

24/43



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**ESTUDIO ESPECTROFOTOMETRICO de  
OBJETOS ERRONEAMENTE CLASIFICADOS  
como NEBULOSAS PLANETARIAS**

**T E S I S**

Que para obtener el Titulo de

**F I L S O F O**

p r e s e n t a :

**Silvana Guadalupe Navarro Jiménez**

**México, D.F.**

**1987**



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.

# TESIS CON FALLA DE ORIGEN

# INDICE .

INTRODUCCION . . . . . (vi)

## CAPITULO I

ESPECTRO ELECTROMAGNETICO . . . . . ( 1)  
I.1.- Formacion del Espectro . . . . . ( 1)  
I.2.- Procesos que dan lugar a lineas en emision . . . . . ( 2)  
Referencias Capitulo I . . . . . (12)

## CAPITULO II

OBJETOS CON LINEAS EN EMISION . . . . . (13)  
II.1.- Nebulosas Planetarias . . . . . (13)  
II.2.- Novas . . . . . (20)  
II.3.- Estrellas Simbioticas . . . . . (37)  
Referencias Capitulo II . . . . . (49)

## CAPITULO III

EQUIPO DE OBSERVACION Y PROCEDIMIENTOS DE REDUCCION. . (54)  
III.1.- Sistema optico . . . . . (54)  
III.2.- Sistema de deteccion . . . . . (57)  
III.3.- Adquisición de datos . . . . . (57)  
III.4.- Proceso de reduccion . . . . . (59)  
Referencias Capitulo III . . . . . (65)

## CAPITULO IV

OBSERVACIONES Y RESULTADOS OBTENIDOS. . . . . (66)  
IV.1.- Observaciones y características de la reduccion . (66)  
IV.2.- Resultados . . . . . (69)  
Referencias Capitulo IV. . . . . (84)

## CAPITULO V

ANALISIS Y DISCUSION . . . . . (85)  
V.1.- M1-26. . . . . (85)  
V.2.- B1 3-11 . . . . . (87)  
V.2.- He 2-417. . . . . (91)  
V.3.- He 2-467. . . . . (94)  
V.4.- He 2-468. . . . . (97)  
Referencias Capitulo V . . . . . (100)

## INTRODUCCION

Imaginemos un momento la situacion en que podrian encontrarse un grupo de astronautas provenientes de una lejana civilizacion, que llegan a la Tierra con el fin de estudiarla, trayendo consigo camaras de alta velocidad unicamente; y supongamos que cuentan tan solo con 30 segundos para tomar todas las fotografias que les sea posible. Pero, ¿por qué solo 30 segundos?, porque 30 segundos en la vida de un hombre equivalen, aproximadamente, a 100 años en la vida del Universo; y en estos últimos 100 años es cuando se ha podido registrar de manera permanente los eventos y los espectros estelares; gracias a la invención de la película fotografica.

Ahora pensemos que pasara cuando los astronautas regresen a casa, llevando consigo una gran cantidad de fotos para sus científicos. ¿que harán estos con ellas?, ¿que pensarán al estudiarlas?

Seguramente tratarán de obtener, a partir de ellas, la mayor cantidad posible de informacion, para poder conocer y entender el tipo de vida que existe en ese "extraño" planeta que visitaron los astronautas.

Querrán saber, por ejemplo, qué clase de vida es la "dominante", pero si para ellos la dominante es la más numerosa, entonces pensarán que aquí dominan los insectos; si creen que la dominante es la más grande, entonces podrian ser los elefantes o las ballenas; ahora bien, si toman un criterio un poco más sofisticado como el que la clase de vida dominante sea la que ocupa el mayor territorio, entonces podrian llegar a pensar que se tratan de los coches, si es que llegaron a alguna ciudad; es más, ¿cómo podran saber si tiene vida el automovil o no?

Bueno, si de algún modo llegan a la conclusión de que el Hombre es la especie que amerita un estudio más detallado, o bien separan las fotos de cada una de las "especies" y las estudian, ¿que pasará cuando lleguen al Hombre?

Tendrán una gran variedad de miembros de esta especie, empezando por niños, adultos y ancianos o tal vez solo los clasifiquen en grandes, medianos y pequeños, también habrá hombres y mujeres ( si es que lo logran distinguir ). También nos podrian clasificar por el color como blancos, negros, amarillos, rojos, cafés, etc. Con esto tendrian ya 3 caracteres de cada individuo con los que podrian clasificarnos en  $3 \times 2 \times 5 = 30$  posibles grupos, así alguien será mediano, hombre y café, chico, mujer y negro, etc.

Pero después se preguntarán cómo evolucionamos. Si lo hacen, ¿ pensarán que un hombre amarillo mediano se convertirá en una mujer roja grande o en una mujer blanca chica?; tendrían un total de  $30 \times 30 = 900$  posibles combinaciones para la "evolucion" humana.

Con el tiempo podría ocurrírseles que si realmente hay una evolución en esa especie que están estudiando, tal vez los distintos números de individuos grandes, medianos o pequeños que fotografiaron ( recordemos que los astronautas alcanzaron a tomar muchísimas fotografías ) tengan alguna relación con el tiempo que permanece cada uno de ellos en dichas "etapas".

Sin embargo, también podrían asociar un "tiempo de vida" a la etapa blanca, roja o negra; o bien como hombre y mujer.

No obstante, es muy probable que algunas de las posibles "secuencias evolutivas" les parezcan ilógicas de acuerdo a su propia experiencia y entonces las podrían eliminar. Pero, en el Universo, ¿qué secuencias son lógicas o ilógicas?

Nosotros también tenemos un gran número de fotografías y espectros de las estrellas, y al igual que nuestros científicos extraterrestres, las clasificamos y proponemos secuencias evolutivas que pueden seguir basándonos en nuestra propia experiencia y en teorías físicas que traten de explicar el mundo que nos rodea; y también, al igual que ellos, tratamos de obtener la mayor información posible de lo único que tenemos de las estrellas y demás objetos celestes: SU LUZ.

En este trabajo analizaremos una pequeñísima parte de estas "fotografías", que son en realidad (y para nuestra fortuna), espectros obtenidos con el O. M. A. ( "Analizador Optico Multicanal" ).

Los objetos a estudiar son:

M 1-26 (M - Minkowski)  
Bl 3-11 (Bl - Blanco)  
He 2-417 (He - Henize)  
He 2-467  
He 2-468

los cuales fueron clasificados inicialmente como nebulosas planetaria. Sin embargo, estudios más recientes han demostrado que no lo son (a excepción de M 1-26). En el presente trabajo trataremos de dar una visión de por qué se llegó a tal conclusión, además de proponer una clasificación alternativa para estos objetos.

Puesto que este estudio está basado, principalmente, en el espectro visible de dichos objetos, específicamente, en la espectrofotometría visible de resolución media; en el capítulo I se da un breve panorama de los procesos físicos que dan origen al espectro electromagnético, haciendo énfasis en la formación de líneas en emisión.

Posteriormente, en el capítulo II, se hace una revisión de las características, generales y espectrales, de los diferentes tipos de objetos con líneas en emisión que son relevantes para este trabajo; poniendo especial atención en su espectro visible.

En el capítulo III se describe el equipo de observación utilizado para obtener los espectros y el proceso de reducción que es necesario realizar para corregir los errores que

introducen los aparatos y la atmósfera terrestre.

Los espectros ya reducidos y las características de cada observación se presentan en el capítulo IV, en donde, además, se listan los cocientes de flujos medidos sobre las líneas en emisión de cada espectro.

Finalmente, en el capítulo V, se analizan los resultados obtenidos, comparándolos con los publicados con anterioridad por otros autores, cuando existen tales publicaciones.

# C A P I T U L O I

## EL ESPECTRO ELECTROMAGNETICO

### 1) FORMACION DEL ESPECTRO.

Desde el siglo XVII, en el que Newton realizó sus estudios sobre el "celebrado fenómeno de los colores", se empezó a tratar de explicar cómo se formaba lo que hoy conocemos como el espectro electromagnético, surgiendo con ello un gran número de teorías acerca de la estructura de la radiación y de la materia, así como de la interacción entre ambas.

Sin embargo, fué hasta principios de este siglo cuando se encontró un modelo del átomo que podía explicar satisfactoriamente los espectros producidos por los diferentes elementos. Fué Bohr quien propuso un modelo atómico en el cual se tenía, como en otros modelos anteriores, a los protones y neutrones formando un núcleo central y a los electrones en órbitas alrededor de él, cada una de las cuales correspondía a cierto nivel de energía, con la diferencia de que, en su modelo, esas órbitas solo podían ser algunas de todas las posibles y en ellas, el electron permanecía -sin radiar- hasta que efectuara una transición entre dos de esas órbitas, dando como resultado la emisión o absorción de energía en forma de radiación, dependiendo de que la energía del nivel inicial fuese mayor o menor que la de la órbita final, respectivamente.

Actualmente se cuenta con la teoría cuántica del átomo, que es una teoría probabilística, la cual, por ser tan abstracta, no nos permite visualizar fácilmente las "órbitas electrónicas" ni las transiciones entre ellas. Debido a esto, a menudo se hace uso del modelo de Bohr para facilitar la representación.

Además de los niveles de energía cuantizados, correspondientes a las órbitas electrónicas del modelo de Bohr, podemos pensar al electrón libre, es decir el que no está ligado al núcleo, como situado en una órbita cuya energía no está cuantizada, por lo que puede tomar cualquier valor dentro de cierto intervalo (órbitas hiperbólicas).

Con estos dos tipos de niveles de energía ligados y libres- tenemos entonces tres posibles transiciones entre ellos:

a) Transiciones entre dos niveles de energía ligados, con energías  $E_n$  y  $E_m$ , las cuales dan lugar, como ya se dijo, a la emisión o absorción de un fotón con energía  $|E_n - E_m|$ . Estas transiciones son las que dan lugar a las líneas espectrales que observamos, ya sean en emisión o en absorción. En lo que respecta al proceso de emisión, cabe mencionar que éste puede llevarse a cabo de manera espontánea o bien ser inducido por la presencia de un fotón con energía similar, denominándose al primero: transición espontánea y al segundo: transición inducida.

b) Transiciones entre un nivel de energía ligado y uno libre. Un electrón que está ligado al núcleo puede quedar libre por la absorción de un fotón con suficiente energía, llevándose a cabo lo que se llama una fotoionización, o bien, un electrón libre puede quedar ligado a un átomo emitiendo un fotón; A este proceso se le denomina recombinación. Debido a que la energía del electrón libre puede tomar cualquier valor, el fotón absorbido o emitido en este tipo de transiciones, al igual que en las ocurridas entre niveles libres, puede tener cualquier frecuencia ( $\nu$ ), y por tanto pertenece a lo que llamamos continuo.

c) Transiciones hiperbólicas, las cuales ocurren cuando interacciona un átomo, molécula u otra partícula con un electrón libre, modificando éste último su trayectoria, pero sin quedar ligado al núcleo. En este caso, al ser acelerado, el electrón emite radiación en el continuo, la cual es llamada radiación de frenado o Bremsstrahlung.

Es importante mencionar que tanto las transiciones entre niveles ligados, como las existentes entre un nivel ligado y uno libre, pueden ocurrir no solamente por la absorción o emisión de un fotón, sino que también pueden ser provocadas por alguna interacción con otra partícula, dando lugar a lo que se denomina una transición colisional. Este tipo de transiciones adquiere gran importancia cuando la densidad del medio es lo suficientemente alta como para que la tasa de interacción de la materia entre sí sea comparable a la existente entre ella y la radiación. En cuanto a las transiciones entre niveles libres, estas representan ya en sí una colisión.

Puesto que los objetos estudiados en esta tesis presentan gran cantidad de líneas en emisión en su espectro, veremos a continuación, con un poco más de detalle los procesos que las originan o, mejor dicho, los procesos que nos permiten llegar a observarlas en un espectro.

## 2) PROCESOS QUE DAN LUGAR A LINEAS EN EMISION.

La presencia de líneas en emisión en el espectro de una estrella es un indicio muy importante de la existencia de una atmósfera extendida o de gas cercano a la estrella y físicamente asociado a ella.

En esta sección se describen los siguientes mecanismos que explican la formación de líneas en emisión:

- A) Proceso de Rosseland.
- B) Fluorescencia selectiva.
- C) Mecanismo de Schuster.
- D) Formación de líneas prohibidas.

- A) Proceso de Rosseland.

En el material que rodea a una estrella, ya sea formando una atmósfera extendida o bien, tan solo cercano a ella, la energía que emite esta última sufre una transformación: los fotones más energéticos son absorbidos por el gas quien emite

posteriormente esa energía pero en forma de fotones con energías mas bajas. El teorema de Rosseland (1928) es el que describe este fenómeno, y se puede resumir como sigue:

Considérese el caso de un átomo con tres niveles de energía únicamente, y los dos posibles ciclos de absorción y reemisión que se muestran en la figura I.1. Los ciclos en los cuales se absorbe y se emite un fotón de la misma energía no son de interés, pues equivalen a un proceso de dispersión.

Lo que Rosseland demostró fué que la frecuencia con que ocurre el ciclo A es mayor que la correspondiente al ciclo B por un factor muy cercano a  $1/W$ , donde  $W$  es el coeficiente de dilución geométrica de la radiación y esta dado por:

$$W = 1/2 [1 - [1 - (r/R)^2]^{1/2}] \quad \text{Ec. I.1}$$

donde  $r$  es el radio de la estrella (distancia del centro al lugar donde se emiten los fotones que serán absorbidos posteriormente) y  $R$  es la distancia al punto donde se realiza la absorción.

Como se puede ver, este proceso adquiere gran importancia en las estrellas con atmósferas extendidas o nebulosas alrededor de ellas. Para nebulosas planetarias muy extendidas el factor  $1/W$  llega a ser del orden de  $10^{14}$  o  $10^{15}$ .

Una demostración detallada de este teorema aparece en los libros de Ambartsumyan (1958) y de Kitchin (1982).

## B) Fluorescencia selectiva.

Bowen (1934, 1935) notó que en el espectro de algunas nebulosas planetarias se observaban líneas de OIII, provenientes del nivel  $3d^3P$  mientras que otras que se esperaría también estuvieran presentes, no lo estaban. Bowen sugirió que esto se debía a una sobrepoblación de dicho nivel, producida por la absorción de fotones Ly $\alpha$  del HeII,  $\lambda 3037.8$  Å, desde el estado base del OIII al nivel antes mencionado, cuya energía de excitación es muy cercana a la equivalente a esta longitud de onda. (Véase la figura I.2).

A este tipo de proceso se le llama fluorescencia selectiva o de Bowen y, a diferencia del ciclo de Rosseland no se necesita de una atmósfera extendida para que se produzcan las líneas en emisión.

Otros ejemplos de líneas que se piensa son producidas por este mecanismo son:

a) Las líneas de NIII que aparecen también en nebulosas planetarias, producidas por la coincidencia de las líneas  $\lambda\lambda 3744.34$  y  $3744.42$  del NIII con la línea  $\lambda 3744.36$  del OIII. (Véase la figura I.2).

b) La línea  $\lambda 8446$  de OI observada en estrellas Be y que es producida por la coincidencia de una línea del OI con Ly $\beta$ . (Kitchin y Meadows, 1970).

c) Algunas líneas de NIII (Mihalas, 1974) y CIII en estrellas Of y de SiIV en P Cygni.

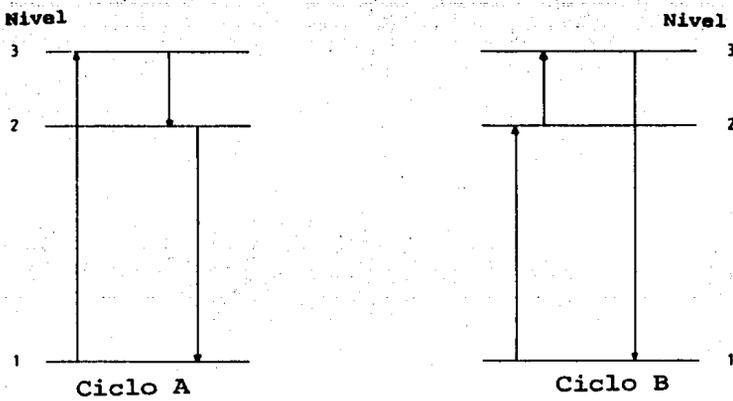


Figura I.1 Ciclo de Rosseland en un átomo con tres niveles.

