de difracción puede ser más cuantitativa utilizando la ecuación de intensidad.

La intensidad en un patrón de interferencia a un ángulo θ de la dirección de la radiación entrante, $I(\theta)$, relativa a la intensidad central del patrón, $I(0)$, está dada por

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{\sin^2(\pi d \sin \theta / \lambda)}{(\pi d \sin \theta / \lambda)^2} \times \frac{\sin^2(N \pi s \sin \theta / \lambda)}{\sin^2(\pi s \sin \theta / \lambda)} \quad (4.7)$$

donde d es el ancho de la apertura y N es el número de aperturas.

La fracción del lado derecho de la **ecuación 4.7**, conocida como término de interfe-

rencia, da el ancho y posiciones de las franjas principales. La primera fracción representa una modulación del patrón de interferencia por el patrón de una sola apertura. Como N es un entero mayor a la unidad, tanto el numerador como el denominador en el término de interferencia tienden a cero. Sin embargo, el término de interferencia en su totalidad tiende al límite de $\pm N$. Estas posiciones corresponden al máximo primario. El mínimo en cualquier lado del máximo, ocurre cuando el numerador del término de interferencia tiende a cero. Entonces se tiene que para un máximo primario de orden n , a una posición angular de

$$\theta = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n\lambda}{s}\right) \quad (4.8)$$

los primeros ceros ocurren a una posición angular de

$$\theta \pm \Delta\theta = \text{sen}^{-1}\left[\frac{(Nn \pm 1)\lambda}{Ns}\right] \left(\frac{(Nn \pm 1)\lambda}{Ns}\right) \quad (4.9)$$

El ancho del máximo primario es entonces $2\Delta\theta$ y está dado por

$$W = 2\Delta\theta \approx \frac{2\lambda}{Ns \cos \theta} \quad (4.10)$$

El criterio de Rayleigh para la resolución, se utiliza para un máximo de franja a ser sobrepuesto en el primer cero de un segundo patrón de franja. Entonces la resolución angular de Rayleigh de una rejilla de difracción está dada por $\Delta\theta$

$$\text{resolución angular de Rayleigh} = \Delta\theta = \frac{\lambda}{Ns \cos \theta} \quad (4.11)$$

4.3.2.3 Dispersión

La dispersión de un espectro corresponde al cambio de la longitud de onda con la posición angular. De la **ecuación 4.2** tenemos

$$\lambda = \frac{s \operatorname{sen} \theta}{n} \quad (4.12)$$

y entonces

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = \frac{s \cos \theta}{n} \quad (4.13)$$

Como θ generalmente es pequeño, la dispersión a lo largo del espectro de una rejilla de difracción es aproximadamente constante ($\cos \theta \approx 1$ para θ pequeños). Aunque la dispersión varía entre diferentes órdenes, la extensión angular del espectro será proporcional al orden.

4.3.2.4 Resolución espectral

De la **ecuación 4.11** y **4.13** tenemos que

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = R = nN \quad (4.14)$$

entonces la resolución espectral sólo dependerá del orden del espectro así como del número de aperturas en la rejilla. Para un espectrómetro astronómico típico (como el utilizado en SPM en el B&Ch), N puede estar entre 150 a 1200. El orden del espectro puede ser 1 ó 2; ocasionalmente 3. Por lo tanto, la resolución espectral típica es de ~ 3000 , o cerca de los 2 \AA en la parte visible del espectro.

Una fuente monocromática tendrá un espectro en el cual la luz esté separada en un mayor o menor grado en las posiciones de longitudes de onda vecinas. Para una fuente

normal con luz de muchas longitudes de onda, el espectro consistirá en un número infinito de tales perfiles instrumentales, uno para cada longitud de onda presente en el espectro original.

En la práctica, la resolución espectral (**ecuación 4.14**) podrá alcanzarse sólo si ésta no es degradada por algún otro componente del espectrómetro.

4.3.3 Espectrómetro Boller & Chivens

Este espectrómetro se usa exclusivamente en el telescopio de 2.1 m de diámetro del OAN - SPM (**Figura 4.8**). Es un espectrómetro “clásico” de baja e intermedia resolución. Es propiedad del Observatorio Astronómico di Brera (Italia), y fué diseñado originalmente para el telescopio de 1.37 m de ese observatorio.

- Rendija: La rendija del espectrómetro Boller & Chivens se encuentra ajustada de tal forma que ésta nunca se cierra, todo esto para evitar que se dañe. Cuando el micrómetro que posee la rendija indica cero su apertura es de 50 micras. Entonces, la apertura de la rendija es siempre de 50 micras más de lo que indica el micrómetro.
- Rejillas: Su longitud (paralela al rayado) es de 135 mm y su ancho (perpendicular al rayado) es de 110 mm, mientras que su grosor es de 28 mm. En el espectrógrafo Boller & Chivens se utilizan diversas rejillas (150/2.15, 150/3.43, 300/4.30, 400/6.50, 600/8.63, 600/13.00), a las cuales se les distingue según la notación rayado/ángulo. Por ejemplo, si queremos referirnos a la rejilla de 600 l/mm con ángulo de blaze de 8.43 grados ($8^{\circ}38'$) lo hacemos como la rejilla 600/8.43.

El espectrómetro Boller & Chivens es capaz de trabajar en modo de rendija larga (gracias a la cual se obtiene una mayor cobertura espacial) lo que permite conocer punto a

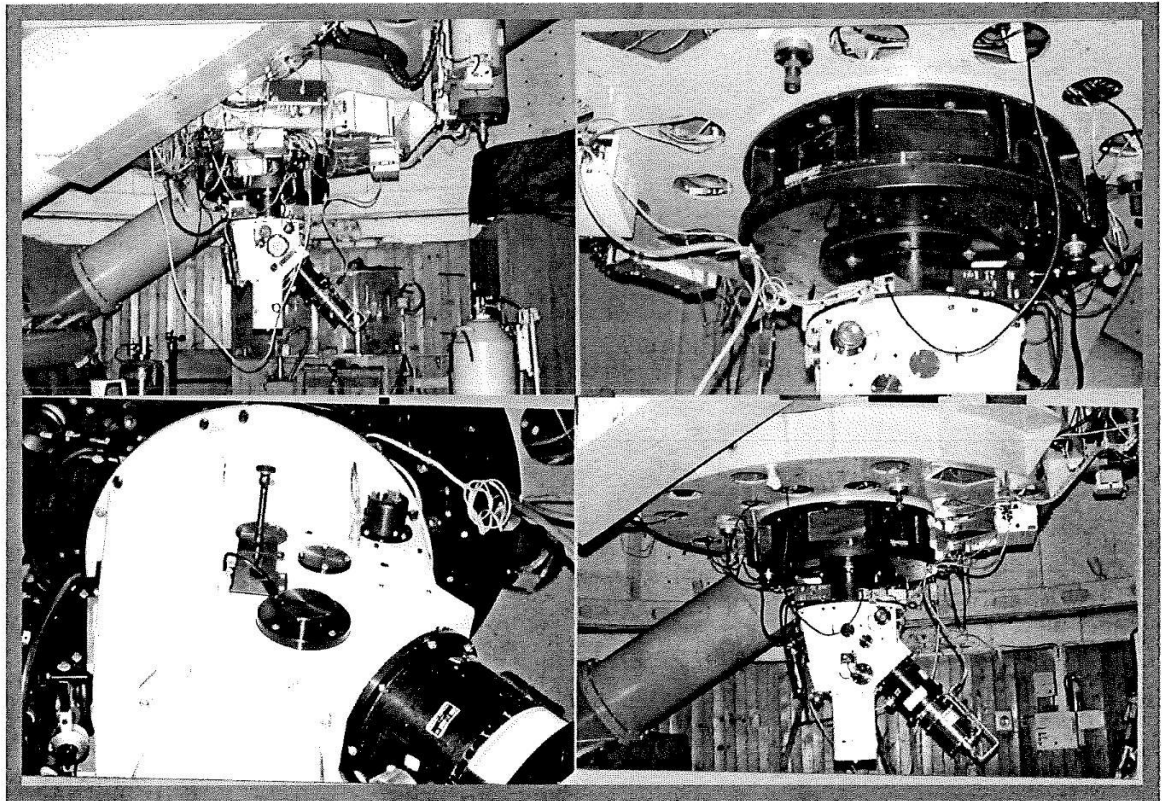


Figura 4.8: Espectrómetro Boller & Chivens

punto las condiciones físicas, abundancias químicas y naturaleza de la emisión de distintas regiones en objetos extendidos.

Capítulo 5

Observaciones y resultados

5.1 Observaciones

La espectroscopía de baja dispersión se obtuvo con el espectrómetro Boller & Chivens del telescopio de 2.1 m del OAN-UNAM. Las observaciones se hicieron en dos temporadas. La primera del 18 al 21 de julio de 1999 y la segunda del 14 al 17 de julio del 2002. En la primera temporada se utilizó una rejilla de difracción de 300 líneas por mm con un detector CCD Tektronix de 1024×1024 pixeles ($24\mu\text{m pix}^{-1}$).

El intervalo de longitud de onda que se observó va de los 3400 Å hasta los 7500 Å, con una dispersión de 4 Å pix^{-1} y una escala de placa de $1.05'' \text{ pix}^{-1}$. La apertura de la rendija se estableció en $\approx 2.2''$.

En la segunda temporada se utilizó una rejilla de difracción de 400 líneas por mm con un detector CCD SITe3 de 1024×1024 pixeles ($24\mu\text{m pix}^{-1}$). El intervalo de longitud de onda que se observó va de los 4290 Å hasta los 7370 Å, con una dispersión de 3 Å pix^{-1} y una escala de placa de $0.96'' \text{ pix}^{-1}$. Se utilizó una rendija de $\approx 1.5''$ de ancho. En la **Tabla 5.i.** se muestran los objetos observados durante la temporada así como el tiempo

de exposición que se les dió y el ángulo de posición (PA) en el que se colocó la rendija.

Los espectros fueron corregidos por sesgo (*bias*) así como por campos planos (*flat fields*) y calibrados en longitud de onda y en flujo según las técnicas usuales de IRAF. Como calibradores de flujo se utilizaron las estrellas Kopff 27 y HD 192281.

En la **Figura 5.1** se muestra esquemáticamente la primera posición de la rendija sobre la imagen de uno de los objetos. En la figura la rendija se encuentra mostrando las regiones usadas para obtener espectros integrados en diversas regiones, las cuales corresponden a las estructuras más sobresalientes de la zona muestreada del objeto. Para cada una de estas regiones se ha graficado el espectro correspondiente, el cuál está etiquetado con un nombre asignado en el dibujo de las rendijas. Esta descripción se aplica también en las **Figuras 5.2 a la 5.8**.

Nombre	No. de exp.	PA (°)	Tiempo de exp. (s)	Fecha de observación
Pe 1-17	2	10	900	1999
Pe 1-17	2	27	900	1999
Pe 1-17	2	40	900	1999
Pe 1-17	2	48	900	1999
He 2-429	3	0	300	2002
He 2-429	3	90	300	2002
PC 19	3	0	60	2002
He 1-1	3	44	900	2002
He 1-1	3	-47	900	2002

Tabla 5.i.: Información sobre los objetos observados en la primera y segunda temporada

