

24.27

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTRUCTURA Y CINEMATICA DE LA NEBULOSA PLANETARIA  
NGC 2899

T E S I S

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

Luis Alberto Hernández Falcón



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## INDICE

### CAPITULO 1. INTRODUCCION.

A. Historia e importancia de las Nebulosas Planetarias en la evolución estelar.....	1
B. Líneas de emisión y abundancias nebulares.....	5
C. Emisión nebulosa de continuo.....	16
D. Distancia a las nebulosas planetarias.....	21
E. Morfología, clasificación, expansión y pérdida de masa.....	25
F. La temperatura de la estrella central.....	30
G. Radiación infrarroja.....	35

### CAPITULO 2. INTRODUCCION AL ESTUDIO DE LA NEBULOSA PLANETARIA NGC 2699. ANTECEDENTES.

A. Descubrimiento e Historia.....	39
B. Morfología.....	41
C. Espectroscopia.....	42
D. El espectro en radio.....	45
E. El espectro infrarrojo.....	46
F. La extinción y la distancia.....	48
G. Condiciones de excitación y abundancias químicas.....	50
H. Cinemática nebulosa.....	51

## CAPITULO 3. OBSERVACIONES Y RESULTADOS.

### A. Observaciones.

I. Observaciones con espectrógrafo Echelle de rendija larga.....	53
II. Observaciones en la zona visible con flujos calibrados:	
1. nebulares;.....	55
2. de la estrella central.....	56
III. Observaciones infrarrojas.....	57

### B. Resultados.

I. El campo de velocidades.....	60
1. Velocidad heliocéntrica.....	61
2. Dispersión de velocidades.....	62
3. Conteos.....	64
II. Flujos de NGC 2899.	
1. Zona nebulosa;.....	71
2. zona central;.....	71
3. infrarrojo cercano.....	72

## CAPITULO 4. DISCUSION: INTERPRETACION Y MODELOS.

### A. La estructura cinemática.

1. Cinemática del eje mayor y menor.....	85
2. Modelo tridimensional.....	91
B. NGC 2899: una planetaria tipo I.....	98

---

C. La estrella central.....	103
D. La distancia.....	110
E. Polvo.....	116

**CAPITULO 5. CONCLUSIONES.**

A. El esquema general de NGC 2899: conocimiento global.....	118
B. Sugerencias para futuras observaciones.....	121

REFERENCIAS.....	122
------------------	-----

APENDICE.....	127
---------------	-----

## CAPITULO 1. INTRODUCCION

### A. HISTORIA E IMPORTANCIA DEL ESTUDIO DE LAS NEBULOSAS PLANETARIAS EN EL ESQUEMA DE LA EVOLUCION ESTELAR.

Hace aproximadamente 20 décadas los astrónomos notaron que existían ciertos objetos celestes además de las estrellas, planetas y cometas. A causa de su apariencia calinosa estos objetos fueron llamados nebulosas (del Latín nebulosa que significa nube). Un primer catálogo de estos objetos, publicado en 1771, listó 45 de estas "nubosidades". El catálogo de Charles Messier, publicado en 1784, contiene 103 objetos de esta clase.

En el siglo dieciocho no era clara la naturaleza de estos objetos. Si consistían de muchas estrellas cercanas unas a otras o si contenían un fluido o gas luminoso eran interrogantes apoyadas o atacadas por la evidencia de los cúmulos globulares y la gran variedad de morfologías encontradas.

William Herschel aumentó en gran medida el número de objetos conocidos, en el lapso de 7 años descubrió dos mil nebulosas nuevas. En el catálogo de Dreyer de 1888 (el NGC=New General Catalog) hay 7840 objetos listados y en un apéndice posterior (Dreyer 1895, el IC=Index Catalog) hay 1529 objetos más.

En 1785 Herschel separó una clase de objetos, los cuales mostraban una apariencia que era reminiscente de un disco verdoso, como el que presentan los planetas Urano y Neptuno. El llamó "nebulosas planetarias" a estos cuerpos en virtud de sus

características. En 1791 descubrió un objeto de gran simetría esférica, hoy llamado NGC 1514, que en su centro tenía una estrella de octava magnitud. Mediante argumentos muy simples rechazó la explicación de que el objeto estuviera formado de una estrella central y muchas estrellas pequeñas rodeando a aquella y adoptó un modelo de un fluido luminoso como responsable de nebulosidad. Como NGC 1514 se conocen ahora muchos ejemplos de planetarias con una gran variedad de simetrías y morfologías. La conclusión de Herschel, solamente basada en la morfología sugiere que estos objetos están en una escala similar de evolución.

Entre los billones de estrellas observables en nuestra galaxia alrededor de 1500 nebulosas planetarias han sido encontradas. En el catálogo de Perek y Kohoutek (1967) se han clasificado de acuerdo a sus coordenadas galácticas. La rareza en la aparición de estos objetos es resultado de su corta vida, alrededor de  $10^4$  años (Pottasch 1984, de aquí en adelante Po84), en contraste las estrellas de tipo solar viven alrededor de  $10^{11}$  años.

Con el desarrollo de técnicas espectroscópicas fue posible en 1870 distinguir nebulosas espirales (ahora galaxias espirales) debido a que mostraban un espectro continuo con líneas de absorción. Las nebulosas de emisión fueron separadas en planetarias y difusas en base a su morfología.

La clave de que las nebulosas espirales eran objetos ajenos a la galaxia provino del estudio de sus velocidades radiales, sus posiciones relativas al plano galáctico en comparación con las nebulosas de emisión y las medidas de sus distancias.

La fracción de planetarias respecto a estrellas era tan

pequeña -del orden de  $10^{-5}$ - que fue razonable pensar que estos objetos son una manifestación esporádica de la evolución estelar.

Con el avance teórico e instrumental fue posible identificar los elementos que emiten líneas espectrales en estos objetos. En 1928 Perrine y luego Zanstra interpretaron la separación de líneas de un mismo elemento como una expansión del gas. Este fue, junto con la edad calculada -del orden de  $10^4$  años- el primer argumento que condujo a pensar que sino todas, algunas estrellas pasan por la etapa de planetarias en alguna fase de su desarrollo evolutivo.

Un segundo argumento, encontrado por Curtis en 1918 era el hecho de que las propiedades cinemáticas de las planetarias eran similares a las de las estrellas M. Esto favorece el razonamiento en el sentido de que estos objetos representan estados avanzados de evolución estelar.

En 1928 Ira S. Bowen identificó las líneas que aparecían a los costados de la línea H $\beta$ . El elemento emisor, llamado en un principio "nebulium", resultó ser una transición prohibida del oxígeno dos veces ionizado. Se entiende por una línea prohibida aquella que es producida por excitación colisional entre electrones e iones con una probabilidad de transición radiativa muy baja. En el límite de baja densidad, como ocurre en objetos nebulares, la desexcitación colisional es menos frecuente que la excitación y la línea "prohibida" se vuelve intensa. De hecho, la mayoría de las líneas de emisión en las nebulosas y objetos de baja densidad -como regiones HII y objetos Herbig-Haro- son líneas prohibidas. La identificación de las demás líneas se sucedió rápidamente. El conocimiento de parámetros atómicos como las secciones rectas de colisión era importante en la estimación



de las abundancias químicas en el gas nebuloso.

En 1918 era claro que la estrella central tendría que ser caliente. Las estrellas se distinguían por su distribución de energía de continuo y cualitativamente por el grado de ionización mostrado en su espectro de líneas.

En 1927, Hermann Zanstra mostró que una estrella caliente, con temperatura superficial del orden de 25000 °K tenía suficiente energía en su campo de radiación como para ionizar hidrógeno de manera significativa. Los electrones liberados son capturados mediante recombinación por protones y las series observadas (Balmer y Paschen principalmente) se producen por transiciones radiativas en forma sucesiva hasta el nivel base (transiciones por "cascada"). La recombinación puede ocurrir en niveles excitados o directamente al primer nivel. En 1931 Zanstra desarrolló un método con el cual es posible encontrar la temperatura estelar a partir de la intensidad de las líneas de Balmer. El método Zanstra, como se conoce, es usado aún en la actualidad.

Otros problemas en el estudio de las nebulosas planetarias son importantes. La dificultad en el conocimiento de parámetros como la distancia y la distribución de polvo en la galaxia hace difícil establecer en forma precisa las propiedades nebulares. La observación en otras zonas del espectro electromagnético como el ultravioleta, el infrarrojo y el radio ha ayudado a aclarar algunos de estos problemas.

De manera concisa puede decirse que la importancia en el conocimiento de estos objetos es el hecho de que representan un estado avanzado en la evolución estelar y contribuyen al enriquecimiento de elementos procesados al material interestelar.

## B. LAS LINEAS DE EMISION.

La importancia esencial en el estudio de las líneas de emisión radica en el hecho de que proporcionan una vía para conocer las condiciones físicas como la temperatura y densidad electrónicas y las abundancias de los elementos que forman a la planetaria.

Estas líneas pueden separarse en dos tipos: las líneas producidas por recombinación y las producidas por colisiones que generalmente son prohibidas.

Las líneas de recombinación se forman mediante la captura de un electrón por un ion en un nivel excitado del átomo. El electrón capturado cae progresivamente a niveles con mayor energía de ligadura hasta llegar eventualmente al estado base. En cada transición radiativa el electrón emite un fotón característico de la diferencia de niveles entre los que ocurre la transición.

El cálculo teórico de este espectro está basado en el equilibrio estadístico en cada nivel de energía, es decir, el número de átomos que entran a ese estado por cualquier vía (recombinación directa o transición radiativa en cascada) es igual al número de átomos que abandonan ese estado de cualquier forma (transición radiativa o colisional). Ciertas consideraciones son importantes en el caso del hidrógeno. Los fotones Lyman tienen una profundidad óptica muy alta (para  $L\alpha$  es del orden de  $10^5$ ). Esto se deriva de las condiciones de densidad de ion y electrón, de los coeficientes de absorción y del tamaño de la región (Po84). Suponiendo que el camino libre medio de cualquier fotón de Lyman sea muy pequeño (llámese a este caso B

de Menzel por razones históricas), no será necesario considerar las transiciones radiativas ni las absorciones al nivel  $1^2S$  para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico.

Efectos colisionales son importantes en dos tipos de transiciones: aquéllas que modifican el número cuántico  $l$  pero no  $n$  y aquéllas que cambian  $n$ . El primer tipo de transiciones se lleva a cabo por protones térmicos principalmente. Como la diferencia de energía entre los subniveles es pequeña, básicamente cualquier partícula puede producir esta transición. Los resultados de las ecuaciones de equilibrio (Osterbrock 1974, -de aquí en adelante O74- tabla 4.1) muestran que el cociente de el coeficiente de emisión -la energía emitida por segundo por  $cm^{-3}$  en todas direcciones para una línea dada- de un nivel  $n$  respecto al de  $H\beta$  es una función creciente con  $T_e$ ,  $N_e$  y  $n$  en forma continua pero lenta.

La otra posibilidad de excitación colisional se da cuando electrones chocan contra átomos y los conducen a estados excitados. El proceso que compite con este es la transición radiativa que sigue de una recombinación de un ion con un electrón libre. Sin embargo, este proceso colisional, que intensifica ciertas líneas de recombinación, es débil a densidades bajas (del orden de  $10^3 cm^{-3}$ ). En objetos más densos ( $N_e \approx 10^4 cm^{-3}$  o mayor) este efecto puede ser importante sobre todo para el helio (Peimbert y Torres-Peimbert, 1987 a y b).

Por otra parte efectos de autoabsorción en  $n=2$  pueden tener ciertas consecuencias al determinar el decremento de Balmer. Por ejemplo, a un cociente  $H\alpha/H\beta$  alto le corresponde un cociente  $H\beta/H\gamma$  bajo, pues  $H\gamma$  tiene un coeficiente de absorción menor que  $H\beta$ . Un mayor  $H\beta/H\gamma$  es esperado por extinción interestelar. De aquí, es

posible distinguir ambos efectos.

El mismo formalismo es usado para el helio. Los sistemas de triplete y singulete se manejan independientemente en el caso del HeI pues las transiciones de un sistema al otro son muy escasas. El efecto colisional es menor que en el caso del hidrógeno pues se requerirían colisiones con electrones con energías mayores. Para el HeII se procede de manera similar solo que por ser átomo hidrogenoide con una carga nuclear del doble al H las transiciones involucradas son de esperarse en objeto de alta excitación que produzcan una temperatura electrónica suficiente para dar lugar a dichas transiciones.

Las excitaciones colisionales importantes son: en  $2S$  en HeII y  $2^2S$  en HeI. La población del nivel  $2^3S$  es alta pues la única transición radiativa posible es al estado  $1^1S$  que es de singulete. Esto produce alta absorción que afecta la población de niveles vecinos en el sistema de triplete (véase figura 1.1). La transición colisional más importante es al nivel  $2^1S$  que determina la población en  $2^3S$ . Una manera de visualizar esto es observando el comportamiento de un cociente como  $I(3889)/I(4471)$  (Peimbert y Torres-Peimbert 1987 a y b).

En átomos o iones de muchos electrones la situación se vuelve un poco más complicada aunque el carácter de las ecuaciones en equilibrio estadístico es el mismo. El número de átomos que abandonan un estado es igual al número de átomos que entran en dicho estado. Nuevamente los mecanismos como transición radiativa en cascada, transición espontánea, recombinación y colisiones se consideran en el planteamiento de estas ecuaciones.

Sin embargo, en el espectro visible de las planetarias otras transiciones juegan el papel dominante. Dichas transiciones,

producidas por excitación colisional, son llamadas prohibidas en virtud de que su probabilidad de ocurrencia es muy baja (su tiempo de desexcitación medio es  $10^6$  veces mayor que las líneas permitidas) como resultado de que no conservan ciertas leyes de transición atómica de momento angular y espín.

A pesar de esto las intensidades de las líneas prohibidas son comparables y en muchos casos mayores, a las de las líneas permitidas. Esto sucede debido a que los procesos colisionales son más rápidos que los procesos de captura. Un electrón producido por fotoionización espera del orden de años antes de ser capturado mientras que puede excitar una línea prohibida en cuestión de semanas. La debilidad de líneas permitidas por recombinación en elementos pesados es producto de que los coeficientes de recombinación son aproximadamente de un orden mayor que para elementos como He e H (O74, tablas 2.1, 2.4 y 2.8). Por tanto son más pequeñas aún que las prohibidas.

El dominio de las líneas prohibidas en la parte visible del espectro de las planetarias es producto de dos factores. En primer lugar la separación en energía entre los niveles excitados de muchos iones y el estado base es similar a  $kT_e \approx 3$  o  $5$  eV mientras que en H y He requieren energías de  $kT_e \geq 10$  eV, así se da más fácilmente la excitación de dichos iones en forma colisional que la transición radiativa debida a recombinaciones en elementos como el H y el He.

En segundo lugar la desexcitación colisional es pequeña debido a la baja densidad. Las densidades nebulares en promedio son  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  y las densidades críticas, en las que procesos de desexcitación colisional comienzan a ser importantes son del orden de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  (O74, tabla 3.11).

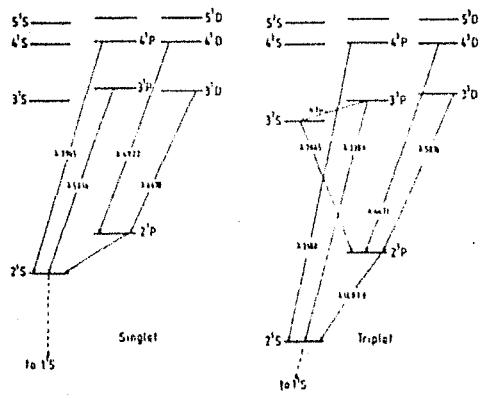


Figura 1.1. (Tomada de Po84). Diagrama de niveles de energía para el Hel. Se muestran las líneas más intensas en el óptico así como sus longitudes de onda en Angstroms.

La mayoría de las líneas prohibidas caen en la región visible del espectro. Las líneas permitidas que ocurren también por colisiones, a mayor energía, caen en la zona ultravioleta.

Una vez que el electrón chocado ha llegado al nivel metaestable, espera una "eternidad atómica" y cae por transición radiativa a niveles inferiores produciendo la línea prohibida. La dependencia en Te y Ne de la intensidad de una línea prohibida es crítica. Por una parte la excitación colisional se da cuando el electrón supera cierto umbral en la energía o más evidentemente en su velocidad. La distribución de velocidades depende esencialmente de la temperatura vía la excitación térmica. Por otra parte si hay mayor número de electrones por unidad de volumen, aumenta la probabilidad de que ocurra una colisión, es decir la intensidad de la línea depende también de la densidad electrónica. Cocientes de intensidades de líneas más energéticas a líneas de menor energía del mismo ion son funciones de Te, Ne y parámetros atómicos como las probabilidades de transición y las intensidades de colisión. La forma de dependencia de estos cocientes es diferente de acuerdo a las transiciones involucradas. Así ciertos cocientes indican mejor un parámetro que el otro. En general se usan líneas de iones como  $O^{+2}$ ,  $O^{+1}$ ,  $Cl^{+2}$ ,  $S^{+1}$ ,  $N^{+1}$  y  $Ar^{+3}$  (074, Aller 1984, Po84).

Ahora bien, por una parte en el límite de baja densidad, en líneas del mismo ion que se producen por excitación colisional del nivel base a diferentes subniveles de primer nivel de excitación (líneas nebulares), cada excitación colisional es seguida por una transición radiativa y así el cociente entre líneas de este tipo vá como la razón de las intensidades de colisión. En el límite de alta densidad, donde las excitaciones y

deexcitaciones toman un papel importante, dicho cociente vá como la razón entre las probabilidades de transición. Es decir, si  $\Omega_{12}$  y  $\Omega_{23}$  son las intensidades de colisión y  $A_{12}$ ,  $A_{23}$  las probabilidades de transición radiativa espontánea:

$$I_{12}/I_{23} \approx \Omega_{12}/\Omega_{23} \quad \text{si } Ne \gg 1$$

$$I_{12}/I_{23} \approx A_{12}/A_{23} \quad \text{si } Ne \ll 1$$

donde I es la intensidad de la línea.

Por otra parte, dado que la distribución de velocidad de los electrones es una función Maxwell-Boltzmann, puesto que los electrones producidos por fotoionización comparten rápidamente sus energías cinéticas con otros electrones hasta alcanzar el equilibrio termodinámico, a medida que Te aumenta, las fracciones de electrones que poseen energías capaces de excitar colisionalmente varían en forma más crítica (Aller 1969a). Es debido a este efecto que la dependencia de los cocientes de línea varían fuertemente comparados con la variación de la temperatura. De acuerdo con las curvas obtenidas teóricamente, por ejemplo, para el cociente de I(6731)/I(6717) de S<sup>II</sup>, un factor de 2 en este cociente corresponde, si la temperatura varia en un factor de 3, a un factor de 100 en la densidad (Po84 figura III-3).

El comportamiento de cocientes de líneas aurorales, que ocurren entre subniveles del primer y segundo estados excitados, y líneas nebulares, que ocurren entre un mismo subnivel del primer estado excitado que las anteriores, es diferente.

A baja densidad, estos cocientes dependen de la razón de las intensidades de colisión y las probabilidades de transición considerando todos los caminos posibles por los que el ion puede



caer al nivel de menor excitación (por ejemplo, pueden ocurrir líneas del segundo estado excitado al nivel base) así como la razón entre las energías de cada transición y un factor térmico que considera la interacción del gas y la diferencia de energías entre los dos estados excitados (O74, ecuaciones 5.4 y 5.5). Debido a esto, estos cocientes son muy sensibles a la temperatura. Físicamente, a una densidad dada, el cociente depende de la energía cinética de los electrones colisionales, de tal manera que una línea puede verse intensificada respecto a la otra dependiendo de la temperatura del gas de electrones. Por ejemplo, un factor de 1.3 en el cociente de las líneas de nitrógeno I(6584)/I(5755) produce a  $x=N_e \times 10^{-2} / T_e^{-1/2} = 1$  un factor de 1.6 en la temperatura electrónica (Peimbert y Costero, 1969, ecuación (1)).

Desde el punto de vista del equilibrio térmico, las líneas prohibidas son un mecanismo mediante el cual el gas nebuloso se enfría. Veamos esto con más cuidado. El gas nebuloso es fotoionizado por la radiación de la estrella central. Los electrones resultantes transfieren parte de su energía en colisiones y se producen las líneas prohibidas que al abandonar la nebulosa regulan su temperatura. No obstante que la intensidad de las líneas prohibidas depende de la temperatura estelar  $T_*$ , la  $T_e$  se mantendría en el intervalo de 10000 a 20000°K pues con esa temperatura se tiene equilibrio térmico entre todos los procesos: fotoionización, recombinaciones, colisiones y continuo nebuloso (O74, Aller 1969a). Aún si la nebulosa estuviera formada de puro hidrógeno, las colisiones en el mismo H regularían esa temperatura.

Las abundancias químicas pueden ser obtenidas también de las observaciones de las intensidades de las líneas. La idea es establecer una relación entre el cociente de intensidades de dos elementos diferentes y el cociente de las densidades de esos mismos elementos vía ciertos parámetros atómicos.

En general la intensidad observada de una línea de emisión está dada por

$$I = \int j \, ds = \int N_i N_e \epsilon(T) \, ds, \quad (1.1)$$

donde  $j$  es el coeficiente de emisión (la energía producida en todas direcciones por ángulo sólido de una transición tomando en cuenta la población del nivel productor y la probabilidad total de ocurrencia de la línea),  $N_i$  y  $N_e$  son las densidades iónica y electrónica responsables de la transición respectivamente y  $\epsilon(T)$  es la parte del coeficiente de emisión dependiente de la temperatura;  $ds$  es la diferencial de ángulo sólido y la distancia al objeto a lo largo de la línea de la visual.

Para las líneas de recombinación se tiene:

$$I_r = 1/4\pi \int N_i N_e h\nu_r \alpha^{eff}(nn') \, ds, \quad (1.2)$$

donde  $\alpha^{eff}(nn')$  es la probabilidad total de transición entre los estados  $n$  y  $n'$  dadas una cierta densidad  $N_e$  y una temperatura  $T$  (O74, ecuación 4.14).

Para las líneas prohibidas resulta:

$$I_c = 1/4\pi \int N_1 N_2 q_{1,2}(T) b \, ds. \quad (1.3)$$

donde  $q_{1,2}(T)$  es la probabilidad de transición colisional entre un nivel 1 y el nivel 2 (074, ecuación 3.18) y  $b$  es la fracción de excitaciones al nivel 2 que son seguidas por una emisión de un fotón de línea observado.

Para las líneas de recombinación,  $\epsilon(T)$  puede ajustarse por una función del tipo  $T^{-m}$  con  $m \approx 1$  (Peimbert y Costero 1969, 074).

Para las líneas prohibidas, la ecuación de equilibrio termodinámico (Maxwell-Boltzmann) que gobierna el comportamiento de los electrones libres establece que  $\epsilon(T)$  vá como  $T^{-1/2} \times \exp(-E/KT)$  donde  $k$  es la constante de Boltzmann y  $E$  es la diferencia de energía entre el nivel base y el nivel excitado desde el que ocurre la transición (074).

De aquí es claro que la dependencia en la temperatura es mucho más crítica para una línea prohibida que para una línea producida por recombinación como ya se había planteado anteriormente.

Para resolver las ecuaciones 1.2 y 1.3 en general se suponen modelos que consideran un promedio de la temperatura y las densidades (Peimbert y Costero 1969, 074). Para un ion particular se utilizan parámetros atómicos ya calculados (Seaton 1975, Blocklehurst 1972). En el cálculo de las abundancias, generalmente respecto a hidrógeno, en ocasiones hay que hacer correcciones por diferencia de estructuras de ionización entre

aquel elemento y el hidrógeno (Peimbert y Costero 1969, Peimbert y Torres-Peimbert 1971). Suposiciones como el hecho de que un cociente de iones sea igual al cociente total en todos los estados de ionización también juegan un papel importante, por ejemplo:

$$N^+/O^+ \approx N/O.$$

### C. EMISION NEBULAR DE CONTINUO.

Existen varios mecanismos atómicos que producen en conjunto la emisión nebulosa de continuo en todo el espectro. El origen de esta emisión se encuentra en la interacción de electrones con iones de helio e hidrógeno y en la emisión de polvo, de la que se hablará más adelante. Los procesos producidos en interacciones iónicas se llaman: procesos libre-libre, libre-ligado y emisión de dos fotones.

El proceso libre-libre se da cuando la energía de un electrón libre es modificada por el acercamiento de un ion pero el electrón no es capturado (Bremsstrahlung es el nombre en alemán para este proceso que significa "radiación de frenado"). Si el electrón es capturado por el campo eléctrico del ion se produce una transición "libre-ligado" y un fotón no cuantizado es emitido. El continuo de dos fotones ocurre cuando un electrón en el primer nivel metaestable cae al estado base. Se producen dos fotones que toman en consideración la regla de acoplamiento  $\Delta l = \pm 1$ .

El estudio del continuo nebuloso es importante debido a tres factores. Primero, los continuos nebulares en el visible y ultravioleta proporcionan información del producto de  $T_e$  y  $N_e$  que puede compararse con el obtenido del espectro visible de líneas de emisión. Segundo, conocer el continuo facilita la separación entre radiación nebulosa y estelar. La tercer razón deriva del espectro de la región de radiofrecuencias del cual puede obtenerse información del producto de la densidad y la distancia al objeto.

El cálculo teórico de los coeficientes de emisión de los

procesos físicos se realiza tomando en cuenta la dependencia en las densidades iónica, electrónica y Te. Son considerados H, He y He<sup>+</sup>.

En la figura 1.2, (tomada de Po84), están graficados los continuos producidos por transiciones libre-libre y libre-ligado en hidrógeno ( $\gamma(H)$ ), transiciones de emisión de dos fotones en hidrógeno ( $\gamma(2q)$ ) y helio, neutro ( $\gamma(HeI)$ ) y una vez ionizado ( $\gamma(HeII)$ ). Se han considerado ciertas abundancias y las intensidades se dan relativas a H $\beta$ . Se observan las discontinuidades de Balmer y Paschen y el comportamiento del continuo de dos fotones es creciente con la frecuencia hasta un máximo en 1621Å debido a la distribución de probabilidad con la que se producen los fotones en este continuo. Puede verse también que el continuo en la zona visible (3000 a 7000Å) es alrededor de 4 órdenes de magnitud menor que H $\beta$ .

No se ha considerado el continuo de dos fotones en el caso del helio dado que la abundancia de este elemento es pequeña respecto al hidrógeno. Sin embargo, en objetos con alto contenido de helio puede ser importante. En el caso del ion He<sup>+</sup> los fotones producidos por este proceso son capaces de ionizar al hidrógeno dada la diferencia de cargas. A longitudes de onda menores que 1200Å se vuelve el proceso más importante que produce continuo nebuloso (Po84).