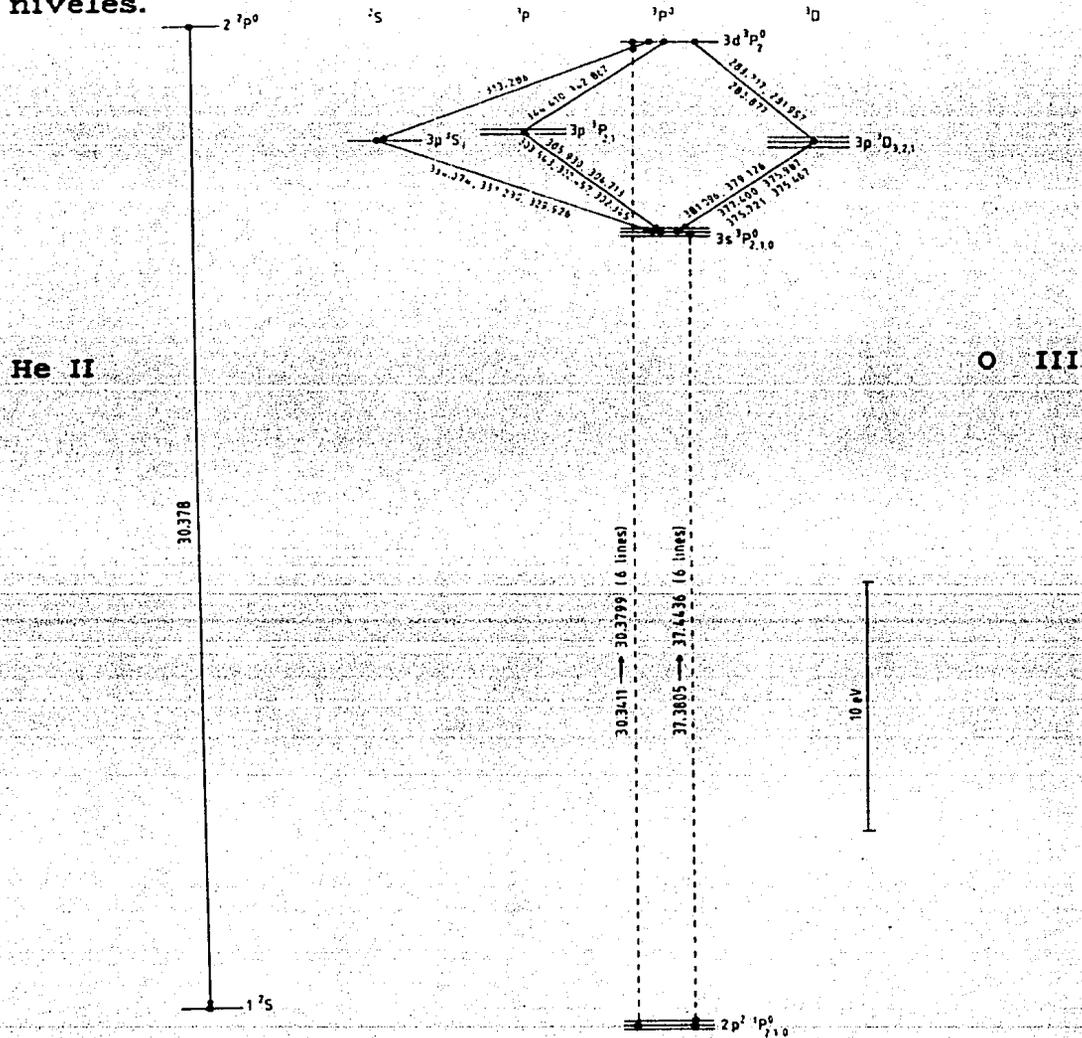


Figura I.2 Diagrama de Grotian del O III y He II que muestra la fluorescencia selectiva que tiene lugar entre los átomos de estos elementos. (Kitchin, 1982).

### C) Mecanismo de Schuster.

Schuster (1905), al incluir en sus modelos atmosféricos la dispersión en el continuo llega a predecir la posibilidad de que una línea espectral pueda aparecer en emisión o en absorción, dependiendo del gradiente de temperaturas existente.

Para hacer resaltar el efecto de la dispersión, supongamos que dicho fenómeno domina sobre la absorción, en tal caso el cociente de flujos entre la línea y el continuo adyacente se reduce a (Mihalas, 1978):

$$\frac{F(v)}{F(c)} \equiv R(v) = \left\{ \frac{1}{1+\beta(v)} + \frac{a}{b} \left[ \frac{3\epsilon\beta(v)}{1+\beta(v)} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \left\{ 1 + \left[ \frac{\epsilon\beta(v)}{1+\beta(v)} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{-1} \quad \text{Ec. 1.2}$$

donde  $\beta(v)$  es el cociente entre la opacidad en la línea y la opacidad en el continuo,  $\epsilon$  es la fracción de emisión que es de origen térmico y  $a$  y  $b$  determinan el gradiente de temperaturas en la atmósfera:  $B(v) = a + b\tau$ , en donde  $B(v)$  es la función de Planck y  $\tau$  la profundidad óptica.

Si ahora suponemos que  $\epsilon = 1$  -lo cual sucede en E.T.L.-, es decir, que el total de la emisión es térmica, entonces se obtiene para el centro de la línea ( $\beta(v) \rightarrow \infty$ ):  $R(v) \rightarrow 3a/2b$ , lo cual indica que la línea puede observarse en emisión si  $a/b > 2/3$ .

La razón física de esto es que como  $\epsilon=1$ , la función fuente en la línea es igual al valor térmico,  $B(v)$ , mientras que en el continuo, la dispersión hace que  $S(v)$  esté por debajo de dicho valor.

Se ha sugerido que este proceso puede ser el causante de algunas líneas de emisión en el espectro de estrellas tempranas, por ejemplo en supergigantes, donde la dispersión de Thomson puede llegar a ser importante. Sin embargo, algunos autores (Gebbie y Thomas, 1968; y Harrington, 1970) consideran muy improbable que el mecanismo de Schuster sea importante, puesto que, en los objetos donde puede dominar la dispersión en el continuo se tienen, por lo general, atmósferas extendidas o vientos estelares muy fuertes, en donde las líneas de emisión se producen por mecanismos más eficientes.

### D) Formación de líneas prohibidas.

Como se mencionó al hablar de ellas en la sección anterior, las emisiones debidas a transiciones entre los niveles de un átomo, pueden producirse de manera espontánea, o bien, ser inducidas por el campo de radiación o por alguna colisión. Las emisiones espontáneas tienen cierta probabilidad de ocurrir; así, existen transiciones cuya probabilidad es alta, del orden de  $1 \text{ E}4$  a  $1 \text{ E}8$  1/seg, denominadas transiciones permitidas, mientras que hay otras cuya probabilidad de ocurrencia es muy baja, del orden de  $1 \text{ E}-6$  a  $1 \text{ E}-1$  1/seg. A estas últimas se les denomina transiciones prohibidas, y a las líneas espectrales que resultan de ellas líneas prohibidas. El nombre se debe a que en la aproximación de dipolo

eléctrico, la probabilidad de que éstas ocurran es cero, sin embargo, al tomar en cuenta el momento cuadrupolar eléctrico y el dipolar magnético, el valor de dicha probabilidad es mayor que cero, aunque mucho menor que el correspondiente a transiciones de dipolo eléctrico o permitidas.

Cuando todas las desexcitaciones posibles desde un nivel atómico son prohibidas, a dicho nivel se le denomina metaestable. De este tipo debe de ser el nivel superior del cual proviene una línea prohibida, pues de existir alguna transición permitida hacia un nivel inferior, la desexcitación se llevaría a cabo a través de esta última y no se produciría la línea prohibida.

Debido a su baja probabilidad de ocurrencia, para que se efectúe una transición prohibida es necesario que el átomo, una vez excitado a un nivel metaestable, permanezca así durante un tiempo suficientemente grande ( $\geq 1/A$ , donde A es la probabilidad de desexcitación espontánea), sin sufrir ninguna otra interacción externa, ya sea colisional o radiativa; es decir, es necesario que la suma de las probabilidades de excitación y desexcitación colisional, así como de fotoexcitación desde dicho nivel, sea menor que la probabilidad de desexcitación radiativa. Esta condición impone fuertes restricciones: por una parte restringe al campo de radiación, pues de él depende el número de fotoexcitaciones; por la otra limita la densidad electrónica del gas, puesto que las transiciones colisionales dependen mucho de ella. Por tanto, las condiciones físicas necesarias para que se produzcan líneas prohibidas son fundamentalmente dos: una densidad baja del campo de radiación, lo cual implica un factor de dilución (W) grande, y una densidad electrónica también baja ( $N_e < 1E6$  a  $1E8 \text{ cm}^{-3}$ , dependiendo de que ion se trate).

En la Tabla I.1 se dan valores de densidades críticas para algunas transiciones. A densidades electrónicas mayores que la crítica, la desexcitación colisional empieza a ser importante y por lo tanto, las líneas prohibidas empiezan a debilitarse.

Ion	Level	$N_c \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	Ion	Level	$N_c \text{ (cm}^{-3}\text{)}$
C II	$^2P_{3/2}$	$7.6 \times 10^4$	O III	$^1D_2$	$6.5 \times 10^6$
C III	$^3P_2$	$2.6 \times 10^5$	O III	$^3P_2$	$4.9 \times 10^3$
N II	$^1D_2$	$7.8 \times 10^4$	O III	$^3P_1$	$6.7 \times 10^3$
N II	$^3P_2$	$2.6 \times 10^3$	Ne II	$^2P_{1/2}$	$7.7 \times 10^4$
N II	$^3P_1$	$4.1 \times 10^3$	Ne III	$^1D_2$	$1.1 \times 10^6$
N III	$^2P_{3/2}$	$2.0 \times 10^3$	Ne III	$^3P_0$	$4.2 \times 10^4$
N IV	$^3P_2$	$9.1 \times 10^5$	Ne III	$^3P_1$	$2.8 \times 10^5$
O II	$^2D_{3/2}$	$3.3 \times 10^3$	Ne V	$^1D_2$	$1.1 \times 10^6$
O II	$^2D_{5/2}$	$6.3 \times 10^2$	Ne V	$^3P_2$	$4.2 \times 10^5$
			Ne V	$^3P_1$	$1.0 \times 10^5$

Tabla I.1. Densidades críticas para varios elementos, calculadas para  $T=10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ . (Tomada de Osterbrock, 1974).

Quando se presentan varias líneas prohibidas de un mismo ion en el espectro de algún objeto, es posible, frecuentemente, obtener la densidad electrónica ( $N_e$ ) o la temperatura de la región en donde se forman dichas líneas a partir de los cocientes de sus intensidades; esto es posible ya que algunos cocientes son muy sensibles a la temperatura y otros lo son más a la densidad, dependiendo de la estructura de los niveles energéticos de donde provienen las líneas involucradas. A continuación veremos algunos ejemplos que explican ambas posibilidades:

a) Cocientes de líneas sensibles a la temperatura.

Como ejemplos de estos cocientes se tienen los de las líneas  $\lambda 4363$   $\lambda\lambda 4959+5007$  de [OIII] y  $\lambda 5755$   $\lambda\lambda 6548+6583$  de [NII]. En estos casos, como se puede observar en la figura I.3, la energía de los niveles superiores correspondientes a cada transición difieren de manera considerable, por lo que el cociente  $(4959+5007)/4363$  de [OIII] y el cociente  $(6548+6583)/5755$  de [NII] dependerán básicamente de la temperatura.

Para explicar esto, se puede usar el ejemplo del [OIII]:

En el límite de baja densidad, la intensidad relativa de las líneas  $\lambda 4363$  y  $\lambda\lambda 4959+5007$  queda determinada por la población de cada uno de los niveles superiores que, a su vez, depende de la temperatura y de parámetros atómicos, ya que estos niveles son poblados principalmente por excitación colisional desde el nivel base y a cada excitación sigue, debido a la baja densidad, la emisión de un fotón. Al aumentar la densidad, las líneas  $\lambda\lambda 4959$  y  $5007$  se hacen más débiles porque el tiempo de vida radiativo del nivel inferior  $-1D-$  es mayor y por tanto, su desexcitación colisional se vuelve más eficiente que la del nivel superior  $-1S-$  y, además, al aumentar  $N_e$ , la línea  $\lambda 4363$  se intensifica, debido a que la excitación colisional del nivel  $1D$  al  $1S$  aumenta. Como resultado de esto, el cociente disminuye. Tomando en cuenta estos efectos, Osterbrock (1974) da una solución analítica, aproximada a 1er. orden en  $N_e$ , a las ecuaciones de equilibrio estadístico. Al substituir en ella los valores numéricos de los parámetros atómicos obtiene la siguiente expresión para el cociente de las líneas de [OIII]:

$$\frac{j(4959) + j(5007)}{j(4363)} = \frac{8.32 \exp(3.29 \times 10^4 T^{-1})}{1 + 4.5 \times 10^{-4} N_e T^{-1/2}} \quad \text{Ec. I.3}$$

y similarmente, para el cociente de las líneas de [NII] obtiene:

$$\frac{j(6548) + j(6583)}{j(4363)} = \frac{7.53 \exp(2.5 \times 10^4 T^{-1})}{1 + 2.7 \times 10^{-3} N_e T^{-1/2}} \quad \text{Ec. I.4}$$

En la figura I.4 se presenta una grafica de la variación de estos cocientes con la temperatura en el límite de baja densidad.

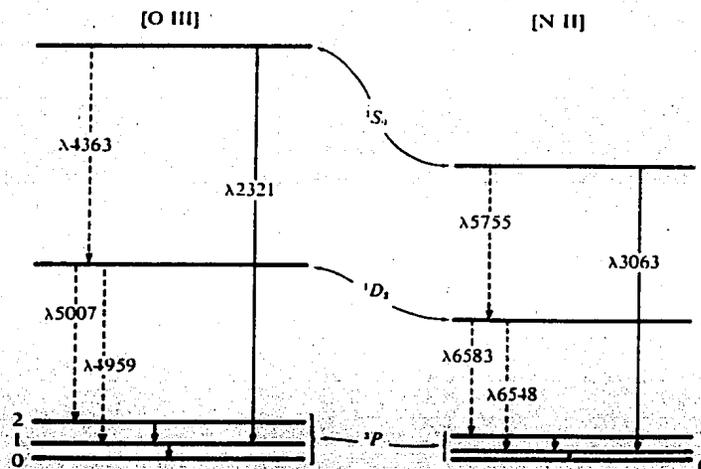


Figura 1.3. Diagrama de los niveles de energía del [O III] y [N II], en donde se muestra la estructura fina del nivel  $^1P$ , exagerando la separación entre los subniveles. (Tomada de Osterbrock, 1974).

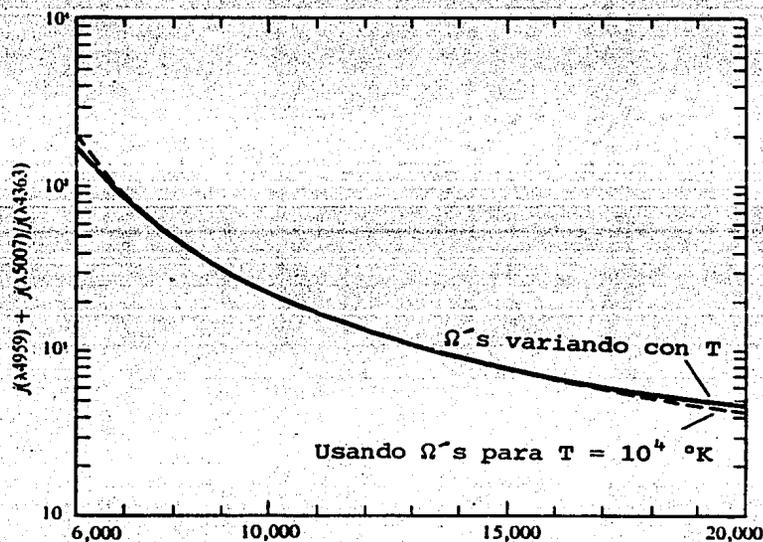


Figura 1.4. Variación de los cocientes de las líneas de [O III] con la temperatura, en el caso de densidades electrónicas bajas ( $N_e \rightarrow 0$ ). (Tomada de Osterbrock, 1974).

b) Cocientes de líneas sensibles a la densidad.

La densidad electrónica puede ser determinada a partir de cocientes de líneas que son más sensibles a ella, como lo es el cociente de las líneas de [OII]  $\lambda\lambda 3729$  y  $3726$ , las cuales provienen de niveles con casi la misma energía de excitación, por lo que la temperatura afecta poco a dicho cociente. Lo mismo sucede con las líneas  $\lambda\lambda 6731$  y  $6710$  de [SII], como se puede observar en la figura 1.5.

En estos casos, la fuerte dependencia en la densidad se debe a que la desexcitación colisional empieza a ser importante cuando nos alejamos del límite de baja densidad, con lo cual la intensidad de las líneas empieza a ser función no solo de las poblaciones de cada nivel -como sucede en el límite de baja densidad- sino también de las probabilidades de transición de los niveles, debido a la redistribución colisional. En el límite de baja densidad ( $N_e \rightarrow 0$ ) cada excitación colisional a cualquiera de los niveles  $2D^{3/2}$  o  $2D^{5/2}$  es seguida de la emisión de un fotón en la longitud de onda correspondiente, por lo que el cociente de intensidades queda determinado por la tasa relativa de excitaciones, que a su vez, es proporcional al cociente de los pesos estadísticos; así, para las líneas de [OII]:

$$J(3729)/J(3726) = 1.5 .$$

Por otra parte, para el caso de muy altas densidades ( $N_e \rightarrow \infty$ ) las excitaciones y desexcitaciones colisionales dominan, dando como resultado una redistribución colisional completa entre esos niveles, y por tanto, el cociente de las poblaciones de los niveles será igual al de sus pesos estadísticos. Este cociente para el caso del [OII] está dado por:

$$\frac{J(3729)}{J(3726)} = \frac{N(2D^{5/2}) A(3729)}{N(2D^{3/2}) A(3726)} = 0.35 ; \quad \text{Ec. 1.5}$$

donde  $A(3729)$  y  $A(3726)$  son las probabilidades de emisión espontánea de cada una de las líneas.

En la figura 1.6 se representa la variación de dicho cociente y del correspondiente al [SII] con  $N_e T^{-1/2}$ ; en ella la escala horizontal corresponde a la densidad si  $T = 1 \text{ E}4^\circ\text{K}$ . Como se puede observar en dicha figura, la transición entre los niveles de baja y alta densidad ocurre alrededor de las densidades críticas correspondientes. (Ver tabla 1.1 .)