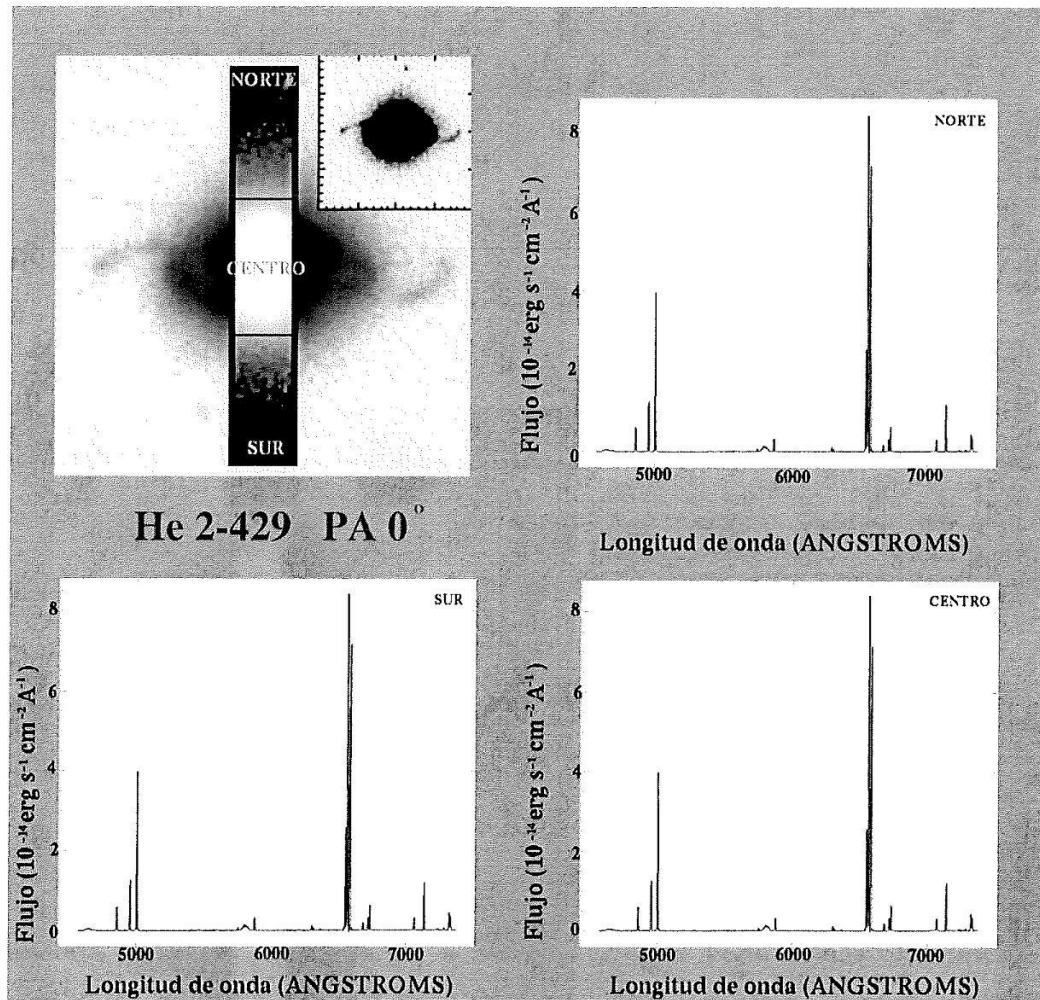


Figura 5.1: Regiones estudiadas en la NP He 2-429, PA 0°

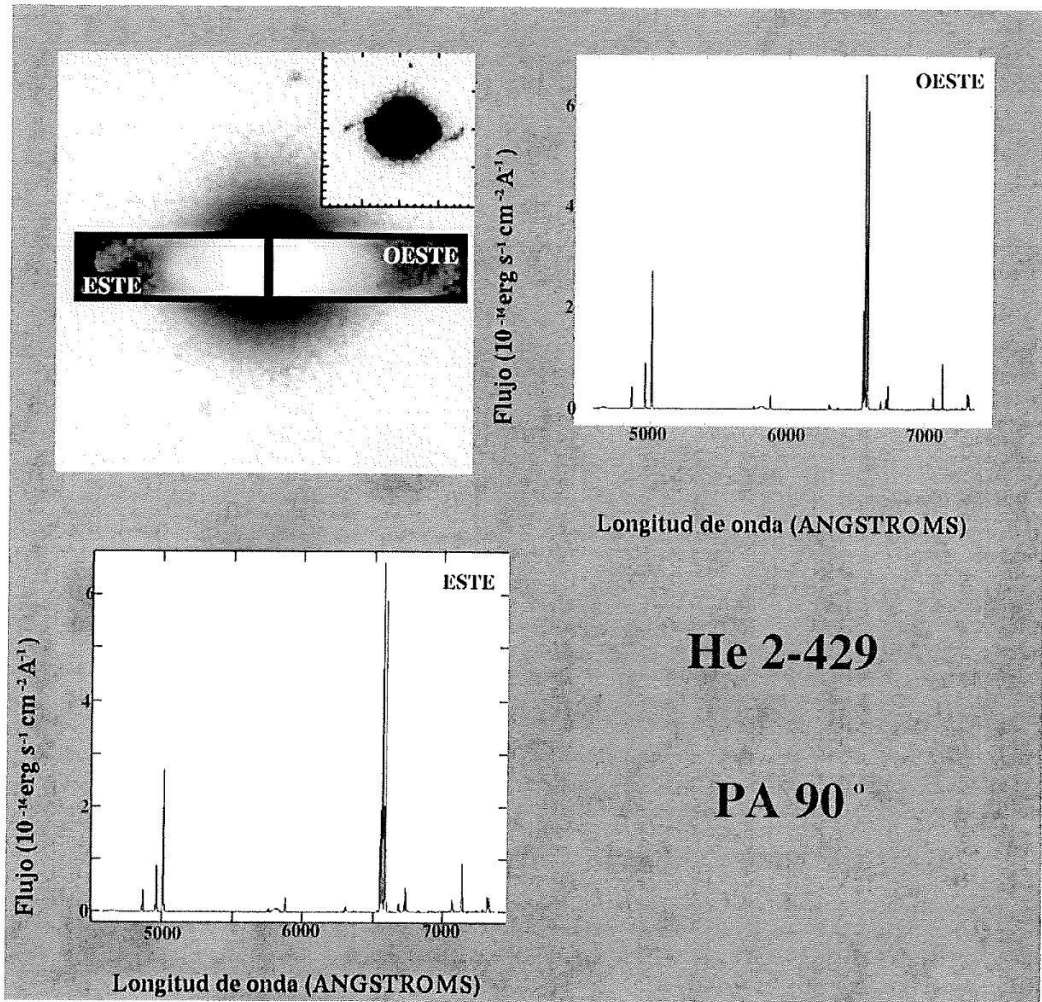


Figura 5.2: Regiones estudiadas en la NP He 2-429, PA 90°

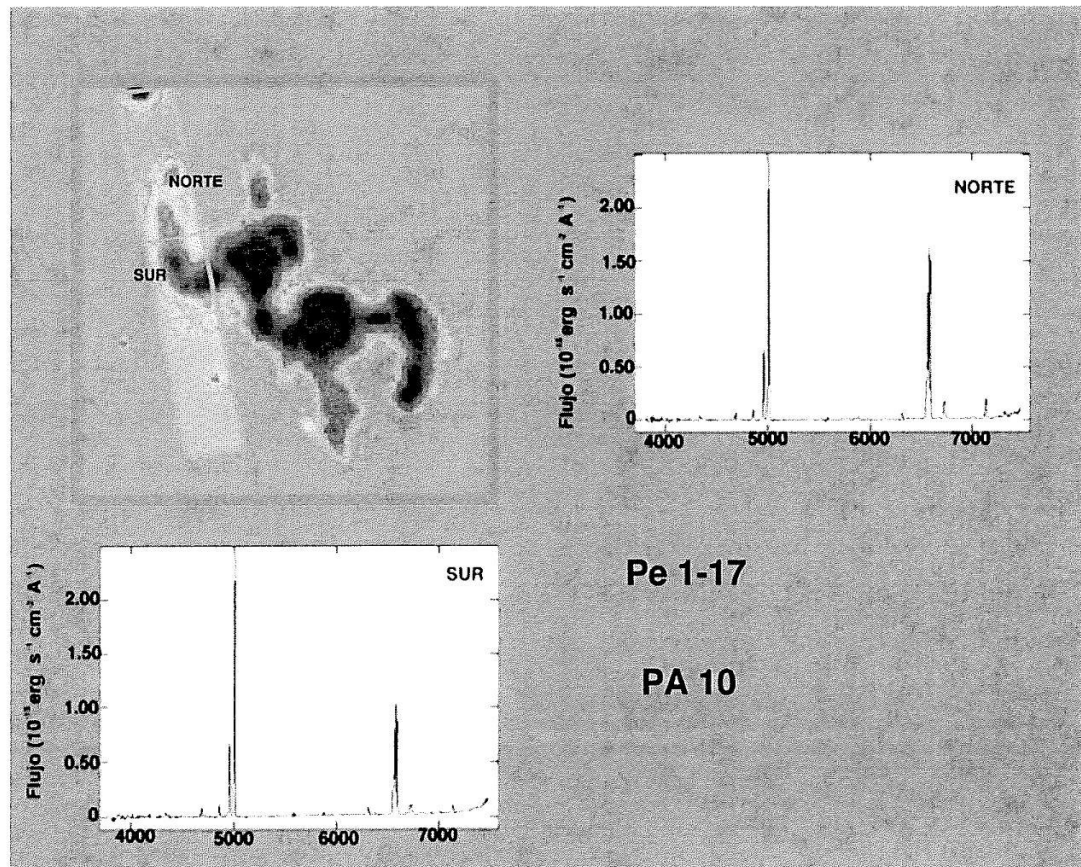


Figura 5.3: Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 10°

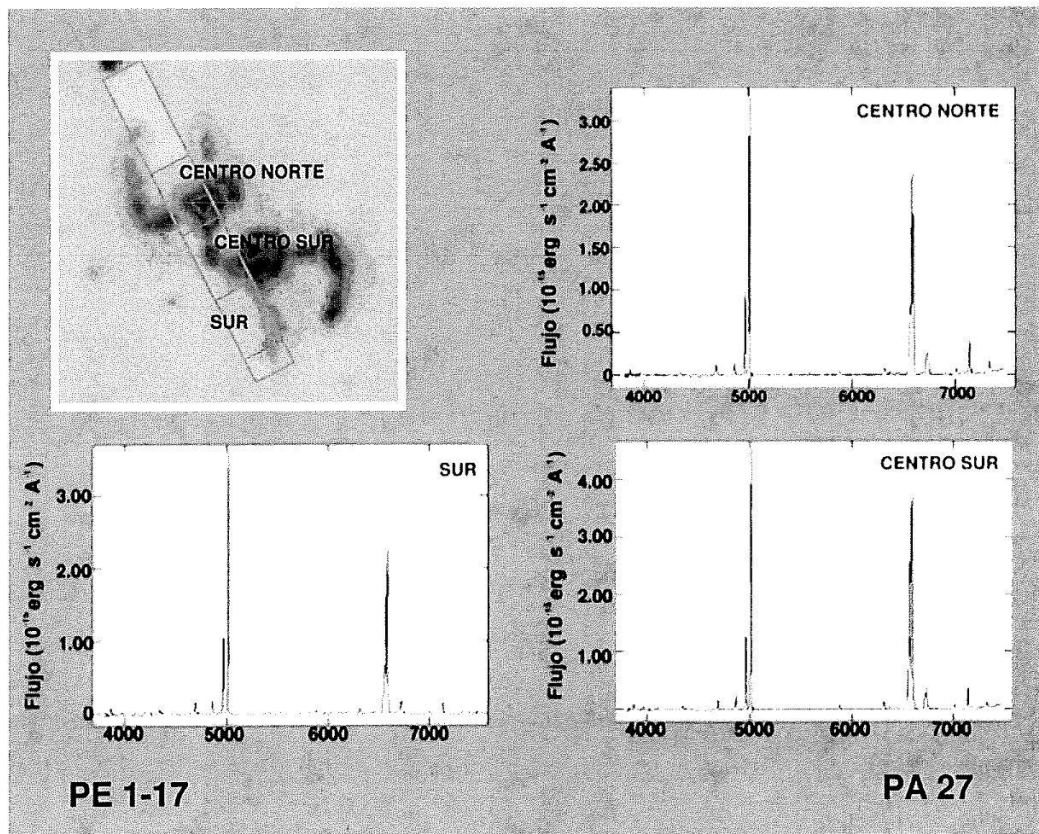


Figura 5.4: Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 27°

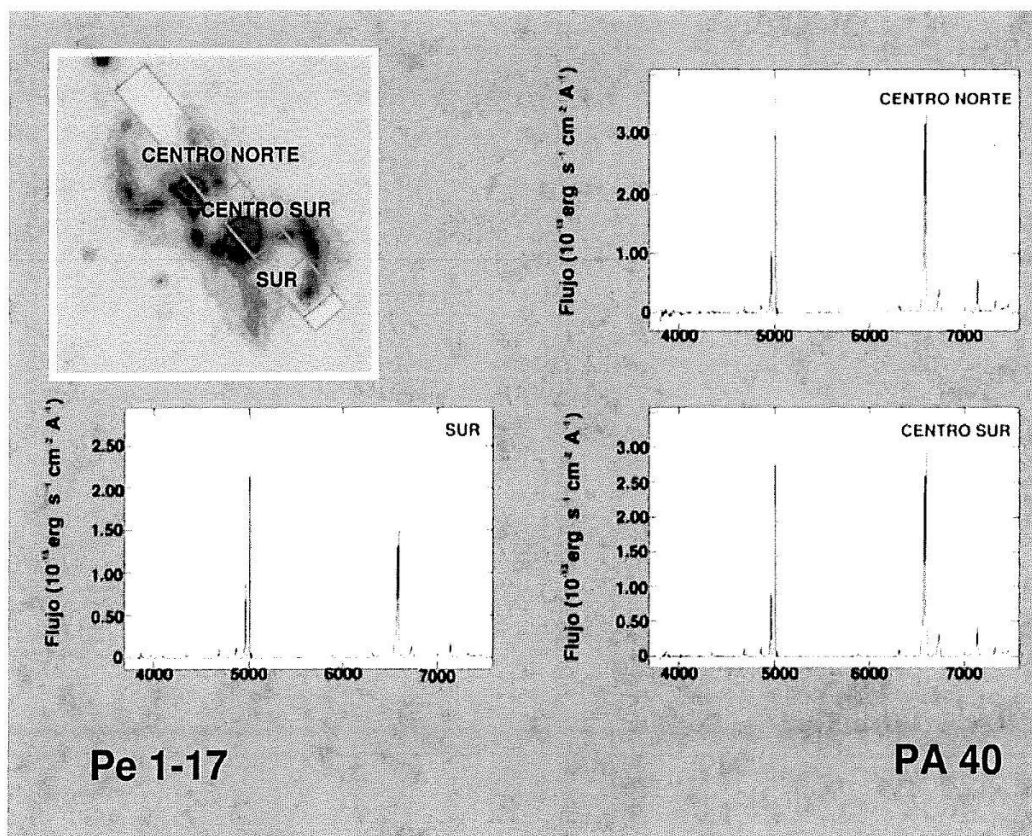


Figura 5.5: Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 40°

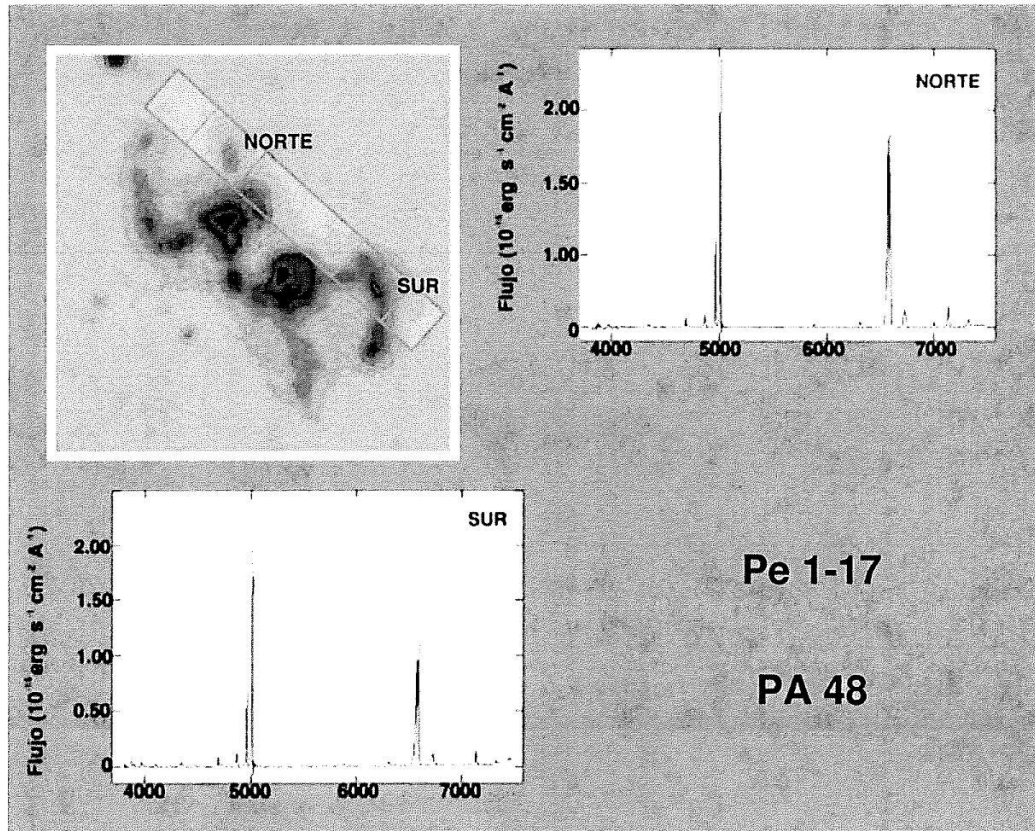


Figura 5.6: Regiones estudiadas en la NP Pe 1-17, PA 48°

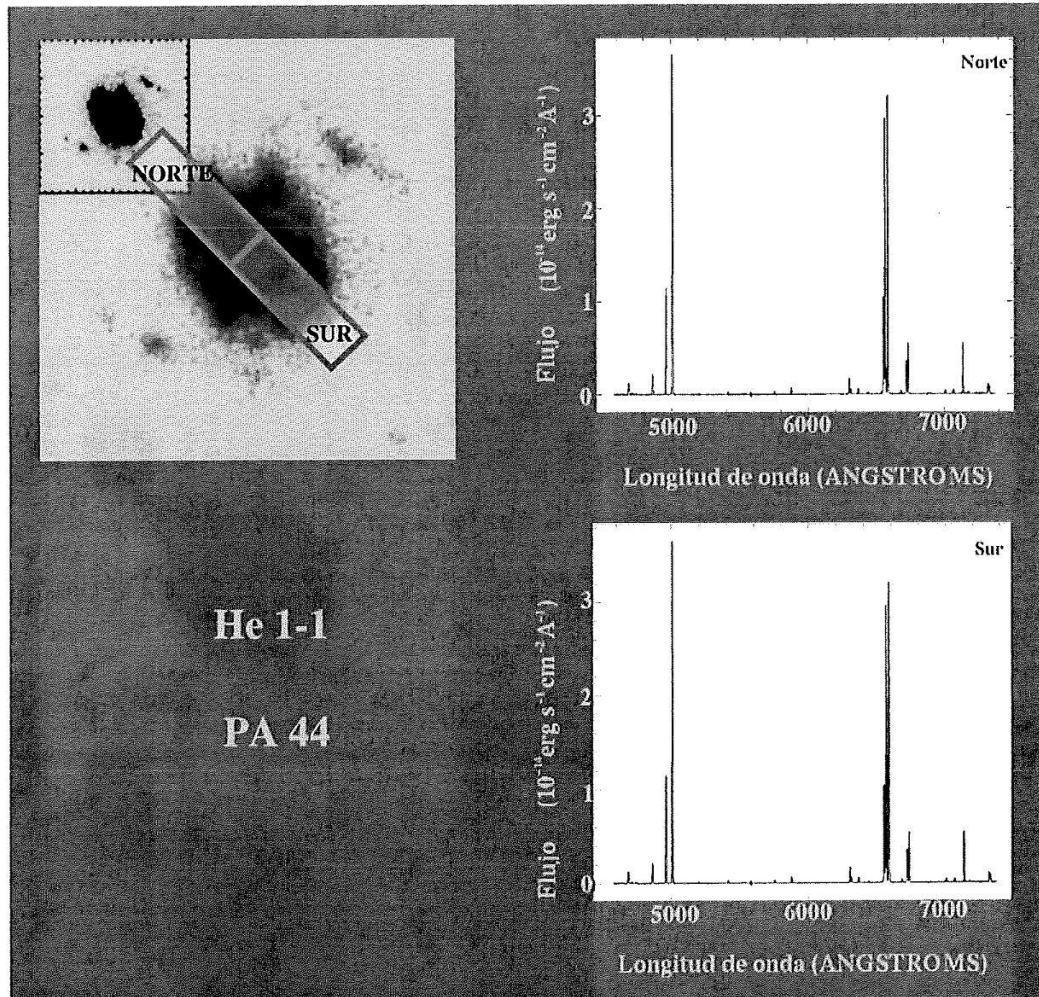


Figura 5.7: Regiones estudiadas en la NP He 1-1, PA°

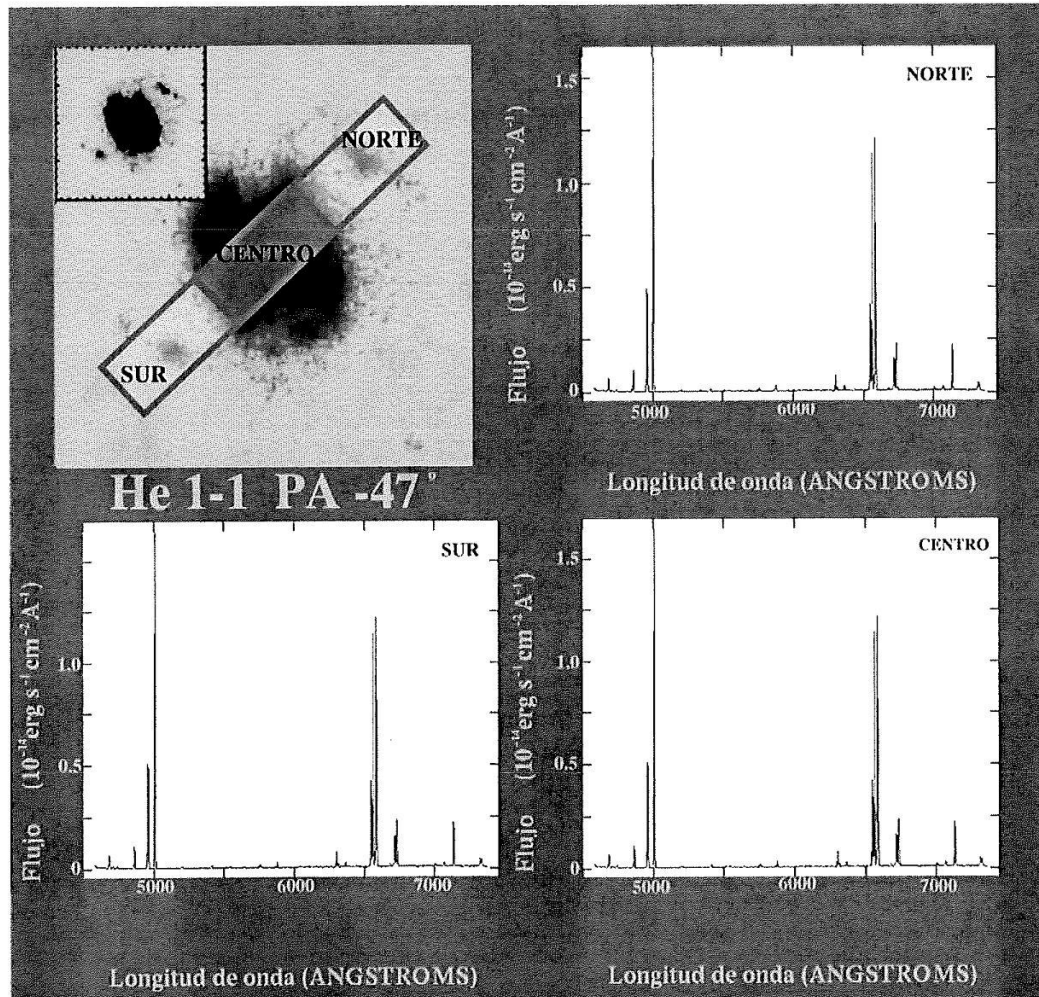


Figura 5.8: Regiones estudiadas en la NP He 1-1, PA -47°

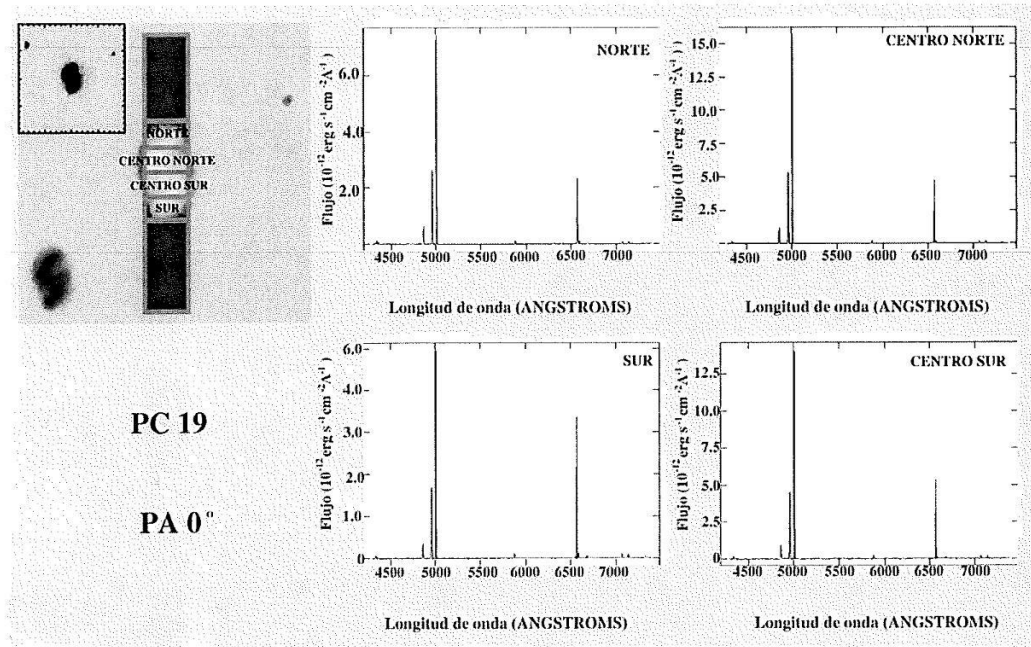


Figura 5.9: Regiones estudiadas en la NP PC 19, PA 0°

5.2 Análisis espectroscópico general

La reducción de los datos espectroscópicos de las NPs que conforman la muestra: corrección por *bias*, campos planos, sustracción del cielo, calibración en longitud de onda, calibración en flujo, así como la identificación y medición de los flujos de las líneas presentes en el espectro se realizaron con las rutinas apropiadas de IRAF (véase Apéndice D).

5.2.1 Flujos observados

En las **Tablas 5.ii. - 5.x.** se presentan los flujos observados de las líneas espectrales medidas sobre los espectros de cada una de las NPs. Los encabezados **NORTE, CENTRO, SUR, ESTE, OESTE, C. NORTE y C. SUR** corresponden a las estructuras señaladas en las figuras 5.1 - 5.8. Los flujos se reportan relativos al flujo de $H\beta$ que se considera como igual a 100.

5.2.2 $c(H\beta)$, log del flujo de $H\beta$ y log de $I(H\beta)$

Las **Tablas 5.ii. - 5.x.** contienen el logaritmo del flujo de $H\beta$ $F(H\beta)$, el coeficiente de extinción logarítmico $c(H\beta)$ y el logaritmo del flujo desenrojecido $I(H\beta)$ para cada uno de los objetos de la muestra. El logaritmo del flujo observado de $H\beta$, se obtuvo analíticamente, mientras que el coeficiente de extinción logarítmico $c(H\beta)$ y el logaritmo de $I(H\beta)$ se calcularon mediante una de las rutinas del programa ALIEN (**ver Apéndice A**).

5.2.3 Temperatura y densidad electrónica

Dado que el análisis de las NPs de la muestra se realizó para varias regiones de las mismas, en las **Tablas 5.ii. - 5.x.** se reportan la temperatura y densidad electrónica para cada una de las zonas estudiadas. Los cálculos de dichas condiciones físicas se realizaron mediante uno de los procesos del programa ALIEN (**ver Apéndice A**), en donde se resuelve numéricamente el modelo del átomo de cinco niveles y se utilizan los cocientes de líneas mencionados en secciones anteriores (**ver sección 3.8.1 y 3.8.2**)

5.2.4 Abundancias químicas

Las abundancias iónicas (**Tablas 5.xi. - 5.xv**) fueron calculadas mediante el programa ALIEN (**ver Apéndice A**), mientras que las abundancias totales de cada elemento (**Tablas 5.xi. - 5.xv**), se obtuvieron analíticamente a partir de las relaciones correspondientes para cada ion (**ver sección 3.8.3**).

5.2.5 Cálculo de errores

Para calcular el error en las mediciones de los flujos observados de las líneas espectrales presentes en cada uno de los objetos de la muestra se hizo una clasificación según la magnitud del flujo relativo al valor del cociente **señal a ruido** (S/N). Una vez clasificadas las líneas como grandes ($S/N > 2000$), medias ($500 > S/N > 2000$) o pequeñas ($S/N < 500$) se seleccionó una por grupo y se hicieron 20 mediciones a su flujo desde diferentes posiciones y niveles del continuo. Se obtuvo el promedio, la desviación estándar y el error o incertidumbre del valor del flujo para las tres líneas seleccionadas, a través de un código propio (STAN), programado en MATHLAB (**ver Apéndice B**). Mediante estos valores, se obtuvo el error en el cálculo de la T_e y la n_e siguiendo el método de propagación de errores no correlacionados (**ver Apéndice C**).

He 2-429			REGIÓN NORTE	REGIÓN CENTRAL	REGIÓN SUR			
ION	λ_0	f_0	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
He I	4925	-0.016	4.2	4.0	2.3	2.2	2.8	2.6
[O III]	4959	-0.024	194.8	175.8	193.8	175.2	195.8	176.3
[O III]	5007	-0.036	584.1	501.4	580.5	499.5	593.9	508.1
[N I]	5198	-0.082	1.4	1.0	1.3	1.0	1.3	0.9
[N II]	5755	-0.195	10.0	4.4	11.7	5.2	9.8	4.2
He I	5876	-0.215	47.3	18.9	49.0	19.9	49.2	19.3
[O I]	6300	-0.282	15.8	4.8	15.4	4.7	16.8	4.9
[S III]	6312	-0.283	8.2	2.5	7.9	2.4	8.9	2.6
[O I]	6364	-0.291	6.0	1.7	7.9	2.3	8.1	2.3
[N II]	6548	-0.318	353.6	91.2	338.5	89.3	366.4	91.7
H α	6563	-0.320	1113.4	284.4	1088.2	284.4	1147.7	284.4
[N II]	6584	-0.323	1022.7	258.0	998.6	257.8	1053.2	257.6
He I	6678	-0.336	54.9	13.1	23.4	5.7	27.2	6.3
[S II]	6717	-0.342	44.7	10.4	43.1	10.3	43.9	9.9
[S II]	6731	-0.344	80.4	18.6	78.8	18.7	80.6	18.0
He I	7065	-0.387	43.9	8.4	44.1	8.7	45.6	8.4
[Ar III]	7135	-0.396	162.0	29.9	160.3	30.5	165.8	29.5
[O II]	7327	-0.419	61.4	10.3	58.1	10.0	60.9	9.8
[O II]	7331	-0.419	52.2	8.7	48.9	8.4	50.7	8.1
log F(H β)			-13.32		-13.33		-13.33	
c(H β)			1.85		1.82		1.89	
log I(H β)			-11.46		-11.49		-11.43	
T _e [°K]			9750	±40	10460	±40	9570	±40
n _e [cm ⁻³]			4960	±150	5500	±150	5450	±150

Tabla 5.ii.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en He 2-429, PA 0°

He 2-429			REGIÓN ESTE	REGIÓN OESTE		