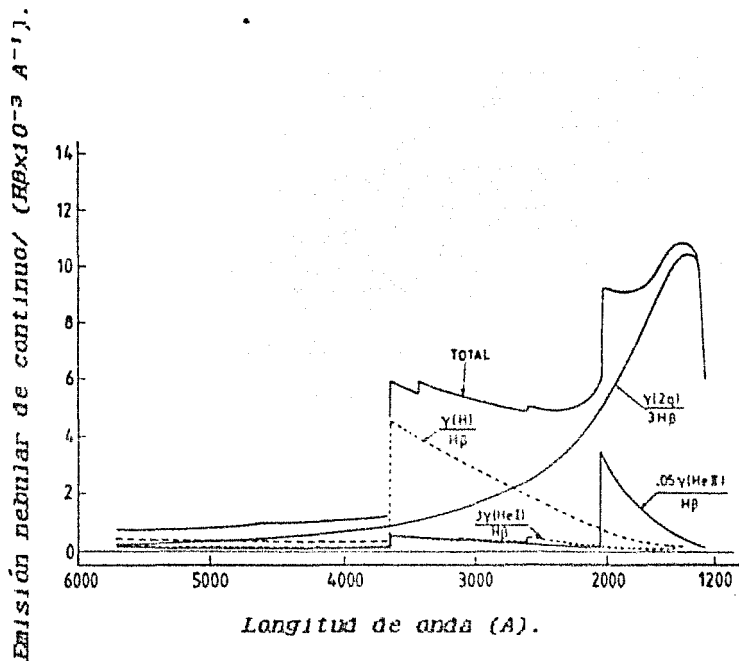


Figura 1.2. (Tomada de Po84). Espectro nebuloso característico de una planetaria de alta excitación. Se han graficado los valores de las diferentes fuentes de continuo y el total, suponiendo  $He^{++}/H = 0.05$ ,  $He^{+}/H = 0.1$ ,  $X$  (probabilidad de recombinación efectiva al estado  $2^2S$ ) = 0.33 y  $T_e = 10^4$  K.

En la zona de radio, por otra parte, el continuo debido a procesos libre-libre se vuelve dominante. Lo que ocurre es que un factor de corrección cuántica (llamado factor de Gaunt) del orden de 1 en el ultravioleta y el visible, cobra importancia a frecuencias muy bajas. Esto introduce una variación importante de la profundidad óptica con la frecuencia. De tal manera que la densidad de flujo  $S_\nu$ , definida como la integral de la intensidad sobre el ángulo sólido, queda dada por:

$$S_\nu = (2\nu^2 kT_e / c^2) \tau_\nu \Omega \quad \text{si } \tau \approx 0 \quad (\nu \gg 2 \text{ GHz}) \quad (1.4)$$

$$S_\nu = (2\nu^2 kT_e / c^2) \Omega \quad \text{si } \tau \gg 1 \quad (\nu \leq 1 \text{ GHz}) \quad (1.5)$$

de acuerdo a la solución de la ecuación de la transferencia de la radiación (considerando  $h\nu \ll kT_e$ , donde  $\nu$  es la frecuencia de los fotones producidos por el proceso libre libre).

De acuerdo con Po84 la profundidad óptica en radiofrecuencias está dada por,

$$\tau_\nu = 8.24 \times 10^{-2} T_e^{-1.35} \nu^{-2.1} E \quad (1.6)$$

donde  $E = \int N(H^+) N_e ds$ ,  $ds$  es la diferencial de distancia a lo largo de la visual.  $E$  se define como la medida de la emisión.

De las ecuaciones (1.4), (1.5) y (1.6) se tiene entonces:

$$S_\nu \approx \nu^{-0.1} \quad \tau \approx 0$$

$$S_\nu \approx \nu^2 \quad \tau \gg 1$$

En general el dominio ópticamente grueso es  $\nu \leq 1$  ( $\nu$  medida en GHz) mientras que el comportamiento ópticamente delgado se da



cuando  $v \gg 2$ .

Así, la importancia física de estudiar este continuo reside en dos razones fundamentales. En primer lugar, de la zona de bajas frecuencias puede obtenerse  $Te\Omega$ . Segundo, de la región ópticamente delgada se obtiene  $E$ . De aquí es evidente que si se conocen  $Te$  y  $Ne$  de las líneas de emisión se puede estimar la distancia al objeto.

La comparación de la emisión de radio con la emisión visible es importante. Dado que ambas son proporcionales a  $Ne^2$ , el cociente depende esencialmente de las abundancias relativas de  $He^+$  y  $He^{++}$  respecto a  $H^+$ , de la temperatura electrónica y de la frecuencia en radio utilizada. De aquí se puede predecir la emisión esperada de una línea como por ejemplo  $H\beta$ . En radio la extinción o enrojecimiento es despreciable de acuerdo con la ley de extinción de Savage y Mathis (1979). Entonces del valor encontrado para la emisión en  $H\beta$  puede calcularse la extinción  $C(H\beta)$  al objeto, definida como,

$$C(H\beta) = \log[F(H\beta)_{esp}/F(H\beta)_{obs}] = E(B-V) A(4861)/2.5 \quad (1.7)$$

donde  $F(H\beta)_{esp}$  y  $F(H\beta)_{obs}$  son los flujos en  $H\beta$  esperado y observado respectivamente,  $E(B-V)$  es el enrojecimiento (diferencia entre las magnitudes visual, a 5500Å y azul, a 4400Å) y  $A(4861)$  la extinción en magnitudes para  $H\beta$ .

## D. DISTANCIA A LAS NEBULOSAS.

Un parámetro importante en el estudio de las nebulosas planetarias es la distancia a la que se encuentran. Dicha importancia reside en que las determinaciones de la distribución galáctica, la luminosidad absoluta, la tasa de formación y el radio de la estrella central dependen críticamente de este parámetro. Hay varios métodos para determinar la distancia.

El método del paralaje trigonométrico se puede aplicar a muy pocos objetos. El límite de detección es alrededor de 60pc y en general las nebulosas están más lejos que eso. El método espectroscópico, vía el diagrama HR, se aplica en el caso de planetarias con un núcleo binario. La estrella compañera de la excitadora es típicamente una A, F, G, o K (Méndez 1987).

La determinación de distancias por velocidades de expansión supone que la velocidad de expansión tangencial, o sobre el plano del ciclo, es igual a la observada en forma radial. El hecho de no contar con registros de velocidad tangencial en intervalo amplio de tiempo dificulta esta determinación, además de otros problemas como la asimetría, el movimiento de la fuente de ionización y la elección adecuada de filamentos para medir desplazamientos tangenciales.

Si un objeto pertenece a un cúmulo globular la determinación de la distancia es relativamente sencilla, solo hace falta determinarla para algún otro miembro del cúmulo.

Otro método en el que no se hacen hipótesis acerca de los parámetros nebulares es el de la extinción. Básicamente se supone a la extinción como una función de la distancia y de naturaleza interestelar. Para un objeto dado se necesita la extinción de

estrellas vecinas y así calibrar el enrojecimiento en esa dirección. Esto no es fácil de determinar ya que la distribución de polvo no es uniforme ni siquiera en el disco galáctico (Lucke 1978). Además, se conocen estrellas vecinas solo en unos pocos casos. Sin embargo, estadísticamente se puede estimar dicha función en áreas grandes del cielo en términos de las coordenadas  $l''$  y  $b''$  (Kaler 1970).

La comparación de la densidad de línea prohibida con la densidad de flujo de una línea de recombinación proporciona una forma más de medir la distancia. El procedimiento es como sigue. Considerando un modelo con simetría esférica se define el factor de llenado  $\epsilon$  como la fracción de una esfera que se encuentra llena de gas nebuloso. La densidad de flujo total  $F$  de una línea de recombinación, como por ejemplo  $H\beta$ , depende linealmente de  $T_e^{-0.6\theta}$ , el volumen emisor (y por tanto del radio angular y la distancia) y el producto de las densidades, electrónica e iónica ( $P_{\text{OH}}$ ). Depende también, en forma inversa del cuadrado de la distancia por dilución geométrica. En el caso de  $H\beta$  esto conduce a la ecuación:

$$N\epsilon^{1/2} = [2.74 \times 10^4] [F(H\beta) t^{0.6\theta} / \theta^3 d]^{1/2} \quad \text{cm}^{-3} \quad (1.8)$$

donde  $F(H\beta)$  está dado en  $10^{-11}$  ergs  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $\theta$  en " de arco,  $d$  en Kpc,  $t = 10^{-4} T_e$  y  $T_e$  en  $^{\circ}\text{K}$ . Se ha supuesto una relación de  $N(H^+)/Ne = 0.8$  entre las densidades.

Otro método más, consiste en comparar observaciones de líneas de absorción de la estrella central con modelos de atmósferas estelares. De ahí se determinan la temperatura, el cociente He/H,

y la gravedad superficiales en la estrella. La gravedad, con una estimación de la masa da el radio estelar y de ahí, vía la comparación con la magnitud visual, la distancia puede ser obtenida (Kudritzki 1967).

La medida de la absorción de la línea de hidrógeno neutro a 21 cm también proporciona un método para obtener la distancia. La intensidad de la absorción depende de la integral de  $N(H)/T$  sobre la trayectoria hacia el objeto.  $N(H)$  y  $T$  son la densidad y la temperatura de hidrógeno neutro respectivamente. Como ambas cantidades pueden conocerse de manera aproximada, la distancia puede derivarse. Por otra parte la distribución en velocidad de hidrógeno neutro depende de la dirección en la que se observe y de la distancia.

El método de velocidades radiales es semejante al del hidrógeno neutro y supone un modelo galáctico (Greig 1972). Cada punto en el disco tiene una velocidad en una curva de rotación, que es una función trigonométrica de la distancia al centro, y de las coordenadas galácticas, de tal manera que si se determina la velocidad radial puede determinarse la distancia.

El método de radio frecuencias ya ha sido explicado en el inciso anterior.

Entre los métodos estadísticos, que suponen un parámetro común entre todas las nebulosas, se encuentra el método de Shklovskii (Po84). Este método está basado en la masa nebular como parámetro estadístico. La masa puede encontrarse directamente del volumen nebular, la densidad del hidrógeno (con una pequeña corrección por el helio) y el factor de llenado. Estos parámetros pueden ponerse en forma dependiente del flujo en  $H\beta$  de donde la masa nebular puede ser encontrada en forma similar

a la ya descrita en la ecuación (1.8). Esta nueva ecuación (1.9) varia inversamente con la densidad electrónica. El significado físico de esta variación proviene del hecho de que las nebulosas son en general ópticamente delgadas a los fotones de Lyman. De esta manera el número de fotones ionizantes en equilibrio, será igual al número de recombinaciones,  $K \approx N_e^2 \delta V$ , donde  $\delta V$  es el volumen ionizado. Como la masa nebular ionizada  $M_i \approx N_e \delta V$  se sigue una relación inversa como la de la ecuación (1.9).

$$M_i = 11.06 \times F(H\beta) d^2 t^{0.88} N_e^{-1} \quad M_\odot \quad (1.9)$$

De (1.8) y (1.9) se sigue entonces,

$$d = [22.8 \times M_i^{2/5} t^{-0.18}] / [e^{1/5} F(H\beta)^{1/5} \theta^{3/5}] \quad \text{Kpc} \quad (1.10)$$

Las masas calculadas varían entre 0.1 y 0.2  $M_\odot$ . Una suposición fundamental en este método es que la nebulosa es ópticamente delgada en el continuo de Lyman para considerar una masa constante y para que sea válida la ecuación (1.9).

Si una nebulosa dada resultase ópticamente gruesa al continuo de Lyman esto en principio haría discrepar la distancia obtenida de la ecuación (1.9) de la real.

## E. MORFOLOGIA, CLASIFICACION DE LAS PLANETARIAS. EXPANSION Y PERDIDA DE MASA.

En el estudio morfológico de las nebulosas planetarias hay un problema básico que ha de tomarse con precaución. El tamaño y los rasgos descritos para el objeto dependen de la longitud de onda en la que se observa y el tiempo de exposición del detector utilizado.

La explicación física de este fenómeno es relativamente sencilla. Las líneas nebulares pueden separarse en líneas de baja o alta excitación. Esta división depende del potencial de ionización necesario para producir el ion que dará lugar a la línea. Entonces puede esperarse una estratificación de la emisión del objeto donde dominen ciertas líneas en la zona interna (en general líneas producidas por átomos que han perdido 2 o más electrones) y otras en la zona externa.

Por otra parte, a medida que aumenta el tiempo de exposición aumenta su tamaño. Esto es debido a que en las regiones externas hay menor densidad y las intensidades de las líneas de emisión son más débiles.

### Expansión.

En 1918, Campbell y Moore fueron los primeros que intentaron explicar la separación de las líneas nebulares de una misma transición como una evidencia de una rotación del objeto (Po84). Esta separación, pensaron, era causada por absorción de material en las regiones exteriores que giraba más lentamente que el material en las zona interna, responsable de la emisión. Diez años más tarde, cuando se descubrió la naturaleza colisional de

la mayoría de las líneas en el espectro nebuloso esta explicación careció de valor. El coeficiente de absorción de una línea prohibida es prácticamente despreciable y por lo tanto no puede producir este efecto.

Ferrine y Zanstra fueron los primeros en identificar la expansión como la responsable de la separación entre líneas.

Para estudios cinemáticos se requieren técnicas como interferometría Fabry-Perót (Reay et. al 1982) o bien técnicas de espectrometría de alta dispersión (Meaburn et. al 1984).

Fenómenos como el ensanchamiento en las líneas así como asimetrías en los espectros de rendija larga son atribuidos a movimientos de gas en conjunto y a inclinaciones tridimensionales que deforman el espectro en virtud de que solo la componente radial es observada.

En general se observa que iones de baja excitación revelan velocidades ligeramente mayores que los iones de alta excitación en la misma zona nebulosa. Esto puede ser explicado con la estratificación del objeto y suponiendo un gradiente de velocidades creciente con el radio nebuloso.

Las velocidades de expansión varían entre 20 y 40 km/s. En algunos casos se han observado (Walsh y Meaburn 1987, Meaburn y Walsh 1980) alas o componentes de alta velocidad en regiones externas. La variación espacial de la velocidad está relacionada con la evolución del objeto.

#### Clasificación.

El primer intento de clasificación de las planetarias de acuerdo a su morfología fue elaborado por Khromov y Kohoutek en 1967 (Aller 1969b, Po84). Características como la simetría

circular o elíptica así como la extensión de las estructuras conspicuas determinaban 3 tipos de planetarias.

Estos tres tipos pueden reproducirse de un modelo en el cual la distribución de material posee una forma de cilindro hueco. Dependiendo del ángulo entre la visual y el eje del cilindro pueden reproducirse anillos y estructuras de dos lóbulos como en la clasificación.

Sin embargo, no siempre puede adaptarse un modelo de este tipo para una planetaria en particular. Además este modelo considera toda la planetaria en conjunto. La formación de halos y estructuras internas intrincadas no es necesariamente simultánea ni debida a procesos constantes e isotrópicos. Estructuras bipolares por ejemplo, no pueden tomarse dentro de esta clasificación.

Otra clasificación es la de Greig (1971, 1972). En esta clasificación se encontró que de las propiedades cinemáticas los objetos con una morfología binebular o filamentaria (objetos B) pertenecen a población I y se encuentran preferentemente en el disco y están distribuidos siguiendo curvas de rotación en la longitud galáctica. Los objetos clasificados como anulares o céntricos (A y C respectivamente) son de población II, están generalmente fuera del disco y no se ajustan a una distribución galáctica en velocidad.

La clasificación propuesta por Peimbert (1978) tiene una tendencia similar a la anterior. La estructura, en muchos casos bipolar (Peimbert y Torres-Peimbert 1983) parece estar asociada a la riqueza de elementos como nitrógeno y helio. Esos objetos que también muestran líneas muy intensas de O, N, S<sup>+</sup> e incluso Ne<sup>+4</sup>, son llamados de tipo I. Muchos de los objetos clasificados como B



por Greig caen dentro de este grupo.

La clasificación morfológica de Balick (1987) intenta caracterizar evolutivamente las nebulosas planetarias en cuanto a su morfología (circular, elíptica o bipolar) a partir de condiciones iniciales de simetría y expansión uniforme del gas nebuloso.

En la actualidad, parece posible establecer una clasificación entre la morfología, la composición química y la localización galáctica de los objetos nebulares (Maciel 1987).

#### Pérdida de masa de la estrella excitadora.

Una evidencia clara de este fenómeno se encuentra en el espectro ultravioleta de las estrellas centrales. Actualmente el estudio de esos espectros se hace en alta dispersión con el satélite IUE (International Ultraviolet Explorer). La velocidad terminal medida en líneas como C IV 1549A, N V 1240A, Si IV 1397A y otras varían entre 1000 y 2000 km/s. No en todas las estrellas centrales se observan los perfiles P Cygni característicos del viento estelar. Sin embargo, otros efectos pueden revelar la existencia de pérdida de masa por viento. Por ejemplo, en el caso de NGC 6302, Meaburn y Walsh (1980) observaron que el ancho de una línea de Ne V no presentaba formas gaussianas e indicaba movimientos de material a 1000 km/s. Estos vientos han sido observados también en H $\alpha$ , pero se muestran ausentes en líneas como [NII] 6584A (Po84). Procesos de alta densidad o alto grado de ionización pueden disminuir la emisión de [NII] en la región cercana a la estrella central.

La pérdida de masa en las estrellas centrales se estima del orden de  $10^{-7}$  a  $10^{-10}$  Mo/año (se utilizan modelos en los que se

estima la fracción de emisión y absorción de energía y de ahí la masa que está siendo perdida. Dada la diferencia entre ésta y la tasa nebular inicial ( $10^{-5}$   $M_{\odot}$ /año) parece claro que un modelo de formación debe contemplar la variación de la pérdida de masa con la edad (ver por ejemplo Kahn y West 1985).

## F. LA TEMPERATURA DE LA ESTRELLA EXCITADORA.

Es difícil establecer qué tipo de estrella es la que excita el gas en una nebulosa determinada dado que los núcleos son generalmente débiles y no se observan con facilidad. Las clasificaciones de tipo espectral de estas estrellas se basan en las características generales de sus espectros: la intensidad relativa de líneas de absorción y emisión, su ancho, el grado de ionización de los elementos y el continuo estelar. Estos parámetros ayudan a clasificar las estrellas excitadoras comparables con estrellas muy calientes ya estudiadas (WR y tipo O). La temperatura efectiva, definida en términos del flujo total en todo el espectro en la superficie estelar determina el grado de excitación de los elementos que componen la nebulosa. De aquí, la importancia de estudiar dicha temperatura estelar.

A continuación se exponen algunos de los métodos usados en la determinación de esta temperatura.

### Método Zanstra.

La esencia de este método reside en la comparación del número de fotones ionizantes producidos por la estrella con el número de fotones producidos por recombinación por la nebulosa.

El número de fotones ionizantes puede ser calculado de una línea de emisión de Balmer a partir de un razonamiento relativamente sencillo. Si la nebulosa es ópticamente gruesa al continuo estelar de Lyman todos los fotones con  $\lambda \leq 912\text{\AA}$  serán absorbidos.

Supóngase que un electrón se encuentra en el segundo nivel,

luego que una recombinación o una transición en cascada produjo un fotón de Balmer o del continuo de Balmer. Dicho electrón genera un fotón  $L\alpha$  al caer radiativamente al nivel 1. Dado que la profundidad óptica en esa línea se supone mucho mayor que 1, solo se dispersa hasta que ocurre una de tres posibilidades: o bien es absorbido por un grano de polvo, o bien por medio de una colisión el electrón en el nivel  $2p$  pasa a  $2s$  y de ahí emite dos fotones en continuo, o bien el fotón  $L\alpha$  es dispersado hasta escapar de la nebulosa.

Si el electrón hubiese sido capturado en un nivel superior y emitiese, por ejemplo,  $L\beta$ , la profundidad de esa línea sería aún mayor. Dicho fotón se dispersaría hasta convertirse en  $H\alpha+L\alpha$  y el proceso sería como ya se mencionó.

Así, se produce un fotón  $L\alpha$  y uno de Balmer por cada fotón absorbido nebularamente. Si la profundidad óptica es suficientemente grande en este continuo se absorberán todos los fotones Lyman producidos por la estrella por unidad de tiempo. De este modo, midiendo el número total de fotones de Balmer puede determinarse el número de fotones ionizantes y de ahí, suponiendo una distribución de cuerpo negro para el objeto central, la temperatura estelar. Puede usarse una sola línea de Balmer pues el cociente de esa línea a toda la emisión Balmer puede ser predicha. La dependencia en  $T_e$  de ese cociente es pequeña y  $T_e$  puede conocerse suficientemente bien.

Por otro lado, el flujo en el visual (a 5450Å) depende de la distribución de cuerpo negro de la estrella.

Con todo esto es posible determinar la relación entre el número de fotones ionizantes y fotones en el visual y de ahí la temperatura estelar.

Luego de cierto desarrollo teórico se obtiene (Po 84):

$$F(H\beta)/F(vis) = 3.95 \times 10^{-11} T^3 G_1(T) [\exp(2.665 \times 10^4/T) - 1]^{-1} A \quad (1.11)$$

donde  $F(H\beta)$  está en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $F(vis, \lambda = 5450\text{Å})$  en  $\text{erg cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ ,  $T$  es la temperatura estelar en  $^{\circ}\text{K}$  y  $G_1(T)$  está dada por,

$$G_1(T) = \int_{h\nu_1/hT}^{\infty} x^2 (\exp(x) - 1)^{-1} dx \quad (1.12)$$

$k$  es la constante de Boltzman y en este caso  $\lambda_1 = 912\text{Å}$ .

Un desarrollo similar puede hacerse para el helio una vez ionizado, en la línea 4686 mostrada en objetos de media y alta excitación. Así se obtiene,

$$F(4686)/F(vis) = 8.49 \times 10^{-11} T^3 G_4(T) [\exp(2.665 \times 10^4/T) - 1]^{-1} A \quad (1.13)$$

$G_4$  tiene la misma forma que  $G_1$  solo que el límite inferior de la integral debe ser evaluado a la frecuencia correspondiente a  $\lambda_4 = 0.25 \times 1 = 228\text{Å}$ , en virtud de la diferencia de cargas nucleares.

La diferencia que se ha encontrado del orden de 10% en promedio (ver Po84, tabla VII-6) entre las temperaturas obtenidas de  $H\beta$  y de 4686 puede deberse a varios efectos. No se ha considerado, en el caso del hidrógeno que el helio ionizado

puede, si hay suficiente cantidad, tanto absorber fotones ionizantes como producir otros que pueden ionizar al hidrógeno y al helio neutro. Sin embargo, puede suponerse en primera aproximación que estadísticamente estos procesos son iguales (Po84).

En algunos casos,  $T_z(\text{He}) > T_z(\text{H})$ . Esto puede deberse a un problema de profundidad óptica. Este parámetro en 228A y 912A depende del producto de las densidades relativas  $\text{He}^+ / (\text{H}^+ + \text{H}^0)$  y  $\text{H}^0 / (\text{H}^+ + \text{H}^0)$  con la densidad electrónica respectivamente. Así, si hay mayor cantidad de  $\text{He}^+$  respecto a  $\text{H}^0$  se contarán mayor número de fotones y la temperatura aumentará. Dicho de otra manera, se escaparán fotones Lyman de hidrógeno y por lo tanto la fracción de fotones ionizantes en la distribución de cuerpo negro será menor y la temperatura disminuirá. La igualdad de la temperatura de color con alguna de estas cantidades determinaría la delgadez o el grosor óptico del objeto.

Otra posibilidad es que el objeto central no radie como cuerpo negro. Sin embargo, comparaciones entre modelos de atmósferas estelares con radiación de cuerpo negro (Po84, figuras VII-7 y VII-8) favorecen las temperaturas obtenidas a partir de H $\beta$  y difieren sistemáticamente de las obtenidas de 4686.

#### Método Stoy.

Este método se basa en el balance entre la energía inyectada por la estrella central y la emitida por la nebulosa.

La inyección de energía se realiza cuando ocurre la fotoionización. El electrón liberado en este proceso lleva un exceso de energía del fotón estelar pues parte de su energía se

invierte en la ionización (13.6 eV para el H y 54.4 eV para el He). Bajo condiciones elásticas los electrones comparten sus energías y se da una distribución de Maxwell-Boltzmann en las velocidades (074). Este es el mecanismo que calienta a la nebulosa.

Las líneas producidas por excitación colisional son ópticamente delgadas y escapan del objeto enfriando el gas. Entonces, el cociente entre los flujos totales de líneas excitadas colisionalmente a una línea de recombinación de Balmer (en general H $\beta$  es usada) es esencialmente el promedio del exceso de energía del fotón ionizante y así depende de la temperatura estelar, pues como ya se ha visto, dicha línea de recombinación tiene una relación directa con el número de fotones estelares.

Factores como abundancias de He/H son importantes ya que ciertos fotones de helio pueden ionizar al hidrógeno y disminuir por tanto aquel cociente, el cual, crece con la temperatura estelar (Po84, figura VII-9).

La derivación de una cierta temperatura depende de las líneas usadas en la determinación, del modelo de la distribución estelar de energía, de las abundancias relativas de H y He y de la transparencia óptica con la longitud de onda.

## G. RADIACION INFRARROJA.

Cuando comenzaron a realizarse observaciones en el infrarrojo ( $\lambda \geq 10^4 \text{A} = 1 \mu\text{m}$ ) los resultados mostraron que la emisión era alrededor de dos órdenes de magnitud mayor en el máximo registrado con respecto al continuo esperado por transiciones libre-libre (Po84).

Hoy en día el comportamiento del continuo observado se atribuye a granos de polvo que rodean o incluso están mezclados con material nebuloso. Dichos granos tienen un tamaño comparable a la longitud de onda que absorben ( $10^{-4}$  a  $10^{-5}$  cm de radio). La temperatura de este polvo se calcula ajustando una distribución de cuerpo negro a las observaciones, suponiendo una distribución constante en temperatura, densidad de polvo y emisividad con el radio nebuloso.

Si el polvo emisor está mezclado con materia nebulosa o muy cercano a ella entonces el polvo más caliente se esperaría en objetos compactos, es decir la temperatura sería inversa con el radio, pues el campo de radiación está menos diluido respecto al material circundante y suponiendo que no ocurre evaporación de polvo por el campo de radiación.

La razón entre la masa de polvo a la nebulosa también es inversa al radio. Esto puede deberse a evaporación del grano o bien la hipótesis hecha en el sentido de que el polvo y la nebulosa ocupan el mismo volumen es incorrecta en virtud de que si el polvo está localizado afuera de la zona nebulosa, al aumentar el radio, la fracción de polvo a gas disminuye. La masa nebulosa aumenta con el frente de ionización. Sin embargo el tamaño de los objetos no muestra un comportamiento sistemático en



visible comparado con el infrarrojo. Existen objetos más extensos en infrarrojo por un factor de dos y otros más pequeños por un factor similar (Po84).

Los procesos que pueden ser la fuente de energía del polvo son: la radiación estelar y la radiación difusa  $L\alpha$  producida por la nebulosa. La discriminación de la ocurrencia de una o ambas se hace definiendo el exceso de infrarrojo (IRE), dado por,

$$IRE = F(IRTOT) / F(L\alpha) = [F(IRTOT) / F(H\beta)] [I(H\beta) / I(L\alpha)] \quad (1.14)$$

donde  $F(IRTOT)$  es el flujo total en infrarrojo observado en la tierra y  $F(H\beta)$  el correspondiente en la línea  $H\beta$  luego de la corrección por extinción.  $I$  representa la intensidad de cada línea.