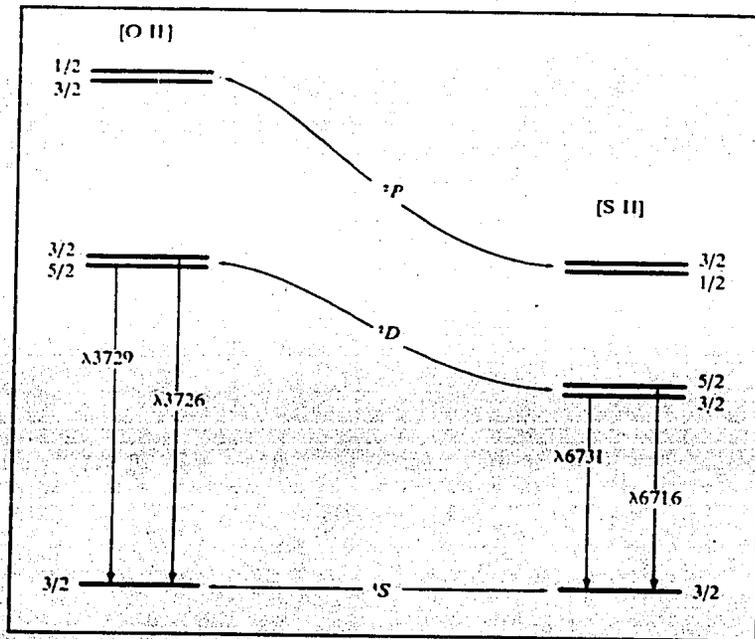


Figura 1.5. Diagrama que muestra la estructura de los niveles de energía del [O II] y del [S II]. (Tomada de Osterbrock, 1974).

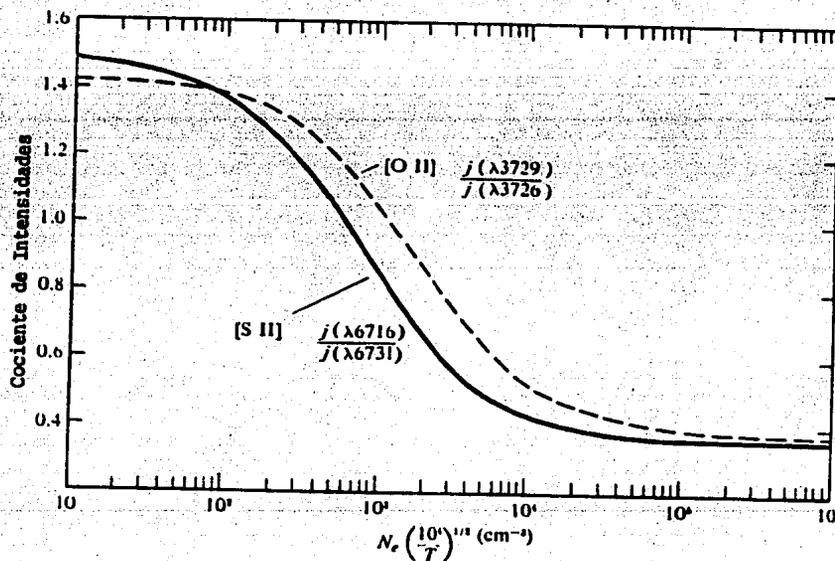


Figura 1.6. Variación de los cocientes de las líneas de [O II] (línea sólida) y de [S II] (línea punteada) como función de  $N_e(10^4/T)^{1/2}$ . (Tomada de Osterbrock, 1974).

## Emisión de dos fotones.

Este proceso, aunque no origina líneas de emisión, se incluirá aquí ya que es de gran importancia, puesto que representa otra forma de despoblar los niveles metaestables. Consiste en la emisión de dos fotones en vez de uno solo, al ocurrir una desexcitación desde algún nivel atómico, con la única restricción de que la suma de las energías de los dos fotones emitidos sea igual a la diferencia de energías de los niveles involucrados. Al igual que con las líneas prohibidas, para que se lleve a cabo dicha emisión, es necesario que el nivel superior sea metaestable, pues la probabilidad de transición por este mecanismo es mucho mas pequeña que la probabilidad típica de una transición permitida, aunque, en algunos casos, mayor que la de la transición prohibida correspondiente.

El ejemplo mejor conocido de emisión de dos fotones es el decaimiento desde el nivel  $2^1S$  del hidrógeno neutro al nivel  $1^1S$ :



La distribución de probabilidad de los fotones emitidos es simétrica respecto a la frecuencia central  $(1/2)(\nu_2 - \nu_1) = 1.23 \text{ E}15 \text{ Hz.}$ , correspondiente a  $\lambda = 2431$  y la probabilidad de transición total (ya integrada) es de  $8.23 \text{ s}^{-1}$  que es mucho mayor que la correspondiente a la transición por emisión de un solo fotón.

Para iones mas pesados, pero con un solo electrón, la probabilidad de transición (A) aumenta como  $z^6$ , de manera que:

$$A(2^1S \longrightarrow 1^1S) \approx 8.226 z^6 \text{ s}^{-1} \quad \text{Ec. 1.5}$$

A. Dalgarno (1973) presenta un breve análisis de este mecanismo y recopila los valores de las probabilidades de transición  $2^1S \longrightarrow 1^1S$  para átomos con un solo electrón y para la serie del HeI (transición  $2^1S \longrightarrow 1^1S$  y  $2^3S \longrightarrow 1^1S$ ) de átomos con dos electrones.

Es importante hacer notar que este mecanismo representa una fuente importante de radiación en el continuo, pero solo en nebulosas de muy baja densidad ( $N_e < 1 \text{ E}4 \text{ cm}^{-3}$ ), pues las colisiones con otras partículas cambian el momento angular de los átomos de hidrógeno, haciendo que pasen del nivel  $2S$  al  $2P$ , desde el cual la transición al nivel base es permitida.

REFERENCIAS CAPITULO I.

- Ambartsumyan, V. A., 1958. *"Theoretical Astrophysics"*. Pergamon Press.
- Bowen, I. S., 1934. *P. A. S. P.* 67, 146.
- Bowen, I. S., 1935. *Ap. J.*, 81, 1.
- Dalgarno, A., 1973. *"Atomic Physics and Astrophysics"*. Ed. M. Chrétien y E. Lipworth. Gordon and Breach Sci. Publ., 285.
- Gebbie, K. y Thomas, R., 1968. *Ap. J.*, 154, 285.
- Harrington, J., 1970. *Ap. J.*, 162, 913.
- Kitchin, C. R., 1982. *"Early Emission Line Stars"*. Monographs on Astronomical Subjects: 8. Adam Hilger Ltd, Bristol.
- Kitchin, C. R. y Meadows, A. J., 1970. *Astrophys. Space Sci.*, 8, 463.
- Mihalas, D., 1973. *P. A. S. P.*, 85, 593.
- Mihalas, D., 1978. *"Stellar Atmospheres"*. W. H. Freeman and Co.
- Osterbrock, D. E., 1974. *"Astrophysics of Gaseous Nebulae"*. W. H. Freeman and Co.
- Rosseland, S., 1928. *M. N. R. A. S.*, 89, 49.
- Schuster, A., 1905. *Ap. J.*, 21, 1.

## C A P I T U L O   I I

### OBJETOS CON LINEAS EN EMISION

De lo expuesto en el capítulo I, se deduce que la presencia de líneas en emisión en el espectro de algún objeto, indica la existencia de gas que está siendo excitado por la radiación de una estrella muy caliente (fotoionización) o por conversión de energía mecánica (vientos estelares o fenómenos más violentos). Analizando dichas líneas de emisión, es posible diferenciar entre estos dos casos y proponer un modelo específico para cada objeto.

Históricamente los objetos con líneas en emisión han sido agrupados según su morfología, el aspecto de sus espectros, etc. Sin embargo, con frecuencia estos grupos no pueden delimitarse con precisión pues existen casos en los que un objeto puede ser clasificado en más de una forma.

En este capítulo se da una breve descripción de los tipos de objetos con líneas en emisión que son relevantes para este trabajo: nebulosas planetarias, novae, estrellas simbióticas, Be y Wolf-Rayet.

#### 1) NEBULOSAS PLANETARIAS.

##### A) Morfología.

Las nebulosas planetarias se observan como nebulosas brillantes alrededor de una estrella central poco luminosa pero muy caliente. Por lo general son extendidas, aunque las hay con apariencia semiestelar y hasta estelar. La mayor parte de ellas presentan simetría axial, sin embargo, en muchas de las que han sido bien resueltas se observan irregularidades en su distribución de luz; aunque esto varía mucho al fotografiarlas en diferentes longitudes de onda.

Capriotti, Cromwell y Williams (1971) observaron estructuras filamentosas y pequeñas condensaciones más brillantes al fotografiar algunas nebulosas en longitudes de onda correspondientes a líneas de [O II] y [N III], en contraste con las imágenes en H $\beta$  que no presentan tales estructuras. Estos autores concluyen que dichas condensaciones están asociadas con el mecanismo de emisión de [O II]. Sin embargo, también han sido interpretadas como fluctuaciones en la densidad nebular; no obstante, el explicar su origen y permanencia a lo largo de la vida de la nebulosa representa un problema aún sin resolver. El mismo Capriotti (1973) encuentra que en el frente de ionización de una nebulosa en expansión puede producirse una inestabilidad dinámica, la cual hace que este frente se distorsione y forme pequeños glóbulos ("spikes") de gas neutro que, a su vez, darán lugar a las condensaciones.

## B) Distribución espacial y cinemática.

En nuestra galaxia se conocen alrededor de  $10^3$  nebulosas planetarias que están fuertemente concentradas hacia el plano y centro galácticos, siguiendo, aproximadamente, la distribución característica de la Población I intermedia de Oort, (véase la figura II.1). Sin embargo, debido a la extinción interestelar, la muestra sólo puede considerarse completa dentro de un cilindro de aproximadamente  $10^3$  pc de radio, en donde sólo se conocen alrededor de 40 nebulosas planetarias. Esto da como resultado una densidad superficial de  $1.3 \text{ E-5 NP/pc}^2$ . Escalando este valor a la distribución de planetarias proyectada sobre el plano galáctico, se encuentra una estimación del número total de nebulosas planetarias en nuestra galaxia, que es de aproximadamente  $4 \text{ E5}$ .

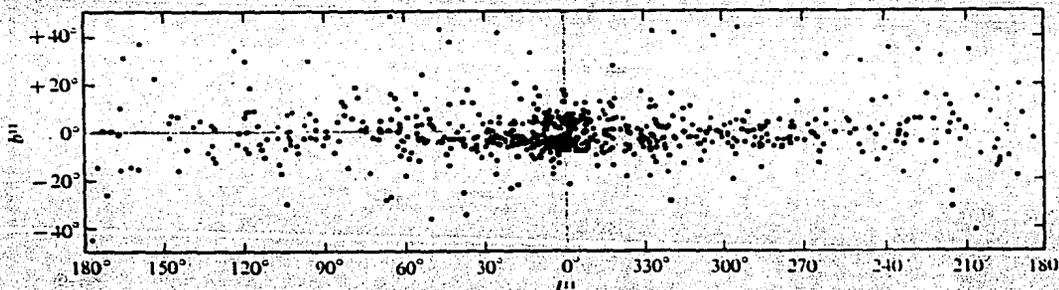


Fig. II.1. Distribución galáctica de nebulosas planetarias. (Tomada de Osterbrock, 1974).

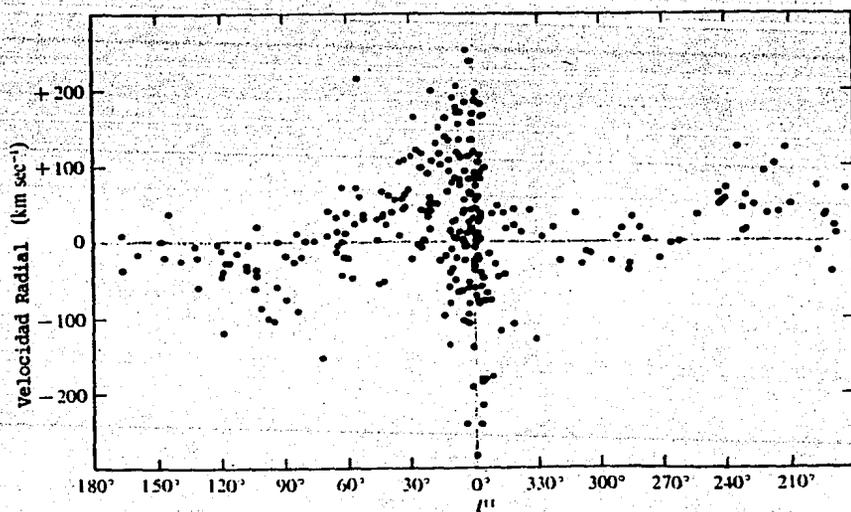


Fig. II.2. Distribución de velocidades radiales ( $v$ ) (reducidas a LSR) de nebulosas planetarias con la longitud galáctica ( $l$ ). (Tomada de Osterbrock, 1974).

En la figura II.2 se presenta la distribución de velocidades radiales con la longitud galáctica; en dicha figura se aprecia claramente una mayor dispersión de las velocidades en la dirección del centro de la galaxia, así como cierta tendencia a valores negativos de la velocidad hacia  $l \rightarrow 90$  y a valores positivos hacia  $l \rightarrow 270$ , lo cual implica una velocidad de rotación alrededor del centro galáctico menor que la del Sol, en concordancia con el tipo de población asociada a las nebulosas planetarias por su distribución en la galaxia.

### C) Características espectrales.

El espectro de una nebulosa planetaria es la superposición del espectro emitido por la nebulosa y del emitido por la estrella central; aunque en el visible, esta última contribución es con frecuencia mucho menor que la nebulosa.

En dicho espectro se observan, principalmente, tres componentes: líneas prohibidas, nebulares, correspondientes a átomos en diferentes grados de ionización; líneas permitidas en emisión de los elementos más abundantes en la nebulosa (hidrógeno y helio); y un continuo sobre el cual aparecen, en ocasiones, líneas estelares.

En la figura II.3 se muestra el espectro visible de una nebulosa planetaria y la identificación de sus líneas más importantes.

#### a) Espectro continuo.

En la nebulosa, la radiación en el continuo que se observa proviene de diversas fuentes: en el radio es debida, principalmente, a la radiación emitida en las interacciones inelásticas de los electrones libres con otras partículas cargadas; en la región azul y ultravioleta del espectro, a recombinaciones de los átomos de H y He; mientras que en el infrarrojo se debe, en gran parte, a la emisión térmica del polvo que es calentado por la estrella central. Además, en las nebulosas planetarias que no son de densidad muy alta, el proceso de emisión de dos fotones es una fuente importante de continuo.

A estas fuentes de radiación en el continuo, se suma la contribución estelar, que puede ser la luz directa de la estrella o bien, la dispersada por el polvo en la nebulosa.

Las mediciones de flujos en el continuo son de gran utilidad para estimar la extinción interestelar, si se hacen en regiones espectrales donde la contribución de la estrella es casi nula, como por ejemplo en el radio, en donde, además, la nebulosa es vuela ópticamente gruesa, lo cual permite determinar su temperatura (T), puesto que:  $T_b(\nu) = T [1 - \exp(-\tau(\nu))] \approx T$  cuando  $\tau(\nu)$  es muy grande. (Aquí  $T_b$  es la temperatura de brillo).

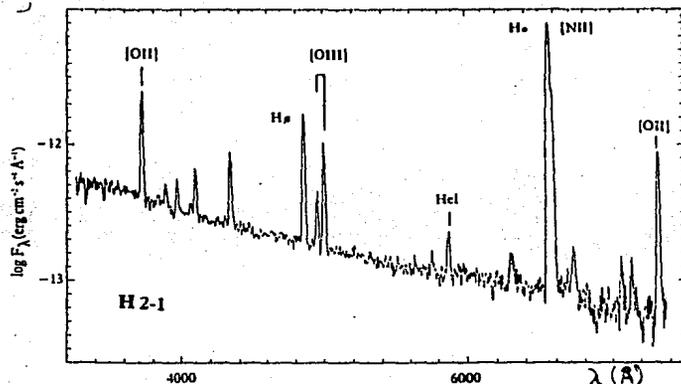


Figura II.3. Espectro visible de la nebulosa planetaria H 2-1. (Tomada de Adams, 1983).

#### b) Líneas permitidas.

La mayor parte de las líneas permitidas que se observan en el espectro de una nebulosa planetaria, provienen del decaimiento en cascada subsecuente a la recombinación de un ion, generalmente de H o He por ser estos los más abundantes.

También se observan algunas líneas permitidas de O III y N III, debidas a fluorescencia selectiva con líneas de Helio (véase el Cap. I).

En el visible se observan, principalmente, las líneas de la serie de Balmer, cuyas intensidades relativas (decremento de Balmer) coinciden muy bien con las predichas por la teoría de la recombinación (Oosterbrock, 1974), en el caso donde se supone que todos los fotones Lyman emitidos en la nebulosa son absorbidos y convertidos en fotones de series más bajas mas un fotón Ly $\alpha$  o dos fotones en el continuo (emisión de dos fotones). (Esta suposición se conoce con el nombre de caso B).

El decremento se vuelve más pronunciado cuando la extinción interestelar es importante y también al considerar la excitación colisional; sin embargo, a densidades bajas, como las nebulares, este último efecto no es importante. Además como los cocientes de las intensidades de las líneas de Balmer no varían mucho con la temperatura y la densidad (dentro de ciertos límites), resultan ser muy útiles para determinar la cantidad de extinción interestelar sufrida por cada nebulosa planetaria. Dicha determinación se hace comparando las intensidades observadas con las predichas por la teoría de recombinación:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{I(\lambda)_0}{I(H\beta)_0} 10^{-c[f(\lambda) - f(H\beta)]} \quad \dots \quad \text{Ec. II.1}$$

donde  $I(\lambda)/I(H\beta)$  es el cociente de intensidades observado,  $I(\lambda)_0/I(H\beta)_0$  es el cociente teórico,  $c$  es la extinción logarítmica en  $H\beta$  y  $f(\lambda)$  representa la curva de extinción interestelar promedio dada por Whitford (1958) (véase la figura II.4).