ION	λ_0	f_0	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0
He I	4925	-0.016	4.2	3.9	4.2	3.9
[O III]	4959	-0.024	190.8	172.3	190.9	172.7
[O III]	5007	-0.036	539.8	463.9	532.3	458.3
[N I]	5198	-0.082	1.7	1.2	1.8	1.3
[N II]	5755	-0.195	11.0	4.8	9.7	4.3
He I	5876	-0.215	48.9	19.8	48.9	20.0
[O I]	6300	-0.282	15.3	4.7	17.8	5.5
[S III]	6312	-0.283	7.5	2.3	9.4	2.9
[O I]	6364	-0.291	7.4	2.2	5.4	1.6
[N II]	6548	-0.318	338.2	88.2	331.9	88.0
H α	6563	-0.320	1100.1	284.4	1082.9	284.4
[N II]	6584	-0.323	1023.9	261.4	1008.4	261.6
He I	6678	-0.336	48.1	11.6	27.5	6.8
[S II]	6717	-0.342	41.1	9.7	41.7	10.0
[S II]	6731	-0.344	80.1	18.8	81.0	19.3
He I	7065	-0.387	37.8	7.4	37.1	7.4
[Ar III]	7135	-0.396	161.2	30.2	160.3	30.7
[O II]	7321	-0.419	55.6	9.5	54.6	9.5
[O II]	7332	-0.419	47.9	8.1	46.9	8.1
log F(H β)			-13.44		-13.45	
c(H β)			1.84		1.81	
log I(H β)			-11.60		-11.62	
T _e [°K]			9920	±30	9480	±30
n _e [cm ⁻³]			7550	±250	7550	±250

Tabla 5.iii.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en He 2-429, PA 90°

Pe 1-17			REGIÓN	NORTE	REGIÓN	SUR		
ION	λ_0	f_0	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ		
[Ne III]	3868	0.230	86.7	215.1	21.8	42.3		
[Ne III]	3969	0.210	19.6	44.8	42.8	78.3		
[S II]	4069	0.189	14.0	29.4	3.6	6.2		
H δ	4101	0.182	5.2	10.6	13.9	23.4		
[O III]	4363	0.121	4.5	7.3	9.8	13.9		
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0		
[O III]	4959	-0.024	470.6	428.0	422.8	394.5		
[O III]	5007	-0.036	1443.6	1253.4	1307.8	1179.8		
[N II]	5755	-0.195	9.1	4.2	9.3	5.3		
He I	5876	-0.215	36.6	15.7	26.3	14.2		
[O I]	6300	-0.282	43.7	14.4	37.5	16.7		
[S III]	6312	-0.283	8.7	2.8	8.6	3.8		
[O I]	6364	-0.291	14.3	4.5	29.5	12.8		
[N II]	6548	-0.318	413.1	117.9	296.0	118.7		
H α	6563	-0.320	1005.0	284.5	714.1	284.5		
[N II]	6584	-0.323	1135.2	317.5	838.3	331.2		
He I	6678	-0.336	13.0	3.5	24.2	9.2		
[S II]	6717	-0.342	159.7	41.5	99.4	37.2		
[S II]	6731	-0.344	174.8	45.1	107.4	40.0		
He I	7065	-0.387	31.8	6.9	33.5	11.0		
[Ar III]	7135	-0.396	207.3	43.5	93.8	30.1		
[O II]	7321	-0.419	110.3	21.1	61.7	18.5		
log F(H β)			-14.02		-13.99			
c(H β)			1.71		1.25			
log I(H β)			-13.15		-13.48			
ION			ERROR	[N II]	[O III]	[N II]	[O III]	
T _e [°K]			[N II] / [O III]	±90	9170	9700	9900	12230
n _e [cm ⁻³]			[S II]	±100	760	780	760	820

Tabla 5.iv.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en Pe 1-17, PA 10°

Pe 1-17			REGIÓN	C. NORTE	REGIÓN	C. SUR	REGIÓN	SUR
ION	λ_0	f_0	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
[Ne III]	3868	0.230	40.8	98.4	68.4	157.1	84.6	144.4
[Ne III]	3969	0.210	28.8	64.3	35.8	76.3	13.0	21.2
[S II]	4069	0.189	—	—	8.4	16.6	—	—
[O III]	4363	0.121	16.0	25.5	9.4	14.6	11.1	14.7
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[O III]	4959	-0.024	438.8	400.2	415.2	380.6	367.7	347.7
[O III]	5007	-0.036	1408.4	1228.1	1278.0	1123.0	1145.6	1054.3
[N II]	5755	-0.195	6.2	2.9	11.3	5.6	11.4	7.2
He I	5876	-0.215	24.6	10.8	25.6	11.8	27.0	16.4
[O I]	6300	-0.282	38.8	13.2	38.9	14.1	36.2	18.8
[S III]	6312	-0.283	14.9	5.0	15.9	5.7	7.7	4.0
[O I]	6364	-0.291	16.7	5.5	12.4	4.3	15.0	7.7
[N II]	6548	-0.318	317.4	94.2	319.1	101.3	220.1	105.3
H α	6563	-0.320	966.8	284.5	903.2	284.5	597.8	284.6
[N II]	6584	-0.323	1029.4	299.5	999.5	311.4	641.2	303.1
He I	6678	-0.336	10.1	2.8	13.4	4.0	16.0	7.3
[S II]	6717	-0.342	115.0	31.2	75.3	21.9	65.9	29.9
[S II]	6731	-0.344	129.3	34.8	99.2	28.7	72.8	32.8
He I	7065	-0.387	20.5	4.7	18.7	4.6	11.5	4.7
[Ar III]	7135	-0.396	196.1	43.2	111.6	26.7	73.0	29.1
[O II]	7321	-0.419	117.6	23.7	55.0	12.1	29.3	11.1
[O II]	7332	-0.421	—	—	—	—	—	—
log F(H β)			0.306		0.306		0.306	
c(H β)			1.57		1.57		1.01	
log I(H β)			-12.79		-12.79		-13.45	
	ION	ERROR	[N II]	[O III]	[N II]	[O III]	[N II]	[O III]
T_e [°K]	[N II] / [O III]	±90	8350	15540	10420	1270	10490	13060
n_e [cm ⁻³]	[S II]	±100	800	1040	1530	1650	880	920

Tabla 5.v.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e de Pe 1-17, PA 27°

Pe 1-17 ION	λ_0	f_0	REGIÓN C. NORTE		REGIÓN C. SUR		REGIÓN SUR	
			F_λ	I_λ	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
[Ne III]	3868	0.230	50.8	144.5	46.3	82.9	64.2	125.2
[Ne III]	3969	0.210	14.9	38.6	26.4	44.9	43.6	80.1
[S II]	4069	0.189	1927.2	4534.2	9.1	14.7	10.6	18.4
[O III]	4363	0.121	15.9	27.5	12.6	17.1	12.6	17.9
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[O III]	4959	-0.024	478.1	428.6	445.4	419.1	423.1	394.6
[O III]	5007	-0.036	1508.8	1282.5	1355.2	1237.8	1371.7	1236.4
[N II]	5755	-0.195	7.4	3.0	8.7	5.3	9.3	5.3
He I	5876	-0.215	25.8	9.7	17.1	9.9	26.1	14.0
[O I]	6300	-0.282	53.1	14.8	22.2	10.9	35.1	15.5
[S III]	6312	-0.283	12.2	3.4	11.8	5.8	13.2	5.8
[O I]	6364	-0.291	18.4	4.9	9.7	4.6	13.8	5.9
[N II]	6548	-0.318	409.5	96.8	204.7	91.6	288.9	114.9
H α	6563	-0.320	1214.6	284.4	639.1	284.5	719.4	284.5
[N II]	6584	-0.323	1360.7	314.3	594.1	262.6	879.6	344.9
He I	6678	-0.336	14.9	3.2	11.2	4.8	14.3	5.4
[S II]	6717	-0.342	134.1	28.5	53.4	22.5	85.6	31.8
[S II]	6731	-0.344	164.1	34.6	70.0	29.4	99.6	36.8
He I	7065	-0.387	24.4	4.2	9.7	3.7	9.4	3.1
[Ar III]	7135	-0.396	223.8	37.1	98.5	36.2	85.5	27.1
[O II]	7321	-0.419	58.4	8.7	37.6	13.0	40.1	11.9
[O II]	7332	-0.421	49.6	7.4	34.0	11.8	—	—
log F(H β)			-14.01		-14.02		-14.02	
c(H β)			1.97		1.10		1.26	
log I(H β)			-12.58		-13.16		-13.06	
	ION	ERROR	[N II]	[O III]	[N II]	[O III]	[N II]	[O III]
T_e [°K]	[N II] / [O III]	±90	8320	15710	10870	12960	9780	13290
n_e [cm ⁻³]	[S II]	±100	1080	1400	1530	1640	980	1100