De esta manera, si  $IRE \leq 1$  la absorción de  $L\alpha$  por el polvo es suficiente para calentarlo. Si de lo contrario  $IRE > 1$  es necesaria además la fuente central.

Relacionando  $F(H\beta)$  con la densidad de flujo en radio se obtiene (Po84),

$$F(IRTOT) = 3.98 \times 10^{-14} S_V T_e^{-0.53} \nu^{-0.1} Y^{-1} [I(L\alpha) / I(H\beta)] W \text{ cm}^{-2} \quad (1.15)$$

donde:

$$Y = 1 + [N(\text{He}^+) / N(\text{H}^+)] + 3.7 [N(\text{He}^{++}) / N(\text{H}^+)]$$

Dos casos deben de ser considerados dado que las colisiones son importantes en la producción del continuo de dos fotones a

partir de  $2^{\circ}\text{S}$ . Este mecanismo atenúa a la línea  $L\alpha$ .

Existen otras líneas como Lyman  $\alpha$  que pueden provocar energía (como CIV 1549A).

La absorción de  $L\alpha$  afecta poco en la determinación de la temperatura estelar  $T_s$ . Si se compara la energía de la estrella recibida en la Tierra  $(R_s^2/d^2)\sigma T_s^4$  donde  $R_s$  es el radio estelar,  $d$  la distancia y  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzman, con la diferencia entre el flujo total en infrarojo y el flujo total en  $L\alpha$  el segundo valor es a lo más 10% que el primero (Po84).

## CAPITULO 2. INTRODUCCION AL ESTUDIO DE LA NEBULOSA PLANETARIA

### NGC 2899. ANTECEDENTES

En este capítulo se resume todo el conocimiento bibliográfico relevante para el presente estudio de la nebulosa planetaria NGC 2899. Como se verá el estudio de este objeto ha sido muy pobre a pesar de su tamaño (radio promedio 45 "). Este hecho y debido principalmente a que el objeto es sureño ( $\delta = -55^\circ$ ) ha permitido ahora su estudio de una manera original y precisa como se verá en los capítulos 3 y 4.

En el inciso A se describe brevemente su historia y su descubrimiento. En B la clasificación morfológica a la que pertenece. En C, D y E las regiones espectrales en las que ha sido estudiado. En F las determinaciones de la extinción y la distancia encontradas a partir de diferentes métodos. En G se examina el poco conocimiento de sus condiciones físicas y en H se describe el estudio cinemático del gas y la relación de la expansión con la evolución.

## A. DESCUBRIMIENTO E HISTORIA.

"Débil, entre 50 y 60 segundos de arco de diámetro, redondo, gradualmente más brillante a la mitad, entre 80 estrellas", así fue la breve descripción que dió John Herschel hacia 1833 del objeto clasificado como NGC 2899 (Dreyer 1888).

El descubrimiento de este objeto -como nebulosa planetaria- se concede a Henize (Perek y Kohoutek 1967). En una comunicación privada entre Gum y Henize (Gum 1955), Henize escribió: "Esta es indudablemente una nebulosa planetaria, su frontera es circular y aparecen dos capas diametralmente opuestas de alto brillo superficial -una estructura común para planetarias-".

Mayall enlistó este objeto como uno con espectro P -planetaria- (Gum 1955).

En el catálogo de Rodgers et al (1960) este objeto aparece bajo el número 43 como objeto brillante, en una búsqueda de regiones con emisión en H $\alpha$  en la región sur de la Vía Láctea.

En la tabla 2.1 aparecen las distintas designaciones para NGC 2899, así como sus dimensiones y coordenadas (cuando se dan). Todas las designaciones han sido verificadas con la nota de investigación de Chopinet y Lortet-Zuckermann (1972).

Designación	Dimensiones (seg arc)	Coordenadas		(Epoca)	Ref.
		$\alpha$	$\delta$		
		h m	° ' "		
NGC 2899		09 22.7	-55 30.3	(1860)	D
G 27	120x120	09 23.7	-55 42	(1900)	G
My 48		09 23.9	-55 40.7	(1900)	PK
RCW 43	120x120	09 25.5	-55 54	(1950)	RCW
He 2-30	120x68	09 25.4	-55 54	(1950)	WH
PK 277-3 <sup>o</sup> 1		09 25.5	-55 54	(1950)	PK

Tabla 2.1. Diferentes designaciones, dimensiones y coordenadas para NGC 2899.

Referencias para la tabla 2.1:

D=Dreyer (1888).

G=Gum (1955).

RCW=Rodgers et al (1960).

WH=Westerlund y Henize (1967).

PK=Perek, Kohoutek (1967).

## B. MORFOLOGIA.

Las primeras descripciones morfológicas para NGC 2899 establecieron su simetría axial, su forma elíptica, las variaciones extremas en intensidad sobre su superficie y las dos fuertes condensaciones en los extremos del eje menor. De hecho, a través de estas descripciones fue como se clasificó como nebulosa planetaria (Westerlund, Henize 1967; Henize 1967; Perek y Kohoutek 1967).

Greig (1971, 1972) clasificó este objeto dentro del grupo de planetarias que tenían una estructura filamentaria, grandes condensaciones en intensidad y una forma de reloj de arena (Clase BI). Es interesante notar que esta clasificación solo obedeció a la morfología observada, a pesar de que se encontró que otros objetos de este tipo en general poseen altas emisiones de [NII], [OII] y [OI] en líneas prohibidas relativas a  $H\beta$  -cocientes  $>0.7$ - (Greig 1971), además de que su velocidad radial puede ajustarse con una curva senoidal con la longitud galáctica, satisfaciendo un modelo galáctico con movimiento circular y probablemente perteneciendo entonces a población I (Greig 1972). El hecho de que en aquel momento no se conocieran los cocientes de líneas prohibidas a  $H\beta$  para NGC 2899 marcaba el tipo de propiedades que serían esperadas si el esquema era correcto.

Sabbadin y Minnello (1978) intentaron ver si las diferencias morfológicas y cinemáticas entre nebulosas planetarias se reflejan en características físicas ( $N_e$ , intensidades de líneas y  $T_e$  principalmente). De acuerdo a su estadística (110 objetos) las nebulosas tipo B (Greig 1971, 1972) son ricas en metales.

## C. ESPECTROSCOPIA.

Solo existen reportados en la literatura dos grupos de observaciones espectroscópicas para NGC 2899, Webster (1969) y Ringuelet y Méndez (1973).

Las observaciones de Webster fueron hechas con un fotómetro fotoeléctrico, corresponden al flujo de emisión total de las líneas [OIII] 5007A y H $\beta$  4861A. Los valores reportados para estos flujos son  $5.01 \times 10^{-11}$  y  $4.79 \times 10^{-12}$  respectivamente (en unidades de  $\text{erg} \times \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). Medidas del continuo a 4200A y 5300A fueron usadas para estimar y restar contribución a las intensidades de línea observadas.

Las observaciones espectrales de Ringuelet y Méndez (1973) fueron hechas con un espectrógrafo de baja dispersión y usando placa fotográfica como detector, fueron calibradas en intensidad con una escala digital y la intensidad reportada es la diferencia entre la observada y el continuo, en el caso de que este fuera observado. El ancho de su rendija fue 4" y cubrió todo el objeto a lo largo de la misma a un ángulo de posición de 100°. Las intensidades reportadas son relativas a H $\beta$  (IH $\beta$ =10) y no se corrigieron por extinción atmosférica ni efectos instrumentales. A juicio de los autores deben considerarse solo como valores aproximados.

En el catálogo de intensidades relativas de líneas de emisión, (Kaler 1976) se ha compilado toda la información del espectro visible de este objeto. En la tabla 2.2 se muestran las longitudes de onda, la línea correspondiente (Webster (1969), Ringuelet y Méndez (1973)), así como los valores de las intensidades observados, La intensidad de las líneas H $\beta$  y [OIII]

5007 de Webster (1969) han sido consideradas como en el catálogo de Kaler (1976) y están marcadas por \*. En los casos de las líneas [OIII] 5007A y [NIII] 6584A de Ringuelet y Méndez la película fue saturada, los valores son solo indicativos. Solamente para la línea [OI] 6300A la contribución de cielo fue restada.

Recientemente Louise et al (1987) realizaron un mapa de contornos de intensidad en la línea H $\alpha$  para este objeto. Este mapa se utilizará en el próximo capítulo.



(A), Linea	Intensidad
3425.8 [NeV]	1.8
3726.2 + 3728.9 [OII]	38.0
3868.7 [NeIII]	19.0
3889.1 H8 + 3888.6 HeI	2.5
3967.5 [NeIII] + 3970.1 He	7.6
4101.7 H $\delta$ + 4100.0 HeII	2.5
4340.5 H + 4338.7 HeII	4.6
4363.2 [OIII]	2.3
4685.7 HeII	4.6
4861.3 H $\beta$ + 4859.3 HeII	10.0
4864 H $\beta$	10.0*
4958.9 [OIII]	35.0
5006.8 [OIII]	100.0
5006 [OIII]	105.0*
5754.8 [NII]	2.7
5875.6 + 5876.0 HeI	2.4
6300.2 [OI]	5.0
6363.9 [OI]**	
6548.1 [NII]	91.0
6562.8 H $\alpha$	72.0
6583.6 [NII]	300.0
6717.0 [SII]	12.0
6731.3 [SII]	11.0

Nota:\*\* observada pero no medida.

Tabla 2.2. Lineas de emision e intensidades relativas para NGC 2899 (Webster 1969 marcadas por \*; Ringuelet y Méndez 1973).

#### D. EL ESPECTRO EN RADIO.

Hay dos grupos de observaciones en radio de NGC 2899 reportadas en la literatura, Milne y Aller (1975) a una frecuencia de 5 GHz y Milne y Webster (1979) a 2.7 GHz.

En ambos grupos de observaciones el radiotelescopio barría la posición del objeto en ascensión recta y declinación así que la intensidad en radio fue promediada sobre cada minuto de arco y luego integrada sobre toda la zona de barrido para aumentar el cociente señal a ruido.

Los errores se estiman pequeños (del orden de 0.02 Jy).

En la tabla 2.3 se agrupan las densidades de flujo integradas y los máximos en el flujo encontrados para este objeto. En ambos casos el radio angular adoptado fue de 45 segundos de arco para calcular la densidad de flujo.

Frecuencia (GHz)	Máximo del flujo (Jy)	Densidad de flujo (Jy)
5.0	0.077±0.012	0.086
2.7	0.07±0.01	0.08

Tabla 2.3. Observaciones en radio de NGC 2899.

## E. EL ESPECTRO INFRARROJO.

El único estudio publicado que concierne al espectro infrarrojo de este objeto es el de Pottasch et al (1984) y que es resultado de observaciones hechas por IRAS (Satélite Astronómico Infrarrojo) en 4 bandas de continuo: 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ .

Las medidas se estiman con un error del 30 por ciento y no se encuentran efectos de confusión.

Las densidades de flujo encontradas se consignan en la tabla 2.4.

Se estima que toda la radiación observada es debida a emisión de polvo. La temperatura de color de dicho polvo se encuentra ajustando una distribución de cuerpo negro a las observaciones. En el caso de NGC 2899 se encontró que es de 40°K. A  $\lambda = 12\mu\text{m}$ , radiación nebular de línea puede contribuir de manera importante (SIV 10.56 $\mu\text{m}$ , NeII 12.8 $\mu\text{m}$  y NeIII 15.5 $\mu\text{m}$ , por ejemplo), así que en el ajuste de la distribución de energía el punto a 12 $\mu\text{m}$  ha sido excluido.

También se encuentra del exceso de infrarrojo (sección 1G) que para calentar el polvo, en estados avanzados de evolución, en los que la estructura morfológica es relajada, basta con radiación nebular (tal es el caso para el objeto que interesa aquí). En cambio en objetos jóvenes es necesaria la contribución de la estrella excitadora.

El flujo total en infrarrojo, calculado suponiendo que todos los fotones Lyman  $\alpha$  producidos en la nebulosa que calientan al polvo, puede relacionarse con la densidad de flujo a una frecuencia dada (sección 1G). En el caso de NGC 2899, usando la densidad de flujo encontrada por Milne y Aller (1975); se

encuentra que  $F(\text{total en infrarrojo}) = 51 \times 10^{-14} \text{ Wm}^{-2}$ . Se ha supuesto que la nebulosa es de baja densidad ( $N_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) en el cálculo del flujo total debido a que hay dos casos, dependientes de que exista emisión de dos fotones en el continuo  $2^2S-1^2S$ , como se estableció en la sección 16.

Longitud de onda ( $\mu\text{m}$ )	Densidad de flujo (Jy)
12	0.3
25	1.6
60	5.9
100	14.0

Tabla 2.4. Las observaciones en infrarrojo de NGC 2899.

## F. LA EXTINCIÓN Y LA DISTANCIA.

En el caso de NGC 2899 la mayoría de las determinaciones de la distancia han sido basadas en el método estadístico de Shklovskii (sección 1.D). Las determinaciones de Webster (1969), Cahn y Kaler (1971), Milne y Aller (1975), Cahn (1976), Maciel y Pottasch (1980) y Maciel (1984) usan un formalismo similar al empleado en este método.

La determinación de Acker (1978) por otra parte, es un promedio estadístico sobre todas las distancias conocidas hasta ese momento.

El método de Shklovskii supone conocido el flujo total nebuloso en la línea de H $\beta$  corregido por extinción. El valor del flujo observado utilizado en todos los casos fue el reportado por Webster (1969).

Webster (1969) y Cahn y Kaler (1971) suponen que la extinción crece proporcionalmente con la distancia y resuelven una ecuación análoga a la ecuación (1.10) de manera iterativa. Milne y Aller (1975), Cahn (1976), Maciel y Pottash (1980) y Maciel (1984) utilizan el valor de la densidad de flujo en radio encontrada por Milne y Aller (1975) y encuentran el valor del flujo esperado en H $\beta$  (sección 1C).

Milne y Aller (1975) calcularon también la extinción específica, a partir del hecho de que la distancia la calcularon de manera independiente al coeficiente de extinción y encontraron 0.68 por kiloparsec en la dirección de NGC 2899 ( $l \approx 277^\circ$ ).

A diferencia de todas las determinaciones (excepto la de Acker), Maciel y Pottash (1980) y Maciel (1984) hacen una corrección en la masa en el caso de objetos que pueden ser

ópticamente delgados y suponen que tal es el caso para NGC 2899.

En la tabla 2.5 se muestran los parámetros adoptados así como las distancias y extinciones obtenidas para NGC 2899. Los valores en cuyo lugar aparece una línea no se mencionan explícitamente en las referencias.

M (Mo)	$\theta$ (")	$\epsilon$	C(H $\beta$ )	Te ( $10^4$ °K)	d (kpc)	Ref.
0.1	45	0.5	—	1	1.35	WB
0.18	45	0.65	0.69	0.5	1.03	CK
0.16	45	0.6	0.7	1	1.031	MA
—	45	—	0.74	1	1.01	C
—	—	—	—	—	0.80	Ac
0.30	45	0.6	0.7	—	1.45	MP
0.38	45	0.6	0.7	—	1.5	Ma

Tabla 2.5. Distancia, extinción y otros parámetros para NGC 2899.

Referencias para la tabla 2.5:

WB=Webster (1969).

CK=Cahn y Kaler (1971).

MA=Milne y Aller (1975).

C=Cahn (1976).

Ac=Acker (1978).

MP=Maciel y Pottasch (1980).

Ma=Maciel (1984).

## G. ABUNDANCIAS QUIMICAS Y CONDICIONES DE EXCITACION.

De las secciones anteriores se desprende que la información sobre parámetros físicos en general es muy pobre para NGC 2899.

Los parámetros importantes en un análisis de este tipo son las abundancias relativas a hidrógeno  $X/H$  y la temperatura y densidad electrónicas. Desafortunadamente solo existe una referencia donde se haya determinado un cociente de esta índole. Kaler (1970) determinó el valor de  $(O^{+2}/H^{+})=2.76 \times 10^{-4}$ , a partir de las intensidades de las líneas  $H\beta$  4861A y  $[OIII]$  5007A obtenidas por Webster (1969).

La única estimación de la densidad electrónica supone un valor del orden de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  o menor (Pottasch et al 1984).

La temperatura electrónica tampoco ha sido determinada particularmente, pero se ha supuesto típica ( $10^4 \text{ K}$ ) (ver sección anterior).

## H. CINEMATICA NEBULAR.

El único estudio cinemático de NGC 2899 es el de Bohuskı y Smith (1974). Sus observaciones fueron hechas con un inteferómetro Fabry-Perót con el cual no consiguieron determinar en forma precisa la velocidad de expansión de este objeto, su abertura en el diafragma era demasiado grande (30''). Se observó el objeto en la luz de [OIII] 5007A y la velocidad que reportan es un límite inferior si se supone un modelo en el cual el gradiente de velocidad aumenta con el radio. La velocidad de expansión reportada es la mitad de la separación entre las componentes roja y azul, 14.3 km/s con un ancho de la línea de 10.3 km/s.

Como consecuencia de utilizar aberturas finitas, la separación entre máximos decrece cuando aumenta la abertura, pues mayor cantidad de gas contribuye al perfil obtenido. Robinson et al (1982) abordaron este problema desde el punto de vista teórico.

El procedimiento teórico es muy simple: las expresiones dependientes de la velocidad, del radio angular y del grosor de la capa nebular observada para la separación entre los picos (cuando la abertura fue suficientemente pequeña para resolverlos) y la de la mitad del ancho total máximo (cuando las componentes no están resueltas en el perfil) son, a primer orden iguales. Esto es, la separación entre líneas observadas en un objeto usando una pequeña abertura es igual a la mitad del ancho total máximo del perfil intrínseco integrado.

A partir del esquema teórico calcularon, en el caso que interesa aquí, la velocidad de expansión  $V_{exp}=15$  km/s y el radio



lineal a partir del radio angular (45") según Webster (1969) y la distancia media al objeto propuesta por Acker (1970), lo cual resulta ser 0.256 pc.

A. LAS OBSERVACIONES. DESCRIPCION.

I. Observaciones con espectrógrafo échelle de rendija larga.

Las observaciones fueron obtenidas en abril de 1985 con el telescopio Anglo-Australiano (AAT) de 3.9 m por Alberto López. Se utilizó el espectrógrafo échelle de rendija larga de Manchester (Meaburn et al, 1984) y el "Image Photon Counting System" (IPCS) (Boksenberg y Burgess, 1973) como detector.

El uso de un espectrógrafo con rejilla échelle obedece al interés de obtener gran resolución espectral (Meaburn, 1976).

Se emplearon filtros de interferencia para aislar un solo orden de la rejilla échelle. Estos filtros poseen un paso medio de banda menor que la separación entre dos ordenes (Meaburn et al, 1984).

La calibración en longitud de onda y la corrección por campo plano se hace utilizando una lámpara de Cu-Ar y una de Tungsteno respectivamente.

Por otro lado, el principio bajo el cual opera el IPCS es detectar eventos individuales de fotón en una imagen bidimensional para lo cual se usa un intensificador de imagenes acoplado ópticamente con una cámara de televisión (la cual actúa como un almacén de paso) y las posiciones se graban en la memoria de una computadora. Una imagen puede obtenerse así registrando eventos en cada paso con la posición de cada elemento de la

imagen bien determinada, lo cual es equivalente a una cadena de fotómetros individuales (Boksenberg y Burguess, 1973; López, 1984). El arreglo bidimensional de cerca de  $10^6$  elementos (píxeles) es ordenado en cadenas tendidas paralelamente a la dispersión en el espectrógrafo (canales) lo cual limita la resolución espectral e incrementos de dichas cadenas paralelas a la rendija que define el número de elementos espaciales en el cielo. El tamaño de la "ventana" se define a través de comandos de computadora. La resolución espacial está determinada por el tamaño de los elementos espaciales (píxeles). Se considera de  $\approx 30$   $\mu\text{m}$  y está limitada por condiciones de "seeing". Se utilizan filtros de densidad neutra en caso de fuentes muy brillantes.

En las observaciones hechas a la nebulosa planetaria NGC 2899 se utilizó una rendija larga de  $150\mu\text{m}$  (1") de ancho y 171" de largó. El IPCS fue operado en su modo bidimensional de 1020 canales ( $\approx 30\mu\text{m}$  cada uno) en el eje de dispersión y 120 ventanas, cada una de 1.429 " a lo largo de la rendija. El arreglo espectrógrafo y detector resulta en una resolución espectral de 12 km/s.

El centro de la rendija fue colocado en la posición del objeto central:  $\alpha=9^{\text{h}} 25^{\text{m}} 31^{\text{s}}$ ,  $\delta=-55^{\circ} 53' 18''$  (coordenadas 1950). Se realizaron dos grupos de observaciones: con la rendija en un ángulo de posición de  $115^{\circ}$  y de  $25^{\circ}$  -de ahora en adelante eje mayor y eje menor respectivamente-. Las posiciones de la rendija se muestran en el mapa de contornos de la figura 3.1a, (tomada de Louise et al 1987) donde solo se han trazado las porciones de la rendija de donde se obtuvieron espectros con emisión significativa (véase sección 3B.1).

## 11. Observaciones en la zona visible con flujos calibrados.

Las observaciones comprendidas en esta sección fueron obtenidas en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo, Chile (CTIO) por María Teresa Ruíz en marzo de 1986 y febrero de 1987, observaciones nebulares y del objeto central respectivamente. A continuación se describirán ambos grupos.

### 1. Nebulares.

Estas observaciones fueron realizadas con el telescopio de 4m, un espectrógrafo R-C (CTIO Manual, 1977) y un detector 2D-Frutti (Shectman, 1983). La rendija fue orientada E-W y tiene 2'' de ancho y 50'' de largo. La apertura con la que se extrajo el espectro al reducirlo fue 2''x 9.4''. La posición del telescopio fue  $\alpha=9^h 25^m 29.7^s$ ,  $\delta=-55^{\circ} 53' 33''$  (Coordenadas 1950).

Un detector 2D-Frutti es un detector espectroscópico que amplía la capacidad unidimensional de un detector Reticon a un régimen bidimensional. El arreglo de Reticon es sustituido por un arreglo CCD el cual detecta eventos de fotón en un intensificador de imagenes (Shectman, 1983).

Para la calibración en longitud de onda se tomó un espectro de una lámpara de He-Ne-Ar en la misma posición del telescopio al finalizar la exposición del objeto.

Se observaron 4 estrellas estándar para la calibración en flujo.

La reducción de los datos se realizó en el centro de computación de CTIO en La Serena, Chile.

El intervalo espectral observado fue de 3700 a 6600 Å.

Se obtuvieron dos espectros, uno sin filtros de densidad neutra (con líneas intensas saturadas) y otro usando un filtro de 2.5 mag. Los flujos encontrados se consignan en la tabla 3.5 en la sección de resultados.

El arreglo detector-espectrógrafo resulta en una resolución de 2Å (Ruiz, 1987).

En la figura 3.1b se muestra la posición y longitud de la rendija con la que se obtuvo este espectro.

## 2. Estrella central.

No existen reportadas en la literatura algún tipo de observaciones espectrales del objeto central de esta planetaria (véase capítulo 2). Las observaciones que se describirán a continuación fueron obtenidas en febrero 2 de 1987 en CTIO.

Los dos espectros tomados al objeto central son de baja dispersión y abarcan un intervalo espectral total que va de 3600Å a 8000Å. El primer espectro, tomado con el telescopio de 4m, un detector 2D-Fruttì (Shectman, 1983) y una rendija de 3.5" de ancho cubrió un intervalo espectral de 3600Å a 6400Å (espectro azul). El segundo espectro, tomado con un telescopio de 1.5m, una rendija de 4" de ancho y un detector CCD cubrió un intervalo de 5600Å a 8000Å (espectro rojo).

Los flujos de las líneas en emisión observadas en el caso del espectro rojo se consignan a la tabla 3.6.

En las figuras 3.2a y b se muestran el espectro nebuloso con líneas no saturadas y el espectro azul de la región central.

### III. Observaciones infrarrojas.

Las observaciones infrarrojas fueron obtenidas con el telescopio de 1.5m de CTIO por Miguel Roth en marzo de 1986. Se utilizó un diodo de Antimonio de Indio como detector.

Se midieron ocho posiciones que incluían el objeto central y las alas, con un diafragma de 22.7" de apertura y una separación entre haces de 60" en los filtros J, H, y K. La posición del telescopio en el objeto central fue:  $\alpha=9^h 25^m 31^s$ ,  $\delta=-55^{\circ} 53' 16''$  (coordenadas 1950) y es mostrada junto con cada posición y tamaño del diafragma en la figura 3.1b.

La reducción se llevó a cabo en el centro de computación de CTIO en La Serena, usando un programa estándar de reducción y comparando los datos con un juego de estrellas de referencia (Elias et al, 1982).

Los resultados se muestran en la tabla 3.8.

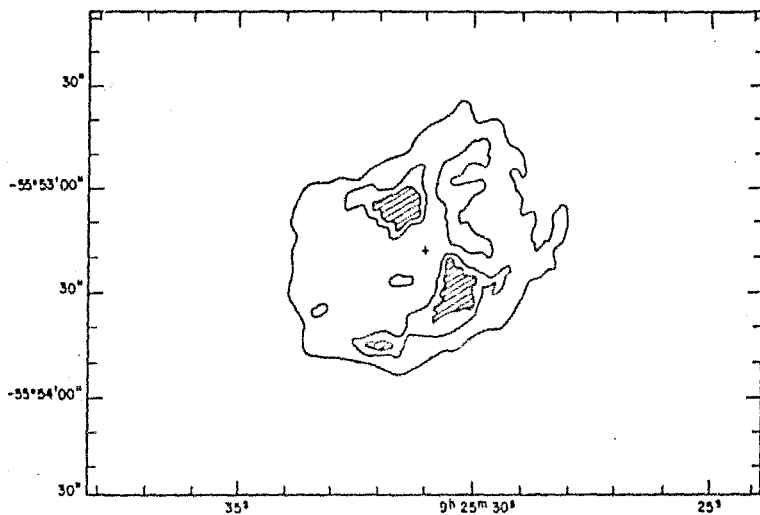


Figura 3.1. a) Zonas observadas con espectroscopia echelle.  
(Coordenadas 1950).

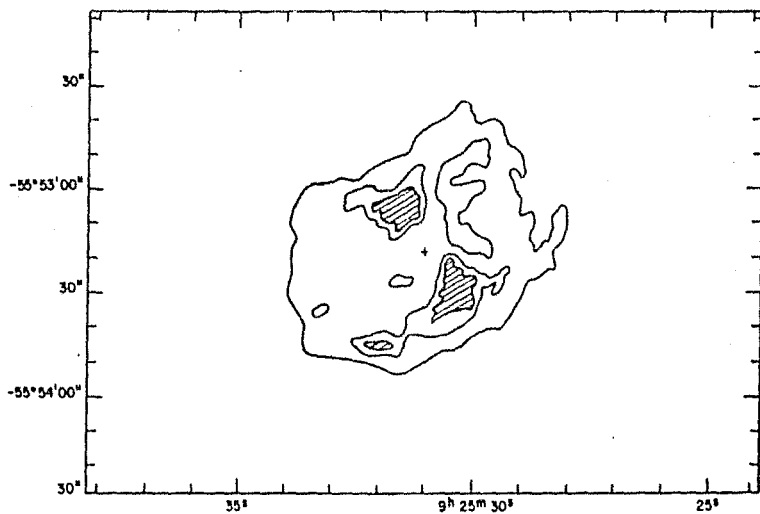


Figura 3.1 b) Zonas observadas en infrarrojo (el tamaño del diafragma es mostrado en cada posición) y zona observada con espectroscopia de baja dispersión.