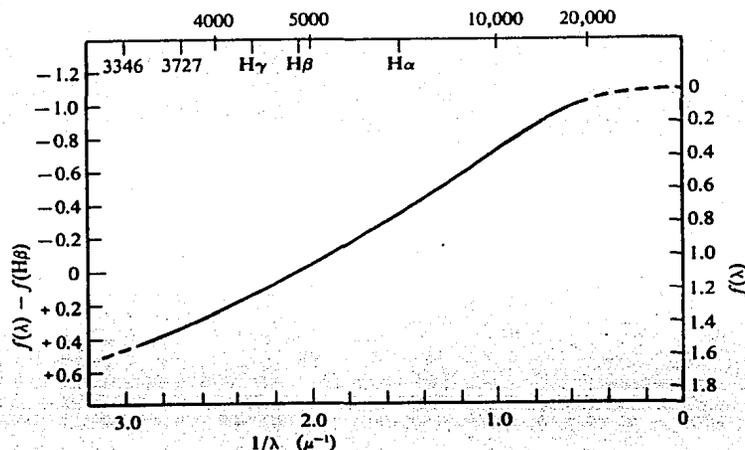


Figura II.4 Dependencia promedio de la extinción interestelar [ $f(\lambda)$ ] con la longitud de onda ( $\lambda$ ) [Whitford (1958)].

Una vez determinada la extinción ( $C$ ), es posible corregir los flujos relativos a  $H\beta$  para las demás líneas observadas y con ellos encontrar, entre otras cosas, las abundancias de los iones correspondientes. Por ejemplo, para el caso del Helio, si se usan los resultados obtenidos por Brocklehurst (1972) para los coeficientes de recombinación del  $He^+$  y  $He^{++}$ , es posible obtener las siguientes ecuaciones (Miller, 1974), a partir de las cuales se determinan las abundancias de dichos iones:

$$\frac{N(He^+)}{N(H^+)} = (1.84 + 0.20t) \frac{I(\lambda 4471)}{I(H\beta)} \quad \dots \text{Ec. II.2}$$

$$\frac{N(He^+)}{N(H^+)} = (0.611 + 0.128t) \frac{I(\lambda 5876)}{I(H\beta)} \quad \dots \text{Ec. II.3}$$

$$\frac{N(He^{++})}{N(H^+)} = (0.0676 + 0.0162t) \frac{I(\lambda 4686)}{I(H\beta)} \quad \dots \text{Ec. II.4}$$

en donde  $T_e = t E4$ . ( $T_e$  es la temperatura electrónica).

Estas ecuaciones son confiables en el intervalo de temperaturas de  $1 E4$  a  $2 E4^\circ K$  y para densidades de hasta  $1 E5 \text{ cm}^{-3}$  (Miller, 1974).

### c) Líneas prohibidas.

En el espectro de una nebulosa planetaria aparecen un gran número de líneas prohibidas, lo cual indica una densidad baja en la nebulosa. La mayor parte de estas líneas son resultado de la excitación colisional que sufren los átomos a niveles metaestables cercanos al estado base; es decir, a solo algunos electronvolts de él, esto último se debe a que, colisionalmente, no es posible excitar a los átomos hasta niveles superiores, debido a que se tienen muy pocos electrones con energía cinética grande ( $\approx 10$  eV); la mayoría de ellos tienen energías del orden de 1 eV, ya que a  $1 \text{ E}^4 \text{ K}$ ,  $KT=0.86\text{eV}$ .

En un mismo espectro se observan líneas provenientes de átomos con muy diferentes grados de ionización, desde [O III] y [Fe VII] hasta [O II] y [N II]. Esto se debe a que, dentro de la nebulosa, el grado de excitación varía enormemente, siendo, por lo general, más alto cerca de la estrella central.

En el visible, las líneas prohibidas que dominan son, normalmente,  $\lambda\lambda$  4959 y 5007 de [O III] y  $\lambda\lambda$  6548 y 6583 de [N II], aunque también se observan líneas de N, S, Ne, Fe y O en diferentes grados de ionización.

Como se vió en el capítulo I, las líneas prohibidas son de suma importancia pues nos permiten calcular la temperatura y densidad electrónicas en la nebulosa. Así, se usan las líneas  $\lambda\lambda$  4363 y 4959+5007 de [O III] o  $\lambda\lambda$  5755 y 6548+6583 de [N II] para determinar temperaturas y  $\lambda\lambda$  3726 y 3729 de [O II] o  $\lambda\lambda$  6716 y 6731 de [S II] para las densidades.

Los valores típicos que se encuentran son del orden de  $1 \text{ E}^4 \text{ K}$  para las temperaturas y de  $1 \text{ E}^3$  a  $1 \text{ E}^5 \text{ cm}^{-3}$  para las densidades.

### D) Origen y formación de las nebulosas planetarias.

En la figura II.5 (Osterbrock, 1974, p.223) se muestra un diagrama H-R con la ubicación de las estrellas centrales de nebulosas planetarias (círculos) y de las enanas blancas (cuadros). Como se puede observar, las primeras poseen temperaturas y luminosidades altas y parecen ser, desde el punto de vista evolutivo, predecesoras de al menos parte de las enanas blancas. Esto se apoya en el hecho de que las edades asociadas a las nebulosas planetarias, de acuerdo a su distancia, velocidad de expansión y tamaño observados, definen una secuencia en el diagrama H-R que parece llevar hacia las enanas blancas (línea punteada de la figura II.5); así, las más jóvenes tienen estrellas centrales con luminosidades alrededor de  $300 L_{\odot}$  y temperaturas del orden de  $5 \text{ E}^4 \text{ K}$ ; las de edad intermedia poseen luminosidades mucho mayores, llegando a un máximo de  $2 \text{ E}^4 L_{\odot}$ , aproximadamente, y temperaturas también más altas, del orden de  $1 \text{ E}^5 \text{ K}$ ; finalmente se observa que las más viejas tienen estrellas centrales cada vez menos luminosas y más frías. A estas últimas, según su luminosidad y temperatura, se les asocia un radio de  $\sim 0.03 R_{\odot}$ . A partir de aquí, se cree que las estrellas centrales evolucionan hacia enanas blancas y la nebulosa que las rodea se diluye en el medio interestelar.

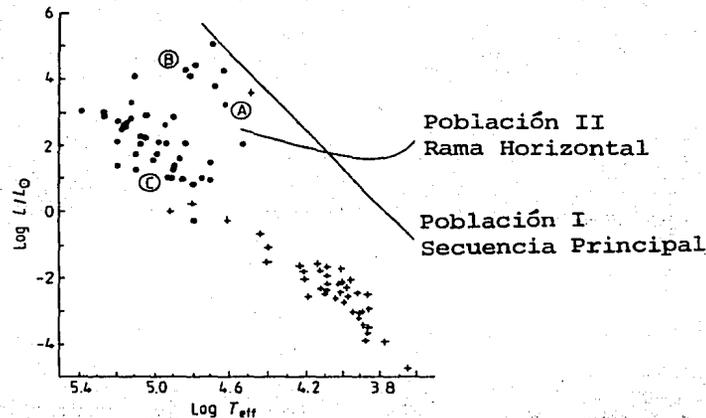


Figura II.5 Diagrama temperatura - luminosidad de estrellas centrales de nebulosas planetarias (círculos) y de enanas blancas (cruces). (Tomada de Osterbrock, 1974).

Por otra parte, el origen de una nebulosa planetaria plantea serios problemas, entre los que destacan la identificación de las estrellas que les dan origen y el mecanismo mediante el cual se forman.

Las velocidades de expansión observadas en las nebulosas, del orden de 20 Km/seg, resultan ser demasiado bajas si las comparamos con la velocidad de escape desde la estrella central, la cual es del orden de 1000 Km/seg; esto hace que la formación de la nebulosa por cualquier mecanismo que implique la expulsión violenta de masa desde la estrella central resulte inaceptable, debido a que es muy poco probable que un mecanismo de este tipo proporcione tan solo un poco más de la energía necesaria para que el material escape.

Por lo contrario, en las atmósferas de las estrellas gigantes rojas muy luminosas ( $L \sim 1 E^4 L_0$ ) y de las supergigantes, la velocidad de escape es del orden de las velocidades de expansión observadas en las nebulosas planetarias; por ello es más factible que las nebulosas se formen en esta fase evolutiva de las estrellas y, muy probablemente, debido a inestabilidad dinámica ante pulsaciones.

Cuando se presenta esta inestabilidad en una gigante roja muy extendida, la energía total de las capas externas, incluyendo la de ionización, puede llegar a ser positiva, con lo que la amplitud de las pulsaciones aumenta exponencialmente hasta que las capas externas de la estrella empiezan a escapar. El proceso continua hasta llegar a una discontinuidad en la densidad, es decir, hasta que toda la capa rica en hidrógeno es expulsada, quedando un núcleo compacto con muy poco hidrógeno en su composición. Los cálculos detallados de este proceso muestran que las estrellas dinámicamente inestables son aquellas que tienen entre una y tres masas solares y

luminosidades del orden de  $1 E4 L_0$ , caracteres comunes a las variables de largo periodo. La velocidad terminal que se obtiene, suponiendo una expansión adiabática es de aproximadamente 30 Km/seg.

Todo esto lleva a concluir que las progenitoras de las nebulosas planetarias son, muy probablemente, gigantes rojas que han consumido por completo el helio en su centro y poseen un núcleo rico en carbono y oxígeno, rodeado de una capa rica en helio y de otra, la exterior, rica en hidrógeno. En las regiones más interiores de cada una de estas dos capas, se tiene, seguramente, una zona de quemado de helio y de hidrógeno, respectivamente. Es en esta etapa cuando la temperatura del núcleo se incrementa, aumentando con ello la luminosidad de la estrella; al parecer es entonces cuando la nebulosa es expulsada, antes de que el núcleo alcance una temperatura suficiente para que el quemado de carbono se inicie (6 E8 K).

## 2) NOVAS.

### A) Propiedades Generales.

Las novas o estrellas nuevas ("nova stella"), fueron llamadas así porque aparecían en el cielo repentinamente en un lugar donde antes no se observaba ninguna estrella; esto es debido a un gran aumento en la brillantez de esa estrella que ocurre en tan sólo uno o dos días.

En el visible, dicho aumento en brillo es, en promedio, de 12 o 13 magnitudes, aunque ha llegado a ser de 19 magnitudes, como en Nova Cygni 1975 o de 6 a 7 mag. en novas recurrentes.

A este aumento repentino en el brillo de la estrella, sigue un decaimiento mucho más lento; siendo precisamente esta etapa la que define la clase de velocidad de la nova. Existen novas rápidas, lentas e intermedias. En las primeras, el tiempo que tarda la magnitud visual en disminuir 3 mag. desde el máximo ( $t_3$ ) es de pocos días, mientras que a las lentas les lleva varios meses o hasta un año.

Payne-Gaposchkin (1957) y Mc Laughlin (1960), encontraron que existe una correlación entre la magnitud absoluta visual en el máximo y la clase de velocidad, es decir, con la tasa de declinación inicial de las novas. Esta relación es de gran importancia pues ayuda a determinar las distancias a estas estrellas.

Además de las llamadas "novas clásicas" (Gallagher y Starrfield, 1978), las cuales pueden haber presentado alguna erupción anterior (novas recurrentes) o no, existen las novas enanas, que difieren de las primeras por su magnitud y por algunas otras características que se verán al final de esta sección.

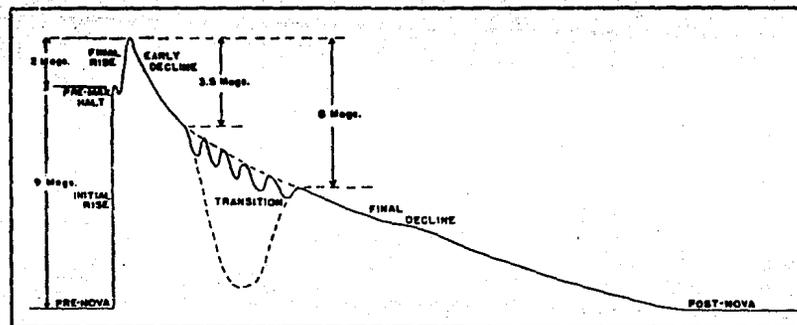


Figura II.6 Esquema de la curva de luz en el visible de una nova. (Tomada de Mc Laughlin, 1960).

## B) Curvas de Luz.

En la figura II.6, se muestra un esquema de la curva de luz, en el visible, de una nova. En ella se distinguen varias fases, caracterizadas cada una de ellas por diferentes comportamientos tanto espectrales como de la curva de luz.

Payne-Gaposchkin (1957) y Mc Laughlin (1960), presentan un estudio muy completo de estas curvas de luz, dividiéndolas en nueve etapas:

i) Estado de pre-nova, en el cual la estrella puede tener un brillo constante durante varios años, o variar irregularmente entre 1 y 2 magnitudes.

ii) Incremento inicial, el cual es muy rápido, aún en las novas lentas. A una nova rápida le lleva de uno a tres días llegar a dos magnitudes del máximo.

iii) Pausa del pre-máximo. Alrededor de 2 mag. antes del máximo el abrillantamiento puede cesar por algunas horas en una nova rápida o por varios días en una lenta.

iv) Incremento final. Después de la pausa del pre-máximo, la cual no ocurre en todas las novas, el brillo de la estrella vuelve a aumentar hasta llegar al máximo. En una nova rápida esto ocurre en 1 día, mientras que a una nova lenta le puede llevar varias semanas.

v) Máximo. El máximo principal en una nova rápida dura tan sólo algunas horas o, a lo sumo, un día. Aún las novas lentas solo permanecen en él pocos días. Las estrellas que presentan un máximo muy prolongado son las del tipo RT Serpentis.

vi) Declinación inicial. La declinación de la curva de luz de una nova es, como ya se dijo, mucho más suave. Generalmente, las novas más lentas presentan, en esta etapa, oscilaciones en el brillo con amplitudes desde algunas décimas hasta 1 o 2 magnitudes.

vii) Transición. Es en esta zona donde se aprecian las mayores diferencias entre las curvas de luz de una nova y otra. Al llegar el brillo de la nova alrededor de 3 magnitudes por debajo del máximo, la curva de luz puede decaer suavemente y sin fluctuaciones, o puede presentar fuertes oscilaciones (figura II.7 a,b y c). Esto último ocurre con mayor frecuencia en las

novas rápidas. En algunas otras, generalmente las lentas, puede ocurrir un descenso brusco desde 1 hasta 7 magnitudes, a lo que sigue una recuperación en la misma escala de tiempo (figura II.8c). La transición termina cuando las fluctuaciones fuertes cesan o cuando se ha recuperado el brillo de la nova después de dicho descenso. Esto ocurre alrededor de 6 o 7 magnitudes por debajo del máximo.

viii) Declinación final. Posteriormente, la curva de luz sigue decayendo de manera suave y continua hasta llegar al mismo nivel que tenía antes de la erupción (en la mayoría de los casos). En esta etapa pueden ocurrir variaciones pero por lo general son muy pequeñas.

ix) Postnova. Algunas estrella permanecen constantes después de haber alcanzado el mínimo, pero otras variaciones irregulares de una o dos magnitudes durante varios años.

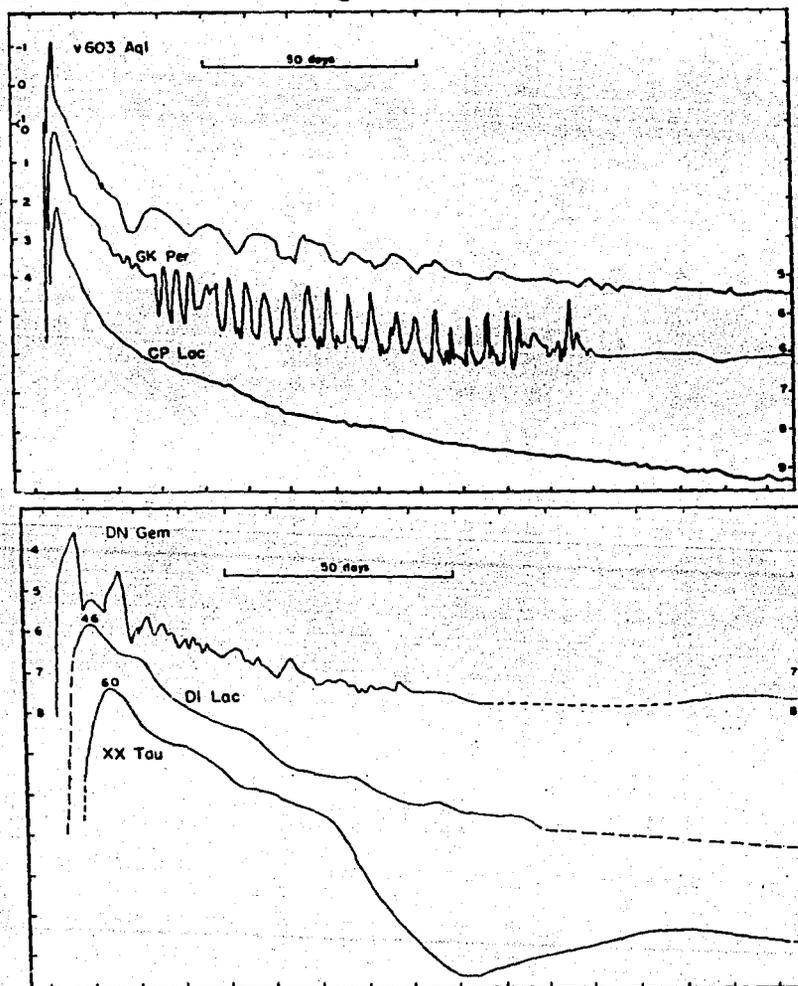


Figura II.7 Curvas de luz de: a) novas rápidas y b) novas intermedias. (Tomadas de McLaughlin, 1960).