Tabla 5.vi.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en Pe 1-17, PA 40°

Pe 1-17			REGIÓN	NORTE	REGIÓN	SUR
ION	λ_0	f_0	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
[Ne III]	3868	0.230	15.2	35.3	37.3	62.1
[Ne III]	3969	0.210	22.3	48.0	26.9	42.8
[S II]	4069	0.189	—	—	6.1	9.3
[O III]	4363	0.121	7.2	11.2	12.1	15.9
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0
[O III]	4959	-0.024	429.7	393.6	444.8	421.8
[O III]	5007	-0.036	1294.5	1135.9	1368.2	1264.0
[N II]	5755	-0.195	8.9	4.4	10.2	6.6
He I	5876	-0.215	18.8	8.6	19.7	12.2
[O I]	6300	-0.282	35.8	12.8	28.4	15.3
[S III]	6312	-0.283	8.2	2.9	8.9	4.8
[O I]	6364	-0.291	11.2	3.9	12.0	6.3
[N II]	6548	-0.318	350.4	109.9	246.1	121.8
H α	6563	-0.320	914.0	284.5	577.5	284.6
[N II]	6584	-0.323	975.5	300.3	666.7	326.4
He I	6678	-0.336	13.1	3.8	12.7	6.0
[S II]	6717	-0.342	107.9	31.1	75.2	35.3
[S II]	6731	-0.344	131.5	37.6	81.1	37.9
[Ar III]	7135	-0.396	140.6	33.2	92.0	38.3
[O II]	7321	-0.419	73.7	16.0	41.1	16.3
log F(H β)			-14.07		-14.11	
c(H β)			1.583		0.96	
log I(H β)			-12.882		-13.44	
	ION	ERROR	[N II]	[O III]	[N II]	[O III]
T_e [°K]	[N II] / [O III]	±90	9490	11430	10900	12530
n_e [cm ⁻³]	[S II]	±100	1120	1210	790	830

Tabla 5.vii.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en Pe 1-17, PA 48°

He 1-1 ION	λ_0	f_0	REGIÓN NORTE		REGIÓN SUR	
			F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0
[O III]	4959	-0.024	494.5	449.0	481.2	436.8
[O III]	5007	-0.036	1487.3	1288.3	1463.8	1267.5
[N I]	5198	-0.082	6.2	4.4	7.0	5.1
[N II]	5755	-0.195	11.3	5.2	10.8	5.0
He I	5876	-0.215	22.9	9.7	23.1	9.8
[O I]	6300	-0.282	60.0	19.4	59.6	19.2
[S III]	6312	-0.283	21.8	7.0	22.3	7.1
[O I]	6364	-0.291	32.0	10.0	24.1	7.5
[N II]	6548	-0.318	373.0	104.2	379.4	105.7
H α	6563	-0.320	1027.0	284.5	1030.1	284.5
[N II]	6584	-0.323	1140.1	312.0	1144.2	312.2
He I	6678	-0.336	19.9	5.2	31.0	8.0
[S II]	6717	-0.342	153.0	38.9	154.3	39.1
[S II]	6731	-0.344	202.0	50.9	200.1	50.3
He I	7065	-0.387	17.7	3.7	16.8	3.5
[Ar III]	7135	-0.396	217.6	44.4	214.5	43.7
[O II]	7321	-0.419	42.3	7.9	42.5	7.9
[O II]	7332	-0.419	37.3	6.9	36.7	6.8
log F(H β)			-13.77		-13.78	
c(H β)			1.74		1.75	
log I(H β)			-12.01		-12.00	
T_e [°K]			10060	± 120	9870	± 120
n_e [cm $^{-3}$]			1510	± 50	1408	± 50

Tabla 5.viii.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en He 1-1, PA 44°

Pe 1-17 ION	λ_0	f_0	REGIÓN NORTE		REGIÓN CENTRAL		REGIÓN SUR	
			F_λ	I_λ	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[O III]	4959	-0.024	526.5	478.5	530.9	482.7	530.9	482.2
[O III]	5007	-0.036	1532.7	1329.4	1558.4	1352.5	1580.4	1369.3
[N I]	5198	-0.082	9.9	7.2	11.6	8.4	11.8	8.5
[N II]	5755	-0.195	10.9	5.0	11.7	5.4	10.8	5.0
He I	5876	-0.215	25.1	10.7	24.9	10.6	25.0	10.6
[O I]	6300	-0.282	64.6	21.1	66.3	21.8	64.6	20.9
[S III]	6312	-0.283	22.3	7.2	23.8	7.8	22.4	7.2
[O I]	6364	-0.291	22.4	7.0	23.2	7.3	22.2	6.9
[N II]	6548	-0.318	381.1	107.8	376.8	107.1	383.8	107.5
H α	6563	-0.320	1014.3	284.5	1008.8	284.5	1024.6	284.5
[N II]	6584	-0.323	1125.2	311.9	1116.6	311.2	1133.0	310.8
He I	6678	-0.336	15.2	4.0	14.8	3.9	15.7	4.1
[S II]	6717	-0.342	156.9	40.4	159.5	41.3	159.5	40.6
[S II]	6731	-0.344	202.3	51.7	204.9	52.7	205.5	51.9
He I	7065	-0.387	18.2	3.9	20.5	4.4	17.1	3.6
[Ar III]	7135	-0.396	217.8	45.2	217.3	45.4	217.7	44.6
[O II]	7327	-0.419	42.0	7.9	44.2	8.4	44.8	8.4
[O II]	7327	-0.419	37.5	7.1	39.2	7.5	39.8	7.4
log F(H β)			-14.33		-14.17		-14.34	
c(H β)			1.72		1.72		1.74	
log I(H β)			-12.45		-12.45		-12.44	
T_e [°K]			9920	± 120	10230	± 120	9880	± 120
n_e [cm $^{-3}$]			1390	± 15	1380	± 15	1380	± 15

Tabla 5.ix.: Flujos observados, log F(H β), log I(H β), c(H β), T_e y n_e en He 1-1 PA -47°

PC 19 IÓN	λ_0	f_0	REGIÓN NORTE		REGIÓN SUR		CENTRO NORTE		CENTRO SUR	
			F_λ	I_λ	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ	F_λ	I_λ
H γ	4340	0.127	17.5	19.7	33.1	51.8	13.4	15.7	25.9	33.5
[O III]	4363	0.121	7.0	7.9	7.5	11.6	6.4	7.4	9.6	12.3
H β	4861	-0.000	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
[O III]	4959	-0.024	431.9	422.2	456.8	419.5	487.7	473.3	475.4	452.6
[O III]	5007	-0.036	1218.6	1178.2	1300.6	1145.5	1380.9	1320.8	1456.7	1353.7
He I	5876	-0.215	19.1	15.6	31.3	14.6	17.4	13.4	24.4	15.7
[O I]	6300	-0.282	2.2	1.7	9.4	3.5	2.0	1.4	2.2	1.2
[S III]	6312	-0.283	1.4	1.1	6.5	2.4	1.5	1.1	2.0	1.1
[N II]	6548	-0.318	9.4	6.9	19.5	6.3	9.5	6.4	8.3	4.3
H α	6563	-0.320	384.6	284.6	884.7	284.5	423.8	284.6	548.0	284.6
[N II]	6584	-0.323	16.1	11.9	38.1	12.1	18.1	12.1	13.2	6.8
He I	6678	-0.336	7.0	5.1	14.6	4.4	7.0	4.6	8.0	4.0
[S II]	6717	-0.342	2.6	1.9	5.0	1.5	1.1	0.7	1.6	0.8
[S II]	6731	-0.344	3.6	2.6	7.3	2.2	2.1	1.4	2.5	1.3
He I	7065	-0.387	11.4	7.9	28.3	7.2	16.6	10.3	18.3	8.3
[Ar III]	7135	-0.396	12.5	8.6	25.2	6.2	14.5	8.8	16.9	7.5
[O II]	7327	-0.419	6.1	4.1	12.0	2.7	6.8	4.0	6.2	2.6
[O II]	7331	-0.419	5.5	3.7	9.9	2.2	5.9	3.5	5.8	2.5
$\log F(H\beta)$			-13.04		-12.03		-12.37		-11.99	
$c(H\beta)$			0.408		1.539		0.540		0.889	
$\log I(H\beta)$			-10.932		-10.005		-10.530		-10.250	
T_e [°K]			12390	± 100	13940	± 100	11270	± 100	11120	± 100
n_e [cm $^{-3}$]			1830	± 50	2470	± 50	6980	± 50	2970	± 50

Tabla 5.x.: Flujos observados, $\log F(H\beta)$, $\log I(H\beta)$, $c(H\beta)$, T_e y n_e en PC 19, PA 0°

IÓN	λ_0	NORTE PA 0°	CENTRO PA 0°	SUR PA 0°	ESTE PA 90°	OESTE PA 90°
Ar ⁺²	7135	2.639e-06	2.282e-06	2.722e-06	2.889e-06	2.559e-06
	PROMEDIO	2.639e-06	2.282e-06	2.722e-06	2.889e-06	2.559e-06
He ⁺	5876	1.274e-01	1.337e-01	1.282e-01	1.360e-01	1.318e-01
	6678	1.413e-01	1.496e-01	1.437e-01	1.552e-01	1.424e-01
	PROMEDIO	1.307e-01	1.374e-01	1.317e-01	1.406e-01	1.342e-01
O ⁺¹	7321	8.081e-05	1.085e-04	1.816e-04	1.690e-04	9.606e-05
	7332	5.212e-05	1.143e-04	1.887e-04	1.810e-04	6.917e-05
	PROMEDIO	6.767e-05	1.111e-04	1.848e-04	1.745e-04	8.368e-05
O ⁺²	4959	2.006e-04	1.577e-04	2.149e-04	2.181e-04	1.856e-04
	5007	1.986e-04	1.561e-04	2.150e-04	2.010e-04	1.736e-04
	PROMEDIO	1.991e-04	1.565e-04	2.150e-04	2.057e-04	1.768e-04
N ⁺	5755	5.599e-05	4.656e-05	5.932e-05	6.233e-05	5.515e-05
	6548	5.776e-05	4.733e-05	6.147e-05	6.203e-05	5.497e-05
	6584	5.552e-05	4.643e-05	5.867e-05	6.264e-05	5.533e-05
	PROMEDIO	5.611e-05	4.666e-05	5.941e-05	6.249e-05	5.524e-05
S ⁺²	6312	6.042e-06	4.426e-06	6.920e-06	7.949e-06	5.104e-06
	PROMEDIO	6.042e-06	4.426e-06	6.920e-06	7.949e-06	5.104e-06
S ⁺	6717	1.345e-06	1.188e-06	1.419e-06	1.802e-06	1.555e-06
	6731	1.341e-06	1.184e-06	1.414e-06	1.796e-06	1.558e-06
	PROMEDIO	1.343e-06	1.185e-06	1.416e-06	1.798e-06	1.557e-06
TOTALES						
Ar		6.69	6.63	6.71	6.73	6.68
N		8.35	8.05	8.11	8.134	8.24
O		8.43	8.43	8.60	8.58	8.42
S		6.95	6.78	6.95	7.01	6.88

Tabla 5.xi.: Abundancias químicas por número y totales de He 2-429

IÓN	λ_0	NORTE PA 10°	SUR PA 10°	C. NORTE PA 27°	C. SUR PA 27°	SUR PA 27°
Ar ⁺²	7135	3.890e-06	1.620e-06	9.492e-07	1.349e-06	1.391e-06
	PROMEDIO	3.890e-06	1.620e-06	9.492e-07	1.349e-06	1.391e-06
He ⁺	5876	1.112e-01	1.013e-01	7.570e-02	8.224e-02	1.168e-01
	6678	8.84e-02	6.394e-02	6.845e-02	1.006e-01	1.880e-01
	PROMEDIO	1.08e-01	8.66e-02	7.422e-02	8.687e-02	1.388e-01
O ⁺¹	7321	9.677e-04	5.189e-04	2.046e-03	2.041e-04	2.113e-04
	7332	1.212e-03	6.498e-04	2.564e-03	2.559e-04	2.647e-04
	PROMEDIO	1.100e-03	5.844e-04	2.305e-03	2.300e-04	2.380e-04
O ⁺²	4363	5.047e-04	2.174e-04	7.048e-05	1.939e-04	1.663e-04
	4959	4.993e-04	2.198e-04	1.116e-04	1.906e-04	1.601e-04
	5007	5.076e-04	2.282e-04	1.143e-04	1.952e-04	1.685e-04
	PROMEDIO	5.055e-04	2.260e-04	1.132e-04	1.941e-04	1.664e-04
N ⁺	5755	7.881e-05	6.642e-05	9.388e-05	5.342e-05	6.741e-05
	6548	8.422e-05	6.872e-05	8.867e-05	5.181e-05	5.257e-05
	6584	7.703e-05	6.512e-05	9.573e-05	5.411e-05	5.139e-05
	PROMEDIO	7.898e-05	6.608e-05	9.404e-05	5.354e-05	5.197e-05
Ne ⁺²	3868	2.453e-04	2.002e-05	3.578e-05	6.627e-05	5.518e-05
	3969	1.655e-04	1.200e-04	5.625e-05	1.042e-04	2.621e-05
	PROMEDIO	2.315e-04	8.497e-05	4.248e-05	7.866e-05	5.148e-05
S ⁺²	6312	7.472e-06	3.766e-06	2.414e-06	5.205e-06	3.302e-06
	PROMEDIO	7.472e-06	3.766e-06	2.414e-06	5.205e-06	3.302e-06
S ⁺	4069	5.187e-270	2.693e-06	—	4.909e-06	—
	6717	2.844e-06	2.081e-06	2.831e-06	1.358e-06	1.507e-06
	6731	2.847e-06	2.079e-06	2.836e-06	1.356e-06	1.486e-06
	PROMEDIO	2.124e-06	2.125e-06	2.834e-06	2.234e-06	1.496e-06
TOTALES						
Ar		6.86	6.48	6.25	6.40	6.42
N		8.06	7.96	7.99	7.99	7.95
Ne		8.87	8.48	8.96	8.24	8.10
O		9.20	8.91	9.38	8.63	8.61
S		6.99	6.77	6.72	6.89	6.69

Tabla 5.xii.: Abundancias químicas por número y totales de Pe 1-17

IÓN	λ_0	C. NORTE PA 40°	C. SUR PA 40°	SUR PA 40°	NORTE PA 48°	SUR PA 48°
Ar ⁺²	7135	1.976e-06	1.752e-06	1.255e-06	2.054e-06	1.978e-06
	PROMEDIO	1.976e-06	1.752e-06	1.255e-06	2.054e-06	1.978e-06
He ⁺	5876	6.560e-02	6.919e-02	9.911e-02	6.036e-02	8.775e-02
	6678	7.928e-02	1.218e-01	1.362e-01	9.893e-02	1.554e-01
	PROMEDIO	6.906e-02	8.627e-02	1.094e-01	7.227e-02	1.100e-01
O ⁺¹	7321	5.957e-03	1.723e-04	3.359e-04	5.248e-04	2.569e-04
	7332	7.464e-04	1.953e-04	4.209e-04	6.578e-04	3.219e-04
	PROMEDIO	3.352e-03	1.045e-04	3.784e-04	3.0245e-05	2.894e-04
O ⁺²	4363	2.968e-04	2.006e-04	1.843e-04	2.671e-04	2.246e-04
	4959	2.886e-04	1.969e-04	1.731e-04	2.674e-04	2.184e-04
	5007	3.001e-04	2.019e-04	1.883e-04	2.679e-04	2.273e-04
	PROMEDIO	2.972e-04	2.006e-04	1.846e-04	2.678e-04	2.251e-04
N ⁺	5755	6.025e-05	4.132e-05	6.987e-05	6.763e-05	5.149e-05
	6548	6.078e-05	4.218e-05	6.895e-05	7.166e-05	5.526e-05
	6584	6.008e-05	4.105e-05	7.024e-05	6.649e-05	5.027e-05
	PROMEDIO	6.026e-05	4.134e-05	6.992e-05	6.787e-05	5.162e-05
Ne ⁺²	3868	2.897e-05	3.249e-05	4.527e-05	2.127e-05	2.721e-05
	3969	7.838e-05	5.691e-05	9.369e-05	9.350e-05	6.067e-05
	PROMEDIO	5.147e-05	4.106e-05	6.416e-05	6.288e-05	4.086e-05
S ⁺²	6312	7.750e-06	4.875e-06	4.542e-06	3.877e-06	4.556e-06
	PROMEDIO	7.750e-06	4.875e-06	4.542e-06	3.877e-06	4.556e-06
S ⁺	4069	4.682e-06	3.763e-06	7.829e-06	—	2.856e-06
	6717	1.612e-06	1.258e-06	1.978e-06	2.182e-06	1.576e-06
	6731	1.611e-06	1.259e-06	1.975e-06	2.184e-06	1.573e-06
	PROMEDIO	1.810e-06	2.033e-06	3.212e-06	2.183e-06	1.719e-06
TOTALES						
Ar		6.57	6.52	6.37	6.58	6.57
N		7.82	8.08	8.02	8.83	7.96
Ne		8.80	7.80	8.29	7.85	7.97
O		9.56	8.48	8.75	8.47	8.71
S		6.98	6.84	6.90	6.97	6.81