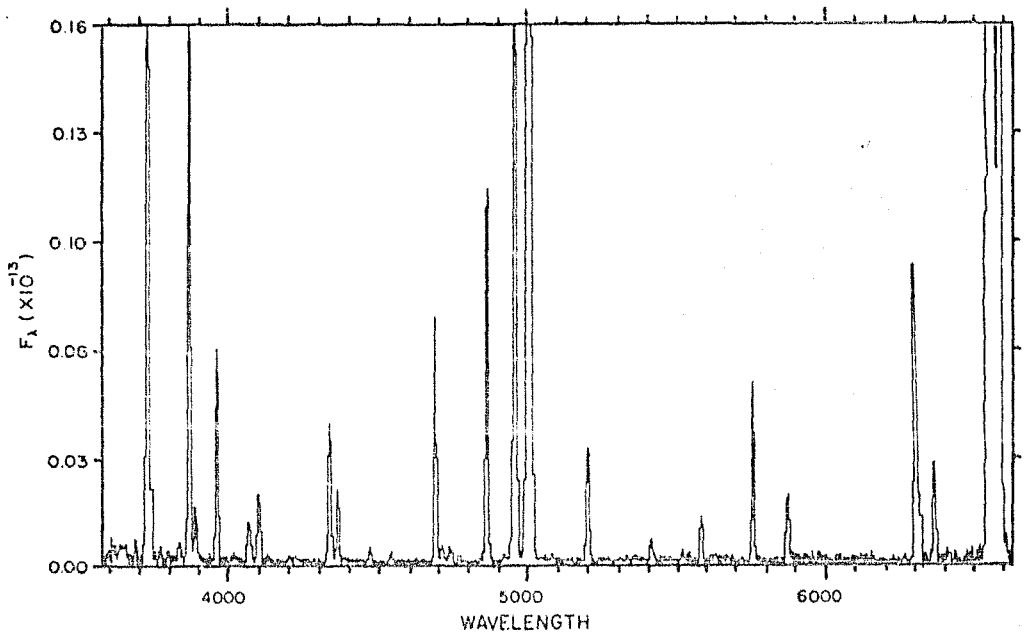


Figura 3.2 a) Espectro nebulas con líneas de emisión.

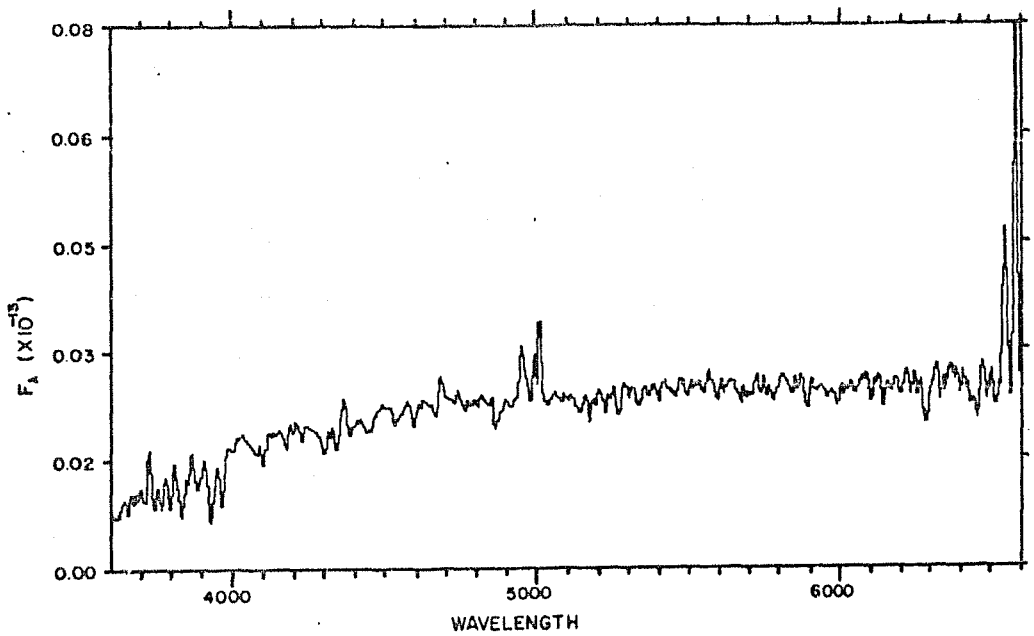


Figura 3.2 b) Espectro de la región central.



## B. RESULTADOS.

### I. El campo de velocidades.

Las posiciones de la rendija en las observaciones hechas en el AAT, así como el tamaño de la rendija de donde se obtuvieron espectros con señal significativa se muestran en la figura 3.1a. A pesar de que el detector es capaz de resolver espacialmente en  $1.429''$ , se han agrupado en sumas de tres espectros en el eje mayor y dos en el eje menor. No obstante que esto reduce la resolución espacial (ahora  $4.287''$  y  $2.858''$  respectivamente) incrementa el cociente señal a ruido lo cual facilita la identificación de las componentes de velocidad. Los nuevos elementos de rendija se han reenumerado resultando así cuarenta posiciones para el eje mayor y treinta para el eje menor y se muestran en la figura 3.1a. La orientación de las rendijas es SO-NE para el eje menor y NO-SE para el mayor.

Las tablas 3.1 y 3.2 contienen la posición sobre la rendija (LR), la longitud de onda en Angstroms, la velocidad en km/s y el número de conteos registrados en el detector para cada componente de velocidad en  $H\alpha$  y  $[NIII]$ , en el eje mayor y menor. La velocidad heliocéntrica fue obtenida por corrimiento Doppler usando  $\lambda(H\alpha)=6562.82\text{A}$  y  $\lambda([NIII])=6583.39\text{A}$  (Kaler, 1976) con una corrección de  $-4.24$  km/s por movimiento heliocéntrico en la dirección galáctica de este objeto.

Dado que en general no se separaban las componentes de velocidad totalmente, hablar de ancho total a intensidad media (FWHM) no es de gran interés físico. Sin embargo es interesante observar el ancho total a nivel de continuo (FWZI), obtenido de

promediar el continuo de cada espectro y medir el ancho de la emisión. El FWZI físicamente representa la dispersión de velocidades a lo largo de la línea de visión en esa sección de rendija.

Los FWZI registrados para el eje menor y mayor se muestran en las tablas 3.3 y 3.4 respectivamente. Las unidades son las mismas que para las tablas 3.1 y 3.2.  $\Delta$  es el ancho a nivel de continuo medido sobre el espectro.

En las gráficas 3.1 y 3.2 se muestra la  $V_{hel}$  vs posición en la rendija para el eje menor en  $H\alpha$  y [NII] respectivamente. Las gráficas 3.3 y 3.4 son las análogas para el eje mayor. En las cuatro gráficas los puntos mayores representan componentes principales de velocidad, esto es, el número de conteos en el máximo de dichas componentes es mayor que el correspondiente en las otras componentes, llamadas secundarias y representadas por puntos pequeños.

Las escalas en todas las gráficas son las mismas para facilitar compararlas entre sí.

#### 1. Velocidad heliocéntrica.

Ciertas diferencias y analogías entre las gráficas 3.1 y 3.2 son interesantes. Existen dos zonas bastante simétricas con respecto al centro de la rendija (elementos 8-12 y 17-22) con muy alta velocidad ( $\approx -120$  Km/s) vistas en  $H\alpha$  e invisibles para el detector en [NII]. En la zona media (elementos 12-18) las componentes se muestran corridas hacia el azul y a una velocidad constante ( $\approx 20$  Km/s). La contraparte de estas componentes muestra un comportamiento ligeramente diferente con una velocidad mayor ( $\approx 30$  Km/s). Se aprecian también dos zonas "azules" en [NII] que

zonas "rojas" (elementos 4-6 y 12-16) también en [NII] y no en  $H\alpha$ , alejándose a velocidad relativamente alta ( $\approx 80$  Km/s). Otra característica que llama la atención es el cambio continuo y simétrico pero muy rápido de velocidad en las componentes de líneas intensas. Se pueden delimitar dos zonas rojas intensas en ambas gráficas (3-11 y 20-27).

En general la estructura que se muestra es más extensa en [NII] que en  $H\alpha$ .

Hay varios aspectos interesantes que hacer notar de las gráficas 3.3 y 3.4 correspondientes al eje mayor. Existe una región de muy alta velocidad ( $\approx 130$  Km/s, 20-26) vista en  $H\alpha$  pero invisible en [NII]. Por otro lado se ve una zona alejándose a 95 Km/s (17-22) en [NII] pero no en  $H\alpha$ , en forma totalmente análoga al eje menor. Nuevamente también es notable el hecho de que en  $H\alpha$  el objeto es menos extenso que en [NII].

Las variaciones de intensidad están reflejadas en las gráficas de conteos como se verá más adelante.

En la zona 25-35, igual que en 10-16 la velocidad parece decrecer y luego volver a aumentar hacia el extremo de la rendija.

Como se verá en el capítulo 4 una representación general de [NII] sugiere una estructura tubular expandiéndose a una velocidad promedio de 25 Km/s.

## 2. Dispersión de velocidades.

Las gráficas 3.5 y 3.7 corresponden a los valores de FWZI a lo largo de la rendija, consignados en la tabla 3.3 y 3.4 para ambos ejes.

Es importante notar las tres zonas de bajo FWZI, 8-13, 17-22 en el eje menor y 20-27 en el mayor. La aparición de estos FWZI es resultado de la resolución espectral y del hecho de que estas componentes se mueven a muy alta velocidad, esto es, en todos esos casos se separaban claramente todas las componentes. Estas zonas corresponden con las de alta velocidad de las gráficas 3.1 y 3.2 y 3.3.

El ancho del perfil instrumental, de aproximadamente 20 km/s no ha sido sustraído en ningún caso.

En el eje menor se delinea ciertamente el hecho de que la estructura tiende a cerrarse en los extremos, la dispersión de velocidades tiene un valor del orden de 40 Km/s en los extremos y hasta 180 Km/s en la zona intermedia. Además no hay diferencia apreciable entre H $\alpha$  y [NII], los FWZI son muy similares.

Las zonas de mayor FWZI "aisladas" corresponden a los espectros en los que no se alcanzaron a separar las componentes.

La estructura general no parece simétrica. En la zona NE la dispersión de velocidades parece decrecer en forma más o menos lineal mientras que hacia el SO parece más o menos constante en un principio (15-5) con FWZI  $\approx$  135 Km/s y luego cae abruptamente en el extremo de la rendija (secciones 1-4).

En el eje mayor por otra parte, parece aumentar suavemente hacia el centro. El valor en los extremos es aproximadamente el mismo que en el eje menor. En la región 15-20 la dispersión es sistemáticamente mayor en [NII] que en H $\alpha$ , hay que recordar que en esa región se registraron altas velocidades de [NII] pero no lograron separarse las componentes. En esta gráfica puede apreciarse que si bien la diferencia no es muy conspicua, sistemáticamente la dispersión es mayor en [NII] que en H $\alpha$ , sobre

todo en la región derecha del diagrama (20-40).

Esto es consistente con el hecho de que la estructura ya descrita en las gráficas 3.3 y 3.4 es en velocidad más extensa en [NII] que en H $\alpha$ .

### 3. Conteos.

Las gráficas de conteos contra longitud de la rendija son la 3.6 y 3.8 para el eje menor y mayor respectivamente. Se han distinguido las componentes roja y azul tanto de H $\alpha$  (círculo lleno y vacío respectivamente) como de [NII] (triángulo lleno y vacío respectivamente).

De acuerdo con la gráfica 3.6 son muy conspicuas las dos condensaciones sobre el eje menor (4-12 y 20-28) consistentes también con la morfología mostrada en la figura 3.1a. La señal es de un factor de 6 mayor en [NII] que en H $\alpha$  y que en las zonas inmediatas y todo el material aparece alejándose en el sistema de referencia heliocéntrico. El cambio en brillo es continuo pero muy rápido. En H $\alpha$  también se observan los incrementos en las mismas posiciones que [NII] pero en menor escala.

Las condensaciones no aparecen con la misma extensión (5-11 y 21-27 en H $\alpha$ ). No deja de ser muy llamativo el hecho de que los máximos de número de conteos estén localizados en forma simétrica respecto al centro de la rendija y básicamente iguales, del orden de 30000 conteos.

En general puede observarse que el [NII] es un factor de 6 más intenso que H $\alpha$ .

La gráfica 3.8 representa el número de conteos vs longitud de rendija para el eje mayor. Como puede apreciarse en la posición 14 ocurre un máximo en intensidad ( $\approx 20000$  cuentas). Dicho máximo

se encuentra alejando y decae muy rápido hacia el SE. En la posición 16 es un factor de 7 menor que en la posición 14 (3000 cuentas), mientras que hacia el NO decae lentamente con un pequeño máximo en la posición 7.

En la posición 27 hay otro máximo registrado con 11000 cuentas también corrido al rojo que decae aún más rápidamente hacia el SE, en el elemento siguiente de rendija se reduce al 60%, mientras que hacia el NE esto ocurre hasta el segundo elemento adyacente (posición 25).

En  $H\alpha$  se presenta un comportamiento similar, un máximo rojo ocurre también en la posición 14 pero menor por un factor de 7 que el de [NII].

El material que emite con velocidad negativa presenta un máximo a 5000 cuentas en [NII] en la posición 9. En la zona inmediata (10-16) no hay una variación abrupta en la velocidad, ésta parece aumentar ligeramente hacia el SE y el número de conteos es constante, del orden de 1000. A partir de la posición 16 la intensidad aumenta rápidamente hasta alcanzar un máximo de 10000 cuentas en la zona central (19-20) y luego disminuye más lentamente hacia la posición 26.

En  $H\alpha$  el comportamiento del gas que fluye con velocidades negativas es similar pero nuevamente el número de conteos es menor. Se aprecia un ligero máximo en las posiciones 8 y 9 y hacia la posición 20 aumenta la intensidad, aunque sólo llega a ser un tercio de la de [NII]. Decae más lentamente a partir de la posición 21 hasta la posición 26.

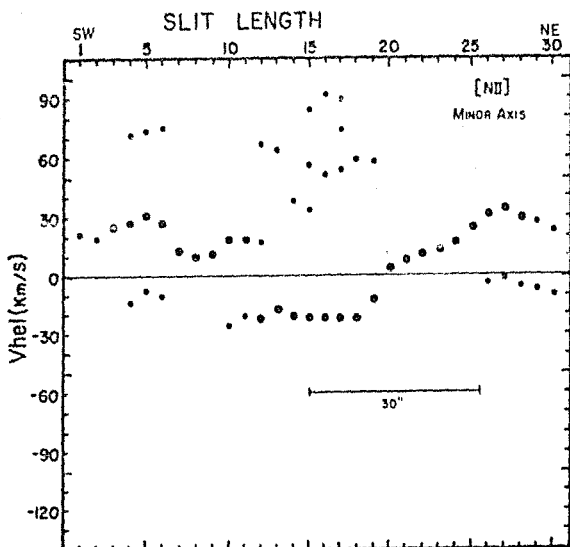
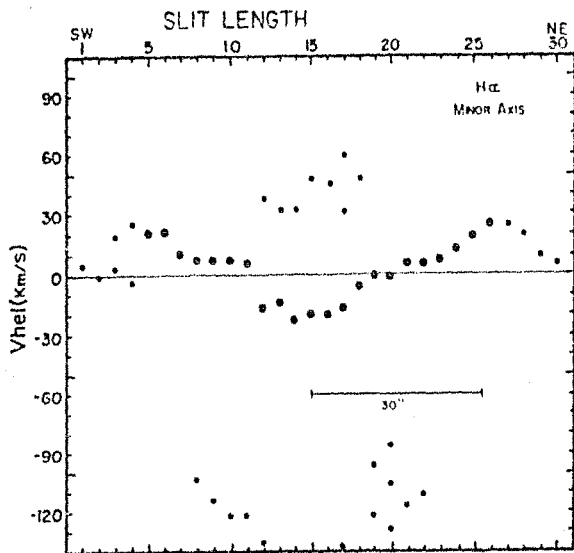
La zona de alta velocidad a 90 Km/s en rojo sólo se observa en [NII], es muy tenue (500 cuentas) y aparece separada de la zona roja interna (gráficas 3.4 y 3.8, elementos 17-24). La zona

azul de alta velocidad a  $-135$  Km/s se observa sólo en H $\alpha$  con una intensidad de 300 cuentas y sólo hacia el SE (gráficas 3.4 y 3.8, elementos 20-26).

En las zonas extremas la intensidad decrece en las dos longitudes de onda en los dos ejes, hasta un valor pequeño del orden de 400 cuentas.

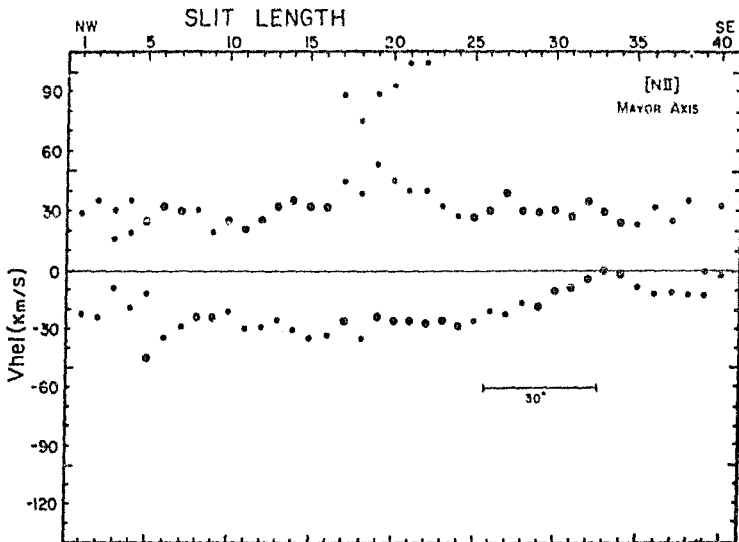
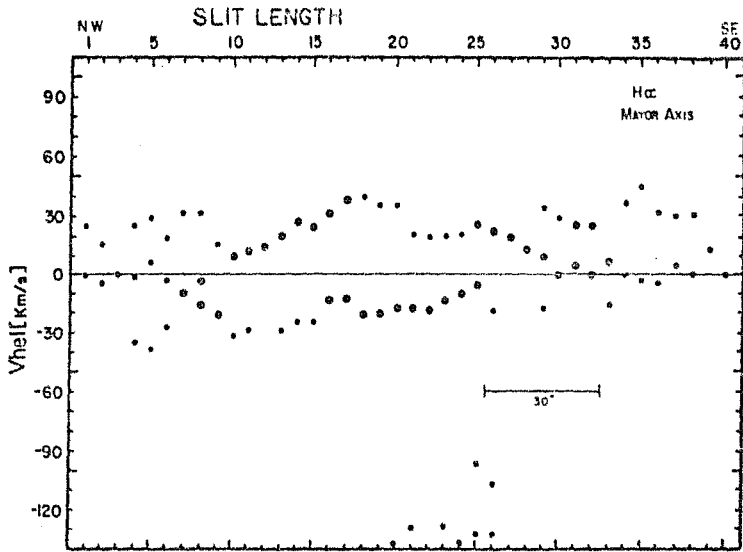
La morfología descrita en base a las gráficas 3.6 y 3.8 es coincidente con las variaciones relativas entre componentes de las gráficas de velocidad heliocéntrica para ambos ejes.

En el apéndice se ha hecho una selección de espectros representativos de cada zona descrita aquí.

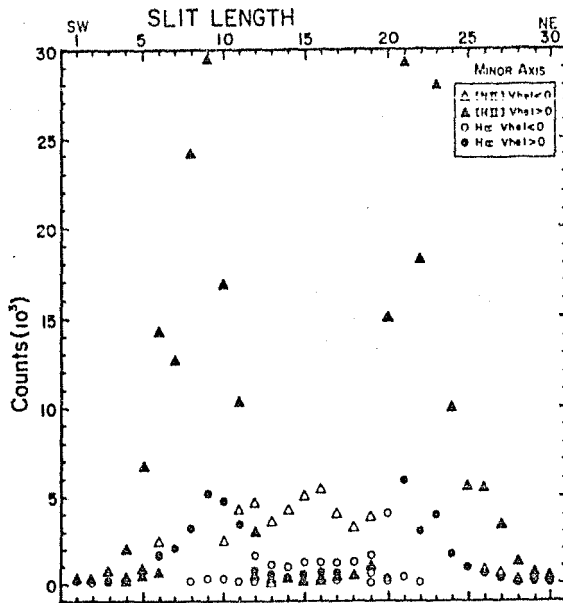
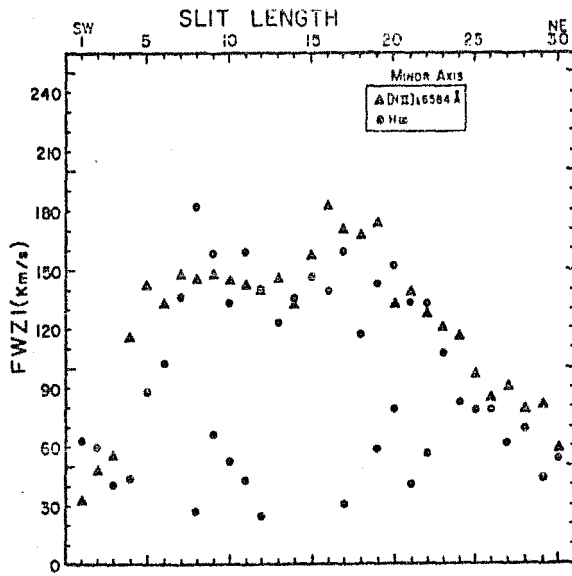


Gráficas 3.1 y 3.2. Velocidad heliocéntrica (en km/s) contra longitud de rendija en la luz de H y [NII] para el eje menor respectivamente. Se han separado las componentes principales (circulo grande) de las componentes secundarias.

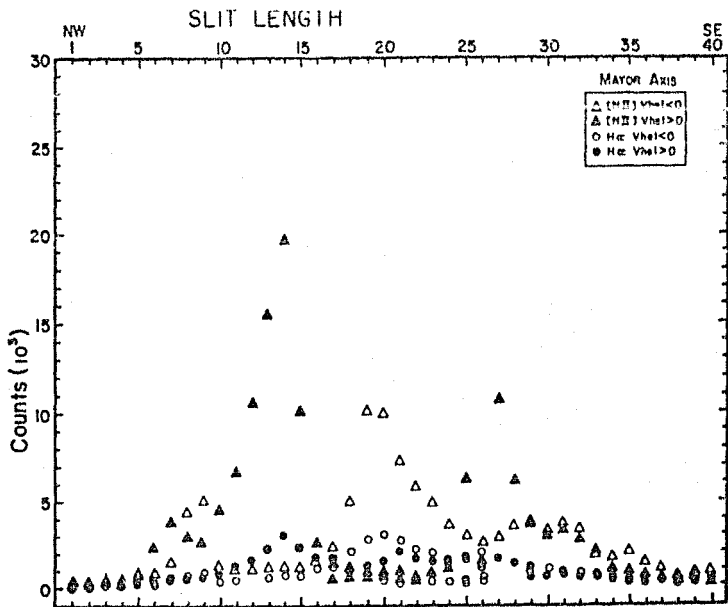
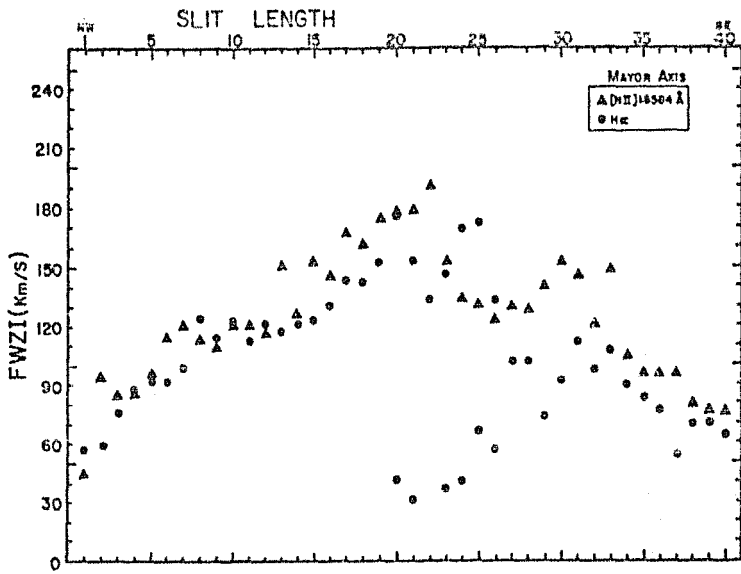




Gráficas 3.3 y 3.4. Igual que las anteriores pero para el eje mayor.



Gráficas 3.5 y 3.6. Dispersión de velocidades (FWZI, en km/s) y conteos en el detector contra longitud de rendija para el eje menor.



Gráficas 3.7 y 3.8. Igual que las dos anteriores pero para el eje mayor.

## II. Flujos de NGC 2899.

### 1. Zona Nebular.

En la tabla 3.5 se consignan los flujos encontrados. Cuando la línea fue saturada el valor reportado es el obtenido con filtro de densidad neutra de 2.5 magnitudes luego de la corrección. En el caso de las líneas medidas en ambos espectros el valor reportado es el promedio y en los demás casos es el valor medido en el espectro sin filtro (la diferencia fue a lo más del 10%). En la primera columna se lista la longitud de la línea observada en Angstroms y su identificación realizada en base al catálogo de Kaler (1976). Las unidades de los flujos son  $10^{-14} \text{erg} \times \text{cm}^{-2} \times \text{s}^{-1}$ .

En la segunda columna se encuentra el flujo observado, en la tercera el flujo corregido por extinción y en la cuarta el coeficiente de extinción (en magnitudes) utilizado en cada caso.

La corrección por extinción se realiza siguiendo la formulación de Fo84, con la curva de extinción encontrada por Savage y Mathis (1979). Se utiliza un valor  $C_{H\beta} = 0.7$ , promediando los valores encontrados en la literatura (ver sección 2.F).

### 2. Zona Central.

Del espectro rojo se obtuvieron los flujos consignados en la tabla 3.6. El esquema de la tabla es el mismo que en el caso anterior y se ha considerado una extinción uniforme sobre el objeto.

En la tabla 3.7 se listan las líneas identificadas en absorción del espectro de la figura 3.2b. Se han identificado solamente las líneas importantes para la clasificación del objeto

central (sección 4C) en base al atlas de Yamashita et al (1978).