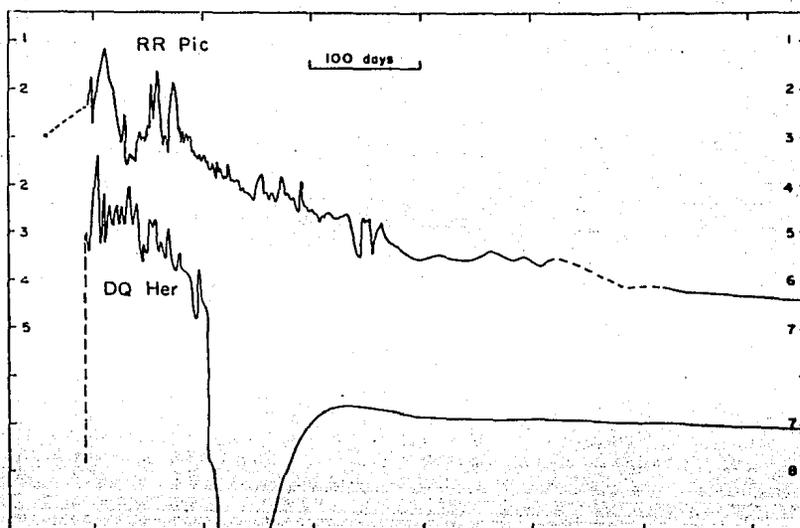


Figura II.7 c. Curvas de luz de novae lentas.

Muchas novae vuelven a tener erupciones de este tipo, aunque no exactamente con las mismas características de las anteriores (novae recurrentes). Actualmente se piensa que, probablemente, todas las novae sean recurrentes, aunque muchas de ellas tengan períodos muy largos entre erupciones.

Como ya se dijo, Payne-Gaposchkin y Mc Laughlin realizaron este estudio basándose exclusivamente en la parte visible del espectro; estudios más recientes han permitido comprobar que la luminosidad bolométrica de las novae permanece constante después del máximo, durante al menos cien días (Prialdnick, 1986). Esto es debido a que el flujo ultravioleta de la nova sigue aumentando después del máximo visual; además, cuando empieza a decaer o poco antes, el flujo en infrarrojo se incrementa hasta llegar a un máximo, después de lo cual decae exponencialmente (ver figura II.8).

La emisión en infrarrojo se cree es debida al polvo que se forma en las regiones más externas de la envoltura eyectada, el cual es calentado por la componente compacta del sistema, como se verá más adelante, y reemite en dichas longitudes de onda (Phillips et al., 1979). Alternativamente, Bode y Evans (1980) proponen que el polvo no se forma después de la erupción sino que ya existe anteriormente y solo se torna observable por su aumento en temperatura.

En radio, se ha detectado emisión entre 0.6 y 90 Ghz en Nova Cygni 1975, con una intensidad promedio de 10 mJy y un máximo de 260 mJy. La distribución de luz observada en esta nova puede ser explicada como radiación libre-libre proveniente de una nube de gas ionizado, en expansión (Schwartz y Spencer, 1977 y Seaquist et al., 1978). Algo similar se ajusta a la emisión en radio de HR Del y FH Ser (Hjellming et al., 1979).

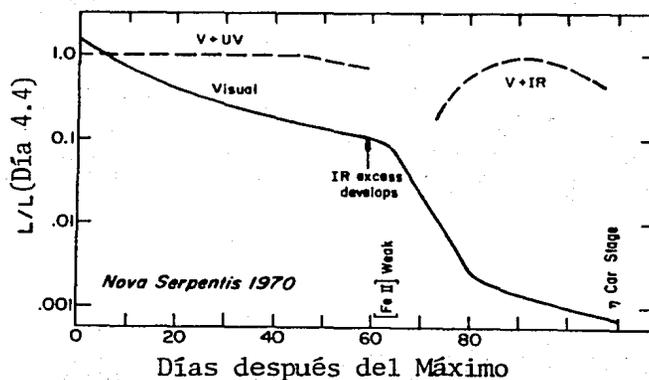


Figura II.8 Luminosidad bolométrica de una nova en función del tiempo. (Tomada de Gallagher y Starrfield, 1978)

En rayos X se han detectado varias fuentes transitorias que, muy probablemente tengan como contrapartes en el visible a novae. En Perseo AO327+43 está asociada a la nova GK Per; dicha fuente de rayos X fué observada en junio de 1978, coincidiendo con un brillantamiento en el visible, de una magnitud, en GK Per (King et al., 1979). Por su parte, Nova Oph 1977 puede ser identificada con la fuente transitoria, muy brillante en rayos X, H1705-25 (Griffiths et al., 1978; Watson et al. 1978). En Nova Mon 1975, se observó que su máximo en el visible coincidió con el de emisión en rayos X en A1524-65 (Murdin et al. 1977). En AE Aqr la emisión entre 0.1 y 4 KeV presenta un período de 3.3 seg., el cual coincide con su variación en el visible. (Patterson et al., 1980). Por otro lado, se han realizado búsquedas en rayos X de Nova Cyg 1975 y de Nova Vul 1976 aunque sin resultados (Cruise, 1977).

### C) Características espectrales.

El espectro de una nova, al igual que su curva de luz, sufre cambios espectaculares en tiempos muy cortos. Mc Laughlin (1960) presenta también un análisis muy detallado de la evolución del espectro de una nova durante la erupción y la declinación subsiguiente.

Existe muy poca información acerca del espectro anterior a una explosión en novae recurrentes, debido a lo inesperado del evento. Tan solo en HR Del se ha podido observar un continuo azul sin líneas ni discontinuidad de Balmer; con una distribución de energía semejante a la de una estrella O o B temprana (Stephenson, 1967). Este espectro es similar al de algunas novae recurrentes en el mínimo. Warner (1975) presenta varios detalles del espectro de un gran número de novae durante dicha etapa. Entre sus características destacan las siguientes: las líneas de hidrógeno se llegan a observar en emisión muy

anchas y en algunos casos intensas. Las líneas de helio que observa son generalmente de He II, muy anchas, en emisión y algunas veces con máximos dobles. Ocasionalmente observa líneas en emisión de Ca II, N III y C III.

En cuanto al espectro de la nova durante la erupción y en la declinación subsecuente, Gaposchkin (1957) distingue cinco etapas en su evolución, caracterizadas cada una de ellas por diferentes sistemas de líneas: espectro de premáximo, espectro principal, espectro difuso realzado ("diffuse enhanced"), espectro tipo Orión y espectro nebuloso. A continuación se resumen las principales características de cada uno de ellos:

a) Espectro de premáximo.

La mayor parte de las líneas se observan en absorción, desplazadas hacia longitudes de onda más cortas hasta por 1000 Km/s y corresponden a un tipo espectral B o A [a tipo F, en un caso, según reporta Mc Laughlin (1960)]. Se observan líneas muy prominentes de C, N y O debido, muy probablemente, a una sobreabundancia de estos elementos (Kitchin, 1982).

En la figura II.9a se muestra el espectro ultravioleta de premáximo de Nova Cyg 1978, en el cual es notable la disminución tan rápida del flujo hacia longitudes de onda más cortas. Las líneas de emisión que se observan son, principalmente, de metales neutros y ionizados una o dos veces.

Este comportamiento espectral continua hasta que la luminosidad en el visible llega al máximo y, en algunas ocasiones, hasta que el brillo ha disminuido una o dos magnitudes desde el máximo.

b) Espectro principal.

Este espectro aparece durante la declinación inicial, en novas rápidas menos de 24 horas después del máximo y en novas lentas pocos días después. Se caracteriza por un sistema de líneas en absorción más corridas al azul que el sistema anterior (hasta por 1500 Km/s) y que gradualmente sustituye a este último. Casi al mismo tiempo, aparecen en algunas líneas, principalmente de H, Ca II, Na I y Fe II, componentes en emisión en el extremo correspondiente a longitudes de onda más largas, formándose lo que se denomina un perfil tipo P Cygni, lo cual indica la existencia de gas alejándose de la estrella a grandes velocidades.

Después del máximo la intensidad del continuo disminuye rápidamente y las componentes en emisión, así como las líneas en emisión de [O II] y [N II], dominan el espectro. En el ultravioleta aparecen líneas de Mg II y Fe II (ver figuras II.9a, II.11a y II.12a). Este espectro empieza a desaparecer cuando surge el espectro nebuloso.

c) Espectro difuso realzado ("diffuse enhanced spectrum").

Cuando la magnitud visual de la nova ha disminuido alrededor de una magnitud, aparece un tercer sistema de líneas

en absorción, corridas al azul por casi el doble de lo que están las líneas del espectro principal, cuando, además, aún es prominente este último.

En esta etapa las líneas, inicialmente anchas y difusas, se intensifican y se hacen más delgadas; las más prominentes son las de H, Ca II, Mg II, Fe II, Na I, O I y, en algunos casos, Ti II y Cr II (ver figuras II.11b y II.12b). En ocasiones, se siguen observando algunas líneas en emisión, formando parte de perfiles P Cygni.

Las líneas características de este espectro, así como las del principal, pueden tener varias componentes, representando cada una de ellas diferentes velocidades del material.

### c) Espectro tipo Orión.

Este tipo de espectro aparece cuando la magnitud visual ha disminuido aproximadamente dos magnitudes desde el máximo y el espectro difuso es más prominente, observándose aún hasta que la nova ha llegado a la zona de transición de su curva de luz. Está formado principalmente por líneas de H, N II y O II que presentan variaciones considerables en su posición, aunque su desplazamiento promedio hacia el azul es comparable al del sistema anterior. En esta etapa, las líneas de emisión que se observan son muy débiles y aparece una línea en especial, muy ancha, característica de esta fase, en  $\lambda$  4640 que puede ser atribuida al N III y C III. En las novas rápidas se observan líneas en absorción de N III en  $\lambda$  4097 y 4103; sin embargo estas líneas no aparecen o son muy débiles en el espectro de las novas lentas (Mc Laughlin, 1960). Ver las figuras II.11c y II.12c.

En esta fase, el espectro principal se debilita progresivamente, no obstante las líneas en emisión aparecen intensas, debido a que el continuo disminuye; observándose además que el grado de excitación de dichas líneas aumenta, desapareciendo las de Ca II y Na I, mientras se intensifican las de He I y N III con respecto a las de hidrógeno.

### e) Espectro nebular.

En esta etapa las líneas de emisión dominan el espectro, observándose, principalmente, líneas de H, He I, N II, He II y de átomos con mayor grado de excitación cada vez. Cuando desaparecen las líneas de absorción y las emisiones de N III son prominentes, aparecen las líneas nebulares de [O III] y de [Ne III], además de otras líneas prohibidas. En este momento, el espectro es muy semejante al de una nebulosa planetaria, excepto por el gran ensanchamiento Doppler de estas líneas (ver las figuras II.11d, e y II.12d).

En el ultravioleta se observan líneas semiprohibidas de O III, O IV, N III y C III, así como líneas de N V, C IV, [Fe VII], [Fe XI], [Fe XII] y [S VIII]. Las líneas de más alto grado de ionización, se cree provienen de una zona de gas chocado a una temperatura de aproximadamente  $10^6$  K (Shields y Ferland, 1978). Véase la figura II.9c.

En el infrarrojo aparecen líneas de He I, O I y [O II]; la

línea  $\lambda$  8446 de O I debida a fluorescencia selectiva con Ly $\beta$ , aparece muy intensa.

Estas características del espectro continúan hasta la declinación final de la nova. En algunas de ellas se observan, durante varios años, líneas en emisión delgadas, principalmente de H y He I; mientras que en otras aparece únicamente un continuo muy extendido hacia el azul, indicando una temperatura estelar muy alta.

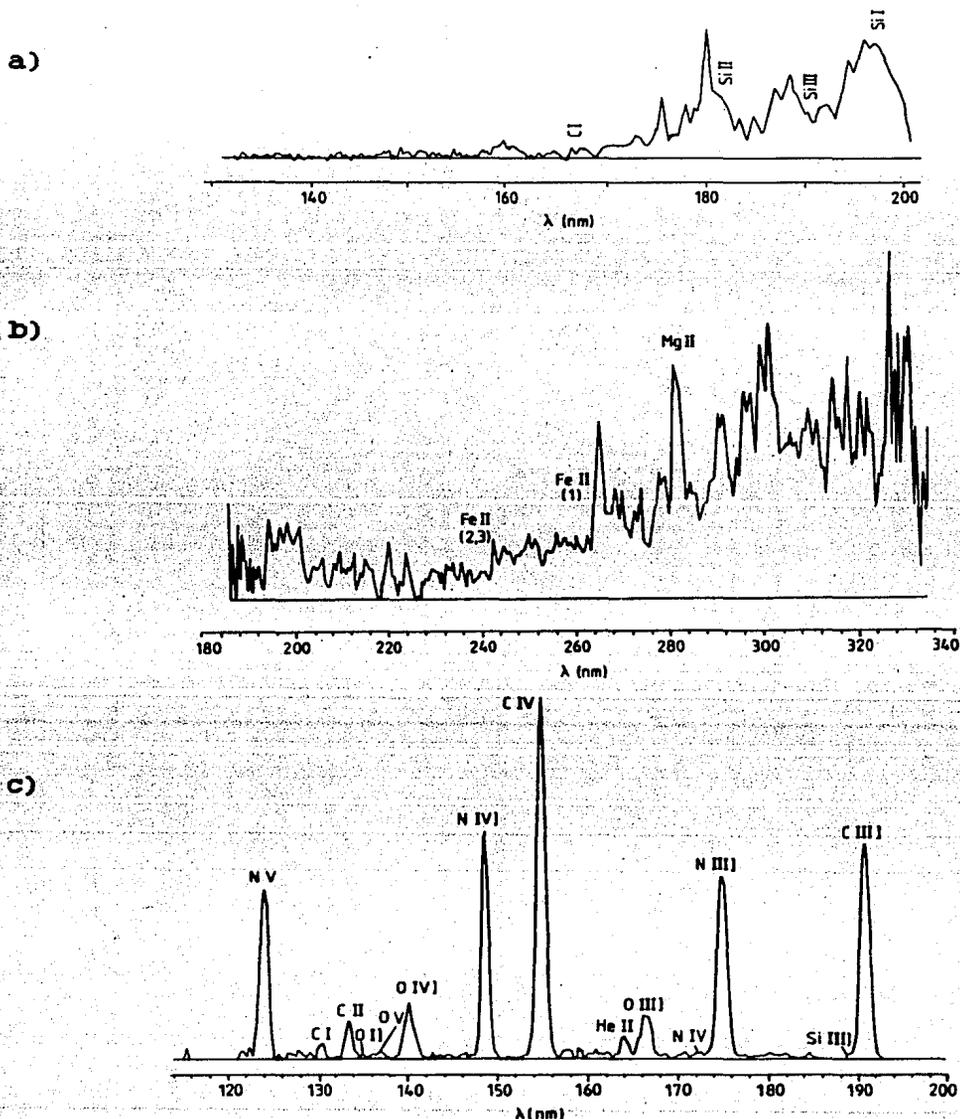


Figura II.9. Espectro ultravioleta de Nova Cyg 1978. a) Premáximo, b) espectro principal y c) nebuloso. (Tomada de Kitchin, 1982).



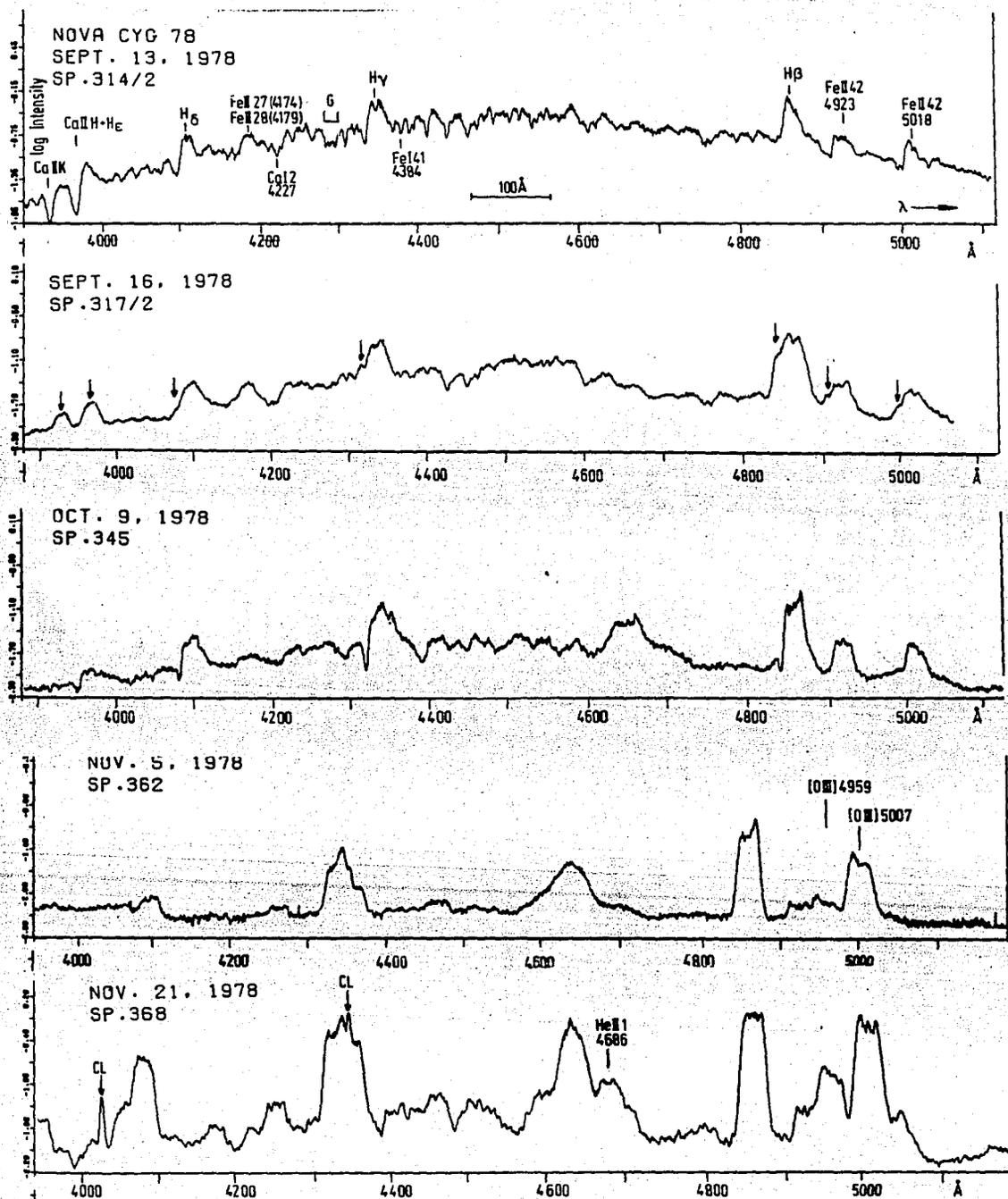


Figura II.11 Espectros en la región azul del visible de Nova Cyg 1978. a) Espectro principal, b) difuso realzado, c) tipo Orión, d) espectro nebuloso en su inicio y d) ya avanzado.