Tabla 5.xiii.: Abundancias químicas por número y totales de Pe 1-17

IÓN	λ_0	NORTE PA 44°	SUR PA 44°	NORTE PA -47°	C. NORTE PA -47°	SUR PA -47°
Ar ⁺²	7135	3.865e-06	3.840e-06	3.832e-06	3.581e-06	3.817e-06
	PROMEDIO	3.865e-06	3.840e-06	3.832e-06	3.581e-06	3.817e-06
He ⁺	5876	6.761e-02	6.793e-02	7.483e-02	7.461e-02	7.412e-02
	6678	9.804e-02	8.368e-02	1.009e-01	9.300e-02	1.031e-01
O ⁺¹	PROMEDIO	7.636e-02	7.195e-02	8.800e-02	8.300e-02	8.220e-02
	7321	1.846e-04	1.791e-04	1.848e-04	1.631e-04	2.001e-04
O ⁺²	7332	2.016e-04	1.953e-04	2.071e-04	1.816e-04	2.231e-04
	PROMEDIO	1.925e-04	1.866e-04	1.954e-04	1.718e-04	2.109e-04
N ⁺	4959	5.101e-04	5.301e-04	5.148e-04	4.677e-04	5.261e-04
	5007	5.120e-04	5.342e-04	4.966e-04	4.551e-04	5.187e-04
S ⁺²	PROMEDIO	5.115e-04	5.332e-04	5.014e-04	4.584e-04	5.206e-04
	5755	6.180e-05	6.330e-05	6.161e-05	5.665e-05	6.216e-05
S ⁺	6548	6.088e-05	6.527e-05	6.252e-05	5.736e-05	6.299e-05
	6584	6.220e-05	6.314e-05	6.144e-05	5.656e-05	6.189e-05
S ⁺²	PROMEDIO	6.187e-05	6.370e-05	6.171e-05	5.677e-05	6.217e-05
	6312	1.737e-05	1.664e-05	1.703e-05	1.607e-05	1.731e-05
S ⁺	PROMEDIO	1.737e-05	1.664e-05	1.703e-05	1.607e-05	1.731e-05
	6717	2.716e-06	2.688e-06	2.729e-06	2.575e-06	2.766e-06
	6731	2.711e-06	2.685e-06	2.724e-06	2.576e-06	2.762e-06
	PROMEDIO	2.713e-06	2.686e-06	2.726e-06	2.576e-06	2.764e-06
TOTALES						
Ar		6.86	6.86	6.86	6.83	6.85
N		8.36	8.38	8.34	8.32	8.33
O		8.85	8.86	8.84	8.80	8.86
S		7.67	7.362	7.36	7.34	7.37

Tabla 5.xiv.: Abundancias químicas por número y totales de He 1-1

IÓN	λ_0	NORTE PA 0°	SUR PA 0°	C. NORTE PA 0°	C. SUR PA 0°
Ar ⁺²	7135	4.553e-07	5.623e-07	4.916e-07	2.635e-07
	PROMEDIO	4.553e-07	5.623e-07	4.916e-07	2.635e-07
He ⁺	5876	1.089e-01	8.477e-02	1.052e-01	9.231e-02
	6678	1.280e-01	1.608e-01	1.532e-01	1.131e-01
O ⁺¹	PROMEDIO	1.136e-01	1.321e-01	1.229e-01	9.715e-02
	7321	2.598e-05	2.695e-05	2.474e-05	9.010e-06
O ⁺²	7332	2.968e-05	2.922e-05	2.891e-05	9.297e-06
	PROMEDIO	2.774e-05	2.801e-05	2.678e-05	9.139e-06
N ⁺	4363	2.198e-04	3.278e-04	3.435e-04	1.553e-04
	4959	2.253e-04	3.361e-04	3.342e-04	1.616e-04
S ⁺²	5007	2.183e-04	3.256e-04	3.470e-04	1.533e-04
	PROMEDIO	2.201e-04	3.284e-04	3.438e-04	1.555e-04
S ⁺	6548	2.362e-06	2.873e-06	1.911e-06	1.685e-06
	6584	1.371e-06	1.841e-06	1.025e-06	1.100e-06
S ⁺²	PROMEDIO	1.737e-06	2.198e-06	1.368e-06	1.300e-06
	6312	1.059e-06	1.463e-06	1.593e-06	1.563e-06
S ⁺	PROMEDIO	1.059e-06	1.463e-06	1.593e-06	1.563e-06
	6717	8.531e-08	8.252e-08	5.704e-08	5.993e-08
	6731	8.522e-08	8.248e-08	5.704e-08	5.992e-08
	PROMEDIO	8.526e-08	8.249e-08	5.704e-08	5.992e-08
TOTALES					
Ar		5.93	6.02	5.96	5.69
N		7.19	7.45	7.28	7.37
O		8.39	8.55	8.57	8.22
S		6.233	6.41	6.45	6.48

Tabla 5.xv.: Abundancias químicas por número y totales de PC 19

Capítulo 6

Discusión

6.1 He 1 - 1

El valor del coeficiente de extinción logarítmico $c(H\beta)$ es de 1.72 - 1.75 en todos los espectros. Esto indica una uniformidad en la distribución espacial de polvo, tratándose de extinción local, o una contribución despreciable a la extinción por componentes de polvo locales. La densidad electrónica en las zonas norte, centro y sur (PA = -47°) es la misma (1400 cm^{-3}). En las regiones norte y sur (PA = 44°) encontramos una fluctuación en la densidad electrónica de 100 cm^{-3} . De aquí podemos entonces decir que las condensaciones con SP (zonas norte, centro y sur, PA = -47°) poseen la misma densidad electrónica entre sí pero que ésta es menor que la que presentan las regiones de la estructura toroidal de la NP (zonas norte y sur, PA = 44°). La temperatura electrónica en las condensaciones con SP es ligeramente menor que la de la región central ($T_e = 9900^\circ\text{K}$ para las condensaciones y $T_e = 10200^\circ\text{K}$ para el centro). En cuanto a las dos regiones del toroide que se estudiaron, encontramos que en ambos casos su temperatura electrónica es de 10000°K .

Comparando las abundancias químicas notamos que no hay fluctuaciones importantes

entre una u otra región, siendo subabundante la de helio, muy alta la de oxígeno, baja la de nitrógeno, alta la de argón y muy alta la de azufre, comparados con los valores típicos para NPs (Kingsburgh y Barlow 1994).

6.2 He 2 - 429

Al igual que en el objeto anterior, el coeficiente de extinción logarítmico muestra uniformidad en su valor (1.8 y 1.9). Encontramos que los valores del coeficiente de extinción logarítmico son similares (entre para todas las regiones estudiadas en esta NP, lo que nos indica que la extinción interestelar es la misma para todas las zonas y que el enrojecimiento sólo se debe a ésta. Los valores obtenidos para la densidad electrónica de las regiones norte, centro y sur ($PA = 0^\circ$) están entre los 5000 y 5500 cm^{-3} , mientras que en la región este como en la oeste ($PA = 90^\circ$) el valor obtenido es de 7600 cm^{-3} . Estos resultados nos muestran que aunque no existe una fluctuación significativa en los valores obtenidos para las zonas que pertenecen a una misma posición de rendija, es evidente que los extremos de la estructura nebulosa son mucho más densos que la región central. Los valores de la temperatura electrónica en las zonas norte, central y sur ($PA = 0^\circ$) están entre los 9600 y 10500°K, siendo la región central la más caliente. Para las zonas este y oeste ($PA = 90^\circ$) la temperatura electrónica está entre los 9500 y los 10000°K.

Tomando en cuenta los valores de la Tabla 3.ii. (ver sección 3.9), encontramos que las abundancias químicas son similares en todas las zonas analizadas, siendo baja la de oxígeno, normal la de nitrógeno, alta la de argón y normal la de azufre.

6.3 PC 19

De la tabla 5.ix. podemos ver que los valores de $c(H\beta)$ están entre el 0.54 y el 1.54, lo que implica la existencia de un gradiente de norte a sur en la extinción. Apoyándonos en la relación distancia-enrojecimiento, concluimos que el enrojecimiento no se debe a la extinción interestelar, sino más bien a la probable presencia de polvo en las distintas regiones estudiadas de esta NP. La densidad electrónica en la región central (entre 3000 y 7000 cm^{-3}) es mayor que la que presentan los extremos (entre 2000 y 2500 cm^{-3}). En cuanto a la temperatura electrónica, encontramos que ésta condición física es mayor en los extremos (entre 1200 y 1400°K) y menor en el centro de la estructura nebulosa ($\sim 11200^\circ\text{K}$).

Vemos que aunque existe una abundancia de oxígeno ligeramente mayor en la región central de la NP, en general las abundancias químicas elementales calculadas en este objeto son muy bajas y ninguna de las regiones estudiadas en éste cumplen con las condiciones para ser clasificadas como NP de Tipo I.

6.4 Pe 1 - 17

Los valores del $c(H\beta)$ en esta NP se encuentran entre el 1.3 y el 1.7, presentándose un gradiente de norte a sur (decreciente), debido probablemente a la presencia de polvo en las diferentes regiones estudiadas. De las tablas 5.iii.-5.vi. vemos que existe una similitud con respecto a los valores de $cH\beta$, temperatura (entre 8000 y 15000°K) y densidad electrónica (entre 750 y 9200 cm^{-3}) entre las zonas sur con PA 10° y PA 48°, así como entre las regiones centro sur con PA 27° y PA 40°.

Obteniendo los valores de $\log N/O$ y He/H para cada una de las regiones estudiadas de esta NP encontramos que ninguna cumple con las condiciones para ser clasificada como NP de Tipo I, aunque las regiones norte (PA 48°), centro sur (PA 27° y PA 40°) y sur (PA

48°) se encuentren muy cerca de cumplir con dichos criterios.

Capítulo 7

Conclusiones

- ❑ El hecho de que la densidad electrónica encontrada en las regiones este y oeste de He 2-429 sea mayor a la de la región central de la misma, apoyan la descripción morfológica de GVL99, en la cual sugieren que el cascarón de la NP se encuentra abierto, dando a la estructura una forma de **barril hueco**.
- ❑ Se obtuvieron las abundancias químicas elementales de las diversas regiones estudiadas de He 2-429 encontrando una sobreabundancia de helio.
- ❑ Los valores de $\log N/O$ y He/H en la NP He 2-429 no satisfacen las condiciones para ser clasificada como NP de Tipo I (ver sección 3.9).
- ❑ De las condiciones físicas encontradas en la estructura interna de la NP He 1-1 así como de los estudios cinemáticos de GVL99, se encontró que la región interna posee una estructura elipsoidal.
- ❑ Se encontró que la temperatura electrónica más alta de He 1-1 pertenece a la región central.
- ❑ Se encontró una subabundancia de helio en He 1-1. En general, para esta NP, las

abundancias químicas de este objeto son uniformes, es decir no presentan diferencias importantes entre las diferentes zonas.

- ❑ Los valores de $\log N/O$ y He/H en la NP He 1-1 no satisfacen las condiciones para ser clasificada como NP de Tipo I (ver sección 3.9)
- ❑ El gradiente de norte a sur (creciente) en los valores del coeficiente de extinción logarítmico en PC 19 ha sido interpretado como el efecto de una distribución no homogénea de polvo en la nebulosa.
- ❑ Se encontró que la densidad electrónica en PC 19 es mayor en el centro ($\langle n_e \rangle$ promedio de 5000 cm^{-3}) y sustancialmente menor en los extremos ($\langle n_e \rangle$ promedio de 2000 cm^{-3}).
- ❑ En cuanto a la temperatura electrónica calculada en PC 19, se encontró que ésta es mayor en los extremos (T_e promedio de 13000°K) y menor en el centro (T_e promedio de 11000°K).
- ❑ Las abundancias químicas de PC 19 en general son muy bajas aunque no fuera de lo normal (Kingsburgh y Barlow, 1994), siendo la de oxígeno ligeramente mayor en el centro.
- ❑ Los valores de $\log N/O$ y He/H en la NP PC 19 no satisfacen las condiciones para ser clasificada como NP de Tipo I (ver sección 3.9)
- ❑ Existe un gradiente de norte a sur (decreciente) en los valores de $c(H\beta)$ en Pe 1-17, debido probablemente a la existencia de polvo (no uniformemente distribuido) dentro de la estructura nebulosa.
- ❑ Se encontró que las condiciones físicas obtenidas para las regiones sur con PA 10° y PA 48° de Pe 1-17 son similares.

- ❑ Se encontró que las condiciones físicas obtenidas para las regiones centro sur con PA 27 ° y PA 40° de Pe 1-17son similares.
- ❑ Se encontró que aunque en ninguna de las regiones estudiadas en Pe 1-17 los valores de log N/O y He/H cumple con las condiciones para ser clasificada como NP de Tipo I , las regiones norte (PA 48°), centro sur (PA 27° y PA 40°) y sur (PA 48°) se encuentren muy cerca de cumplir con dichos criterios.

Bibliografía

- [1] Aaquist O. B., Kwok S., 1996, ApJ, 462, 813
- [2] Balick B., Rugers M., Terzian Y., Chengalur J. N., 1993, ApJ, 411, 778
- [3] Biro S., Raga A. C., Canto J., 1995, MNRAS, 275, 557
- [4] Cliffe J. A., Frank A., Livio M., Jones T. W., 1995, ApJ, 447, 49
- [5] Cook R., Vázquez R., 2002, RMxAC, 12, 38
- [6] Corradi R. L. M., Schwarz H. E., Stanghellini L., 1993, Point Symmetry in Planetary Nebulae, IAU Symp. 155, eds R. Weinberger, A. Acker., Kluwer, Dordrecht, p216
- [7] Corradi R. L. M., Manso R., Mampaso A., Schwarz H. E., 1996, A&A, 313, 913
- [8] Cuisinier F., Acker A., Koeppen J., 1996, A&A, 307, 215
- [9] Curtis H. D., 1918, LicO, 13, 55
- [10] Dopita M. A., 1997, ApJ, 485, 41
- [11] Frank A., Balick B., Livio M., 1996, ApJ, .471, 53
- [12] Garcia-Segura G., 1997, ApJ, 489, 189
- [13] Greig W. E., 1971, A&A, 10, 161

- [14] Guerrero M. A., Manchado A., Chu Y.-H., 1997, *ApJ*, 487, 328
- [15] Guerrero M. A., Vázquez R., López J. A., 1999, *AJ*, 117, 967
- [16] Gurzadyan G. A., 1969, *The Physics and Dynamics of Planetary Nebulae*, Springer Verlag
- [17] Howarth I. D., 1983, *MNRAS*, 203, 301
- [18] Icke V., Mellema G., Balick B., Eulderink F., Frank A., 1992, *A&A*, 258, 341
- [19] Kingsburgh R. L., Barlow M. J., 1994, *MNRAS*, 201, 21
- [20] Kitchin C. R., 1995, *Optical Astronomical Spectroscopy*, Institute of Physics Pub
- [21] Koeppen J., Acker A., Stenholm B., 1991, *A&A*, 248, 197
- [22] Kwok S., Purton C. R., Fitzgerald P. M., 1978, *ApJ*, 219, 125
- [23] Kwok S., 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, Cambridge University Press
- [24] Kwok S., 2001, *Cosmic Butterflies: The colorful mysteries of Planetary Nebulae*, Cambridge Univ Pr (Trd)
- [25] Livio M., Pringle J. E., 1996, *ApJ*, 465, 55
- [26] Lopez J. A., Meaburn J., Palmer J. W., 1993, 415, 135
- [27] Lopez J. A., Meaburn J., Bryce M., H., 1996, *ApJ*, 493, 803
- [28] Lopez J. A., 1997, *Jets and Brels in Planetary Nebulae*; IAU Symp. 180, eds H. J. Habing, H. J. G. L. M. Lamers, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, p197

- [29] López J. A., Rodríguez L. F., Meaburn J., García-Segura G., Vázquez R., Franco J., Steffen W., Miranda L. F., Bryce M., 2002, *RMxAC*, 12, 123
- [30] Manchado A., Stanghellini L., Guerrero M. A., 1996, *ApJ*, 466, 95
- [31] Osterbrock D. E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. University Science books, Mill Valley, California, USA, and Oxford University Press
- [32] Peimbert M., Costero R., 1961, *BOTT*, 3, 33
- [33] Pottasch S. R., 1984, *Planetary Nebulae: A Study of Late Stages of Stellar Evolution*, D Reidel Pub Co
- [34] Preston H. L., Balick B., Icke V., 1987, *BAAS*, 19, 1090
- [35] Raga A. C., Canto J., Biro S., 1993, *MNRAS*, 260, 163
- [36] Samland M., Koeppen J., Acker A., Stenholm B., 1992, *A&A*, 264, 184
- [37] Schwarz H. E., Corradi R. L. M., Melnick J., 1992, *A&A*, 279, 521
- [38] Seaton M. J., 1954, *MNRAS*, 114, 154
- [39] Soker N., Livio M., 1994, *ApJ*, 421, 219
- [40] Stasinska G., 2002, *astro.ph.*, 207, 500
- [41] Tylenda R., Acker A., Stenholm B., 1993, *A&A*, 102, 595
- [42] Vazquez R., Kingsburgh R. L., Lopez J. A., 1998, *MNRAS*, 296, 564

Apéndice A

ALIEN: Analizador Integral de Espectros Nebulares

ALIEN (Cook, R., Vázquez, R., 2002) es un paquete computacional diseñado para analizar espectros nebulares de baja dispersión (Figura A.1). Este paquete realiza las correcciones por enrojecimiento de los espectros, cálculo de condiciones físicas y abundancias iónicas por número.

ALIEN fue escrito en el lenguaje de programación C, mientras que la Interfaz Gráfica de Usuario (IGU) fue desarrollada usando XForms (Kubat 1996).