### 3. Infrarrojo cercano.

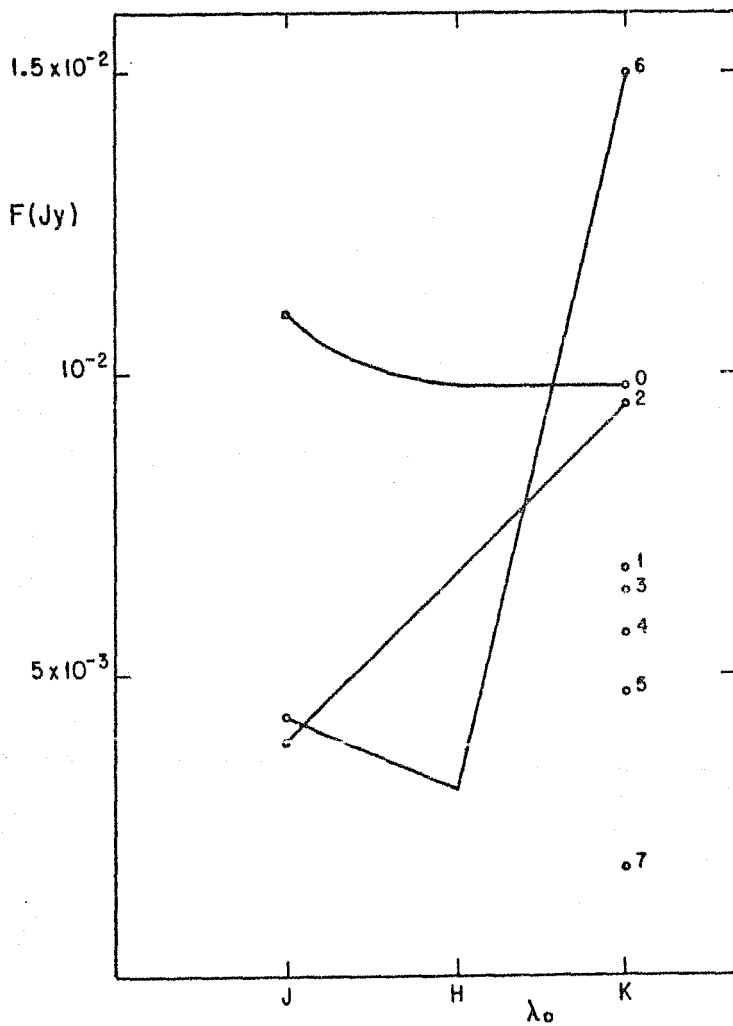
En la tabla 3.8 se encuentran las magnitudes (m) y los flujos (F) observados (en mJy) en las posiciones sobre el objeto marcadas en la figura 3.1b. En la primera columna se encuentra el número de observación (N), en la segunda la posición de cada observación (coordenadas 1950) y luego se encuentran las magnitudes observadas y los flujos derivados de ellas para las bandas J, H y K (Neri 1982). Entre paréntesis se señala el error porcentual de cada medición. Cuando no aparece la magnitud significa que la zona emite tan débilmente que hubieran sido necesarios tiempos muy largos de integración (Roth 1987).

La conversión en flujos calibrados fue hecha de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$F(m) = F_0 \times 10^{-m/2.5} \quad (3.1)$$

Las unidades son mJy y los flujos a magnitud cero fueron obtenidos de la calibración absoluta del sistema fotométrico infrarrojo de San Pedro Mártir (Neri 1982).

En la gráfica 3.9 se muestra la distribución espectral para cada sección observada en J, H y K. Las líneas trazadas son sólo para identificación. Los flujos parecen comportarse de manera similar en las posiciones 6 y 2. A pesar de no tener un valor H de la posición 2 para comparar, inicialmente tienen un valor similar en J y aumentan con la longitud de onda pero no en la misma forma, el valor del flujo de la posición 6 en K es de un factor de 3/2 mayor que el correspondiente a la posición 2.



Gráfica 3.9. Distribución espectral de las observaciones en las bandas J, H y K de las zonas mostradas en la figura 3.1 b). Las líneas solo se han trazado para identificación.

El comportamiento general muestra que hay mayor brillo (a excepción de la posición cero) en K que en las otras dos bandas. En las posiciones 1, 2, 3, 4 y 5 es más brillante que en la posición 7 por un factor de 3. Esto es consistente con la morfología mostrada en la placa de cercano infrarrojo (paso de banda  $\approx 0.9 \mu\text{m}$ ) de UKIRT Short Red Sky Survey (placa S166) donde se aprecian las condensaciones y ligeramente más tenue la zona NO.

Sin embargo, en la posición cero la distribución es mayor en J y es constante en H y K. En J es un factor de 2 mayor que la de las posiciones 6 y 2 a pesar de que en la placa del UKIRT se nota más tenue.

LR	$\lambda$ (H $\alpha$ )	$V_{hel}$	C	$\lambda$ (III)	$V_{hel}$	C
1	6563.01	4	223	6583.94	21	302
2	6562.90	-1	221	6583.90	19	368
3	6562.98	3	237	6584.04	25	630
	6563.33	19	242			
4	6562.83	-4	345	6583.18	-14	454
	6563.46	25	342	6584.08	27	2089
				6585.06	72	330
5	6563.37	21	762	6583.31	-8	955
				6584.16	31	6730
				6585.10	74	599
6	6563.40	22	1685	6583.24	-11	2361
				6584.08	27	14118
				6585.13	75	722
7	6563.16	11	2150	6583.77	13	12729
8	6560.67	-103	222	6583.69	9	24239
	6563.08	8	3291			
9	6560.43	-113	328	6583.73	11	29539
	6563.08	8	5149			
10	6560.25	-122	351	6582.92	-26	2464
	6563.08	8	4747	6583.90	19	16804
11	6560.25	-121	281	6583.03	-21	4263
	6563.04	6	3443	6583.90	19	10314
12	6559.96	-135	249	6583.00	-22	4556
	6562.56	-16	1689	6583.86	17	2980
	6563.75	38	783	6584.96	67	432
13	6562.63	-13	1114	6583.10	-17	266
	6563.63	33	582	6584.89	64	3645
14	6562.42	-23	1033	6583.03	-21	4358
	6563.63	33	558	6584.33	39	429
15	6562.48	-20	1374	6583.00	-22	4927
	6563.96	48	679	6584.22	54	398
				6584.71	56	413
				6585.34	85	350
16	6562.48	-20	1383	6583.00	-22	5413
	6563.89	45	702	6584.60	51	478
				6585.48	91	436
17	6559.90	-138	229	6583.00	-22	4033
	6562.56	-16	1324	6584.67	54	383
	6563.60	31	640	6585.10	74	405
	6564.23	60	383	6585.65	99	378
18	6562.80	-5	1225	6583.00	-22	3200
	6563.96	48	465	6584.78	59	453
19	6560.25	-122	236	6583.21	-12	3785
	6560.81	-96	731	6584.75	58	495
	6562.90	-1	1767			
20	6560.10	-129	300	6583.56	4	15041
	6560.60	-106	264			
	6561.04	-86	244			
	6562.90	-1	4055			
21	6560.35	-117	407	6583.66	8	29326
	6563.04	6	5896			
22	6560.49	-111	180	6583.73	11	18306
	6563.04	6	3019			
23	6563.08	8	3917	6583.77	13	28052
24	6563.19	13	1646	6583.87	18	9922
25	6563.33	19	963	6584.01	24	5550



26	6563.46	25	740	6583.35	-4	760
				6584.16	31	5427
27	6563.46	25	433	6583.44	-2	603
				6584.23	34	3376
28	6563.36	20	258	6583.35	-6	452
				6584.12	30	1287
29	6563.12	9	268	6583.31	-8	420
				6584.08	27	517
30	6563.04	6	226	6583.27	-10	372
				6583.98	23	374

*Tabla 3.1. Velocidades heliocéntricas a lo largo del eje menor.*

LR	$\lambda(H\alpha)$	$V_{hel}$	C	$\lambda(INII)$	$V_{hel}$	C
1	6562.90	-1	327	6583.00	-22	390
	6563.46	25	269	6584.12	29	345
2	6562.80	5	320	6582.96	-24	470
	6563.25	15	315	6584.25	35	398
3	6562.90	-1	319	6583.27	-10	495
				6583.83	16	354
				6584.36	40	405
4	6562.14	35	256	6583.06	-19	532
	6562.87	-2	391	6583.90	19	427
	6563.46	25	292	6584.25	35	437
5	6562.06	-39	333	6582.50	-45	798
	6563.04	6	415	6583.21	-12	667
	6563.54	29	365	6584.04	25	876
6	6562.31	-28	393	6582.71	-35	811
	6562.83	-4	457	6584.19	32	2304
	6563.33	19	470			
7	6562.69	-10	521	6582.85	-29	1565
	6563.60	31	433	6584.15	30	3858
8	6562.56	-16	740	6582.96	-24	4344
	6562.83	-4	731	6584.15	30	2875
	6563.60	31	522			
9	6562.45	-21	876	6582.96	-24	5010
	6563.25	15	698	6583.90	19	2654
10	6562.21	-32	450	6583.03	-21	1148
	6563.12	9	990	6584.04	25	4554
11	6562.27	-29	426	6582.82	-30	1153
	6563.19	13	1220	6583.94	21	6667
12	6563.22	14	1630	6582.85	-29	1161
				6584.04	25	10641
				6582.92	-26	1124
13	6563.36	20	2170	6584.19	32	15503
	6562.35	-26	680	6582.79	-32	1348
14	6563.50	27	3020	6584.25	35	19638
	6562.35	-26	624	6582.71	-35	1180
15	6563.43	24	2391	6584.19	32	10168
	6562.60	-14	1064	6582.75	-33	1519
16	6563.60	31	1787	6584.19	32	2642
	6562.63	-13	1402	6582.92	-26	2295
	6563.75	38	1502	6584.46	45	1496
17				6585.41	88	513
	6562.45	-21	2070	6582.71	-35	4996
	6563.78	40	1246	6584.33	39	1249
18				6585.13	75	782
	6562.45	-21	2710	6582.96	-24	9946
	6563.67	35	1314	6584.64	53	882
19				6585.44	89	1006
	6559.93	-136	537	6582.92	-26	9973
	6562.52	-18	2966	6584.46	45	987
20	6563.67	35	1530	6585.52	93	690
	6560.07	-130	370	6582.92	-26	7240
	6562.52	-18	2632	6584.36	40	839
21	6563.36	20	2012	6585.79	105	521
	6562.48	-20	2032	6582.89	-27	5844
	6563.33	19	1707	6584.36	40	694
22				6585.79	105	472
	6560.10	-129	349	6582.92	-26	4821

	6562.59	-15	1799	6584.19	32	878
	6563.33	19	1507			
24	6559.90	-138	367	6582.85	-29	3580
	6562.66	-12	1496	6584.08	27	1185
	6563.36	20	1316			
25	6560.00	-133	323	6582.92	-26	3087
	6560.77	-98	289	6584.08	27	6340
	6562.77	-7	1498			
	6563.46	25	1694			
26	6560.00	-133	309	6583.03	-21	2668
	6560.56	-108	325	6584.15	30	1587
	6562.48	-20	1889			
	6563.40	22	1112			
27	6563.33	19	1605	6583.21	-12	2989
				6584.33	39	10693
28	6563.19	13	1372	6563.10	-17	3608
				6584.15	30	6193
29	6562.52	-18	820	6583.06	-19	3622
	6563.12	9	1041	6584.12	29	3752
	6563.67	35	788			
30	6562.90	-1	1024	6583.24	-11	3141
	6563.54	29	693	6584.15	30	3024
31	6563.01	4	895	6583.27	-10	3649
	6563.46	25	784	6584.08	27	3262
32	6562.90	-1	738	6583.38	-5	3202
	6563.46	25	663	6584.22	34	2743
33	6562.56	-16	497	6583.48	0	1958
	6563.04	6	630	6584.12	29	2014
34	6562.90	-1	540	6583.42	-3	1507
	6563.71	36	409	6584.01	24	1084
35	6562.83	-4	483	6583.27	-10	1828
	6563.89	45	330	6583.98	23	881
36	6562.80	-5	445	6583.21	-12	1402
	6563.60	31	337	6584.19	32	701
37	6563.01	4	368	6583.24	-11	973
	6563.57	30	384	6584.04	25	498
38	6562.90	-1	364	6583.21	-12	594
	6563.57	30	338	6584.25	35	416
39	6563.19	13	405	6583.21	-12	551
				6583.48	0	512
40	6562.90	-1	424	6583.42	-3	899
				6584.19	32	405

Tabla 3.2. Velocidad e intensidades a lo largo del eje mayor.

LR	$\lambda$ (Bar)	FWZI	$\lambda$ (INII)	FWZI
1	1.47	63	.83	34
2	1.41	60	1.19	50
3	.98	41	1.33	56
4	1.06	44	2.66	117
5	2.02	88	3.23	143
6	2.34	103	3.02	133
7	3.08	137	3.36	149
8	4.07	182	3.29	146
	0.70	28		
9	3.56	158	3.35	148
	1.54	66		
10	3.00	133	3.29	146
	1.25	53		
11	3.50	159	3.23	143
	1.04	43		
12	3.15	140	3.15	139
	0.64	25		
13	2.79	123	3.30	146
14	3.06	136	3.02	133
15	3.29	146	3.56	158
16	3.15	140	4.13	184
17	3.79	169	3.86	172
	0.77	31		
18	2.67	118	3.79	168
19	3.23	143	3.92	174
	1.40	60		
20	3.42	152	3.02	133
	1.83	79		
21	3.00	133	3.15	139
	0.98	41		
22	3.00	133	2.94	130
	1.33	57		
23	2.44	107	2.73	120
24	1.89	82	2.66	117
25	1.82	79	2.23	97
26	1.82	79	1.96	85
27	1.46	63	2.10	91
28	1.61	69	1.82	79
29	1.06	44	1.89	82
30	1.27	54	1.40	60

Tabla 3.3. *Dispersión de velocidades en el eje menor.*

LR	$\lambda(H\alpha)$	FWZI	$\lambda(INII)$	FWZI
1	1.33	57	1.06	44
2	1.40	60	2.17	95
3	1.75	76	1.95	85
4	1.96	85	1.96	85
5	2.10	92	2.18	95
6	2.10	92	2.60	114
7	2.25	99	2.73	120
8	2.01	124	2.58	113
9	2.60	115	2.52	111
10	2.73	121	2.73	120
11	2.52	111	2.73	120
12	2.73	121	2.67	117
13	2.65	117	3.37	149
14	2.73	121	2.87	127
15	2.79	123	3.44	153
16	2.94	130	3.29	146
17	3.23	143	3.77	168
18	3.21	143	3.64	162
19	3.43	153	3.93	175
20	3.93	175	3.99	178
	0.99	41		
21	3.43	153	4.00	178
	0.77	31		
22	3.02	134	4.27	190
23	3.29	146	3.44	153
	0.90	37		
24	3.78	169	3.02	133
	0.99	41		
25	3.85	172	2.94	130
	1.54	55		
26	3.00	133	2.79	123
	1.34	57		
27	2.31	101	2.94	130
28	2.31	101	2.88	127
29	1.69	73	3.15	139
30	2.10	92	3.43	152
31	2.52	111	3.29	146
32	2.23	98	2.73	120
33	2.44	107	3.36	149
34	2.04	89	2.39	105
35	1.89	82	2.17	95
36	1.75	76	2.17	95
37	1.26	53	2.17	95
38	1.62	70	1.83	79
39	1.62	70	1.75	76
40	1.48	63	1.75	76

Tabla 3.4. *Dispersión de velocidades en el eje mayor.*

(A), línea	Flujo observado	Flujo corregido por extinción
3726+3729 [OIII]	37.21	58.38
3869 [NeIII]	16.45	25.20
3888 HeI+3889 H $\delta$	1.73	2.55
3967 [NeIII]+3970 He	6.28	8.97
4069 [SII] +4070 OII	1.70	2.33
4100 HeII +4102 H $\delta$	1.96	2.66
4339 HeII +4341 H	4.10	5.08
4363 [OIII]	2.11	2.60
4471 HeI	0.49	0.58
4542 HeII	0.32	0.36
4686 HeII	7.04	7.60
4711 [ArIV]	0.60	0.67
4738 [ArIV]	0.59	0.62
4861 H $\beta$ +4859 HeII	10.00	10.00
4959 [OIII]	36.73	35.12
5007 [OIII]	128.18	119.81
5200 [NI]	3.54	3.09
5412 HeII	0.84	0.68
5518 [CIII]	0.30	0.23
5537 [CIII]*		
5754 [NII]	5.14	3.75
5875+5876 HeI	2.24	1.58
6300 [OI]	10.23	6.55
6364 [OI]	2.92	1.85
6548 [NII] +6563 H $\alpha$	138.19	83.83
6584 [NII]	322.96	195.03

\*observada pero no medida. Sin embargo se aprecia más débil que 5518

Tabla 3.5. Flujos nebulares relativos a H $\beta$ .  $I(H\beta) = 47.564 \times 10^{-14}$   
erg/cm<sup>2</sup>.s.

(A), línea	Flujo observado	Flujo corregido por extinción
6548 [NII]	2.00	2.00
6563 H $\alpha$	10.00	10.00
6584 [NII]	6.13	6.11
6717 [SII]	0.79	0.76
6731 [SII]	0.69	0.67
7006 [ArV]	0.30	0.27
7136 [ArIII]	0.93	0.82

Tabla 3.6. Flujos de la zona central relativos a H $\alpha$ .  $I(H\alpha) = 32.09 \times 10^{-14}$  erg/cm<sup>2</sup>xs.

$\lambda(\text{Å})$	línea
3934	CaII K
3968	CaII H
3983	Y II
4005	Fe I
4046	Fe I
4064	Fe I
4078	SrII
4101	H $\delta$
4144	Fe I
4173	FeII
4179	FeII
4216	SrII
4227	Ca I
4300	Banda G
4340	H $\gamma$
4384	Fe I
4686	HeII
4861	H $\beta$
4921	Fe I

Tabla 3.7. Líneas identificadas en el espectro del objeto central.



N	Posición (1950)						$m(J)$	F(J)	$m(H)$	F(H)	$m(K)$	F(K)
	h	m	s	°	'	''						
0	9	26	38	-55	53	16	12.97(5)	11.0	12.61(4)	9.8	12.08(4)	9.8
1	9	26	36	-55	53	27					12.48(8)	9.8
2	9	26	37	-55	53	35	14.07(9)	3.9			12.12(5)	9.5
3	9	26	39	-55	53	42					12.55(7)	6.4
4	9	26	40	-55	53	50					15.18(45)	5.7
5	9	26	40	-55	53	4					12.88(6)	4.7
6	9	26	41	-55	52	58	13.96(8)	4.3	13.86(7)	3.1	11.63(3)	15.0
7	9	26	43	-55	52	52					13.94(20)	1.8

Tabla 3.6. Flujos en el cercano infrarrojo.

## CAPITULO 4. DISCUSION: INTERPRETACION Y MODELOS.

### A. LA ESTRUCTURA CINEMATICA.

Un representación general de la estructura cinemática del objeto ha de ser compleja en virtud de características como el tamaño (alrededor de 0.3 pc de diámetro) y las variaciones en velocidad e intensidad ya descritas en la sección anterior.

El problema esencial que se presenta en la interpretación de un campo de velocidades y las variaciones en la intensidad es el hecho ineludible de que en la observación se ve la proyección del objeto en el plano del cielo. El campo de velocidades está relacionado entonces con la forma en que se distribuye el gas en la línea de la visual, perpendicular a aquel plano mientras que la variación de intensidad representa en forma burda el número de átomos y las condiciones de excitación locales de transición que dan lugar a la línea. Por lo tanto la confrontación de modelos con observaciones no es trivial y requiere un minucioso estudio de la morfología observada y de las hipótesis adoptadas por un modelo determinado.

El modelo que se presentará aunque muy probablemente no único, intenta no ser muy particular además de contemplar todas esas propiedades de manera sencilla.

#### 1. Cinemática del eje mayor y menor.

De las gráficas 3.1 y 3.2 se delimitan tres zonas cinemáticamente desacopladas:

1) Las zonas que contienen las condensaciones con velocidad pequeña  $\approx 10$  Km/s, creciendo hacia los extremos hasta un máximo en la intensidad y luego decreciente en hacia los últimos elementos de rendija también (elementos 1-10 y 20-30);

2) La zona intermedia (10-20). La parte azul, intensa, a 15 Km/s y la roja, más tenue, a 40 Km/s;

3) Dos zonas azules muy simétricas y tenues a alta velocidad (8-12 y 17-23).

Las gráficas 3.3 y 3.4 muestran un comportamiento cinemático sustancialmente diferente. Sin embargo pueden también subdividirse en regiones:

1) La zona que abarca toda la rendija con una velocidad promedio en azul y rojo de 25 Km/s que sugiere una expansión tubular;

2) La zona azul de alta velocidad (20-26);

3) La zona roja de alta velocidad (17-22).

Supóngase que en un principio (en la etapa de la rama asintótica gigante) la pérdida de masa es una función decreciente del ángulo azimutal (en coordenadas esféricas) pero la velocidad del viento es constante, del orden de 10 Km/s. Una estructura de este tipo es capaz de formar una simetría bipolar (Kahn y West 1985) como es el caso de Mz-3 (López y Meaburn 1983, Meaburn y Walsh 1985) o NGC 6302 (Meaburn y Walsh 1980). Si la velocidad y la pérdida de masa se incrementan y ambas se vuelven isotrópicas los flujos son enfocados debido al gradiente de densidad formado en la etapa anterior y efectos hidrodinámicos pueden incluso cerrar estas cavidades (Cantó 1980). Es decir, la pérdida de masa

intensificada en la zona ecuatorial impide el flujo isotrópico y dirige al viento formando las cavidades bipolares por condiciones de equilibrio entre la presión interna (ram) y la ambiental (de las cavidades). Después de este período un viento del orden de  $10^{-7}$  Mo/año barre las zonas interiores. Dicho viento es isotrópico y con una velocidad terminal del orden de  $1.5 \times 10^3$  Km/s (Po84).

La morfología de este objeto es reminiscente de una estructura bipolar muy evolucionada. No existen lóbulos cerrados y el material está condensado en zonas extensas diametralmente opuestas sobre el eje menor de la planetaria. El viento de la estrella excitadora pudo haber formado una cavidad interior a las condensaciones sobre el eje menor.

La fracción de energía mecánica que puede impartir este viento al gas nebuloso es teóricamente del 20% (Dyson y Williams 1980). Sin embargo la fracción observada es bastante menor, del orden del 1%, la diferencia puede deberse a material neutro no considerado observacionalmente (Van Buren 1986).

La existencia de una cavidad puede suponerse de una forma relativamente sencilla. Se define (Van Buren 1986)  $\epsilon_s$  como la eficiencia cinética de la burbuja estelar, dada por el cociente entre la energía cinética de la cáscara y la energía cinética del viento:

$$\epsilon_s = m_s v_s^2 / \dot{M}_w v_w^2 t \quad (4.1)$$

donde  $m_s$  es la masa de la cáscara,  $v_s$  su velocidad de expansión,  $\dot{M}_w$  la tasa de pérdida de masa,  $v_w$  la velocidad terminal del viento y  $t$  el tiempo desde que el viento se inició. Adoptando

valores  $\dot{M}_w \approx 10^{-7} M_\odot/\text{año}$ ,  $t \approx 10^4$  años (la edad del objeto, estimada cinemáticamente suponiendo una expansión constante de 25 Km/s y un radio promedio de 0.15 pc arroja  $\approx 8.6 \times 10^3$  años),  $v_w \approx 1.5 \times 10^3$  Km/s,  $m_g = 0.01 M_\odot$  y  $\epsilon_g \approx 0.1$  se tiene:

$$v_g = v_w [\epsilon_g \dot{M}_w t / m_g]^{1/2} \approx 150 \text{ Km/s} \quad (4.2)$$

A pesar de que en la ecuación (4.2) todos los valores son estimados el resultado es razonable. Las dos regiones simétricamente distribuidas en el eje menor favorecen este razonamiento. Dichas componentes de velocidad pueden ser la erosión del viento estelar en una cavidad interna en las condensaciones. La variación en las magnitudes de las componentes de velocidad a lo largo de la rendija (gráfica 3.1) es de esperarse por un efecto de proyección a lo largo de la línea de la visual: hacia los extremos la componente radial disminuye como el  $\cos \theta$  donde  $\theta$  es el ángulo entre la línea de la visual y la velocidad de expansión intrínseca del gas.

Ahora bien, si el modelo es correcto esta burbuja caliente forma una cavidad esférica en el interior del gas nebuloso. Un modelo tridimensional puede explicar la ausencia de componentes análogas hacia el rojo como se verá más adelante.

El tamaño y la forma de las componentes en las secciones 20 y 26 de la gráfica 3.3 favorece este modelo. Dichas componentes se observan con velocidad radial negativa y decrecientes hacia el SE. Nuevamente son invisibles las componentes rojas. En ambos casos las componentes de alta velocidad en [NII] pueden ser ocasionadas por uno de dos mecanismos o por una combinación de ambos: o bien existe alta densidad electrónica  $N_e \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$  y el

nitrógeno es desexcitado colisionalmente, o bien, en la región interna hay alto grado de ionización y no existe gran cantidad de  $N^+$ .

Aparentemente el toroide ecuatorial se ha relajado de tal manera que las condensaciones se alejan en direcciones opuestas (NE y SO en la figura 3.1a) en el plano del cielo. Si esto fuese cierto no se esperarían componentes de velocidad muy grandes en la dirección radial. Esto explicaría las componentes lentas ( $\approx 10$  km/s) en las dos zonas simétricas en las gráficas 3.1 y 3.2. El toroide ecuatorial ya no es capaz de enfocar los flujos estelares, estos se "escurren" a lo largo de las paredes que forman las cavidades debido al gradiente de densidad y al relajamiento dinámico.

En la región central parece ocurrir una expansión más o menos esférica en velocidad considerando la velocidad del sistema local de referencia  $V_{LSR} = -9.09$  km/s como una velocidad radial del objeto en conjunto. El material azul moviéndose a 25 km/s y el rojo a 30 km/s.

Las gráficas 3.4 y 3.5 por otro lado sugieren una expansión tubular. La morfología de este objeto es claramente filamentaria (figura 4.1). La expansión de una pequeña esfera es consistente con la región 16-25 en ambas gráficas. Nuevamente existen componentes azules más intensas que las rojas y si se supone que la  $V_{LSR}$  es la velocidad propia del objeto, la expansión de dicha zona es aproximadamente simétrica y del mismo orden que en el caso del eje menor, -25 y 30 km/s respectivamente para  $V_{LSR} < 0$  y  $V_{LSR} > 0$ .

Las pequeñas cavidades "claras" limitadas por regiones de mayor intensidad (figura 4.1) formadas en los lóbulos que están

sobre el eje mayor en las zonas 16-20 y 20-25 y que se extienden en superficie aproximadamente hacia el Norte y hacia el Sur, pueden explicarse por condiciones hidrodinámicas.

Las regiones de mayor intensidad que rodean las pequeñas cavidades son en cierta medida isocontornos de intensidad, compárese la figura 4.1 con el mapa en la figura 3.1a. La intensidad de una línea de emisión depende del cuadrado de la densidad. Así, dichas cavidades son un efecto del gradiente de densidad decreciente en este caso hacia el NO y el SE. Estas cavidades son evidencia del flujo direccionado por el toroide ecuatorial (Cantó 1987).

Los lóbulos por otra parte, evolucionan de tal manera que la zona más alejada de la fuente excitadora se relaja y deja fluir material hacia afuera (Cantó 1979). Si éste fuera el caso para NGC 2899, se esperaría un pequeño decrecimiento en velocidades hacia las zonas donde una vez estuvo cerrado el lóbulo. Este efecto parece delinarse en las zonas 8-10 y 33-35 de la gráfica 3.4. Esto parece sustentarse también por la gráfica 3.7, donde vemos que en la zona vecina a las secciones 10 y 30 la intensidad parece aplanarse, cual es consistente con un flujo muy relajado de los lóbulos.