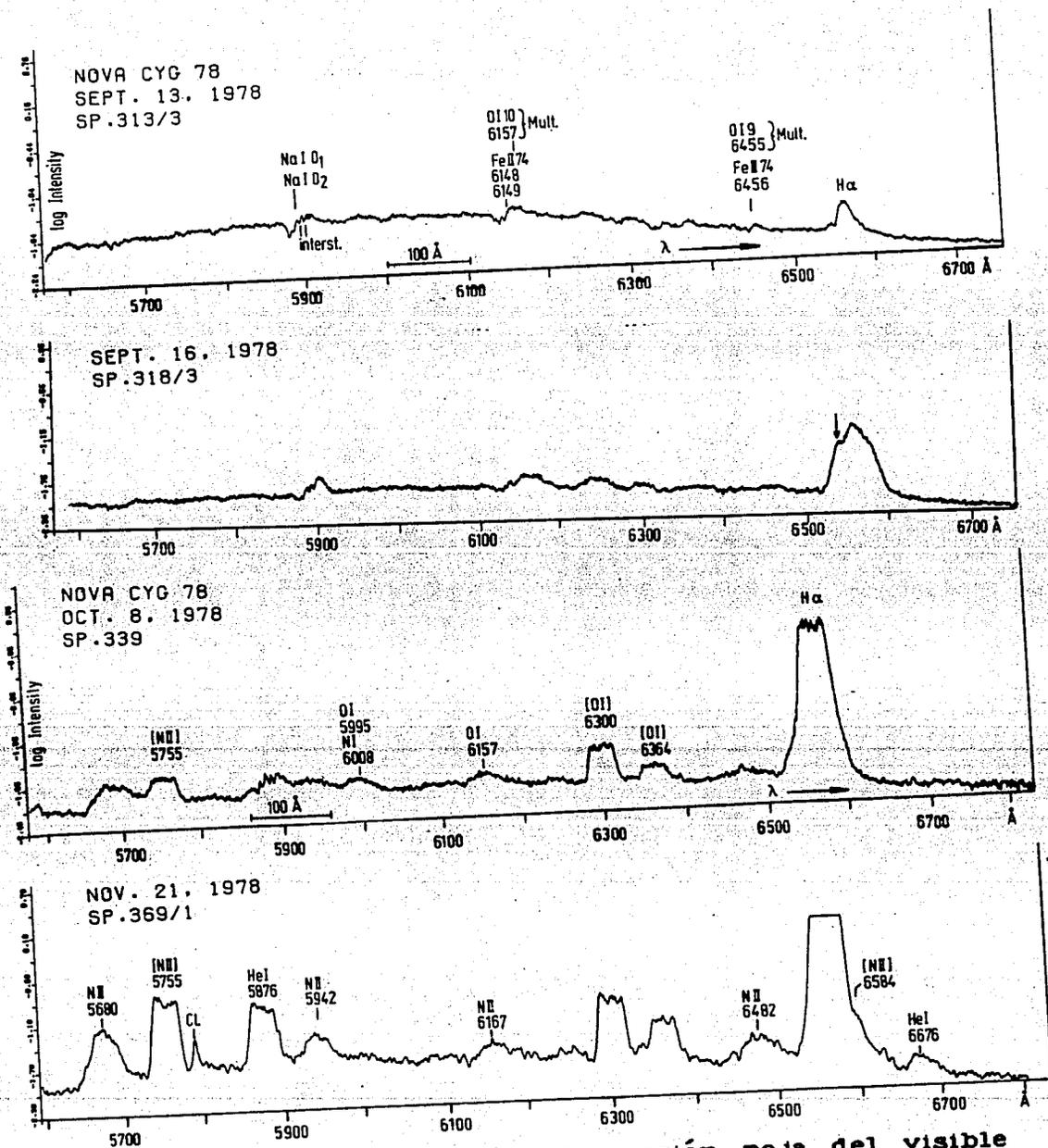


Figura II.12 Espectros en la región roja del visible de Nova Cyg 1978. a) Espectro principal, b) difuso realizado, c) tipo Orión y d) espectro nebuloso.

Los dos primeros espectros (figura II.10), fueron tomados de Fehrenbach y Andrillat (1979), quienes pudieron observar esta nova en su fase de pre máximo. En sus espectros se observan claramente las líneas en absorción de hidrógeno y metales una vez ionizados. Los corrimientos que miden son de  $-574 \text{ Km/s}$  (al azul), y el tipo espectral que le asocian es el de A5.

Los espectros de las figuras II.11 y II.12, corresponden a las observaciones de Klare, Wolf y Krautter (1980), quienes, al analizarlos obtienen lo siguiente: en el espectro principal, los corrimientos corresponden a velocidades de  $-661 \text{ Km/s}$  y el espectro a una F5 Ib. En esta misma fase las líneas de H y las de Fe II más intensas muestran perfiles P Cygni con las absorciones desplazadas  $-736 \text{ Km/s}$ . En el espectro difuso realizado, estos autores hacen notar la aparición de una tercera componente en emisión con velocidades de  $-1060 \text{ Km/s}$  (señalada con flechas en las figuras), la cual interpretan como proveniente de una segunda capa de gas expulsada de la estrella central a una velocidad más alta, algunos días después.

El espectro tipo Orión de esta nova apareció cuando su brillo había disminuido 1.5 mag. desde el máximo. En dicho espectro, se observan claramente componentes en absorción de las líneas de Balmer, lo cual indica el inicio de la fase Orión. El sistema de líneas de absorción observado en la fase anterior es desplazado por uno con corrimientos al azul todavía mayores ( $-2115 \text{ Km/s}$ ). Como se puede observar en la figura II.14c, el 6 de octubre aparece la emisión en  $\lambda 4640$ , característica de esta fase.

Hacia el 5 de noviembre, el brillo de la nova ya había disminuido más de cuatro magnitudes por debajo del máximo y todas las líneas de absorción habían desaparecido, entrando con ello, el espectro, a su fase nebulosa. Las líneas de Balmer se hacen más delgadas y aparecen las líneas  $\lambda\lambda 4959$  y  $5007$  de [O III], intensificándose a la vez las de [N II].

#### D) Modelos de Nova.

Tratando de explicar las observaciones, se han propuesto diversos modelos para las novae. El más aceptado actualmente (Truran, 1982) propone un sistema binario cercano compuesto por una estrella evolucionada que es ya una enana blanca y una estrella menos masiva inicialmente (la compañera), que apenas está saliendo de la secuencia principal o que aún está en ella para los sistemas más cercanos. Las observaciones que se han realizado indican que la compañera es una estrella de tipo tardío que ha llenado su lóbulo de Roche y pierde masa a través del punto interno de Lagrange. Este material forma una envoltura, rica en hidrógeno, alrededor de la enana blanca (probablemente un disco). Se cree que esta envoltura sigue aumentando hasta un punto crítico en el cual se "encienden" las reacciones nucleares (desbocamiento nuclear), dando lugar al fenómeno nova. (Ver figura II.13).

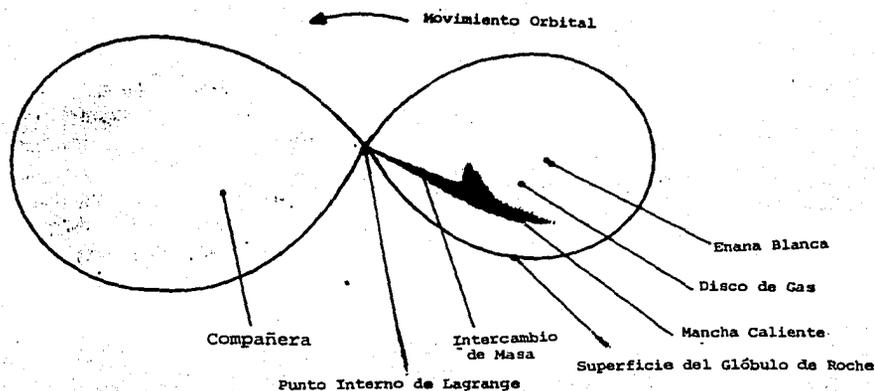


Figura II.13 Modelo esquemático de un sistema nova.  
(Tomada de Kitchin, 1982).

Dicho punto crítico, depende fuertemente de la masa de la enana blanca y de su luminosidad intrínseca. Así, para una luminosidad típica de una enana blanca:  $L \approx 10^{-2} L_0$  (Truran, 1982), las masas de la envolvente, necesarias para inducir el desbocamiento nuclear en una enana blanca de 0.8, 1.0 y 1.25  $M_{\odot}$  son de  $2 \times 10^{-4}$ ,  $1 \times 10^{-4}$  y  $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , respectivamente.

El desbocamiento ocurre en la envolvente, muy probablemente, en la región más interna y cercana a la enana blanca, donde las temperaturas son más altas. En cuanto se encienden las reacciones nucleares, la temperatura de dicha región aumenta considerablemente, hasta  $1.5 - 2 \times 10^8$  K, provocando que se inicie la convección, la cual transporta la energía a la superficie de manera muy eficiente, dando como resultado el incremento tan rápido observado en la luminosidad bolométrica (ver figura II.14a).

Las escalas de tiempo de convección son de aproximadamente  $1 \times 10^3$  seg; debido a que en estos intervalos de tiempo no ocurren expansiones significativas de la envolvente, el máximo visual se alcanza poco después que el de la luminosidad bolométrica.

En esta etapa, la luminosidad bolométrica de la nova va del punto A al B de la figura II.14, en la cual se muestra un esquema del comportamiento de dicha cantidad con el tiempo para una nova lenta que involucra una enana blanca de  $1 M_{\odot}$  (a), así como la trayectoria de su evolución en un diagrama de Hertzsprung - Russell (b).

En el máximo visual, las temperaturas efectivas típicas en una nova disminuyen hasta  $1 \times 10^4$  K, lo cual, para luminosidades mayores de  $1 \times 10^4 L_0$  implica un radio mayor que  $2 \times 10^{12}$  cm, por lo que el máximo en el visible se alcanza cuando la envolvente ha sufrido una expansión considerable y/o eyección de masa. Durante esta fase, la nova pasa de B a C en la figura II.14.

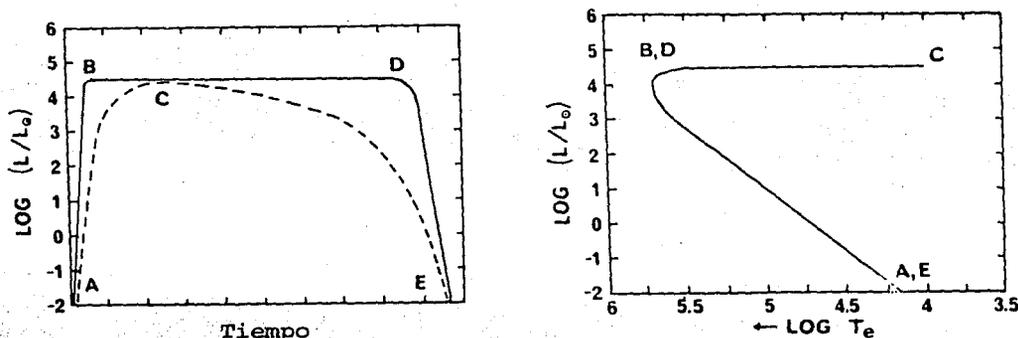


Figura II.14 a) Evolución de la luminosidad visual (línea punteada) y bolométrica (línea continua) de una nova lenta que involucra a una enana blanca de una masa solar. b) Diagrama H-R en donde se muestra la trayectoria que sigue dicha nova durante la erupción. (Tomada de Truran, 1962).

Los estudios hidrodinámicos de la erupción de una nova predicen que, después del desbocamiento nuclear, el quemado de hidrógeno en la envoltente residual define una fase evolutiva caracterizada por una luminosidad bolométrica constante (Starrfield, Sparks y Truran, 1976; Sparks, Starrfield y Truran, 1978; Starrfield, Truran y Sparks, 1978), lo cual concuerda perfectamente con las observaciones. Conforme dicha envoltente, rica en hidrógeno, se va consumiendo, en parte por el quemado nuclear y en parte por la eyección de masa debida a vientos, la remanente se vuelve cada vez más caliente y su radio disminuye, manteniendo la luminosidad, más o menos constante. Esto, visto en el diagrama H-R de la figura II.14, lleva a la nova de C a D.

Finalmente, cuando la capa de hidrógeno se agota, la nova vuelve a su luminosidad inicial siguiendo la trayectoria D - E, consistente con la evolución, hacia luminosidades menores, de una enana blanca con radio constante.

Sin embargo, en esta etapa surge un problema con las escalas de tiempo, pues una vez que se acaba el combustible nuclear, el enfriamiento subsecuente debería ser muy parecido al de una enana blanca normal, sin embargo, los tiempos de declinación observados en las novae son mucho más cortos, por lo que se cree que la presencia de la compañera acelera en gran medida la declinación.

Volviendo a la etapa del desbocamiento nuclear, cuando se inicia, las temperaturas son relativamente bajas, por lo que el ciclo que domina es el de la cadena proton-proton; al aumentar la temperatura este proceso se vuelve poco eficiente, dominando entonces el ciclo CNO. Sin embargo, cuando la temperatura rebasa los 1 E8 K la tasa de generación de energía se ve limitada

por las reacciones más lentas de este ciclo que son insensibles a la temperatura ; puesto que en esta etapa la degeneración ya ha sido rota, ocurre una expansión muy rápida, cuyo tiempo característico es menor que el de las reacciones más lentas antes mencionadas (  $t \approx 3$  min. ), que tiende a sofocar el desbocamiento. Para evitar esto, es necesario que la energía disponible en dicha escala de tiempo, sea grande; lo cual, a su vez, depende fuertemente de la fracción de núcleos de C, N y O en la envoltente (Cameron, 1973).

Para una composición química semejante a la solar, se encuentra que, aunque se logra el encendido de las reacciones nucleares, la violencia del desbocamiento es muy limitada, dando como resultado un aumento relativamente lento en el brillo hasta el máximo, mientras la envoltente se expande a baja velocidad. Un modelo de este tipo explica perfectamente el comportamiento de las novae lentas (Sparks, Starrfield y Truran, 1978). Sin embargo, dichos modelos, con composición química semejante a la solar, no pueden explicar el comportamiento de las novae rápidas.

Starrfield, Truran y Sparks (1978), calcularon un modelo suponiendo una sobreabundancia de C, N y O, y obtuvieron curvas de luz que muestran el incremento inicial característico de las novae rápidas. En particular Kenyon y Truran (1980), al calcular un modelo con una enana blanca de  $1.25 M_{\odot}$  y una envoltente con una fracción de masa de 0.3 en forma de C, N y O, obtuvieron una curva de luz consistente con la observada en Nova V1500 Cygni 1975.

Aunque suposiciones como ésta, para las abundancias en la envoltente, parezcan un tanto extremas, existen observaciones que las apoyan. Truran (1982), hace una recopilación de las abundancias observadas en varias novae, encontrando, además de una sobreabundancia de C, N y O, una correlación entre la fracción de masa de elementos pesados (Z) y la clase de velocidad de las novae.

#### E) Novae Enanas.

Existen algunas novae que han sido llamadas novae enanas, debido a que su aumento en brillo es muy inferior al de las novae clásicas. Sus principales diferencias con respecto a éstas últimas son:

a) El abrillantamiento que sufren las novae enanas, aunque igualmente repentino que el de las clásicas, es mucho menor, de entre dos y seis magnitudes.

b) La declinación subsiguiente es casi lineal, hasta llegar a un estado semejante al anterior a la erupción. Esta declinación es casi tan rápida como su abrillantamiento, (de dos a diez días).

c) Todas ellas son recurrentes, con períodos de entre 20 y 50 días, aunque existen casos extremos de 10 y 400 días.

Al igual que en las novae clásicas, el tiempo entre erupciones varía para cada nova y aún para una misma, aunque estas últimas variaciones son pequeñas.

Existen novae enanas cuyo comportamiento es bastante regular y la curva de luz de sus diferentes abrigantamientos semejante. A estas novae se les denomina, en ocasiones, estrellas tipo U Geminorum (ver figura II.15).