El procesamiento de los datos con ALIEN se realiza en dos fases, la primera es la corrección por enrojecimiento de los flujos observados y la segunda el cálculo de condiciones físicas y abundancias iónicas a partir de los flujos corregidos. El proceso de desenrojecimiento es realizado por la rutina **xGalRed** (Figura A.2). Este programa lee el archivo `splot.log` (Figuras A.3 y A.4), generado por el paquete de reducción de datos astronómicos **IRAF** (*Image Reduction and Analysis Facility*), distingue los flujos de los espectros contenidos en éste y reconoce los iones cuya longitud de onda esté especificada en uno de

los archivos de registro de IRAF.



Figura A.1: Toma de la ventana de inicio del código ALIEN

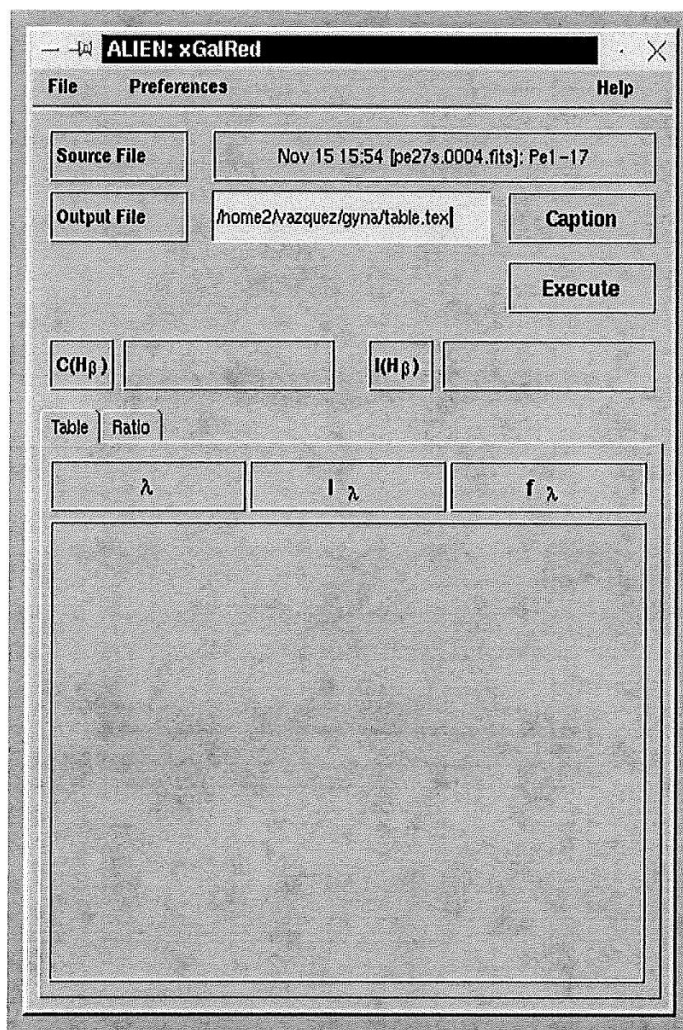


Figura A.2: Toma de la ventana xGalRed

Los espectros son desenrojados usando el cociente $H\alpha/H\beta$ y la ley de extinción **Howarth (1983)**. Después de que el proceso se completa, se muestran los siguientes datos (**Figura A.5 y A.6**):

1. El coeficiente de extinción, $c(H\beta)$
2. El flujo desenrojado de $H\beta$, $I_{H\beta}$
3. Una tabla que contiene todos los iones de las líneas de emisión que fueron identifi-

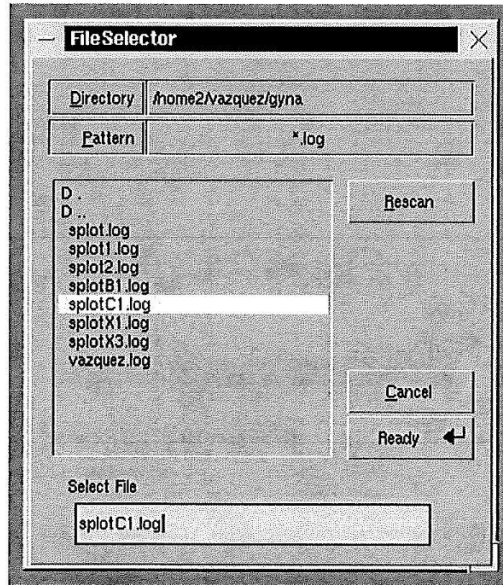


Figura A.3: Toma de la ventana "File Selector"

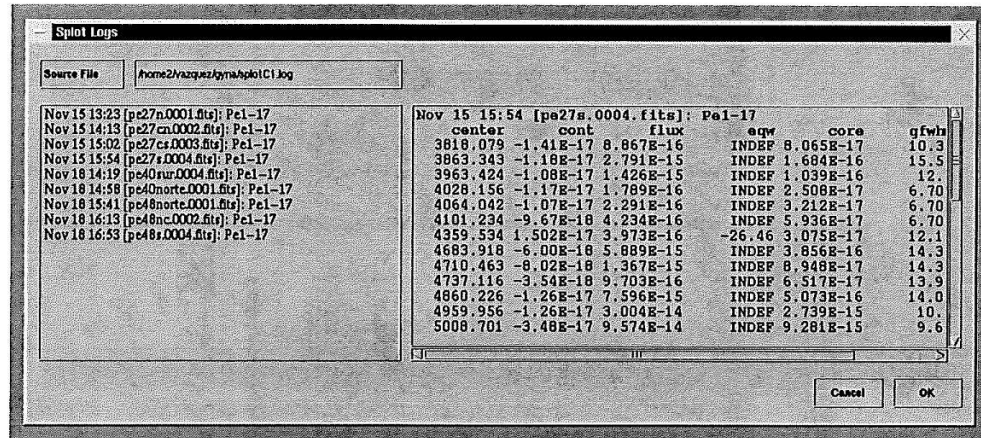


Figura A.4: Toma de la ventana "Splot Logs"

casas, su longitud de onda medida λ , los flujos desenrojados I_λ , y el coeficiente de extinción f_λ utilizada.

- Los cocientes de líneas para los iones de mayor importancia en NPs son calculados automáticamente ($[S \text{ II}]$, $[O \text{ III}]$, $[N \text{ II}]$), éstos se utilizarán después para obtener las condiciones físicas del gas.

El cálculo de las condiciones físicas y de abundancias iónicas por número es realizado por la rutina **xAbIon** (**Figura A.7**). Los parámetros atómicos que se utilizan para resolver el modelo atómico de cinco niveles de cada ion se leen de archivos ascii y son datos publicados en la literatura.

La temperatura (T_e) y densidad electrónica (N_e) son estimadas mediante cálculos numéricos basados en el modelo atómico de cinco niveles. Los cocientes de las líneas obtenidos en el proceso anterior se utilizarán en éste.

El usuario tiene que escribir el cociente de líneas de [O III] o [N II] para calcular la temperatura electrónica (**Figura A.8**), y el de [S II] para la densidad electrónica (**Figura A.9**), las transiciones de niveles de energía y un valor inicial de T_e y de N_e respectivamente.

Después de obtener la T_e y de N_e podrán calcularse las abundancias iónicas por número. El sistema automáticamente estima y reconoce el cociente de abundancia iónica, para poder calcular las abundancias iónicas por número. Este proceso se repite hasta que todas las abundancias iónicas sean calculadas.

Los resultados de ambos procesos quedarán contenidos en un archivo con formato **LATEX**. El archivo escrito por **xGalRed** contendrá una tabla con los iones, su longitud de onda, los flujos observados y desenojados así como la ley de extinción. **xAbIon** escribe estos resultados en el archivo correspondiente, de esta forma, todos los resultados de un espectro estarán contenidos en un archivo. La segunda tabla contendrá el nombre del ion, su longitud de onda y las abundancias iónicas por número.

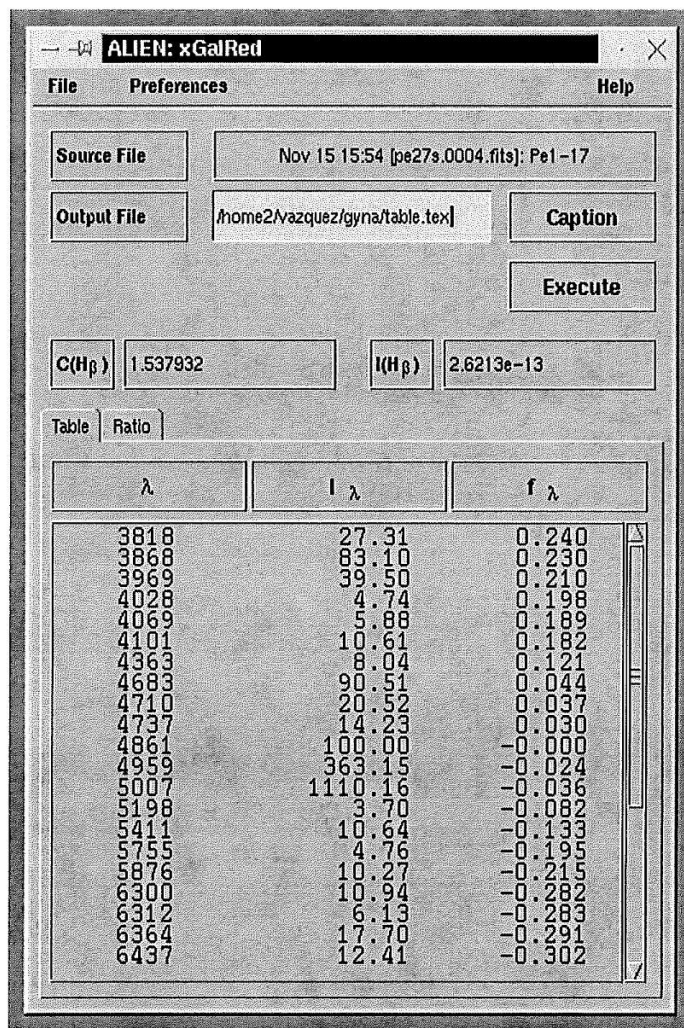


Figura A.5: Toma de la ventana xGalRed después de del proceso "Execute" (sección "Table")

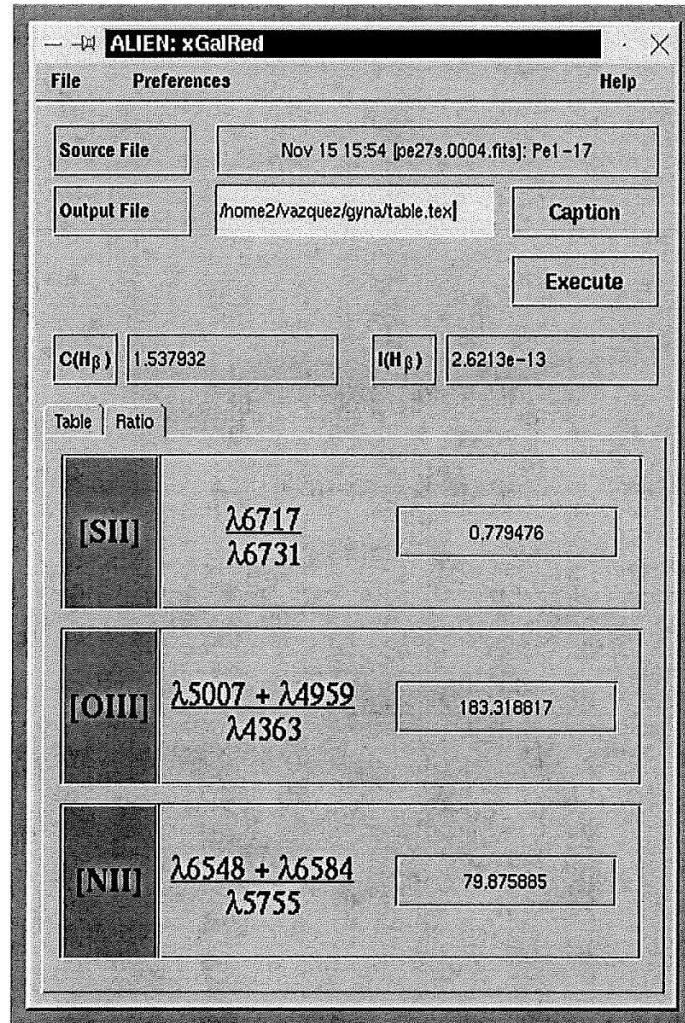


Figura A.6: Toma de la ventana xGalRed después del proceso "Execute" (sección "Ratio")

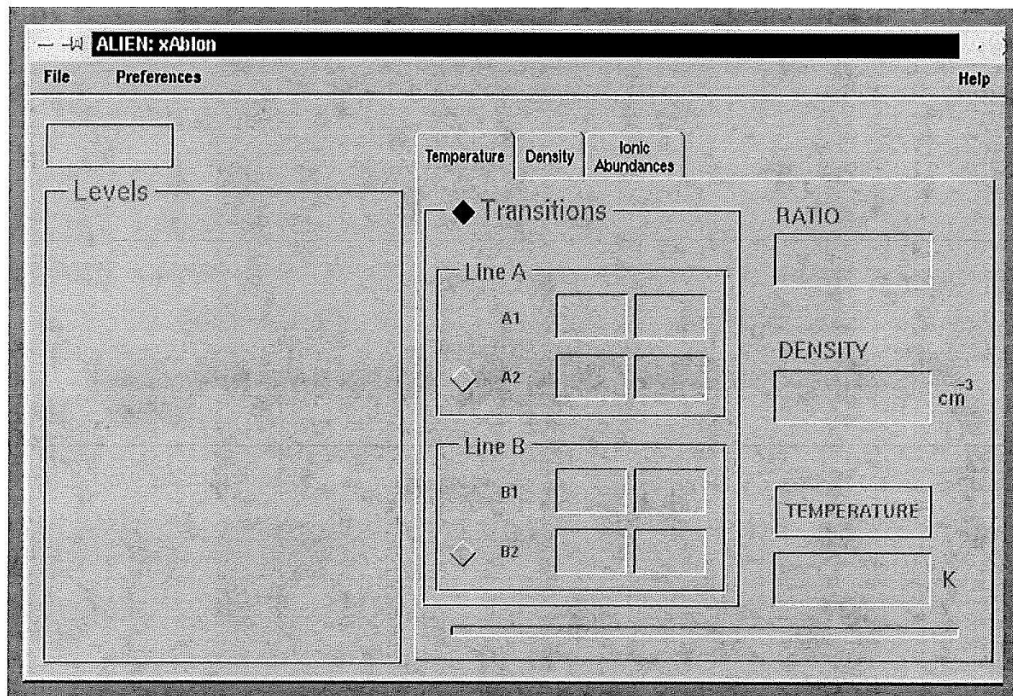


Figura A.7: Toma de la ventana de xAbIon

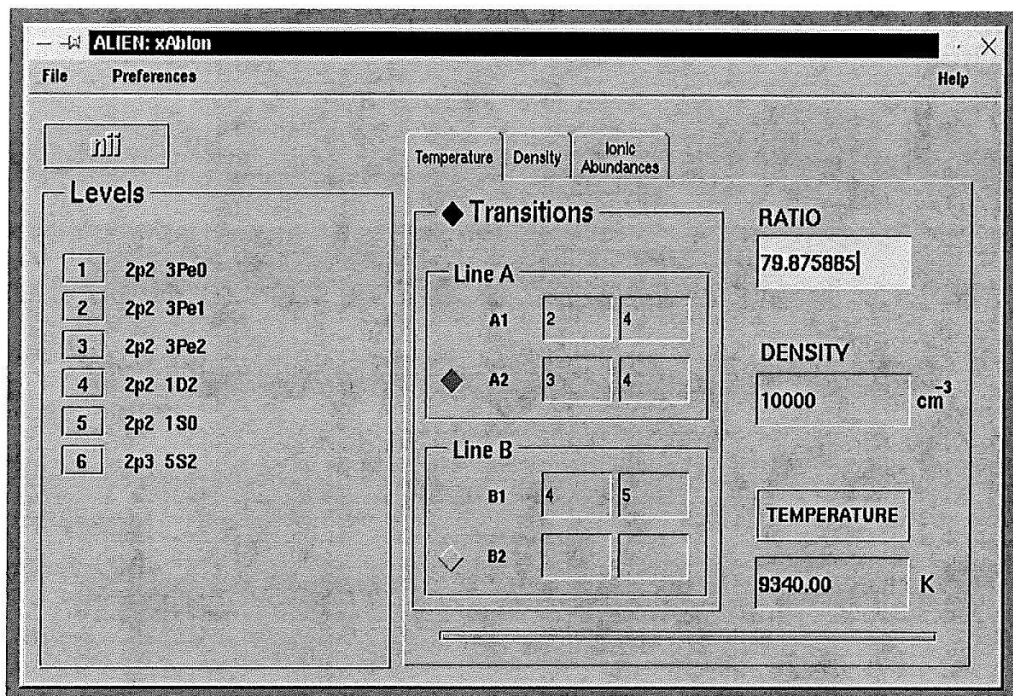


Figura A.8: Toma de la ventana de xAbIon después del proceso "Temperature"

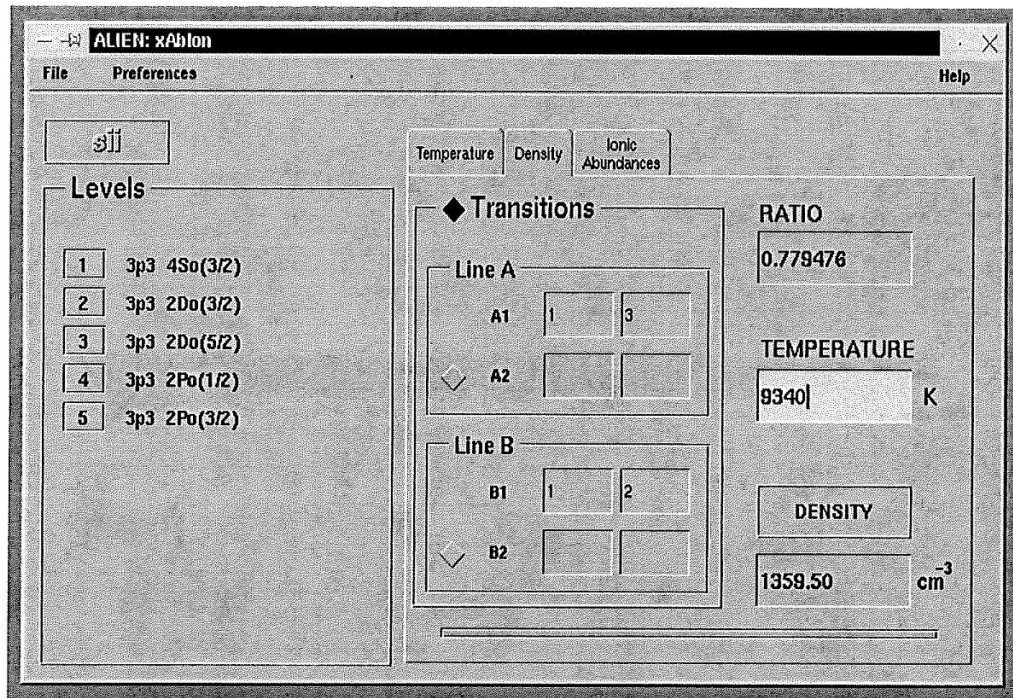


Figura A.9: Toma de la ventana de xAbIon después del proceso "Density"

Apéndice B

STAN: Estadística Nebular

A continuación, se describe el código STAN (programado en **MATLAB**), el cual calcula el promedio, la desviación estándar y el error o incertidumbre en las mediciones de los flujos observados de tres de las líneas espectrales presentes en NPs. El criterio para seleccionar esas tres líneas está basado en la magnitud del flujo relativo al valor del cociente señal a ruido (S/N) (ver secc. 5.2.5.).