La estructura general es más extensa en [NII] que en H $\alpha$ . Esto puede deberse a que el [NII] es de baja excitación y se localiza en estratos más alejados. Esto explica las zonas aisladas a altas velocidades observadas en las gráficas 3.2 y 3.4 (4-6, 15-17 y 17-22 respectivamente). Dichas componentes pueden ser testigos de una expansión general de la planetaria en su formación. El material en la zonas externas puede ser extensión del viento de la gigante roja. Las estructuras de halos son ya bien conocidas

(Po84 y Weinberger 1987) y han sido estudiadas en casos particulares como NGC 7293 (Walsh y Meaburn 1987) y NGC 6720 (Moreno y López 1987).

## 2. Modelo Tridimensional.

Supóngase una estructura bipolar con simetría cilíndrica. Una estructura como la de un reloj de arena. Con un gradiente de densidad decreciente hacia los extremos y cuyo eje de simetría está alineado con la dirección Este-Oeste (figura 4.2). Supóngase ahora que dicha estructura sufriera una serie de rotaciones como en la figura 4.3. El plano del cielo corresponde al plano del papel y la orientación es como se indica en la esquina superior derecha de la figura. Inicialmente una rotación en torno al eje z y luego un giro en torno al eje x y otro en torno a y. La estructura que resulta se muestra en la figura 4.4, la cual es la más parecida al objeto que puede obtenerse por este método. Se han sombreado la zonas donde se espera mayor brillantez por efecto de abrillantamiento al limbo.

De la figura 4.4 se hace evidente que una estructura bipolar en la cual los ejes de simetría de los lóbulos no forman un ángulo de  $180^\circ$  no puede ser obtenida por rotaciones tridimensionales. Otro mecanismo no geométrico sino físico es capaz de explicar dicha estructura.

Supóngase una vez más que, por alguna condición de inestabilidad, el disco formado cuando la pérdida de masa es una función con un máximo en el ecuador (Kahn y West 1985) no es homogénea respecto al plano del ecuador sino que está intensificada hacia alguna zona en dicho plano. Este disco



inhomogéneo sería capaz efectivamente de desviar la bipolaridad como si un "viento" ficticio soplara sobre el objeto de SO a NE. La dirección de la pérdida de masa intensificada sería hacia el SO en la figura 4.1 pues ahí sería más difícil el flujo y la cavidad sería más "cerrada". El ángulo entre los ejes de simetría de las dos cavidades se estima de  $145^\circ$ . El modelo de la figura 4.4 puede usarse para obtener una configuración más parecida a la figura 4.1. Una rotación adicional solo de la cavidad NO en torno al eje z en sentido contrario a las manecillas del reloj es suficiente para dicho fin. La configuración que resulta se muestra en la figura 4.5. Una estructura de este tipo ha sido propuesta para otra planetaria (Mz-3, Meaburn y Walsh 1985).

El modelo tridimensional propuesto para NGC 2099 se muestra en la figura 4.6 donde se ha superpuesto un acetato sobre la fotografía de Louise et al (1987). Las zonas de alta velocidad sobre el eje menor se han trazado como líneas rectas.

Dentro de un cierto grado de incertidumbre ( $3''$  en la posición de la rendija sobre el eje menor y  $2''$  en la intersección de ambos ejes), la figura 4.6 explica consistentemente las observaciones. Las componentes de alta velocidad producidas por la erosión del viento estelar sobre el material nebuloso sólo son observadas en azul por un mero efecto de proyección. Las cavidades rojas están fuera del alcance de la rendija. Una manera de afirmar o refutar dicha hipótesis es llevar a cabo una observación del mismo tipo pero con la rendija desplazada unos  $5''$  al SE. Ahí, si el esquema es correcto, deben existir componentes alejándose con altas velocidades con el sistema de referencia local.

De acuerdo con este modelo y la morfología mostrada por el objeto, los ejes llamados "mayor" y "menor" no son ejes de

simetría del objeto en realidad. En la figura 4.7 se han trazado los presuntamente verdaderos ejes de simetría. El eje menor está aproximadamente a  $35^\circ$  de ángulo de posición y los semiejes mayores NO a  $-35^\circ$  y el SE a  $100^\circ$ .

La zona de alta velocidad hacia el SE a partir del centro sobre el eje "mayor" apoya la interpretación de que existe una burbuja interior formada por interacción del viento estelar y gas nebuloso. Sin embargo aquí deberían observarse aquí componentes rojas análogas en velocidad e igualmente componentes azules sobre dicho eje hacia el NO. La no aparición de estas componentes puede deberse a una distribución de polvo y a un disco en el eje menor real que hace invisible dicha burbuja hacia el NO. De cualquier manera tales explicaciones no pueden ser probadas con las suposiciones hechas aquí. Nuevas observaciones échelle podrían rechazar o afirmar el modelo propuesto (sección 5B).

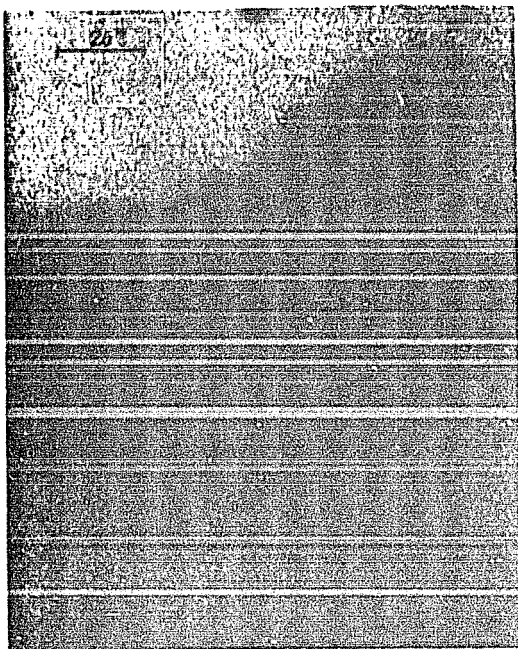


Figura 4.1. Fotografía de NGC 2899 en la luz de  $H\alpha$  (tomada de Louise et al. 1987). Se señalan las pequeñas cavidades "claras". La orientación Norte-Este también es mostrada.

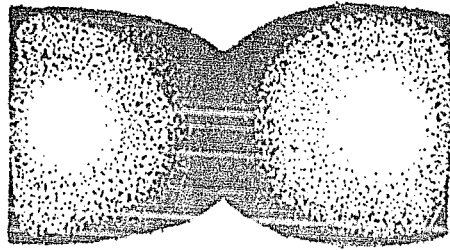


Figura 4.2. Orientación inicial de la estructura bipolar (véase texto).

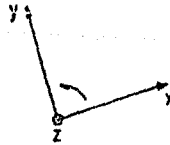
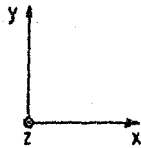


Figura 4.3. Esquema de la serie de rotaciones de la estructura descrita en la figura 4.2: a) orientación inicial; b) en torno al eje z; c) en torno al eje y; d) en torno al eje x.

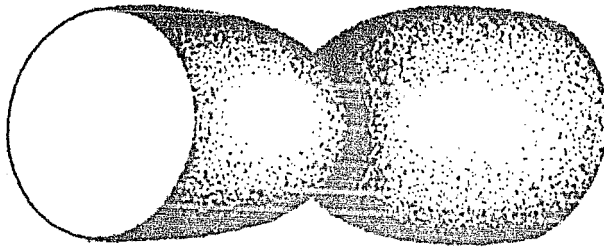


Figura 4.4. Orientación final de la estructura mostrada en la figura 4.2. Se han sombreado las zonas donde se esperaría mayor intensidad por abrillantamiento al limbo.

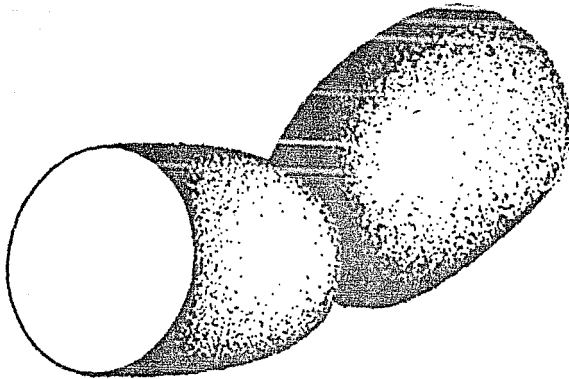


Figura 4.5. Configuración resultante que reproduce esquemáticamente la morfología general de NGC 2899.

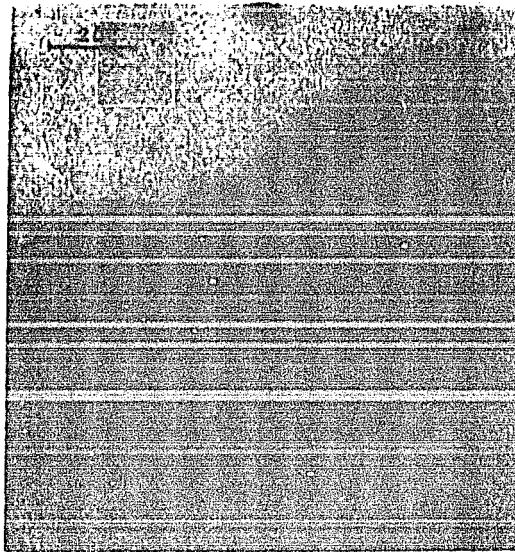


Figura 4.6. Modelo tridimensional propuesto para NGC 2899. Se han marcado con línea rectas las zonas en el eje menor donde se observan altas velocidades.

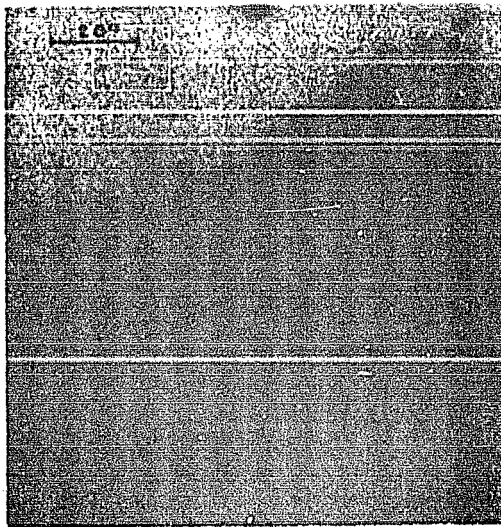


Figura 4.7. Ejes de simetría de los lóbulos de NGC 2899.

Las determinaciones de la temperatura y densidad electrónicas pueden realizarse a partir de los flujos contenidos en la tabla 3.5 con el formalismo descrito en la sección 1B. Las relaciones empleadas son del tipo Peimbert y Costero (1969). Dichas determinaciones se muestran en la tabla 4.1.

En la determinación de la temperatura electrónica a partir de el cociente de líneas de nitrógeno ( $I(6583)/I(5755)$ ) se usaron los parámetros atómicos de Seaton (1975) y Nussbaumer y Rusca (1979). Para el cociente de líneas de oxígeno ( $I(5007)/I(4363)$ ) los parámetros de Nussbaumer y Storey (1981) y Baluja et al (1980) fueron empleados.

La determinación de la densidad se hizo en base a las curvas de Torres Peimbert y Peña (1987), a partir de los iones  $S^+$ ,  $Cl^{+2}$  y  $Ar^{+3}$ .

La diferencia cualitativa entre las líneas de  $Cl^{+2}$  (ver tabla 3.5) propone una densidad menor de  $1000 \text{ cm}^{-3}$ . El valor que resulta para la zona central en el caso del cociente entre líneas de  $S^+$  ( $500 \text{ cm}^{-3}$  (vease tabla 3.6) es el mismo que se encuentra para ese ion a partir de las intensidades relativas de las mismas líneas observadas por Ringuelet y Méndez (1973, ver sección 2C), entonces se puede considerar de manera aproximada como una densidad típica de [SII].

Para el caso de  $Ar^{+3}$  (el cual es típico de regiones de alta densidad) es necesario proceder con cautela ya que la línea 4711A puede estar mezclada con HeI 4713A o [NeIV] 4715A.

Peimbert (1987) ha sugerido que  $I([\text{NeIV}] 4715)/I(\text{H}\beta) \approx 0.04$  y que la contribución de HeI puede restarse a partir de que el cociente  $I(4471)/I(4713) \approx 11$  por comparación con planetarias con espectros similares a NGC 2899.

Así, tenemos tres casos:

- i) Si  $I(4715) = I(4711) = 0$  y entonces  $N_e = 3000 \text{ cm}^{-3}$ ;
- ii) Si  $I(4715)/I(\text{H}\beta) = 0.04$ , (lo cual es razonable ya que en general se observa el par 4715 y 4725, vease tabla 3.5) y  $I(4713)/I(\text{H}\beta) = 0$ , con lo cual  $N_e = 4300 \text{ cm}^{-3}$ ;
- iii) Si  $I(4715)/I(\text{H}\beta) = 0.04$  y  $I(4713)/I(\text{H}\beta) = 0.05$  con lo cual  $N_e = 5200 \text{ cm}^{-3}$ .

Por tanto podemos adoptar  $N_e = (4000 \pm 2000, -3000) \text{ cm}^{-3}$  de acuerdo con la curva de  $\text{Ar}^{+3}$  de Torres Peimbert y Peña (1987) aunque una densidad de  $1000 \text{ cm}^{-3}$  podría ser típica de regiones de alto grado de ionización pues como ya se ha dicho el  $\text{Ar}^{+3}$  es típico de regiones de alta densidad.

$\text{Te}[\text{OIII}]$	$\text{Te}[\text{NII}]$	$N_e[\text{ArIV}]$	$N_e[\text{Cl III}]$	$N_e[\text{SIII}]^a$
15600	10600	4000	<1000	500

<sup>a</sup> estimada de acuerdo a la zona central y a los valores de intensidades de Ringuelet y Méndez (1973).

Tabla 4.1. Densidades y temperaturas de la zona nebulosa observada. Las densidades están en  $\text{cm}^{-3}$  y las temperaturas en  $^{\circ}\text{K}$ .



De los espectros de la zona nebulosa y de rendija larga (vease apéndice) parece desprenderse el hecho de que este objeto sea rico en nitrógeno, como ya ha sido sugerido por Peimbert y Torres-Peimbert (1983). Para afirmar o refutar dicha sospecha, es necesario encontrar las abundancias relativas N/O y He/H. En el caso de N y O la variación de la abundancia no es importante con la densidad electrónica (entre valores de 4000 y 1000  $\text{cm}^{-3}$ ). Los parámetros empleados para el cociente  $\text{N}^+/\text{H}^+$  son de Seaton (1975) y Nussbaumer y Rusca (1979). Para  $\text{O}^+/\text{H}^+$  se emplearon los parámetros de Pradhan (1976) y Zeippen (1982). Las relaciones utilizadas son del tipo de la ecuación (1.3) (Peimbert y Costero 1969, 074). Para  $\text{O}^+$  se utiliza el par 3726+3729, para  $\text{N}^+$ , 6584 respecto a  $\text{H}^+$  ( $\text{H}\beta$ ), las cuales dan, respectivamente:

$$\log \text{O}^+/\text{H}^+ = -3.79$$

$$\log \text{N}^+/\text{H}^+ = -3.53$$

así 
$$\log \text{N}^+/\text{O}^+ = \log \text{N}^+/\text{H}^+ - \log \text{O}^+/\text{H}^+$$

Puesto que los potenciales de ionización de  $\text{N}^+$  y  $\text{O}^+$  son similares (Peimbert y Costero, 1969):  $\text{N}^+/\text{O}^+ \approx \text{N}/\text{O}$  lo cual implica  $\log \text{N}/\text{O} = +0.26$ .

Para derivar la abundancia He/H hay que proceder con cuidado. La corrección por excitación colisional en las líneas 4471 y 5876 de  $\text{He}^+$  ha sido considerada siguiendo el formalismo de Peimbert y Torres-Peimbert (1987 a y b). La corrección por autoabsorción no

ha sido realizada pues a juicio de dichos autores, tal mecanismo alcanza sólo el 0.3% y 1% para las abundancias  $\text{He}^+/\text{H}^+$  de 4471 y 5876 respectivamente.

El factor  $Y$  definido por ellos (ecuación (20)) determina si existe una fracción apreciable de población  $2^3\text{S}$  respecto a  $\text{He}^+$  que afecta al cociente  $I_C/I_R$ , donde  $I_C$  es la intensidad de la línea producida por colisiones y  $I_R$  es la intensidad de la línea producida por recombinaciones. Se ha sugerido también que este factor en nebulosas planetarias es de 0.5 (Peimbert y Torres Peimbert, 1987b, Peimbert, 1987).

En el cálculo de dichos efectos colisionales se ha considerado la temperatura obtenida a partir de  $\text{O}^{++}$  y se han separado dos casos dependientes de la densidad.

En la tabla 4.2 se consignan las abundancias de  $\text{He}^+/\text{H}^+$  obtenidas en la forma de la ecuación (1.2) considerando los efectos ya mencionados.

La abundancia de  $\text{He}^{++}/\text{H}^+$  ofrece menor problema. Se han utilizado los cálculos de Hummer y Storey (1987) y una ecuación del tipo (1.2) que resulta:

$$\log \text{He}^{++}/\text{H}^+ = -1.17$$

a una  $T_e = 15600 \text{ }^\circ\text{K}$ .

En la tabla 4.3 se listan las abundancias totales de  $\text{He}/\text{H}$ . No se ha considerado el efecto de  $\text{He}^0$  y  $\text{He}^-$ . Como puede verse, la abundancia total relativa entre 4471 y 5876 es prácticamente idéntica. Comparando con los resultados de Peimbert y Torres Peimbert (1987b) resulta improbable que efectos colisionales

estén jugando un papel importante en el helio. La variación  $\text{He}^+/\text{H}^+$  es debida exclusivamente a un factor  $Y$  y a un cambio en la densidad electrónica  $N_e$ .

No obstante la abundancia total que puede considerarse como representativa es  $\text{He}/\text{H}=0.185$ .

En cualquier caso, la riqueza de N y He de NGC 2899 parece bien establecida. Así, de acuerdo con Peimbert y Torres Peimbert (1983) se clasifica como nebulosa planetaria tipo I. Además, es aparentemente el objeto más abundante en N y He (vease tabla I en Peimbert y Torres Peimbert, 1983).

-----log  $\text{He}^+/\text{H}^+$ -----

Línea	$Y=0$	$Y=0.5, N_e=4000 \text{ cm}^{-3}$	$Y=0.5, N_e=1000 \text{ cm}^{-3}$
4471	-0.89	-0.98	-0.93
5876	-0.89	-0.99	-0.94

Tabla 4.2. Efectos colisionales en las líneas 4471 y 5876 de HeI.

----- Abundancia total He/H -----

Líneas	$Y=0$	$Y=0.5, N_e=4000 \text{ cm}^{-3}$	$Y=0.5, N_e=1000 \text{ cm}^{-3}$
4471, 4686	0.197	0.173	0.185
5876, 4686	0.197	0.170	0.183

Tabla 4.3 Abundancia total de He/H en la zona nebulosa observada.

### C. LA ESTRELLA CENTRAL.

De los espectros obtenidos para el objeto central (sección 3B) puede hacerse una clasificación por clase de luminosidad y tipo espectral.

En las figuras 4.8 a y b se han identificado la líneas que se utilizarán en esta clasificación.

De acuerdo con Yamashita et al (1978) la intensidad de absorción de la línea CaI 4227 Å y FeI 4046 Å se incrementa continuamente a medida que el tipo espectral avanza entre estrellas de tipo F y G de la secuencia principal. El cambio en las líneas de Balmer es decreciente pero pequeño al avanzar el tipo espectral. El cociente de líneas como FeI 4046, 4144, CaI 4227 respecto a H $\delta$ , FeI 4284 respecto a H y FeI 4921 respecto a H $\beta$  es siempre menor que la unidad para tipos F3 y F5 en la secuencia principal. La banda G (4300 Å) se muestra también y aumenta con el tipo espectral. Las líneas H y K del CaII son muy prominentes en tipos espectrales F tardíos y G tempranos.

Por otra parte cocientes de líneas como YII 3983/FeI 4005, SrII 4078/H $\delta$ , FeI 4046, 4064, FeII 4179/FeII 4173 y SrII 4216/FeI 4144 decrecen con la clase de luminosidad entre clases I y V de tipo F5.

Como puede verse de las figuras 4.8 a y b, la línea H $\delta$  está en absorción más intensa que las líneas de FeI y CaI ya mencionadas. El mismo efecto se observa para los cocientes de FeI 4384/H y FeI 4921/H $\beta$ , en ambos casos la intensidad relativa es muy similar a la mostrada para una estrella F5 V (Yamashita et al 1978, Placas AF-6 y AF-12).

La banda G por otro lado es menos prominente que las líneas H

y K de CaII, las cuales son muy conspicuas y el segundo grupo de cocientes (Y, Fe, Sr, etc.) tiene un comportamiento que indica una clase de secuencia principal entre tipos F medios. El numerador es tenue respecto al continuo y el denominador se define claramente en absorción.

De estas identificaciones se desprende que el objeto observado parece corresponder razonablemente a una estrella tipo F5 V con un exceso azul decreciente hacia longitudes de onda menores de 3600 Å.

El espectro azul mostrado en la figura 2.2b sugiere la existencia de un núcleo binario. El exceso azul en la distribución del continuo, el cual aumentaría notablemente si el espectro fuera corregido por extinción (aproximadamente un factor de 6 ocurre a 4400 Å con  $C_{H\beta}=0.7$ , vease sección 3.4), y la presencia de la línea HeII 4686 en emisión (figura 4.8b) apoyan esta conjetura.

La presencia de núcleos binarios en nebulosas planetarias está bien establecida (Méndez 1987, Bond 1987). Las componentes "frías" van desde tipos A tempranos hasta K tardíos.

Existen nebulosas bipolares con núcleos binarios también. En NGC 2346 la estrella visible es de tipo A (Walsh 1983). Una estructura binaria puede también introducir una bipolaridad. La simetría producida por pérdida de masa a través de los lóbulos de Roche en las superficies equipotenciales, puede jugar un papel importante en la morfología de estos objetos.

Una forma alternativa de la clasificación del objeto central puede hacerse en base al continuo del espectro de la figura 3.2b. Los flujos en longitud de onda visual y azul, medidos de este espectro son (sin corrección por extinción):

$$F(V, =5500 \text{ \AA}) = 2.59 \times 10^{-15}$$

$$F(B, =4400 \text{ \AA}) = 2.11 \times 10^{-15}$$

en unidades de  $\text{ergs} \times \text{cm}^{-2} / (\text{s} \times \text{\AA})$  respectivamente. De acuerdo con Allen (1976):

$$m_V = 2.5 \times [-\log F(V) - 8.43] \quad (4.3)$$

$$m_B = 2.5 \times [-\log F(B) - 8.17] \quad (4.4)$$

$m_V$  y  $m_B$  son las magnitudes en visible y azul. De los valores ya mencionados arriba se tiene:

$$m_V = 15.39$$

$$m_B = 16.26$$

y por tanto el índice de color  $(B-V) = 0.87$ .

Por otra parte de acuerdo a la ecuación (1.7) adoptando  $C_{H\beta} = 0.7$  para este objeto se encuentra que el enrojecimiento  $E(B-V) = 0.48$ , de donde el índice de color desenrojecido  $(B-V)_0$  resulta,

$$(B-V)_0 = (B-V) - E(B-V) = 0.39$$

Nuevamente, según Allen (1976) este índice de color corresponde a una estrella F de tipo medio de la secuencia principal, una F5 V con una temperatura de color de 7000 °K. De acuerdo con Yamashita et al (1978) en este tipo de estrella aparece la banda G y se intensifica hacia tipos más tardíos. Esta segunda clasificación es totalmente consistente con la hecha en base a las líneas de absorción.

A pesar de que algunos efectos como la extinción intrínseca pudiesen hacer variar esta clasificación (la discusión de los

cocientes de líneas de absorción es consistente también con una estrella G0 V, López et al 1987), puede concluirse en cualquier caso, que la estrella que produce las líneas de absorción es de tipo tardío y dada la presencia de la línea HeII 4686 en emisión y el exceso azul, un sistema binario es necesariamente invocado.

La temperatura de color de la compañera de la estrella F puede estimarse por el método Zanstra, expuesto en el capítulo 1. Se usa el flujo de H $\beta$  determinado por Webster (1969) y el flujo en el visible a 5450 Å determinado por el espectro de la figura 3.2b. Los valores de ambos corregidos por extinción son:

$$F(H\beta) = 2.4 \times 10^{-11} \text{ erg} \times \text{cm}^{-2} / \text{s}$$

$$F(\text{Vis}) = 1.02 \times 10^{-14} \text{ erg} \times \text{cm}^{-2} / (\text{s} \times \text{Å})$$

La corrección por extinción se ha hecho en la misma forma que los flujos de las tablas 3.5 y 3.6. Los factores de corrección son:

$$10^{0.4(4861)E(B-V)/2.5}$$

$$10^{0.4(5450)E(B-V)/2.5}$$

respectivamente. Los valores de  $A(4861) = 3.63 \text{ mag}$  y  $A(5450) = 3.14 \text{ mag}$  son obtenidos de Po84.

Con dichos valores la ecuación (1.11) toma la forma

$$6.11 \times 10^{13} = T^3 G_1(T) (\exp(2.665 \times 10^4 / T) - 1) \quad (4.5)$$

que es una ecuación trascendente en T. Aproximando sucesivamente y utilizando los valores de las integrales  $G_1$  de Po84 la temperatura resulta ser

$$T_z(\text{HI}) = 5 \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Haciendo una aproximación se puede derivar la temperatura Zanstra para el Helio según la línea HeII 4686. Supóngase que el cociente de flujos en H $\beta$ , el determinado por Webster (1969) y el obtenido en la tabla 3.5 es similar al cociente del flujo total en HeII 4686 y al encontrado en dicha tabla. De aquí puede predecirse el flujo total de esa línea que resulta:

$$F(\text{HeII } 4686) = 1.9 \times 10^{-11} \text{ erg} \times \text{cm}^{-2} / \text{s}$$

La ecuación análoga a (4.5) en este caso tiene la forma :

$$2.16 \times 10^{13} = T^3 G_4(T) (\exp(2.665 \times 10^4 / T) - 1) \quad (4.6)$$

la cual se resuelve en forma iterativa y resulta:

$$T_z(\text{HeII}) = 9 \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Usando nuevamente las integrales de Po84.

La diferencia entre ambas temperaturas es de esperarse debido a los procesos ya discutidos en la sección 1.F. Sin embargo en este caso otros efectos adicionales pueden estar operando. El flujo total predicho para la línea HeII 4686 puede estar sobreestimado pues las líneas de hidrógeno se producen en volúmenes mayores que las de He<sup>+</sup>. A pesar de esto, si se estuviera sobreestimando en un factor de 2, la temperatura caería hasta 70000 u 80000 °K solamente. Para alcanzar temperaturas de 60000 °K haría falta un factor de 50. Esto ya no es aceptable



pues la zona nebulosa en la que se observa dicha línea en emisión está a un radio de 15" si se toma a éste como el radio hasta el cual se produce esta línea, el factor es 3 suponiendo un radio de  $H\beta$  de 45" y suponiendo una distribución constante en la emisión.