Otra subclase de las novae enanas, las Z Camelopardalis (Z Cam), están caracterizadas por presentar, en sus curvas de luz, períodos de "calma" prolongados (ver figura II.16).

Algunas novae enanas, en ocasiones llamadas tipo SU UMA (Vogt, 1980), sufren periódicamente abrigantamientos muy prolongados, denominados supermáximos. En ellos la nova permanece en el máximo, o muy cerca de él, por tiempos mucho mayores que los normales (ver figura II.17). Es notable que el tiempo entre dos supermáximos es de tres a diez veces mayor que el que separa dos máximos ocurriendo, además, con mayor regularidad.

Probablemente, las componentes frías de este tipo de novae son tipo M de secuencia principal (Vogt, 1980) y la causa de los supermáximos, un aumento súbito en la tasa de intercambio de masa entre ella y su compañera compacta (Mayo et al., 1980).

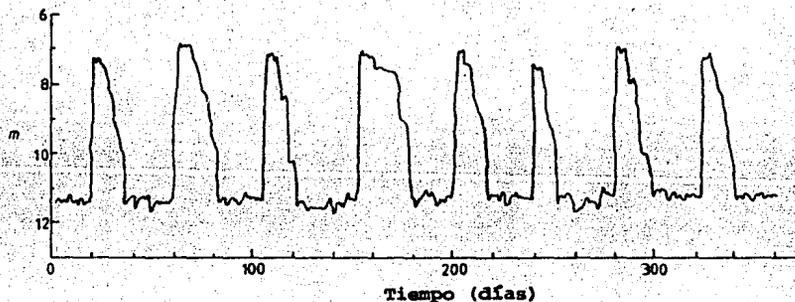


Figura II.15 Esquema de una curva de luz de una nova tipo U Geminorum. (Tomada de Kitchin, 1982).

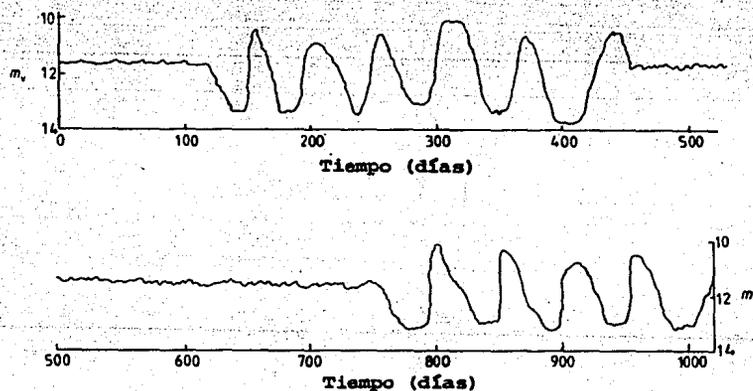


Figura II.16 Esquema de la curva de luz de una nova tipo Z Cam. (Tomada de Kitchin, 1982).

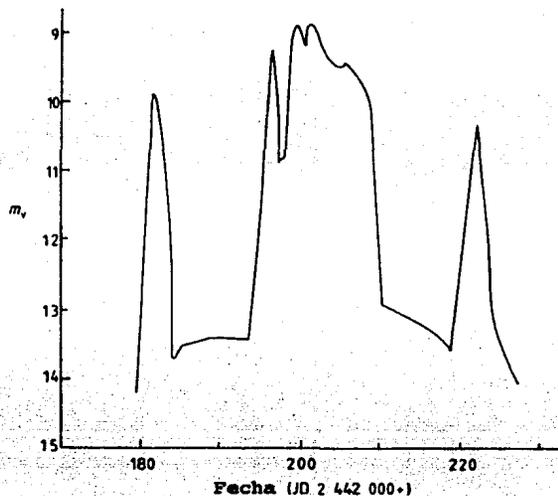


Figura II.17 Máximo y supermáximo en VW Hya.  
(Tomada de Warner, 1975).

En cuanto a su espectro, la principal diferencia de las novae enanas con las clásicas, consiste en que las líneas en emisión de las primeras son ligeramente más intensas y de menor grado de excitación (Greenstein, 1960).

Se sabe que la mayoría de las novae enanas son sistemas binarios y muchos de ellos eclipsantes. Durante los eclipses se ha observado que las líneas en emisión se debilitan muy poco, por lo que, seguramente, la región de donde provienen es sólo eclipsada parcialmente.

Es probable que una de las causas de la diferencia entre novae enanas y clásicas sea el grado de evolución de la componente fría, siendo en las novae clásicas más masiva y menos evolucionada que en las primeras. Esto ocasiona que la tasa de pérdida de masa sea mayor en una nova clásica que en una enana del mismo período orbital por un factor de más de tres (Whyte y Eggleton, 1980)

## 2) ESTRELLAS SIMBIOTICAS.

### A) Propiedades Generales.

La definición clásica de las estrellas simbióticas, propuesta inicialmente por Merrill en 1941, se refiere a objetos estelares que muestran, simultáneamente, características espectrales propias de una estrella de baja temperatura (tipo G o más tardía) y líneas en emisión de alta excitación y grado de ionización.

Diversos autores incluyen, algunas veces, criterios adicionales en la definición de una estrella simbiótica; por ejemplo, Boyarchuk (1975) menciona que el brillo de la estrella puede variar hasta por 3 magnitudes durante lapsos de varios años. Boyarchuk agrega que una de las características más frecuentes en estas estrellas es la variación irregular en su brillo y que su curva de luz "podría ser considerada como todo un complejo de pequeñas ráfagas simultáneas". Allen (1979) intenta especificar un poco más la definición de una estrella simbiótica, requiriendo la existencia de la línea  $\lambda 4686$  de HeII en emisión como un indicador de alta excitación, sin embargo, el mismo Allen comprueba más adelante que este requisito no es adecuado, debido al descubrimiento de líneas de CIV y HeII en el espectro ultravioleta de estrellas que carecen de  $\lambda 4686$  en emisión.

Por esto, parece preferible mantener la definición inicial de Merrill, aunque resulte un tanto ambigua, y estudiar individualmente los objetos que muestran caracteres de estrellas simbióticas para, más adelante tratar de encontrar características comunes que las definan con mayor claridad.

Aunque existen modelos de estrellas simbióticas basados en una sola estrella, el modelo más aceptado actualmente, las considera sistemas binarios interactuantes, compuestos por una gigante de tipo tardío que está cediendo material a una compañera más compacta, la cual puede ser desde una subenana hasta, como en el caso de V2116 Oph, una estrella de neutrones (Mason, 1977). Las bandas en absorción que se observan en el visible y cercano infrarrojo provendrían así de la estrella tardía (componente fría), las líneas en emisión del material circundante que está siendo excitado por la compañera compacta, y el continuo ultravioleta sería emitido por el gas y ésta última. Más adelante se verán con mayor detalle algunos modelos para estrellas simbióticas.

### B) Caracteres espectrales.

Los caracteres espectrales de las estrellas simbióticas, descritos en el inciso anterior no son exclusivos del intervalo visible. A continuación se describen las observaciones en los diferentes rangos espectrales.

#### a) Rayos X.

De las estrellas simbióticas que se conocen (~150) solo a

algunas de ellas se les ha detectado emisión en rayos X. El caso más importante es el de V2116 Oph, descubierta por su emisión en rayos X; siendo, además, la única fuente conocida de rayos X duros entre las simbióticas.

Sería de esperarse que en aquellas simbióticas cuyo espectro muestra líneas en emisión correspondientes a potenciales de ionización superiores a los 100 eV, se detectase emisión en rayos X suaves; sin embargo, es posible que esta emisión no llegue a observarse debido a la presencia de gran cantidad de hidrógeno neutro frente al objeto (lo cual implicaría una región limitada por radiación) o bien, al pronunciado gradiente espectral de la fuente de rayos X en la región de longitudes de onda cortas. Esto último sugeriría que dicha emisión en rayos X es de origen térmico, correspondiente a un cuerpo negro con temperatura alrededor de  $1 \text{ E5 K}$ . En las estrellas simbióticas que han presentado erupciones ("outbursts") más recientemente (RR Tel, V1016 Cyg y HM Sge), Kwok y Leahy (1984) encontraron emisión en rayos X; analizando los espectros que obtuvieron, concluyen que dichos espectros corresponden a emisión Bremsstrahlung de gas circumestelar con  $T \approx 1 \text{ E7 K}$ . Proponen, además, que este es el gas chocado, producto de la interacción del viento rápido proveniente de la enana blanca con el que proviene de la componente tardía.

#### b) Ultravioleta (U.V.).

Las observaciones en el U.V. nos permiten estudiar el gas de alta temperatura, existente alrededor de las estrellas simbióticas, así como el continuo que proviene de la componente caliente del sistema.

Las primeras observaciones mostraron, simplemente, un continuo correspondiente a un cuerpo negro a temperatura de aproximadamente  $1 \text{ E5 K}$  y líneas en emisión, superpuestas a este, formadas en un gas de alta densidad; sin embargo, al aumentar el número de estrellas observadas, se diversificaron enormemente los caracteres encontrados en sus espectros U.V., resultando cada vez más difícil explicarlos en forma sencilla. Así, en algunos casos, el continuo no podía ser representado por combinaciones razonables de una estrella caliente y el continuo de un gas. En cuanto a las líneas en emisión, comunes a todas las estrellas simbióticas, en ciertos casos aparecían anchas y con cierta estructura, mientras que en otros no se podían resolver. Los anchos de estas líneas llegaban a ser del orden de cientos de Km/seg, lo cual excede por mucho las velocidades orbitales y sugiere la existencia de un flujo de gas entre las componentes, o bien, de la expulsión violenta de material.

La dificultad en explicar el comportamiento del continuo U.V. es evidente si se consideran todas sus posibles fuentes; por ejemplo: la componente caliente, el disco de acreción, la frontera entre el disco y la estrella, radiación libre-libre, libre-ligado y emisión de dos fotones proveniente de una nebulosa estratificada de hidrógeno y helio, líneas en emisión débiles que pueden llegar a superponerse entre sí y la radiación proveniente de la región de la componente fría

que es calentada por la compañera.

c) Visible.

En la región visible del espectro es donde las estrellas simbióticas presentan las características que originaron su nombre; es decir, fuertes líneas en emisión que, en ocasiones, corresponden a átomos con muy diferentes grados de excitación, superpuestas a un espectro típico de una estrella tardía (G a M). Es en este rango espectral donde se tiene la mayor cantidad de observaciones y es, por tanto, donde se conoce con mayor detalle el comportamiento espectral de este tipo de estrellas.

En la figura II.18 se observa un esquema del espectro visible que puede tener una estrella simbiótica.

En las estrellas simbióticas "típicas", además del espectro característico que se acaba de mencionar, se presentan variaciones de brillo, más o menos irregulares, de magnitud media (~ 1 mag.) y en escalas de tiempo de varios meses o hasta años; estas variaciones son las que fueron descritas por Boyarchuk (1975) como un conjunto de ráfagas simultáneas. En muchas ocasiones se observan, además, variaciones de mayor amplitud, con tiempos característicos también mayores; generalmente estos abrillantamientos son de entre 3 y 5 magnitudes, aunque en RR Tel fué de 7 mag. (Mayall, 1949), y duran de uno a dos años, con casos extremos como HM Sge (4 meses; Dokuchaeva, 1976) y AG Peg (16 años; Merrill, 1929). Dichas erupciones o abrillantamientos presentan un descenso más lento que el incremento inicial; es debido a esto que, en ocasiones, se ha llamado a las estrellas simbióticas, "estrellas tipo nova".

Es necesario aclarar que las distintas estrellas presentan diferentes curvas de luz y, más aún, es posible que las características de variabilidad en una misma estrella, cambien (diferentes niveles del mínimo, diferentes tiempos entre erupciones, etc.). No obstante esto, en aquellas estrellas que han sido mejor estudiadas -y de las cuales se han podido determinar sus variaciones espectroscópicas- es posible establecer una correlación entre las variaciones cuasi-periódicas en el brillo y su comportamiento espectral. Así Ciatti (1982), basándose principalmente en el espectro de Z And, que es considerada el prototipo de estas estrellas, presenta una amplia descripción de su evolución espectral, de lo cual se resume lo siguiente:

i) Cerca del mínimo en brillo se observan fuertes líneas en emisión de baja (FeII, [FeII]) y alta (HeII, [OIII]) excitación (sobresaliendo  $\lambda 4686$  de HeII, que en ocasiones es más intensa que H $\beta$ ) y el espectro en absorción de una gigante o subgigante de tipo M, en el cual sobresalen las bandas de TiO.

ii) Cuando la estrella aumenta en brillo, las bandas de TiO se vuelven menos prominentes; las líneas nebulares y las líneas en emisión de alta excitación disminuyen progresivamente de intensidad (aunque algunas otras líneas pueden fluctuar) y aparece un espectro tipo "shell" (con perfiles tipo P-Cygni en sus líneas) temprano, cuyo continuo domina la



Otra característica muy importante en el espectro visible de las estrellas simbióticas es la banda en  $\lambda$  6830, la cual aún no ha sido identificada y sólo se ha observado en estas estrellas y en algunas novas recurrentes (RS Oph: Joy y Swings, 1945) o lentas (RT Ser, V1016 Cyg, V1329 Cyg, HM Sge: Swings, 1970 y RR Tel: Tackeray y Webster, 1974); las cuales, por lo demás, caen dentro de la definición que Merrill da para las estrellas simbióticas, al menos en la etapa de su evolución durante la cual aparece la banda en  $\lambda$  6830. Esto último ocurre desde la etapa de transición hasta el principio de la declinación final de la nova cuando, además, aparecen las líneas en emisión de más alto grado de excitación, lo cual indica que el potencial de ionización del átomo del cual proviene esta banda debe ser alto, cercano a los 100 eV.

En  $\lambda$  7088 aparece otra banda en emisión, aunque sólo cuando  $\lambda$  6830 es muy intensa. Allen (1980 b) presenta un estudio detallado de ambas bandas en 60 estrellas simbióticas, obteniendo los siguientes resultados:

i) Encuentra una fuerte correlación entre las intensidades de ambas bandas, lo cual, aunado a la semejanza de sus perfiles sugiere que están relacionadas entre sí.

ii) A partir de los perfiles observados en ambas bandas concluye que puede tratarse de una línea o varias ensanchadas por efecto Doppler, con lo que, las velocidades involucradas estarían alrededor de 1000 Km/seg. Además, debido a la tendencia de las líneas a mostrar dos máximos, Allen cree que, muy probablemente, los perfiles sean producidos por rotación y no por expansión. Si esto es verdad, significaría que existe en cada caso un objeto central más compacto que una estrella de secuencia principal.

Por otra parte, la similitud de los perfiles de ambas bandas, así como de sus variaciones, en una misma estrella, parecen ir en contra de los modelos para simbióticas y novas lentas basados en una sola estrella, en cuyo caso las bandas en absorción de TiO afectarían en mayor grado a la banda en  $\lambda$  7088. Además, en los modelos binarios, en los cuales una gigante M o variable Mira pierde masa y la transfiere a una compañera más compacta, probablemente una enana blanca o una estrella de neutrones, se facilita la formación de un disco de acreción alrededor de la componente caliente de donde podrían provenir estas bandas.

Otro hecho que debe tomarse en cuenta al intentar una identificación de estas bandas es que las transiciones que las originan deben no ser prohibidas; esto se sabe porque existen estrellas simbióticas que presentan fuertes bandas en  $\lambda$  6830 y 7088 y que, sin embargo, no muestran líneas prohibidas en su espectro, lo cual indica que dichas bandas no son afectadas por desexcitación colisional.

Allen (1980 b) sugiere varias identificaciones posibles para estas bandas y las objeciones que cada una presenta. Algunas de las posibilidades que menciona son las siguientes: transición  $5f \rightarrow 5d$  de Ca X (p.i.=189 eV); transición  $3d \rightarrow 3p$  de NaIX (p.i.=264 eV). NeVIII, FeVI y/o FeVII. De las cuales, las dos últimas son las que Allen considera más plausibles.

#### d) Infrarrojo (I.R.)

Las primeras observaciones en el cercano infrarrojo mostraban a las estrellas simbióticas tan solo como gigantes tardías. Datos posteriores mostraron que un subconjunto de ellas tienen emisión en el rango de 1 - 4  $\mu$ , debida al polvo circumestelar. Webster y Allen (1975) las dividieron en las subclases S (stellar) y D (dust), dependiendo si dominaba la contribución de la estrella fría o la del polvo en dicho intervalo de longitudes de onda.

La emisión del polvo observada es muy parecida a la encontrada en gigantes tardías, excepto porque corresponde a una mayor temperatura. De Allen (1982) se resumen las siguientes correlaciones encontradas entre los tipos S o D y las características espectrales de las simbióticas correspondientes:

Las estrellas simbióticas tipo D muestran, por lo general, evidencia de envolventes ionizadas más extendidas, que dan lugar a emisión débil en radio y a la formación de líneas prohibidas. Cuando se llegan a observar este tipo de líneas en el espectro de una simbiótica tipo S, dichas líneas tienden a ser de alta excitación, sugiriendo con ello que muchos objetos del tipo S están limitados por densidad, mientras que los objetos tipo D están limitados por radiación, al menos en algunas zonas.

Feast y sus colaboradores mostraron en una serie de artículos (Feast et al. 1977, 1983, a y b; Whitelock et al., 1983 a y b) que la componente tardía de las simbióticas del tipo D son variables Mira; aparentemente el que una simbiótica sea tipo S o D lo determina el que la componente tardía sea o no una variable Mira.

En general las observaciones en el I.R. son de gran importancia, pues es en esta región donde puede estudiarse a la componente tardía del sistema; más aún, se ha podido detectar dicha componente aún en aquellos casos en donde no se observaba en el visible.