□ CÓDIGO

```
clear all
```

```
disp ('ESTE PROGRAMA CALCULA EL ERROR EN LAS MEDICIONES DEL  
FLUJO');
```

```
disp ('DE LAS LINEAS DE EMISION PRESENTES EN UNA NEBULOSA PLAN-  
ETARIA');
```

```
disp ( ' ');
```

```
disp ('G=LINEA GRANDE. M=LINEA MEDIANA. P=LINEA PEQUE A');
```

```
disp ( ' ');
```

```
m=input('CON CUANTAS MEDICIONES QUIERES HACER EL CALCULO (debe ser el mismo para los tres casos):');
```

```
disp(' ');
```

```
%VALORES INICIALES
```

```
MG1=zeros(1,m);
```

```
MM1=zeros(1,m);
```

```
MP1=zeros(1,m);
```

```
G=0;
```

```
M=0;
```

```
P=0;
```

```
SG=0;
```

```
SM=0;
```

```
SP=0;
```

```
f=1;
```

```
k=1;
```

```
a=1./(m-1);
```

```
b=sqrt(m);
```

```
disp('A CONTINUACION SE TE PEDIRAN LOS VALORES DE LAS MEDICIONES, LOS DEBERAS DE EXPRESAR EN FORMA DE UNA MATRIZ DE 1×m PARA CADA CASO');
```

```
disp(' ');
```

```
MG=input('VALORES PARA G:');
```

```
if (size(MG) == size(MG1))
```

```
MM=input('VALORES PARA M:');
```

```
else
```

```
disp('EL NÚMERO DE MEDICIONES QUE DISTE EN LA MATRIZ ES INCOR-  
RECTO!!!');  
break;  
end;%if 1  
if (size (MM) == size(MM1))  
MP=input('VALORES PARA P:');  
else  
disp('EL NÚMERO DE MEDICIONES QUE DISTE EN LA MATRIZ ES INCOR-  
RECTO!!!');  
break;  
end;%if 2  
if (size(MP) ==size(MP1))  
while(f<=m)%WHILE 1  
G=G+(MG(1,f));%CÁLCULO DEL PROMEDIO  
M=M+(MM(1,f)),  
P=P+(MP(1,f));  
f=f+1;  
end;%WHILE 1  
G1=G./m;  
M1=M./m;  
P1=P./m;  
while (k<=m)%WHILE 2  
SG=SG+((MG(1,k)-G1).^2);  
SM=SM+((MM(1,k)-M1).^2);  
SP=SP+((MP(1,k)-P1).^2);
```

```
k=k+1;
end;% WHILE 2
SGT=sqrt(a.*SG);
SMT=sqrt(a.*SM);
SPT=sqrt(a.*SP);
EG=SGT./b;
EM=SMT./b;
EP=SPT./b;
S={G1 SGT EG; M1 SMT EM; P1 SPT EP};
pltmat(S,'Average-Standard Deviation -Standard Deviation of the Mean','c',12);
else
disp('EL NÚMERO DE MEDICIONES QUE DISTE EN LA MATRIZ ES INCOR-
RECTO!!!');
break;
end;%if
```

Apéndice C

Análisis de errores

III.1 ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE ERRORES ALEATORIOS

Si una cantidad física, así como una longitud medida con un metro o un intervalo de tiempo medido con un cronómetro, es medido en varias ocasiones, entonces la distribución de las lecturas es obtenida por los errores aleatorios. Para un conjunto de datos el promedio o valor medio está definido por

$$\langle x_p \rangle \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{C.1})$$

donde x_i es el i -ésimo valor medido y n es el número total de mediciones. Los n valores medidos serán distribuidos alrededor del valor medio. El hecho de que exista una pequeña expansión de los valores medidos implica una alta precisión. Una vez determinado **el mejor valor** para las mediciones $\langle x_p \rangle$, es necesario calcular la incertidumbre o error asociado a este valor.

La desviación estándar es una forma en la cual la expansión de los datos alrededor del valor medio puede ser caracterizada, y está definida como

$$s \equiv \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - x_p)^2} \quad (\text{unidades de } x_p) \quad (\text{C.2})$$

Si la desviación estándar es pequeña entonces la expansión en los valores medidos alrededor del valor medio es pequeño; por lo que la precisión en los valores medidos es alta. Es importante resaltar que la desviación estándar siempre es un valor positivo y que ésta tiene las mismas unidades que tienen los valores medidos.

El error o incertidumbre en el valor medio, x_p , es la desviación estándar del valor medio, s_m , el cuál está definido por

$$s_m \equiv \frac{s}{n^{1/2}} \quad (\text{C.3})$$

donde s es la desviación estandar y n es el número total de mediciones.

El resultado a reportar entonces es

$$x_p \pm s_m \quad (\text{C.4})$$

III.2 PROPAGACIÓN DE ERRORES

La propagación de errores es simplemente un método para determinar el error de una cantidad que es calculada usando dos o más valores medidos cuyo error es conocido.

Suponiendo que x , y , y z son tres valores medidos y que sus errores estimados son δx , δy , y δz . Sea w una función que depende de los valores de x , y , y z , entonces es posible calcular w y su error δw . Para determinar δw , primeramente se calcula el diferencial dw

$$dw = \frac{\partial w}{\partial x} dx + \frac{\partial w}{\partial y} dy + \frac{\partial w}{\partial z} dz \quad (\text{C.5})$$

Los diferenciales de la ecuación E se aproximan con deltas, como sigue

$$\delta w = \frac{\partial w}{\partial x} \delta x + \frac{\partial w}{\partial y} \delta y + \frac{\partial w}{\partial z} \delta z \quad (\text{C.6})$$

Se asume que los errores estimados δx , δy , y δz son errores aleatorios, y la teoría estadística muestra que δw es al raíz cuadrada de la suma de los cuadrados

$$\delta w = \sqrt{\left(\frac{\partial w}{\partial x} \delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \delta z\right)^2} \quad (\text{C.7})$$

La ecuación 7.7 es la fórmula básica para la propagación de errores.

Para obtener el error en el cálculo de la temperatura y densidad electrónica, el método de propagación de errores se aplica de la siguiente forma:

Sea \mathbf{F} una función que depende de los valores \mathbf{I}_1 , \mathbf{I}_2 , \mathbf{I}_3 ; en este caso \mathbf{F} es el cociente de intensidades mediante el cual se calcula la temperatura electrónica, e \mathbf{I}_1 , \mathbf{I}_2 , \mathbf{I}_3 las intensidades de las líneas.

$$F = \frac{I_1 + I_2}{I_3} \quad (\text{C.8})$$

Aplicando 7.6 a la función \mathbf{F} , tenemos

$$\frac{\partial F}{\partial I_1} = \frac{1}{I_3}$$

$$\frac{\partial F}{\partial I_2} = \frac{1}{I_3}$$

$$\frac{\partial F}{\partial I_3} = \frac{-(I_1 + I_2)}{I_3^2}$$

$$\delta F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial I_1} \delta I_1\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial I_2} \delta I_2\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial I_3} \delta I_3\right)^2} \quad (\text{C.9})$$

$$\delta F = \sqrt{\left(\frac{\delta I_1^2}{I_3^2}\right) + \left(\frac{\delta I_2^2}{I_3^2}\right) + \left(\frac{(I_1 + I_2)^2 \delta I_3^2}{I_3^4}\right)} \quad (\text{C.10})$$

Para el caso del error en el cálculo de la densidad electrónica, \mathbf{F} depende sólo de \mathbf{I}_1 e \mathbf{I}_2 ; en este caso \mathbf{F} es el cociente de intensidades mediante el cual se calcula la densidad electrónica e \mathbf{I}_1 , \mathbf{I}_2 las intensidades de las líneas.

$$F = \frac{I_1}{I_2} \quad (\text{C.11})$$

Aplicando 7.6 a la función \mathbf{F} , tenemos

$$\frac{\partial F}{\partial I_1} = \frac{1}{I_2}$$

$$\frac{\partial F}{\partial I_2} = \frac{I_1}{I_2^2}$$

$$\delta F = \sqrt{\left(\frac{\delta I_1^2}{I_2^2}\right) + \left(\frac{I_1^2 \delta I_2^2}{I_2^4}\right)} \quad (\text{C.12})$$

Apéndice D

Proceso de reducción de imágenes

Las imágenes de calibración remueven efectos aditivos (bias, corriente oscura) y multiplicativos. Los *flat fields* (campos planos) y *twilight* (crepúsculo) remueven ganancias multiplicativas y variaciones de iluminación sobre el *chip*.

□ IMÁGENES DE CALIBRACIÓN

BIAS (sesgo): Es una integración de cero segundos (se toman entre 10 y 30 por noche). Si el ruido de lectura domina y se resta sólo un bias a los espectros con los que se trabajará, éste afecta como $\sqrt{2}$. Si se usa el promedio de 25 bias el ruido sólo afectará $\sim 10\%$. En espectroscopía no afecta tanto el ruido aunque se tengan pocos bias.

FLAT-FIELDS: Remueven variaciones de ganancia que existen de pixel a pixel, así como variaciones espaciales de gran escala (o baja frecuencia). Se deben tomar entre 4 y 6 por noche.

□ PASOS A SEGUIR EN LA REDUCCIÓN DE UN ESPECTRO BIDIMENSIONAL:

Primeramente se revisan las dimensiones de los objetos, arcos, *bias* y *flats* (**Figura D.1**) que correspondan a la misma noche. Si se desean recortar se siguen los siguientes pasos:

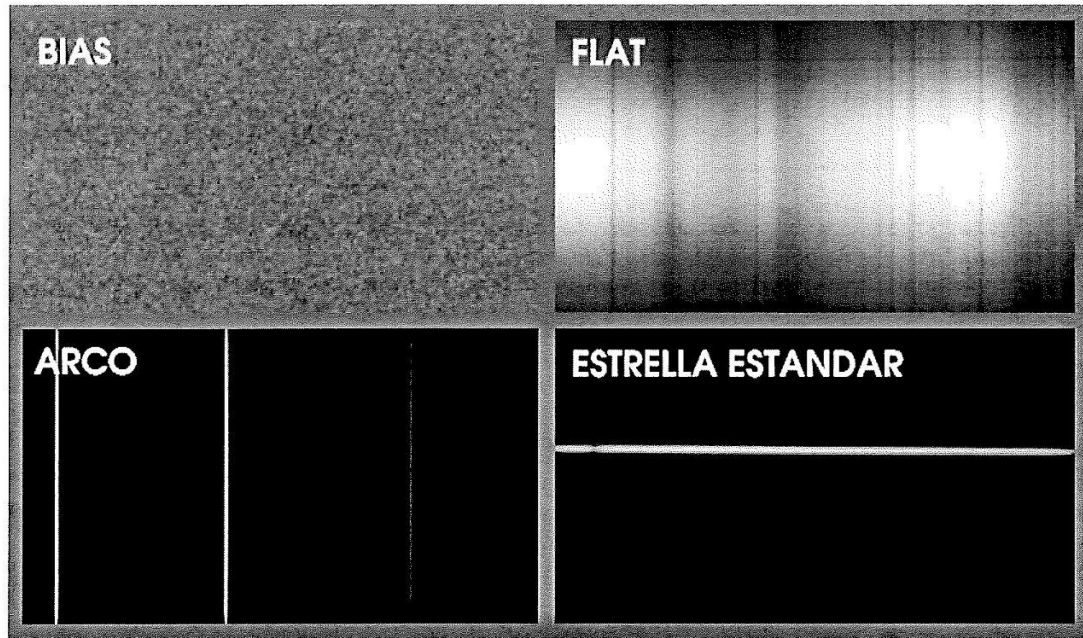


Figura D.1: Cuadros de calibración: arco, *bias*, *flat* y estrella estandar

1. RECORTE DE IMÁGENES: Se hace una lista de objetos, arcos, *bias* y *flat fields*. Posteriormente, a través de la tarea **imcopy** se realiza el recorte según las dimensiones con las que se desee trabajar (**Figura D.2**).

Ejemplo:

```
cl> ls arc2*.fits > arcos2
```

```
cl> cp arcos2 arcot
```

```
cl> lpar imcopy
```

```
input = "@arcos2" Input images
```

```
output = "@arcot" Output images or directory
```

```
(verbose = yes) Print operations performed?
```



Figura D.2: Imágen de un objeto recortado mediante la tarea `imcopy`

(mode = "ql")

2. BIAS PROMEDIO: Se combinan los *bias* de la misma noche mediante la tarea **zerocombine** para obtener un *bias* promedio que posteriormente se restará a los objetos, *flat fields* y arcos.

Ejemplo:

```
cc> lpar zerocombine
```

```
input = "@bias2t" List of zero level images to combine
```

```
(output = "SBIAS") Output zero level name
```

```
(combine = "average") Type of combine operation
```

```
(reject = "crreject") Type of rejection
```

```
(ccdtype = "zero") CCD image type to combine
```

```
(process = no) Process images before combining?
```

```
(delete = no) Delete input images after combining?
```

```
(clobber = no) Clobber existing output image?
```

```
(scale = "none") Image scaling
```

```
(statsec = "") Image section for computing statistics
```

(nlow = 0) minmax: Number of low pixels to reject
 (nhigh = 1) minmax: Number of high pixels to reject
 (nkeep = 1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)
 (mclip = yes) Use median in sigma clipping algorithms?
 (lsigma = 3.) Lower sigma clipping factor
 (hsigma = 3.) Upper sigma clipping factor
 (rdnoise = "rdnoise") ccdclip: CCD readout noise
 (electrons) (gain = "gain") ccdclip: CCD gain (electrons/DN)
 (snoise = "0.") ccdclip: Sensitivity noise (fraction)
 (pclip = -0.5) pclip: Percentile clipping parameter
 (blank = 0.) Value if there are no pixels
 (mode = "ql")

3. RESTA DEL BIAS PROMEDIO: Este proceso se realiza mediante la tarea **imarith** y consiste en restar a objetos, arcos y flats el bias promedio obtenido en el paso anterior.

cc> lpar imarith
 operand1 = "@obj2t" Operand image or numerical constant
 op = "-" Operator
 operand2 = "SBIAS" Operand image or numerical constant
 result = "@obj2b" Resultant image
 (title = "") Title for resultant image
 (divzero = 0.) Replacement value for division by zero
 (hparams = "") List of header parameters
 (pixtype = "") Pixel type for resultant image
 (calctype = "") Calculation data type
 (verbose = no) Print operations?

(noact = no) Print operations without performing them?

(mode = "ql")

4. COMBINACIÓN DE OBJETOS: Una vez que se resta el bias promedio, se combinan los espectros de los objetos para obtener uno solo y sin rayos cósmicos. Esta combinación se realiza mediante la tarea **combine** (Figura 7.12).

cc> lpar imcombine

input = "obj2031b,obj2032b,obj2033b" List of images to combine

output = "PC19" List of output images

(rejmask = "") List of rejection masks (optional)

(plfile = "") List of pixel list files (optional)

(sigma = "") List of sigma images (optional)

(logfile = "STDOUT") Log file\n

(combine = "average") Type of combine operation

(reject = "crreject") Type of rejection

(project = no) Project highest dimension of input images?