Otra sobreestimación puede estar ocurriendo. La estrella F aún emite significativamente en la longitud de onda del visible 5450 Å, pues su temperatura efectiva (7000 °K) tiene el máximo de la distribución a 4150 Å de acuerdo con un modelo de cuerpo negro. Esto implica que el continuo observado en la figura 4.7 no es debido solamente a la estrella excitadora. Así la magnitud de  $F(\text{vis})$  ha sido sobreestimada dado que la parte derecha de las ecuaciones (4.5) y (4.6) es creciente con T, una corrección en  $F(\text{vis})$  aumentará la temperatura central. En el caso del hidrógeno un factor de 2 en  $F(\text{vis})$  aumenta la temperatura a 60000 °K y un factor 5 a 80000 °K. Los valores respectivos para el helio son 110000 y 130000 °K aproximadamente.

Para encontrar un factor adecuado es necesario resolver el objeto central. Sin embargo, una temperatura del orden de 70000 °K sería esperada, pues una distribución de cuerpo negro requiere un valor tal para producir una fracción apreciable de ionizaciones a 24.6 eV a partir del helio neutro (Po84).

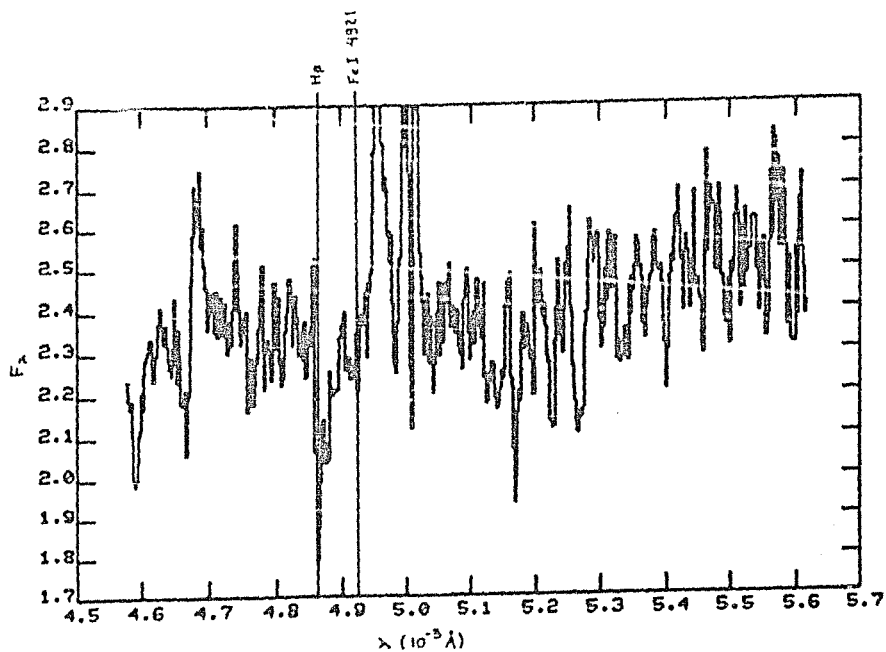
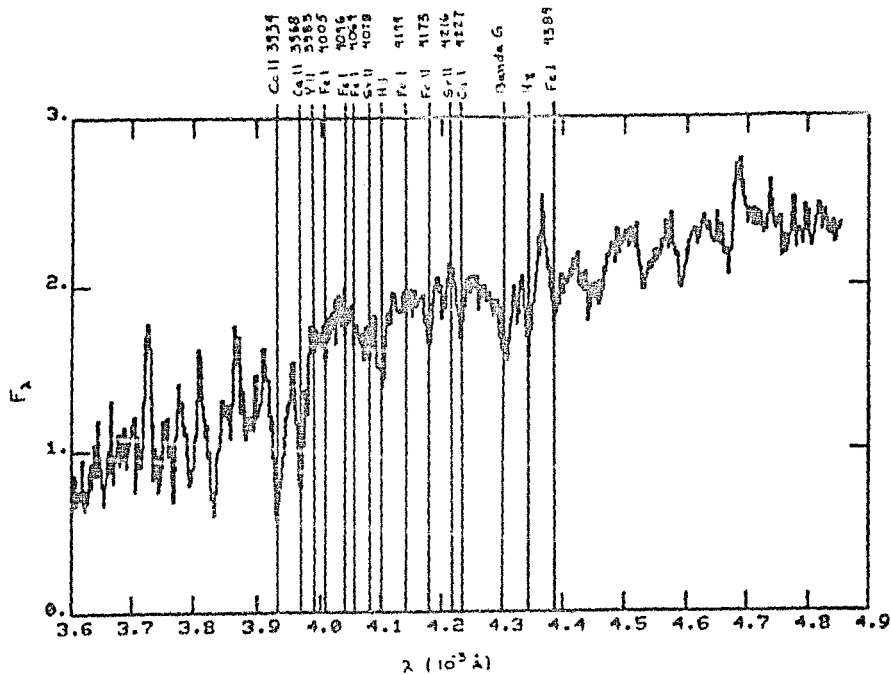


Figura 4.8. Identificación de las líneas en absorción, utilizadas en la clasificación estelar (véase sección 3B.II).

#### D. LA DISTANCIA.

El conocimiento de este parámetro es importante para calcular el tamaño lineal del objeto. La variación en la distancia en la tabla 2.5 es de un factor de 2 como máximo. Calcular la distancia hacia NGC 2899 es difícil en virtud de que los datos comprendidos en el capítulo 3 no fueron obtenidos con ese fin. Sin embargo, una estimación será posible como se verá más adelante.

Un primer problema se presenta en el cálculo de la extinción. Del espectro nebuloso (figura 3.2a) podría en principio la corrección por extinción usando el decremento de Balmer (Aller 1984). No obstante, un efecto de no linealidad parece estar presente en el espectro obtenido con el detector 2D-Frutti (Sectman 1983). En la tabla 4.4 se comparan los cocientes de algunas líneas observadas y los cocientes de las mismas líneas obtenidos en forma teórica.

Ion,	Cociente	Valor teórico	Valor observado
HeII	4686/4542	29	21
[OIII]	5007/4959	2.88	3.4
[OII]	6300/6364	3.35	3.55
[NII]	6584/6548	2.96	2.88

Tabla 4.4. Cocientes teóricos y observados del espectro de la zona nebulosa (sección 3B.II).

A pesar de que no puede calcularse la extinción por medio de datos actuales los valores reportados en la literatura (tabla 2.5) no difieren de manera muy importante (<10%). Además, dichos valores han sido calculados por métodos diferentes (sección 2F) lo cual sugiere como un valor razonablemente confiable  $C(H\beta)=0.7$ .

Con ese valor de la extinción, el flujo total de la línea  $H\beta$  de NGC 2899, a partir del valor del flujo no corregido obtenido por Webster (1969) resulta:

$$F(H\beta) = 2.4 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

y las ecuaciones (1.8) y (1.9) considerando  $T_e=10600 \text{ }^\circ\text{K}$  (sección 4B) y  $\theta=60 \text{ seg arc}$  se pueden escribir como:

$$(Ne^2 \epsilon) = 8.78 \times 10^3 / d \quad \text{cm}^{-6} \quad (4.7)$$

$$y \quad M_I = 27.9 \times d^2 / Ne \quad M_\odot \quad (4.8)$$

donde  $d$  está en Kpc.

Ahora bien, los valores de la densidad de flujo encontrados por Milne y Aller (1975) y Milne y Webster (1979) (tabla 2.3) son prácticamente iguales a 2.7 y 5 GHz. Esto sugiere, junto con la figura IV-6 de Po84, que esos valores de la densidad de flujo pertenecen a la región en radiofrecuencias en la que el objeto es ópticamente delgado.

En dicha región es válido usar la ecuación (1.4), de donde, sustituyendo el valor para la profundidad óptica (ecuación (1.6)) se tiene:

$$S_\nu = (16.48 \times 10^{-2} \text{ K/c}^2) T_e^{-0.35} \nu^{-0.1} \Omega E \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (4.9)$$

Por otra parte,  $\Omega = \pi r^2 / d^2$ , donde  $r$  es el radio líneal del objeto y  $d$  su distancia. Como  $r = d\theta$ , resulta entonces con  $\theta = 60$  seg arc:

$$\Omega = \pi \theta^2 = 2.7 \times 10^{-7} \text{ ster}$$

A  $\nu = 5\text{GHz}$ ,  $S_\nu = 86\text{mJy} = 8.6 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  (Milne y Aller, 1975) y se obtiene entonces de (4.9):

$$E = 1232 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$$

con  $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K}$  y  $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ .

Si se supone un comportamiento constante de la densidad con la distancia y  $N_e \approx N(\text{H}^+)$  se tiene:

$$N_e^2 = 4.24 \times 10^3 / d \quad \text{cm}^{-6} \quad (4.10)$$

donde  $d$  está en Kpc.

La ecuación (4.10) es del mismo tipo que la ecuación (4.7). La constante difiere en un factor de 2. Sin embargo, algo interesante ocurre con las densidades. En la ecuación (4.7) la densidad  $N_e$  es la densidad obtenida de línea prohibida,  $N_e \epsilon^{1/2}$  es la densidad cuadrática media adoptando un modelo en el cual el objeto se encuentra compuesto de pequeños paquetes en los que la densidad local es  $N_e$ . Por otro lado, la densidad  $N_e$  en la ecuación (4.10) se ha derivado de la ecuación de transferencia de radiación (Po84) y de los procesos físicos que dan lugar al continuo en radio (sección 1C). Sólo se supuso una densidad constante con la distancia y un número igual por  $\text{cm}^3$  de protones

y electrones. En este sentido la densidad de la ecuación (4.10) debe ser igual a la densidad cuadrática media. La diferencia entre las constantes de las ecuaciones (4.7) y (4.10) no es muy importante podrían ajustarse parámetros como  $\theta$  o  $T_e$  para desaparecer dicha diferencia (a  $\theta \approx 50$  seg arc, la constante en (4.7) disminuye en un factor de 1.7). Una relación intermedia a (4.7) y (4.10) está dada por:

$$Ne^2 \epsilon = 6.5 \times 10^3 / d \quad cm^{-6} \quad (4.11)$$

Un valor de  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  para la densidad cuadrática media es razonable.  $Ne$  es del orden de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  (sección 4B), así  $\epsilon \approx 10^{-2}$ , que difiere en un orden de magnitud con respecto a los valores de la tabla 2.5. Sin embargo un valor de este orden parece ser típico en nebulosas con radios promedio similares a NGC 2899 (Peimbert, 1967).

Existe un argumento mucho más sólido para proponer una distancia menor. Greig (1972) ha sugerido de acuerdo con la estructura local (dentro de un radio de 5 kpc) determinada por Isserstedt (1970), que la distancia a este objeto es menor que 1 kpc y pertenece al brazo galáctico local. Según el diagrama de Isserstedt esta distancia es del orden de 770 pc. La ecuación (4.11) es consistente con este último valor de la distancia pues podrían ajustarse los parámetros en dicha ecuación.

Podemos dar una última estimación de la distancia, a partir de la magnitud de la estrella tardía clasificada en la sección anterior. De acuerdo con Allen (1976) la magnitud corregida por absorción está dada por:

$$m_{0c} = m_v - 3.2 \times E. \quad (4.12)$$

Así, de los datos obtenidos en la sección anterior se tiene:

$$m_{v_0} = 13.8 \text{ mag.}$$

Además:

$$(m_{v_0} - M_v + 5) / 5 = \log d \quad (4.13)$$

con  $d$  en Kpc y  $M_v$  es la magnitud absoluta.

De esta última ecuación puede derivarse la distancia a partir del tipo espectral y la clase de luminosidad.

En la tabla 4.5 se listan las distancias obtenidas para tipos estelares F5 y G0, ya se ha visto que el espectro observado es consistente con ambos tipos.

Clase de Luminosidad*	Tipo Espectral			
	F5		G0	
	$M_v$	$d(\text{Kpc})$	$M_v$	$d(\text{Kpc})$
IV	2.3	2.00	2.9	1.50
V	3.4	1.20	4.4	0.76
ZAMS	3.9	0.95	4.6	0.69

Tabla 4.5. Distancias obtenidas a partir de la clasificación estelar de la sección 4C. Las clases de luminosidad corresponden con: IV=subgigantes, V=secuencia principal y ZAMS=edad cero de secuencia principal.

A pesar de la diferencia entre el valor estimado aquí y los valores reportados en la literatura (tabla 2.5), una distancia de 700 pc parece razonable y es más o menos similar al promedio calculado por Acker (1978), que es de 880 pc.

La masa ionizada cuadrática media, de acuerdo con la ecuación (4.8) resulta  $M_1 = 0.14 M_0$  que es del tipo de las estimadas estadísticamente (tabla 2.5), excepto en los casos de Maciel y Pottasch (1980) y Maciel (1984) que son de un factor de 3 mayores. Las masas que ellos determinan consideran que objetos evolucionados son ópticamente delgados en el continuo de Lyman. La presencia de las líneas de [OII] indican que NGC 2899 es ópticamente gruesa cuando menos en algunas direcciones. Consecuentemente existe material neutro en la envolvente lo cual hace que  $M_1$  sea una cota inferior a la masa total de la envolvente.



## E. POLVO.

La emisión a 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ , cuyos valores en densidad de flujo se encuentran en la tabla 2.4, es, de acuerdo con Pottasch et al (1984), consistente con una distribución de cuerpo negro a 40  $^{\circ}\text{K}$ .

La gráfica 3.9 y la tabla 3.8 son consistentes con las observaciones del IRAS. La distribución espectral parece ser más brillante en K que en J o H. Las zonas 6 y 2 (figura 3.1b) emiten más fuertemente en K, por factores de 3 y 2, que en J respectivamente. Esto apoya la idea de un disco formado en las etapas iniciales de la planetaria (sección 4A). Justamente en esa zona se observarían máximos en intensidades producidos por polvo frío en el disco. En dirección a los lóbulos, los flujos disminuirían como parece ser el caso de las zonas 1, 3, 4, 5 y 7 en la figura 3.1b, hacia el NO y SE.

Por otro lado, el comportamiento en la zona cero es reminiscente de una estrella de tipo tardío. En H y K el flujo es plano y aumenta ligeramente en J. A pesar de que estos datos no son suficientes para predecir la temperatura de dicha estrella parece razonable interpretar que otra fuente distinta al polvo produce este comportamiento. Esta explicación está apoyada por la clasificación estelar ya establecida en la sección anterior. Así, un sistema binario aparece nuevamente como el núcleo de NGC 2899.

La temperatura de 40  $^{\circ}\text{K}$  representa la emisión de la mayoría del polvo en la planetaria que emite a las longitudes de onda observadas. Evidentemente este polvo no puede estar muy cercano al núcleo de 70000  $^{\circ}\text{K}$  pues habría procesos de evaporación o de barrido.

La temperatura de color calculada entre 25 y 60  $\mu\text{m}$  (86 °K) ha de ser mayor en virtud de que se selecciona en el ajuste polvo más caliente.

## CAPITULO 5. CONCLUSIONES.

### A. EL ESQUEMA GENERAL DE NGC 2899: CONOCIMIENTO GLOBAL.

En el presente trabajo se ha profundizado el conocimiento acerca de la nebulosa planetaria NGC 2899 y puede concluirse lo siguiente:

1. El objeto presenta una morfología que es reminiscente de una estructura bipolar dinámicamente evolucionada. Muestra también dos fuertes condensaciones sobre el eje menor de dicha estructura.

2. La velocidad promedio de expansión sobre todo el objeto es una velocidad típica ( $\approx 25$  km/s) y consistente con observaciones anteriores.

3. Aparentemente se ha observado la interacción del viento estelar con material nebuloso. Dicha interacción muestra velocidades supersónicas en la zona cercana al objeto central. Estas velocidades no son un efecto instrumental pues han sido verificadas de manera independiente por otros observadores (Heathcote y Weller, 1987).

4. Se ha propuesto un modelo tridimensional que toma en consideración las propiedades mostradas por los gradientes de velocidad e intensidad observados en dos direcciones

perpendiculares sobre el objeto. Dicho modelo supone que la nebulosa está inclinada respecto al plano del cielo y reproduce la asimetría en la zona de alta velocidad observada en el eje menor de la estructura bipolar.

5. El objeto es sobreabundante en nitrógeno y helio por lo cual se clasifica como tipo I. Muestra líneas de alta y baja excitación en una región cercana a una de las condensaciones. Su espectro es típico de planetarias de muy alta excitación (dentro de la clasificación de Aller y Liller (1968) su clase de excitación es 7).

6. El núcleo de NGC 2899 está formado por un sistema binario. Se ha determinado que la estrella "fría" tiene una temperatura de color del orden de 7000 K y se clasifica como una estrella F5 V. Se ha estimado que la estrella excitadora tiene una temperatura del orden de 80000 K para que pueda explicar el espectro nebuloso de alta excitación y el exceso azul en el continuo observado en la zona central.

7. Se ha sugerido que la distancia es menor a las propuestas en la literatura y es del orden de 700 pc. Esta estimación está basada en tres factores:

a) la comparación de la distancia obtenida a partir de la densidad de flujo en la zona de radiofrecuencias (a 5GHz) y la distancia obtenida del flujo total de una línea de recombinación (H $\beta$ ) sugiere, con parámetros nebulares determinados del espectro observado y un factor de llenado típico para objetos como NGC 2899, una distancia menor a 1 Kpc y;

b) el objeto está muy cerca del plano galáctico (a una distancia perpendicular al plano del orden de 60 pc) y por lo tanto es razonable que pertenezca a un brazo espiral. Su longitud galáctica ( $l \approx 277^\circ$ ) solo ofrece la posibilidad de distancias del orden de 2 Kpc o bien 700 pc de acuerdo con el mapa de la estructura galáctica local determinado por Isserstedt (1970) y

c) la magnitud encontrada del espectro central junto con la clasificación espectral, proveen de una escala de distancias consistente con a) y b).

8. De las observaciones en infrarrojo se ha sugerido que existe un disco de polvo sobre el plano que divide a la estructura bipolar. También se confirma que la existencia de un núcleo binario es razonable.

## B. SUGERENCIAS PARA FUTURAS OBSERVACIONES.

El modelo cinemático que ha sido propuesto no es único. Sin embargo, podría intentarse verificarlo mediante nuevas observaciones de alta resolución espectral. Por ejemplo, resultaría interesante realizar un barrido con una rendija échelle de toda la zona nebulosa, o bien con un interferómetro Fabry-Perót de barrido con lo que podría confirmarse o refutarse la existencia de una burbuja en expansión (que representa la interacción del viento estelar con material nebuloso).

Otra cuestión necesaria es la resolución del objeto central. Esto ayudaría a establecer con mayor precisión la temperatura de ambas estrellas y el grado de ionización del material nebuloso.

Observaciones con el satélite ultravioleta podrían determinar la velocidad terminal del viento estelar y de ahí la tasa de pérdida de masa con lo cual se verificaría la validez de la sugerencia hecha en torno a la interacción del viento estelar con material nebuloso.

Observaciones de polarimetría en longitudes de onda de mm podrían aclarar la existencia de un disco de polvo sobre el plano que divide a los dos lóbulos, como ha sido propuesto.

Un estudio espectroscópico que examinara detalladamente las condensaciones y en general todo el objeto es importante para determinar la abundancia total de elementos y confirmar el tipo de planetarias al cual pertenece NGC 2899.

## REFERENCIAS.

- Acker, A. 1978, *Astron. Astrophys.* 33, 367.
- Allen, C.W. 1976, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press; University of London.
- Aller, L.H. 1969a, *Sky and Telescope* 38, 13.
- Aller, L.H. 1969b, *Sky and Telescope* 38, 227.
- Aller, L.H. 1984, *Physics of Thermal Gaseous Nebulae (Physical Processes in Gaseous Nebulae)*, Reidel.
- Aller, L.H., Liller, W. 1968, *Nebulae and Interstellar Matter*, ed. E.M. Middlehurst, L.H. Aller, Chicago, VII, 483.
- Balick, B. 1987, *I.A.U. Symp. No. 131. Planetary Nebulae*, ed. S. Torres Peimbert, Reidel.
- Baluja, K.L., Burke, F.G., Kingston, A.E. 1980, *J. Phys. B* 13, 4675.
- Blockeherst, M. 1972, *M.N.R.A.S.* 157, 211.
- Bohuski, T.J., Smith, M.G. 1974, *Astrophys. J.* 193, 197.
- Boksenberg, A., Burgess, D.E. 1973, *Astronomical Observations with TV type Sensors*, eds. J.W. Glaspey, G.A.H. Walker, Institute of Astronomy and Space Sciences, 21.
- Bond, H.E. 1987, *I.A.U. Symp. No. 131, Planetary Nebulae*, ed. S. Torres Peimbert, Reidel.
- Cahn, J.H., Kaler, J.B. 1971, *Astrophys. J., Suppl.* 22, 319.
- Cahn, J.H. 1976, *Astron. J.* 81, 407.
- Cantó, J. 1978, *Astron. Astrophys.* 70, 111.
- Cantó, J. 1980, *Astron. Astrophys.* 86, 327.
- Cantó, J. 1987, comunicación privada.

- Chopiniet, M., Lortet-Zuckermann, M.C. 1972, *Astron. Astrophys.* 18, 166.
- CTIO Manual, 1977, ed. J.E. Hesser.
- Dreyer, J.L.E. 1888, *New General Catalog*, Mem. R.A.S. 49, 1.
- Dreyer, J.L.E. 1895, *Index Catalog*, Mem. R.A.S. 51, 185.
- Dyson, J., Williams, D.A. 1980, *Physics of the Interstellar Medium*, John Wiley & Sons.
- Elias, J.H., Frogel, J.A., Matthews, K., Neugebauer, G. 1982, *Astron. J.* 67, 1029.
- Greig, W.E. 1971, *Astron. Astrophys.* 10, 161.
- Greig, W.E. 1972, *Astron. Astrophys.* 18, 70.
- Gum, C.S. 1955, *Mem. N.R.A.S.* 67, 155.
- Heathcote, S., Weller, W. 1987, comunicación privada.
- Henize, K.G. 1967, *Astrophys. J. Suppl.* 14, 125.
- Hummer, D.G., Storey, P.J. 1987, *M.N.R.A.S.* 224, 801.
- Isserstedt, J. 1970, *Astron. Astrophys.* 178, 319.
- Kahn, F.D., West, K.A. 1985, *M.N.R.A.S.* 212, 637.
- Kaler, J.B. 1970, *Astron. J.* 160, 887.
- Kaler, J.B. 1976, *Astrophys. J. Suppl.* 31, 517.
- Kudritzki, R.P. 1987, *I.A.U. Symp. No. 131, Planetary Nebulae*, ed. S. Torres Peimbert, Reidel.
- López, J.A., Meaburn, J. 1983, *M.N.R.A.S.* 204, 203.
- López, J.A. 1984, *Tesis Doctoral*, Universidad de Manchester.
- López, J.A., Falcón, L.H., Ruiz, M.T., Roth, M. 1987, *I.A.U. Symp. No. 131, Planetary Nebulae*, ed. S. Torres Peimbert, Reidel.
- Louise, R., Macron, A., Pascoli, G., Maurice, E. 1987, *Astron. Astrophys. Suppl.* 70, 201.
- Lucke, P.B. 1978, *Astron. Astrophys.* 64, 371.



- Maciel, W., Fotiash, S.R. 1980, *Astron. Astrophys.* 80, 1.
- Maciel, W. 1984, *Astron. Astrophys. Suppl.* 55, 253.
- Maciel, W. 1987, I.A.U. Symp. No. 131, *Planetary Nebulae*, ed. S. Torres Peimbert.
- Meaburn, J. 1976, *Detection of Faint Light*, Reidel.
- Meaburn, J., Walsh, J.R. 1980, *M.N.R.A.S.* 191, 5P.
- Meaburn, J., Blundell, B., Carling, R., Gregory, D.F., Keir, D., Wynne, C.G. 1984, *M.N.R.A.S.* 210, 463.
- Meaburn, J., Walsh, J.R. 1985, *M.N.R.A.S.* 215, 761.
- Méndez, R.H. 1987, I.A.U. Symp. No. 131, *Planetary Nebulae*, ed. S. Torres Peimbert, Reidel.
- Milne, D.K., Aller, L.H. 1975, *Astron. Astrophys.* 38, 183.
- Milne, D.K., Webster, B.L. 1979, *Astron. Astrophys. Suppl.* 36, 169.
- Moreno, M.A., López, J.A. 1987, *Astron. Astrophys.* 178, 319.
- Neri, L. 1982, Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Nussbaumer, H., Rusca, C. 1979, *Astron. Astrophys.* 72, 129.
- Nussbaumer, H., Storey, P.J. 1981, *Astron. Astrophys.* 99, 177.
- Osterbrock, D.E. 1974, (074) *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, Freeman.
- Peimbert, M., Costero, R. 1969, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya* 5, 3.
- Peimbert, M., Torres Peimbert, S. 1971, *Astrophys. J.* 168, 413.
- Peimbert, M. 1978, I.A.U. Symp. No. 76, *Planetary Nebulae*, ed. Y. Terzian, Reidel.
- Peimbert, M., Torres Peimbert, S. 1983, I.A.U. Symp. No. 103, *Planetary Nebulae*, ed. D.R. Flower, Reidel.

- Peimbert, M., Torres Peimbert, S. 1987a, Rev. Mex. Astron. Astrof. 14, 540.
- Peimbert, M., Torres Peimbert, S. 1987b, enviado a Rev. Mex. Astron. Astrof.
- Peimbert, M. 1987, comunicación privada.
- Perek, L., Kohoutek, L. 1967, Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Czechoslovak Academy of Sciences.
- Pottasch, S.R. 1984, (P084) Planetary Nebulae, Reidel.
- Pottasch, S.R., Baud, B., Beintema, D., Emerson, J., Habing, H.J., Harris, S., Houck, J., Jennings, R., Marsden, P. 1984, Astron. Astrophys. 38, 10.
- Pradhan, A.K. 1976, M.N.R.A.S. 177, 31.
- Reay, N.K., Atherton, P.D., Taylor, K. 1983, M.N.R.A.S. 203, 1079.
- Ringuelet, A.E., Méndez, R.H. 1973, P.A.S.P. 85, 96.
- Robinson, G.J., Reay, N.K., Atherton, P.D. 1982, M.N.R.A.S. 199, 649.
- Rodgers, A.W., Campbell, C.T., Whiteoak, J.B. 1960, M.N.R.A.S. 121, 103.
- Roth, M. 1987, comunicación privada.
- Ruiz, M.T. 1987, comunicación privada.
- Sabbadin, F., Minnello, S. 1978, Astron. Astrophys. Suppl. 33, 223.
- Savage, B.D., Mathis, J.S. 1979, Ann. Rev. Atron. Astrophys. 17, 73.
- Seaton, M.J. 1975, M.N.R.A.S. 170, 475.
- Shectman, S.A. 1983, SPIE Proceed. Eds. A. Boksenberg, D.L. Gawford, 445, 128.
- Torres Peimbert, S., Peña, M. 1987, comunicación privada.

Van Buren, D. 1966, *Astrophys. J.* 306, 538.