(outtype = "real") Output image pixel datatype

(offsets = "none") Input image offsets

(masktype = "none") Mask type

(maskvalue = 0.) Mask value

(blank = 0.) Value if there are no pixels\n

(scale = "none") Image scaling

(zero = "none") Image zero point offset

(weight = "none") Image weights

(statsec = "") Image section for computing statistics

(expname = "") Image header exposure time keyword\n

(lthreshold = INDEF) Lower threshold
(hthreshold = INDEF) Upper threshold
(nlow = 1) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh = 1) minmax: Number of high pixels to reject
(nkeep = 1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)
(mclip = yes) Use median in sigma clipping algorithms?
(lsigma = 3.) Lower sigma clipping factor
(hsigma = 3.) Upper sigma clipping factor
(rdnoise = "0.") ccdclip: CCD readout noise
(electrons) (gain = "1.") ccdclip: CCD gain (electrons/DN)
(snoise = "0.") ccdclip: Sensitivity noise (fraction)
(sigscale = 0.1) Tolerance for sigma clipping scaling correction
(pclip = -0.5) pclip: Percentile clipping parameter
(grow = 0.) Radius (pixels) for neighbor rejection
(mode = "ql")



Tabla 4.i.: Imagen de tres objetos combinados mediante la tarea combine

5. FLAT PROMEDIO: En este procedimiento se combinan los *flat fields* de la misma noche para obtener un flat promedio mediante la tarea **flatcombine**.

□ Ejemplo:

```
cc> lpar flatcombine
```

```
input = "@flats2b" List of flat field images to combine
```

```
(output = "SFLAT") Output flat field root name
```

```
(combine = "average") Type of combine operation
```

```
(reject = "crreject") Type of rejection
```

```
(ccdtype = "flat") CCD image type to combine
```

```
(process = no) Process images before combining?
```

```
(subsets = no) Combine images by subset parameter?
```

```
(delete = no) Delete input images after combining?
```

```
(clobber = no) Clobber existing output image?
```

```
(scale = "mode") Image scaling
```

```
(statsec = "") Image section for computing statistics
```

```
(nlow = 1) minmax: Number of low pixels to reject
```

```
(nhigh = 1) minmax: Number of high pixels to reject
```

```
(nkeep = 1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)
```

```
(mclip = yes) Use median in sigma clipping algorithms?
```

```
(lsigma = 3.) Lower sigma clipping factor
```

```
(hsigma = 3.) Upper sigma clipping factor
```

```
(rdnoise = "6.6") ccdclip: CCD readout noise (electrons)
```

```
(gain = "1.27") ccdclip: CCD gain (electrons/DN)
```

```
(snoise = "0.") ccdclip: Sensitivity noise (fraction)
```

(pclip = -0.5) pclip: Percentile clipping parameter

(blank = 1.) Value if there are no pixels

(mode = "ql")

6. FUNCIÓN DE RESPUESTA: La función de respuesta se obtiene con la tarea **response**. Ésta, ajusta un polinomio de orden alto (entre 10 y 20) a la suma de renglones específicos del flat promedio. Su finalidad es el remover la escala larga, la estructura de baja frecuencia del flat promedio y omitir las variaciones de pixel a pixel. Es probable que esta función sea mejor si se utiliza sólo la región central del flat promedio. La función polinómica que se utiliza es la chebyshev.

□ Ejemplo:

lo> lpar response

calibration = "SFLAT" Longslit calibration images

normalizatio = "SFLAT" Normalization spectrum

images response = "SFLATR" Response function images

(interactive = yes) Fit normalization spectrum interactively?

(threshold = INDEF) Response threshold

(sample = "*") Sample of points to use in fit

(naverage = 4) Number of points in sample averaging

(function = "chebyshev") Fitting function

(order = 10) Order of fitting function

(low_reject = 0.) Low rejection in sigma of fit

(high_reject = 0.) High rejection in sigma of fit

(niterate = 1) Number of rejection iterations

(grow = 0.) Rejection growing radius

(graphics = "stdgraph") Graphics output device

(cursor = "") Graphics cursor input

(mode = "ql")

7. ILUMINACIÓN: Este proceso se realiza mediante la tarea **illumination** y requiere del resultado del proceso anterior.

□ Ejemplo:

lo> lpar illumination

images = "SFLATR" Longslit calibration images

illumination = "SFLATI" Illumination function images

(interactive = no) Interactive illumination fitting?

(bins = "") Dispersion bins

(nbins = 5) Number of dispersion bins when bins = ""

(sample = "*") Sample of points to use in fit

(naverage = 1) Number of points in sample averaging

(function = "chebyshev") Fitting function

(order = 1) Order of fitting function

(low_reject = 0.) Low rejection in sigma of fit

(high_reject = 0.) High rejection in sigma of fit

(niterate = 1) Number of rejection iterations

(grow = 0.) Rejection growing radius

(interpolator = "poly3") Interpolation type

(graphics = "stdgraph") Graphics output device

(cursor = "") Graphics cursor input

(mode = "ql")

8. OBJETO CALIBRADO: Una vez realizada la tarea illumination, se procede a calibrar los objetos con los resultados de la misma. Esta calibración consiste en dividir los objetos entre el resultado obtenido en el paso anterior. La división se realiza mediante la tarea **imarith**.

□ Ejemplo:

```
lo> lpar imarith
```

```
operand1 = "PC19" Operand image or numerical constant
```

```
op = "/" Operator
```

```
operand2 = "SFLATI" Operand image or numerical constant
```

```
result = "PC19I" Resultant image
```

```
(title = "") Title for resultant image
```

```
(divzero = 0.) Replacement value for division by zero
```

```
(hparams = "") List of header parameters
```

```
(pixtype = "") Pixel type for resultant image
```

```
(calctype = "") Calculation data type
```

```
(verbose = no) Print operations?
```

```
(noact = no) Print operations without performing them?
```

```
(mode = "ql")
```

□ CORRECCIONES POR DISTORSIONES GEOMÉTRICAS

CALIBRACIÓN EN LONGITUD DE ONDA: En este conjunto de procesos se crean mapas para corregir las distorsiones geométricas de las coordenadas, las cuales ocurren tanto en dirección de la longitud de onda como a lo largo de la rendija y son causadas por efecto de los instrumentos.

9. IDENTIFY: En este proceso se identifican las líneas del espectro y se realiza mediante la tarea **identify**.

lo> lpar identify

images = "arc2002s" Images containing features to be identified

crval = "" Approximate coordinate (at reference pixel)

cdelt = "" Approximate dispersion

(section = "middle line") Section to apply to two dimensional images

(database = "database") Database in which to record feature data

(coordlist = "") User coordinate list

(units = "") Coordinate units

(nsum = "10") Number of lines/columns/bands to sum in 2D imag

(match = -3.) Coordinate list matching limit

(maxfeatures = 50) Maximum number of features for automatic identi

(zwidth = 100.) Zoom graph width in user units

(ftype = "emission") Feature type

(fwidth = 4.) Feature width in pixels

(cradius = 5.) Centering radius in pixels

(threshold = 0.) Feature threshold for centering

(minsep = 2.) Minimum pixel separation

(function = "spline3") Coordinate function

(order = 1) Order of coordinate function

(sample = "") Coordinate sample regions (niterate = 0) Rejection iterations

(low_reject = 3.) Lower rejection sigma

(high_reject = 3.) Upper rejection sigma (grow = 0.) Rejection growing radius

(autowrite = no) Automatically write to database

(graphics = "stdgraph") Graphics output device
(cursor = "") Graphics cursor input
(aidpars = "") Automatic identification algorithm parameters
(mode = "ql")

10. REIDENTIFY: Este proceso mapea la identificación anterior y se realiza mediante la tarea **reidentify**.

lo> lpar reidentify
reference = "arc2001s" Reference image
images = "arc2001s" Images to be reidentified
answer = "yes" Fit dispersion function interactively?
crval = Approximate coordinate (at reference pixel)
cdelt = Approximate dispersion
(interactive = "no") Interactive fitting?
(section = "middle column") Section to apply to two dimensional images
(newaps = yes) Reidentify apertures in images not in reference
(override = no) Override previous solutions?
(refit = yes) Refit coordinate function?\n
(trace = yes) Trace reference image?
(step = "10") Step in lines/columns/bands for tracing an imag
(nsum = "10") Number of lines/columns/bands to sum
(shift = "0.") Shift to add to reference features
(INDEF to se (search = 0.) Search radius
(nlost = 0) Maximum number of features which may be lost\n
(cradius = 5.) Centering radius
(threshold = 0.) Feature threshold for centering

(addfeatures = no) Add features from a line list?
(coordlist = "") User coordinate list
(match = -3.) Coordinate list matching limit
(maxfeatures = 50) Maximum number of features for automatic identi
(minsep = 2.) Minimum pixel separation\n
(database = "database") Database
(logfiles = "logfile") List of log files
(plotfile = "") Plot file for residuals
(verbose = no) Verbose output?
(graphics = "stdgraph") Graphics output device
(cursor = "") Graphics cursor input\n
(aidpars = "") Automatic identification algorithm parameters
(mode = "epar reidentify")

11. FITCOORDS: Mediante esta tarea se ajusta el mapeo para establecer el mapa de distorsiones.

lo> lpar fitcoords
images = "arc2002s" Images whose coordinates are to be fit
(fitname = " ") Name for coordinate fit in the database
(interactive = no) Fit coordinates interactively?
(combine = no) Combine input coordinates for a single fit?
(database = "database") Database
(deletions = "deletions.db") Deletion list file (not used if null)
(function = "chebyshev") Type of fitting function
(xorder = 1) X order of fitting function
(yorder = 1) Y order of fitting function

(logfile = "STDOUT,logfile") Log files

(plotfile = "plotfile") Plot log file

(graphics = "stdgraph") Graphics output device

(cursor = "") Graphics cursor input (mode = "ql")

12. TRANSFORM: Mediante esta tarea se aplica el mapa de distorsiones a los objetos para rectificarlos.

lo> lpar transform

input = "est1T" Input images

output = "est1R" Output images

fitnames = "he24290T" Names of coordinate fits in the database

(database = "database") Identify database

(interptype = "spline3") Interpolation type

(x1 = INDEF) Output starting x coordinate

(x2 = INDEF) Output ending x coordinate

(dx = INDEF) Output X pixel interval

(nx = INDEF) Number of output x pixels

(xlog = no) Logarithmic x coordinate?

(y1 = INDEF) Output starting y coordinate

(y2 = INDEF) Output ending y coordinate

(dy = INDEF) Output Y pixel interval

(ny = INDEF) Number of output y pixels

(ylog = no) Logarithmic y coordinate?

(flux = yes) Conserve flux per pixel?

(logfile = "STDOUT,logfile") List of log files

(mode = "ql")

13. BACKGROUND: Mediante esta tarea se sustraen las líneas de cielo que aparecen en los espectros.

```
lo> lpar background
input = "est1R" Input images to be background subtracted
output = "est1B" Output background subtracted images
(axis = 2) Axis along which background is fit and subtract
(interactive = no) Set fitting parameters interactively?
(sample = "32:63,132:187") Sample of points to use in fit
(naverage = 1) Number of points in sample averaging
(function = "chebyshev") Fitting function
(order = 3) Order of fitting function
(low_reject = 0.) Low rejection in sigma of fit
(high_reject = 0.) High rejection in sigma of fit
(niterate = 1) Number of rejection iterations
(grow = 0.) Rejection growing radius
(graphics = "stdgraph") Graphics output device
(cursor = "") Graphics cursor input
(mode = "ql")
```

14. TAREA STANDARD: Con esta tarea se reconocen las características de la estrella mediante la cual se realizará la calibración en flujo, todo esto con la finalidad de establecer la relación entre flujo y cuentas por pixel.

□ Ejemplo:

```
lo> lpar standard
input = " est1reg.0001.fits" Input image file root name
```

output = "est1st" Output flux file (used by SENSFUNC)
 star_name = "hd192281" Star name in calibration list
 answer = "NO!" (no|yes|NO|YES|NO!|YES!)
 (samestar = yes) Same star in all apertures?
 (beam_switch = no) Beam switch spectra?
 (apertures = "") Aperture selection list
 (bandwidth = INDEF) Bandpass widths
 (bandsep = INDEF) Bandpass separation
 (fnuzero = 3.680000000000000E-20) Absolute flux zero point
 (extinction = "spmextinct.dat") Extinction file
 (caldir = "onedstds\$irscal/") Directory containing calibration data
 (observatory = "spm") Observatory for data
 (interact = yes) Graphic interaction to define new bandpasses
 (graphics = "stdgraph") Graphics output device
 (cursor = "") Graphics cursor input (mode = "ql")

15. TAREA SENSFUNC: Mediante esta tarea se obtiene la función de sensibilidad que nos permitirá obtener la función a lo largo del eje de dispersión que transformará cuentas por pixel en unidades de $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{A}^{-1}$.

Ejemplo:

```

lo> lpar sensfunc
standards = " est1st" Input standard star data file (from STANDARD)
sensitivity = "est1sens" Output root sensitivity function imagename
answer = "NO" (no|yes|NO|YES)
(apertures = "") Aperture selection list
(ignoreaps = no) Ignore apertures and make one sensitivity funct
  
```

(logfile = "logfile") Output log for statistics information
 (extinction = "spmextinct.dat") Extinction file
 (newextinctio = "extinct.dat") Output revised extinction file
 (observatory = "spm") Observatory of data
 (function = "spline3") Fitting function
 (order = 6) Order of fit
 (interactive = yes) Determine sensitivity function interactively?
 (graphs = "sr") Graphs per frame
 (marks = "plus cross box") Data mark types (marks deleted added)
 (colors = "2 1 3 4") Colors (lines marks deleted added)
 (cursor = "") Graphics cursor input
 (device = "stdgraph") Graphics output device (mode = "q1")

16. TAREA FLUXCALIB: A través de esta tarea se realiza la calibración en flujo de los espectros analizados (**Figura D.3**).

Ejemplo:

```
lo> lpar fluxcalib
input = "he242990B" Images to be flux calibrated
output = "he242990flux" Flux calibrated images
fluxfile = " est1sens.0001" Flux calibration file
(fnu = no) Flux in units of F-nu?
(exposure = "exptime") Exposure time keyword in image headers
(mode = " " "")
```

17. TAREA APSUM: Si se desea obtener información sobre cierta región a lo largo de la rendija, esta tarea nos permite hacer la suma de un renglón inicial a uno final obteniendo como resultado un espectro integrado de la región que se quiere analizar.



Figura D.3: Imagen de un objeto calibrado en flujo mediante la tarea fluxcalib

ap> lpar apsum

input = "pe11748flu.fits" List of input images

(output = "pe48REG") List of output spectra

(apertures = "") Apertures

(format = "onedspec") Extracted spectra format

(references = "") List of aperture reference images

(profiles = "") List of aperture profile images\n

(interactive = yes) Run task interactively?

(find = yes) Find apertures?

(recenter = yes) Recenter apertures?

(resize = yes) Resize apertures?

(edit = yes) Edit apertures?

(trace = yes) Trace apertures?

(fittrace = yes) Fit the traced points interactively?

(extract = yes) Extract apertures?

(extras = no) Extract sky, sigma, etc.?

(review = yes) Review extractions?\n

(line = INDEF) Dispersion line

(nsum = 10) Number of dispersion lines to sum or median\n

(background = "none") Background to subtract (none|average|fit)

(weights = "none") Extraction weights (none|variance)

(pfit = "fit1d") Profile fitting type (fit1d|fit2d)

(clean = no) Detect and replace bad pixels?

(skybox = 1) Box car smoothing length for sky

(saturation = INDEF) Saturation level

(readnoise = "0.") Read out noise sigma (photons)

(gain = "1.") Photon gain (photons/data number)

(lsigma = 4.) Lower rejection threshold

(usigma = 4.) Upper rejection threshold

(nsubaps = 1) Number of subapertures per aperture

(mode = "ql")

18. TAREA SPLOT: Esta tarea nos permite medir el flujo de las líneas del espectro a analizar.

```
ap> lpar splot
images = "pe48sc.0003.fits" List of images to plot
line = 113 Image line/aperture to plot
band = 1 Image band to plot
star_name = Standard star name
mag = Magnitude of star
magband = Magnitude type
teff = Effective temperature or spectral type
```

next_image = "wa" Next image to plot
new_image = Image to create
overwrite = Overwrite image?
spec2 = Spectrum constant = Constant to be applied
wavelength = Dispersion coordinate:
linelist = "" File
wstart = Starting wavelength
wend = Ending wavelength
dw = Wavelength per pixel
boxsize = 63 Smoothing box size (odd number)
(units = "") Plotting units
(options = "auto wreset") Combination of plotting options:\nauto, zero, x
(xmin = INDEF) Minimum X value of initial graph
(xmax = INDEF) Maximum X value of initial graph
(ymin = INDEF) Minimum Y value of initial graph
(ymax = INDEF) Maximum Y value of initial graph
(save_file = "splot.log") File to contain answers
(graphics = "stdgraph") Output graphics device
(cursor = "") Graphics cursor input\n\n# PARAMETERS FOR ERROR
(nerrs sample = 0) Number of error samples (<10 for no errors)
(sigma0 = INDEF) Constant gaussian noise term (INDEF for no erro
(invgain = INDEF) Inverse gain term (INDEF for no errors)\n\n# PA
(function = "spline3") Fitting function
(order = 1) Order of fitting function
(low_reject = 2.) Low rejection in sigma of fit

(high_reject = 4.) High rejection in sigma of fit

(niterate = 10) Number of rejection iterations

(grow = 1.) Rejection growing radius in pixels

(markrej = yes) Mark rejected points?\n\n# PARAMETERS FOR OVERP

(caldir =)_caldir) Directory containing calibration data

(fnuzero = 3.6800000000000E-20) Absolute flux zero point\n\n# PARAMETERS

(mode = "ql")