Walsh, J.R. 1963, *M.N.R.A.S.* 202, 303.

Walsh, J.R., Meaburn, J. 1987, *M.N.R.A.S.* 224, 885.

Webster, B.L. 1969, *M.N.R.A.S.* 143, 79.

Weinberger, R. 1987, *I.A.U. Symp. No. 131, Planetary Nebulae*, ed.

S. Torres Peimbert, Reidel.

Westerlund, B.E., Henize, K.G. 1967, *Astrophys. J. Suppl.* 14,  
125.

Yamashita, Y., Narai, K., Norimoto, Y. 1978, *An atlas of  
Representative Stellar Spectra*, Halted Press: John Wiley  
& Sons.

Zeippen, C.J. 1982, *M.N.R.A.S.* 198, 111.

## APENDICE.

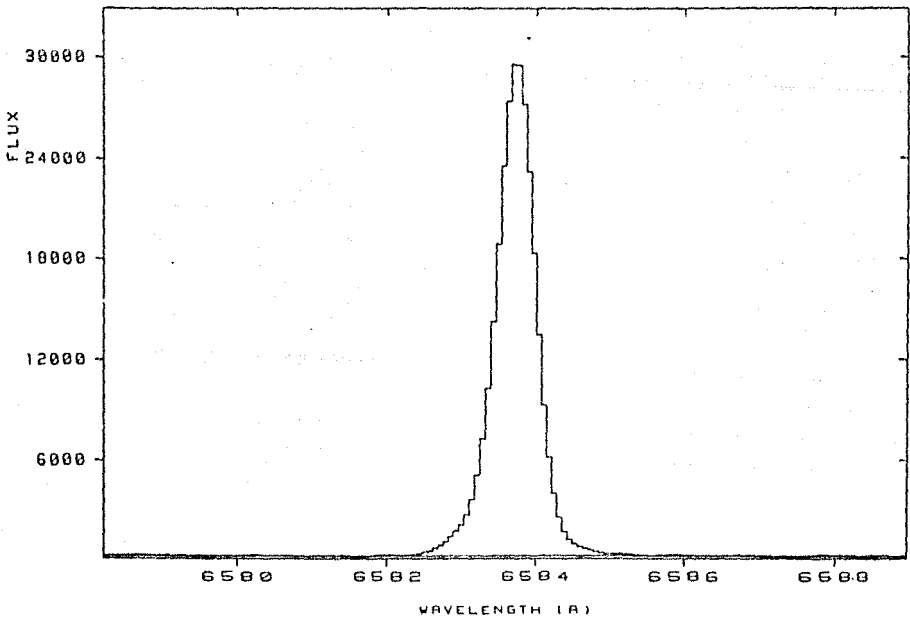
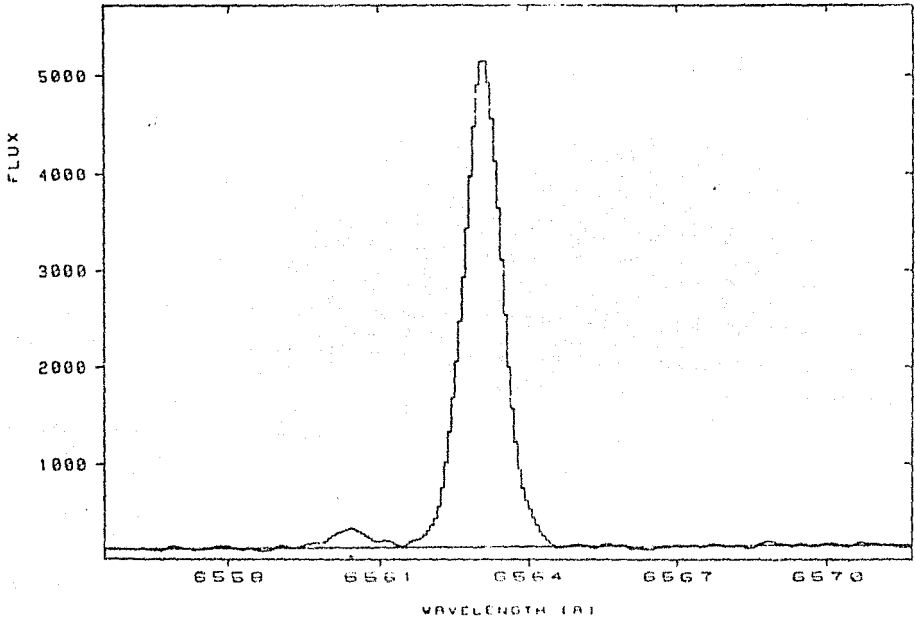
En esta sección se muestran algunos espectros échelle obtenidos de las observaciones descritas en el capítulo 3.

Este apéndice está dividido en dos partes: eje menor (A) y eje mayor (B). En cada página se muestran en la parte superior el espectro en  $H\alpha$  y en la inferior el correspondiente de [NIII] a 6584A. El nivel de continuo ha sido señalado en todos los casos.

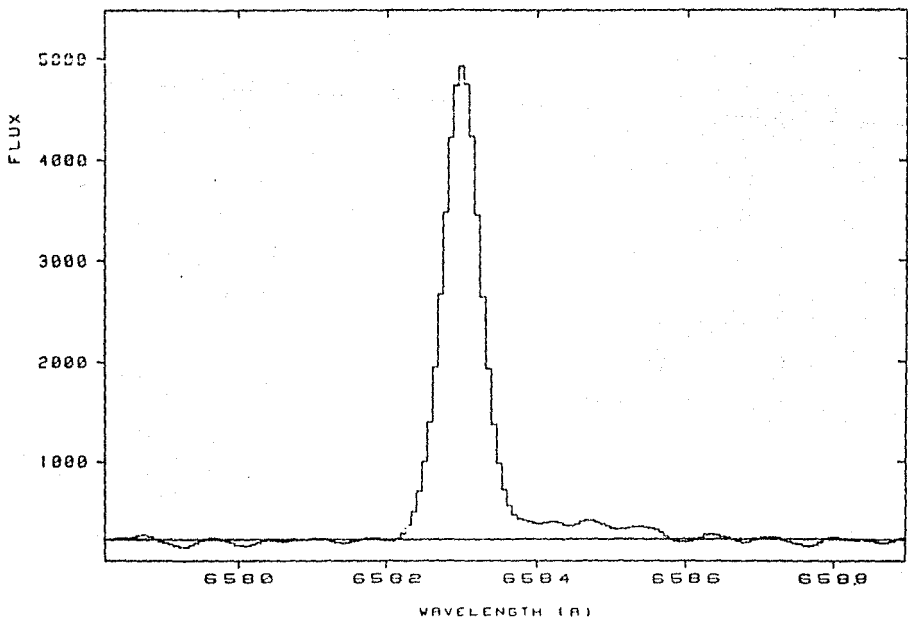
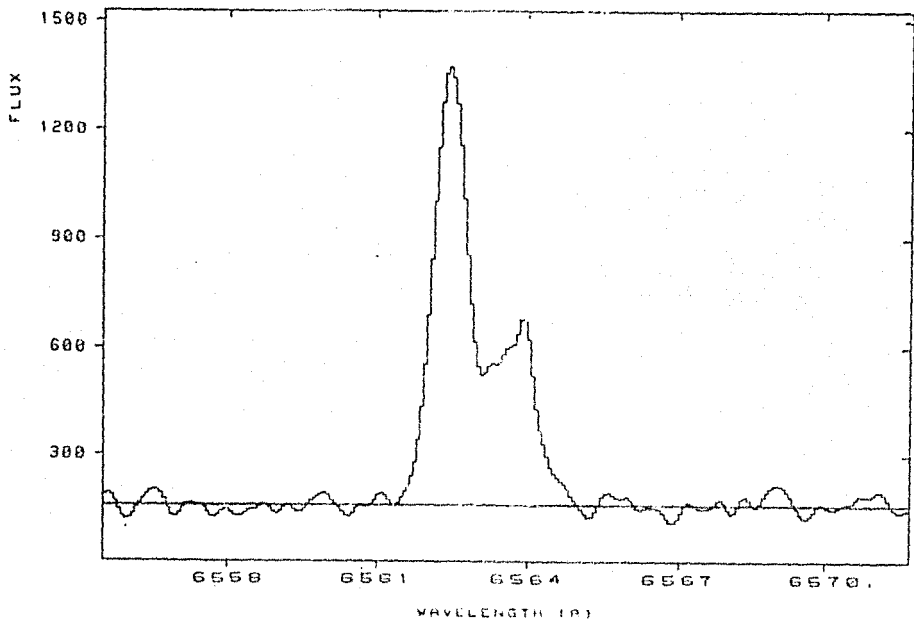
La posición del espectro está escrita al pie de la página y es la correspondiente con la figura 3.1a.

Al final están disponibles un juego de acetatos para  $H\alpha$  y [NIII] graduados en velocidad de expansión en el sistema heliocéntrico de la región observada.

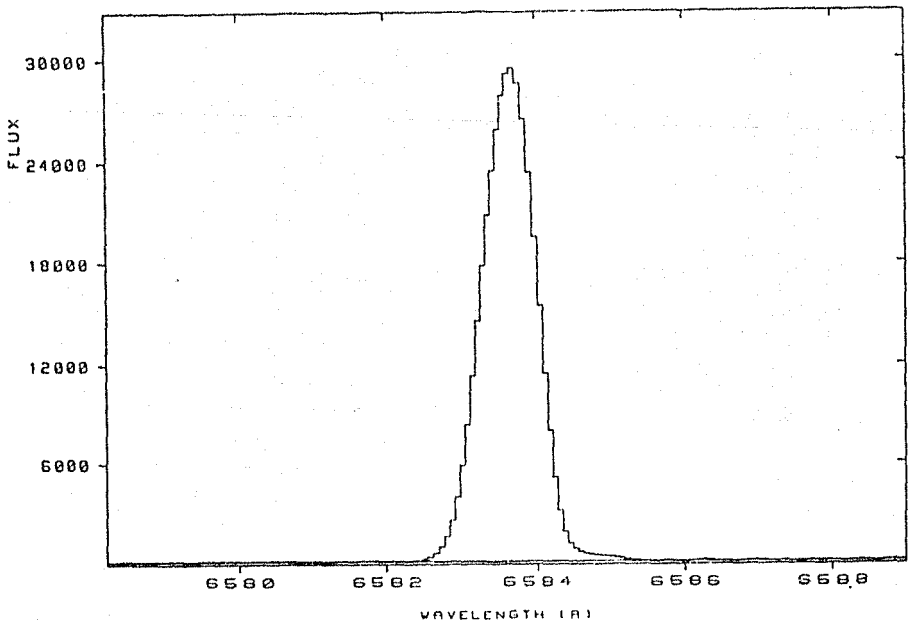
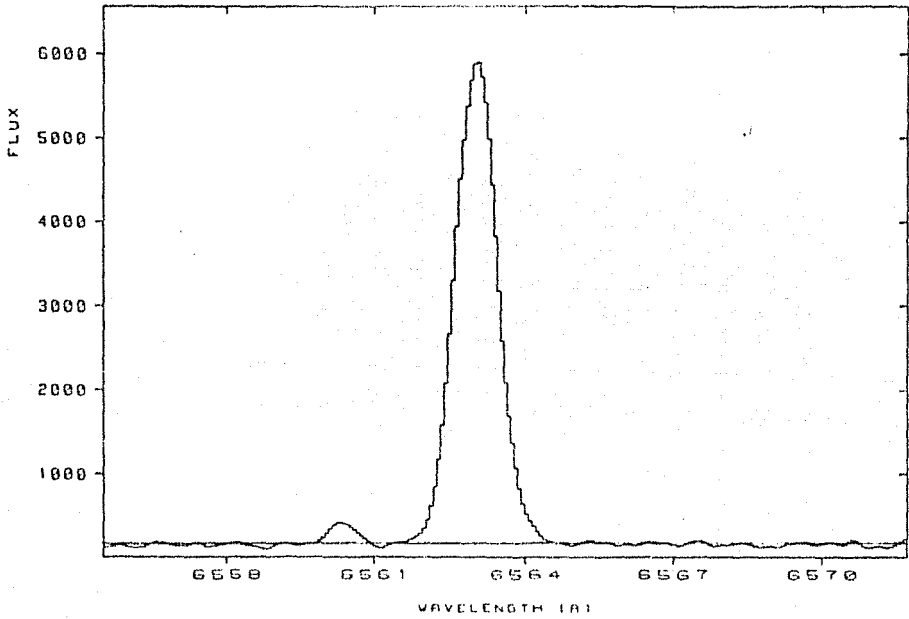
A. EJE MENOR



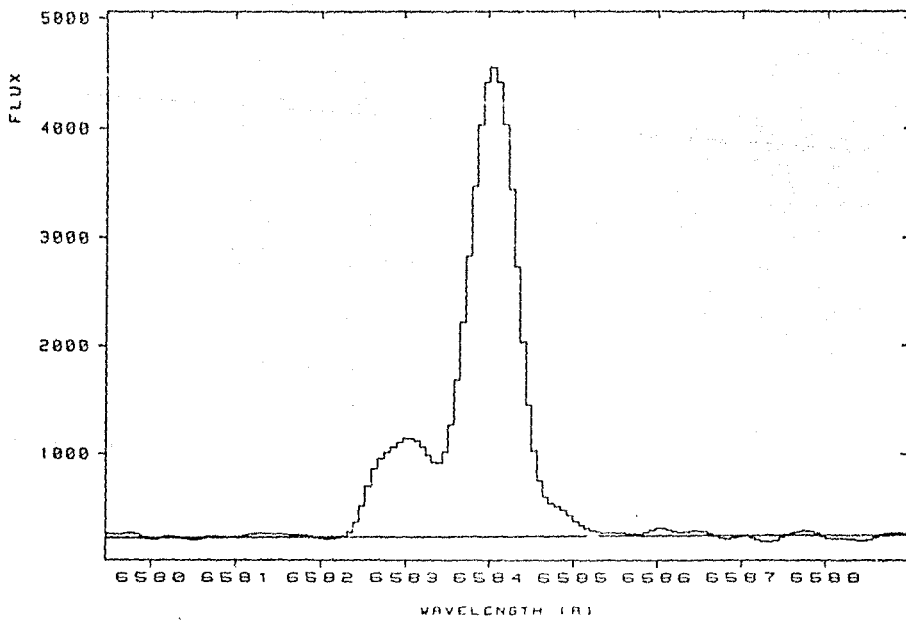
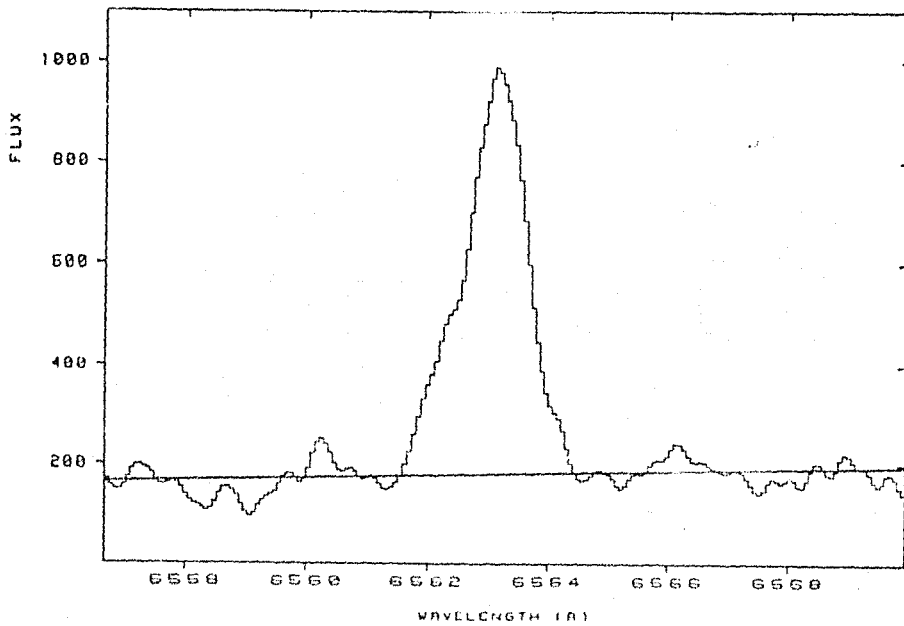
posición 9



posición 15

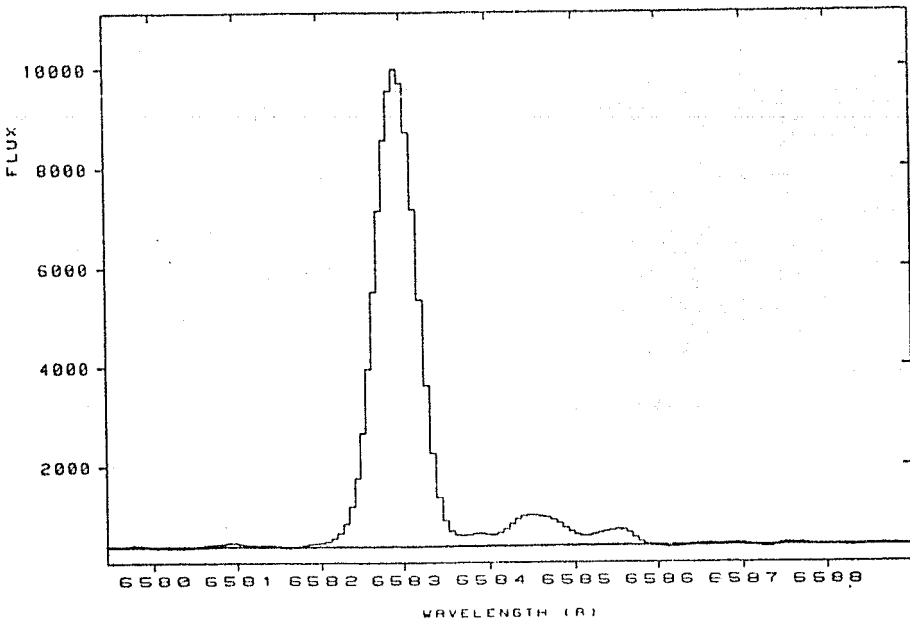
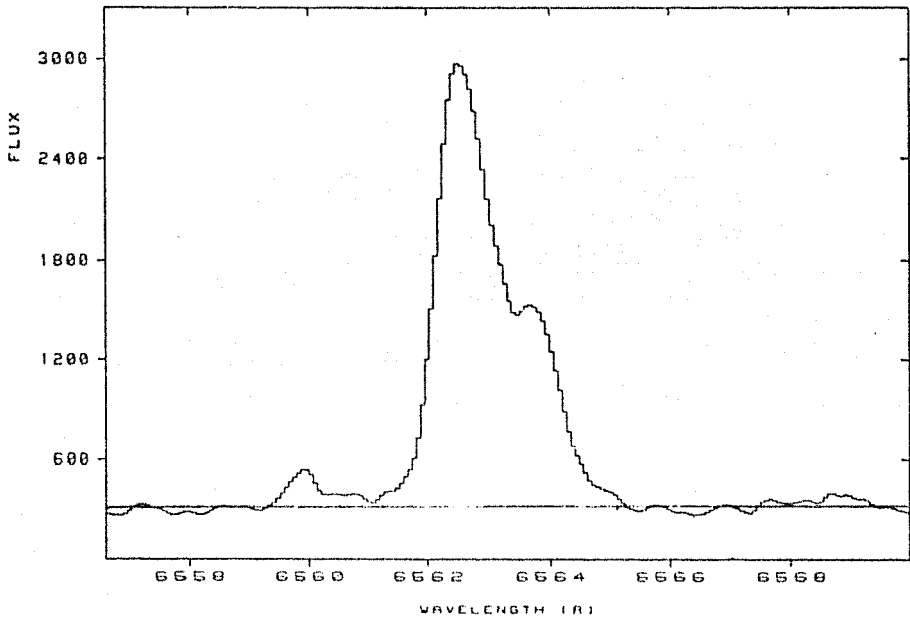


posición 21

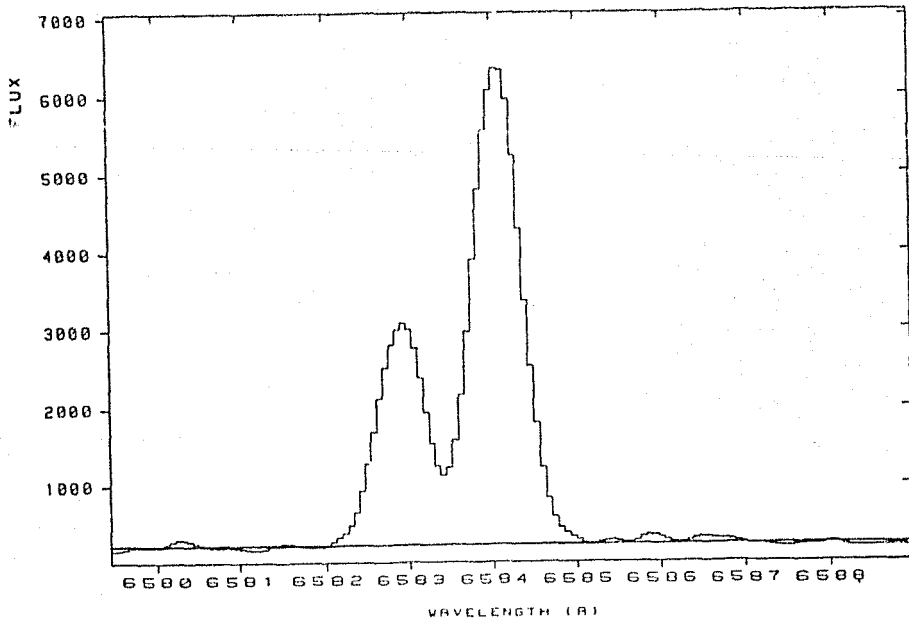
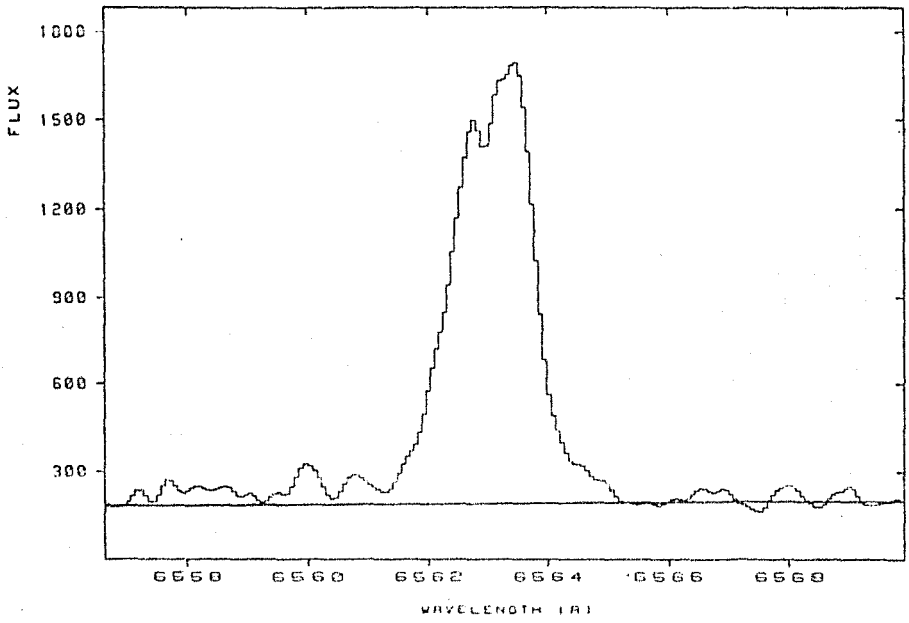


posición 10

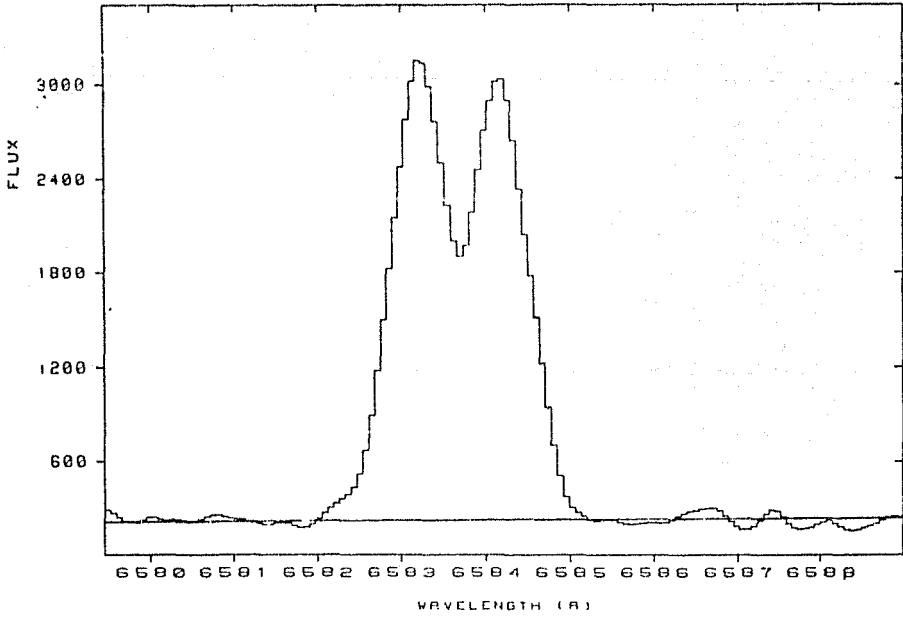
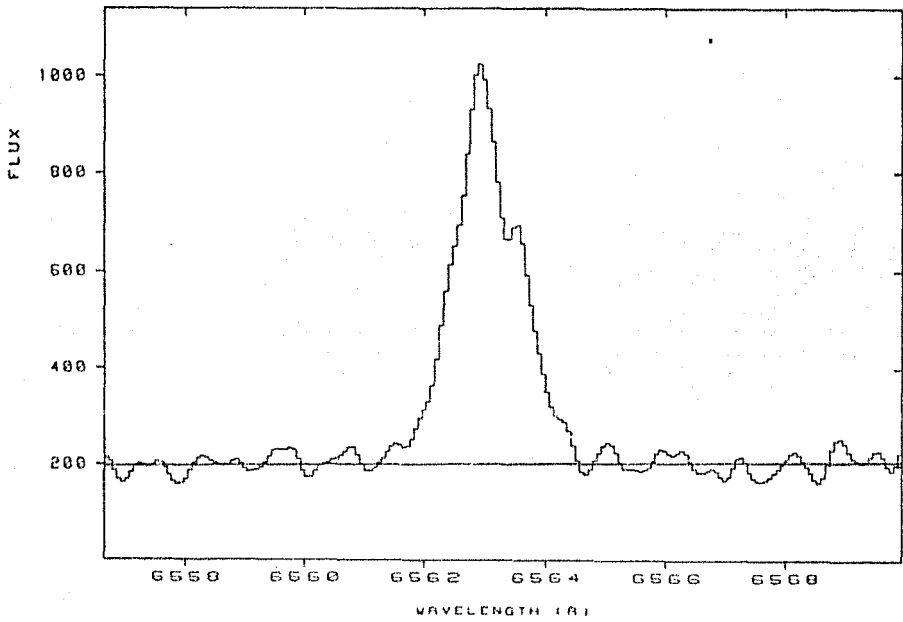




posición 20



posición 25



posición 30