Por otro lado, es posible estimar las distancias a las estrellas simbióticas a partir de la clasificación espectral de la componente tardía basada en observaciones en el I.R. (Allen, 1980 b y Kenyon y Gallagher, 1983). Baldwin, Persson y Frogel (1973), examinando la intensidad de las bandas en absorción de agua y de CO en 1.9 y 2.3 $\mu$ , respectivamente, encontraron que el índice de color [2.3] - [2.2] (la magnitud en 2.2 $\mu$  mide el continuo) es un buen indicador del tipo espectral y de la clase de luminosidad en estrellas tipo M. Esto ha permitido clasificar las componentes M de algunos sistemas simbióticos, encontrándose que la mayoría de ellas son gigantes M normales y, en algunos casos, supergigantes. Sin embargo, hay que tomar en cuenta que en las estrellas simbióticas existen factores que pueden afectar el espectro observado de la componente fría; como lo es la emisión debida al polvo circumestelar.

#### e) Radio.

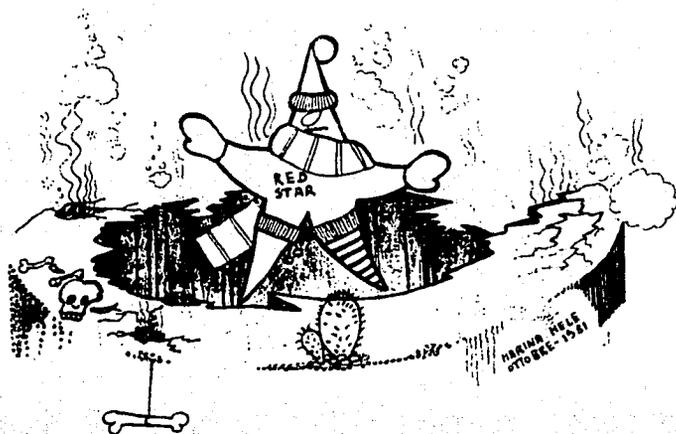
En una búsqueda de fuentes de radio entre las estrellas

simbióticas realizada con el V.L.A., Seaquist, Taylor y Button (1984) encontraron emisión en 4.9 GHz en alrededor del 25 % de su muestra, de las cuales, aproximadamente la mitad también mostraban emisión en 1.5 GHz, siendo, generalmente las de mayor intensidad en 4.9 GHz.

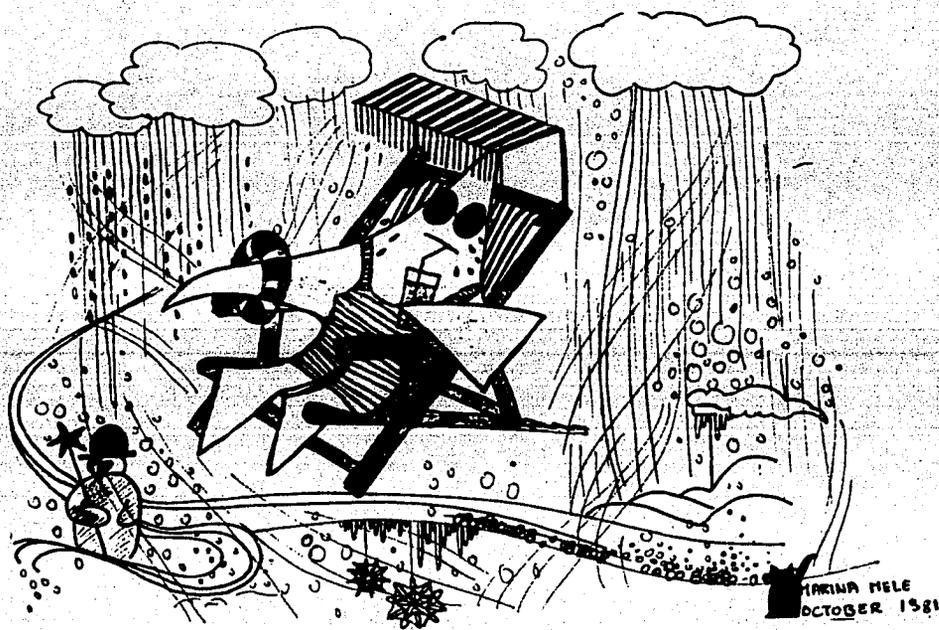
En un catálogo de estrellas simbióticas de Allen (1984 b), el porcentaje de fuentes en radio que reporta es similar (~21%). En él la muestra es más completa que la de Seaquist et al., con 129 estrellas simbióticas y 15 objetos que probablemente lo sean. Es notable que en este catálogo 14 de las simbióticas con emisión en radio son de tipo S en I.R., mientras que 13 de ellas son tipo D; esto representa un 14 % de las simbióticas del tipo S y un 52 % de las del tipo D, respectivamente. Sin embargo, esto no significa necesariamente que un mayor porcentaje de simbióticas tipo D presentan emisión en radio, puesto que puede haber efectos de selección. Seaquist et al. (1984) hacen notar que las luminosidades en radio son generalmente mayores en las simbióticas tipo D, lo cual, aunado a la correlación que encuentran entre la luminosidad en radio y el ancho equivalente en H $\beta$ , así como al hecho de que este tipo de simbióticas tengan polvo circumestelar, puede significar que sólo se estén detectando las de mayor luminosidad en el visible. El mismo Seaquist y sus colaboradores, encuentran también que los índices espectrales ( $\alpha$ ) en las simbióticas que observaron, son todos positivos (entre 0 y 1.2, con un máximo en 1.0); concluyendo que esto, la ausencia de variabilidad en las fuentes y la correlación antes mencionada entre el brillo en radio y el ancho equivalente de H $\beta$  indican que la radiación es, principalmente, libre-libre ( $\alpha \approx 0.6$ ) y que proviene de una región ópticamente gruesa. Encuentran, además, que las fuentes con índices espectrales menores son sistemas del tipo D y eso lo explican con la posible contribución de componentes ópticamente delgadas ( $\alpha = -0.1$ ).

Basándose en sus resultados Seaquist et al. (1984 a y b), proponen un modelo binario para las estrellas simbióticas en el cual se tiene a una gigante M que está perdiendo material por medio de viento, el cual es ionizado por la componente caliente. Con este modelo calculan diferentes valores del índice espectral y, al compararlos con los índices espectrales observados deducen que probablemente en una fracción bastante considerable del viento, el hidrógeno permanece neutro.

Por otra parte, es importante para los modelos de estrellas simbióticas lo mencionado por Kwok (1982) en cuanto a que las estrellas simbióticas más brillantes en radio (RR Tel, V1016 Cyg y HM Sge) son todas novas lentas que han tenido alguna erupción reciente (1945, 1964 y 1975, respectivamente), lo cual le sugiere que la emisión en radio está relacionada con procesos de eyección de materia como los que ocurren en las novas.



Estrellas Simbióticas: ¿Estrella Fría con una Envolvente Caliente?



Estrellas Simbióticas: ¿Estrella Caliente con una Envolvente Fría?

Figura II.19 Modelos de una sola estrella para simbióticas. (Marina Hele, 1982).

### C) Modelos de estrellas simbióticas.

Como se mencionó al principio de esta sección, existen modelos que tratan de explicar las observaciones de las estrellas simbióticas en base a una sola estrella, y otros que lo hacen en base a un sistema binario, siendo estos últimos los más aceptados actualmente; sin embargo, dada la gran diversidad de objetos que pueden ser clasificados como estrellas simbióticas, no todas ellas tienen que ser binarias, por ejemplo: V1016 Cyg ha sido descrita por modelos de una sola estrella (Kwok, 1977; Nussbaumer y Schild, 1981; Kindl et al., 1982; etc.

#### a) Modelos con una sola estrella.

Existen dos tipos de modelos que involucran una sola estrella: aquellos que las describen como estrellas calientes rodeadas de una envolvente fría y los que las suponen estrellas frías con una envolvente caliente, (véase la figura II.19).

Dentro del primer grupo de modelos se encuentra el de Nussbaumer y Schild (1981) para V1016 Cyg, quienes la describen como una nebulosa planetaria muy joven, con una estrella central con  $T \approx 1.6 E5 K$  y  $R_* \approx 0.06 R_{\odot}$ , rodeada de una masa de hidrógeno ionizado de aproximadamente  $3 E-4 M_{\odot}$ ; dichos autores piensan que dicha envolvente pudo haber sido arrojada por la estrella cuando esta era una gigante roja cuya velocidad de escape era menor y, posteriormente la gigante se transformó en una subenana muy caliente con una envolvente fría alrededor, cuya velocidad de expansión no es alta, como lo indican las observaciones.

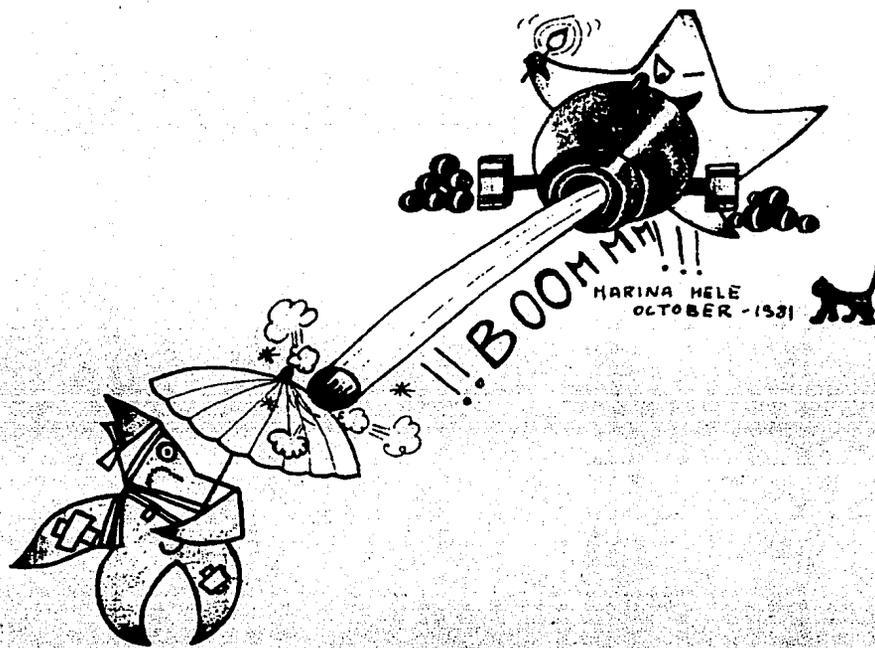
Sin embargo, más recientemente, Allen (1984 a) hace notar que este modelo no explica las variaciones observadas en V1016 Cyg (Harvey, 1974; Taranova y Yudin, 1983). Además, en el I.R. ha sido observada una banda en absorción de CO, típica de una variable Mira (Puetter et al., 1978) que no puede provenir de una nebulosa tenue, pues requiere de condiciones fotosféricas para su formación.

En cuanto a los modelos que suponen una estrella central fría rodeada de una envolvente caliente, todos ellos se basan en la existencia de una corona o cromosfera con una temperatura mucho mayor que la de la fotosfera de la estrella a que pertenecen. Un modelo de este tipo es el propuesto por Wood en 1974, quién considera que la relajación de las oscilaciones en una estrella de la rama asintótica producen frentes de choque que disipan su energía en la envolvente. El principal problema de estos modelos es el explicar la existencia de una región caliente y ópticamente gruesa que produzca el fuerte continuo U.V. observado en el espectro de las estrellas simbióticas.

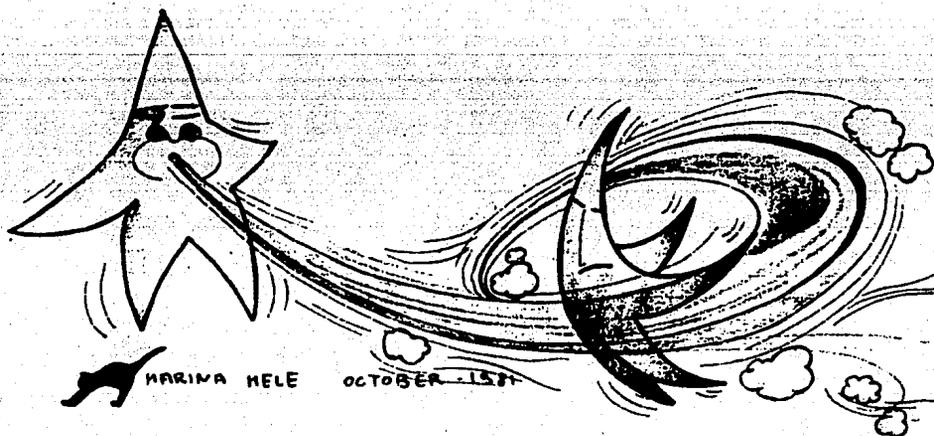
#### b) Modelos binarios.

Ciertas características de las estrellas simbióticas, como son el espectro compuesto del que ya se habló y las variaciones cíclicas tanto espectrales como fotométricas que, en algunos casos se ha comprobado son producidas por eclipses,

apoyan fuertemente los modelos binarios para estas estrellas.  
(Figura II.20).



Estrellas Simbióticas: ¿Erupción de una de las Componentes?



Estrellas Simbióticas: ¿Acreción sobre la Compañera?

Figura II.20 Modelos binarios de estrellas simbióticas. (Marina Hele, 1982).

Para poder "construir" una estrella simbiótica se necesita: i) Una fuente de continuo de tipo tardío, ii) una fuente de gas circumestelar y iii) una fuente de fotones ionizantes. Los primeros dos requerimientos son satisfechos con la presencia de una gigante o supergigante de tipo tardío. Puesto que estas estrellas poseen vientos estelares cuya tasa de pérdida de masa aumenta al aumentar la luminosidad y disminuir la temperatura efectiva, los mejores candidatos para formar sistemas simbióticos son las gigantes M. Esta conclusión es apoyada por las observaciones, pues la mayoría de las componentes tardías en simbióticas son de tipo M (con solo algunas K y muy raramente G).

Ahora, teniendo a la componente fría del sistema, solo falta determinar que tipo o tipos de estrellas pueden ser las compañeras más calientes.

Plavec (1982), siguiendo la evolución de un sistema binario en el cual se tenga, en algún momento, a una gigante tardía como una de las componentes, encuentra 3 posibles configuraciones que darían lugar a una estrella simbiótica. De ellas, la más probable es la de un sistema binario iniciando su segunda etapa de transferencia de masa. La componente fría de este sistema sería, como ya se dijo, una gigante roja cercana a la rama asintótica, que se está expandiendo pero que aún no ha llenado su lóbulo de Roche; la componente caliente sería una subenana \*\*, con luminosidad semejante a la de los núcleos de nebulosas planetarias, que estaría acretaando material del viento de la gigante. Si la acreción sobre esta estrella no es importante, se tendría, en tal caso, lo que llama Plavec una simbiótica tipo nebulosa planetaria. En caso de que la acreción sí fuese importante, de manera que el material acretaado propicie el encendido de reacciones nucleares en las capas externas de la enana, estas reacciones se mantendrían a expensas de dicho material y se producirían, invariablemente, erupciones. A este modelo Plavec lo llama de simbiótica tipo nova (por razones obvias).

La tercera alternativa es la de un sistema en su primera etapa de transferencia de masa, en donde los fotones necesarios para la fotoionización de la nebulosa, provendrían del disco de acreción que rodea a una estrella de secuencia principal (simbiótica tipo Algol según Plavec). Sin embargo, las observaciones en radio parecen ir en contra de esta posibilidad.

Con el objeto de investigar que tipo de modelos binarios dan lugar a espectros de simbióticas, Kenyon y Webbink (1984), calcularon espectros entre  $1000/2j/1$  y  $2.5/2m/1$ , a partir de un modelo con tres componentes: i) una gigante tardía, ii) una compañera caliente y iii) una nebulosa circundante de H y He, que es ionizada por esta última. En sus modelos, la componente caliente puede ser una fuente estelar caliente o bien un disco de acreción sobre una enana blanca o sobre una estrella de secuencia principal.

Al comparar los espectros que obtienen con 19 espectros observados encuentran que en algunas de las estrellas simbióticas observadas (Z And, CI Cyg, YY Her, AR Pav y CL Sco) las propiedades del continuo pueden ser explicadas en base a una estrella de secuencia principal acretaando material a una tasa de

1 E-5 Mo/año; no obstante, en estos casos, los flujos en las líneas de Balmer predichos están por debajo de los observados por un factor cercano a 2.

En otros sistemas (BF Cyg, AG Dra, V443 Her, RW Hya, SY Mus y AG Peg), las observaciones se explican suponiendo como componente caliente a una estrella con temperatura del orden de 2.5 E4 K y radio de aproximadamente 2 Ro. Sin embargo, ninguno de estos modelos puede predecir el flujo tan grande observado en  $\lambda$  4686, siendo inferior el predicho teóricamente hasta por un factor de 100. Kenyon y Webbink concluyen que, en el caso de las estrellas de secuencia principal, el mecanismo dominante de ionización en la nebulosa puede no ser la fotoionización, y proponen como mecanismo alternativo que las ondas hidromagnéticas generadas en la superficie de la estrella, disipen su energía en la nebulosa. Es importante notar que ninguna de las estrellas simbióticas con que comparan sus modelos coincide con el de una enana blanca acreta material.

Referente a la intensidad tan alta de  $\lambda$  4686 observada en el espectro de muchas estrellas simbióticas, Netzer et al. (1983), proponen tres posibles explicaciones: i) que se tenga una fuente ionizante sumamente caliente ( $T=2$  E5 °K); ii) que la región de donde provienen las líneas en emisión esté limitada por densidad y, finalmente iii) que en realidad la intensidad de  $\lambda$  4686 no sea tan alta, sino mas bien la intensidad de H $\beta$  sea baja. Cualquiera de estas posibilidades es igualmente válida, sin embargo, se podría intentar encontrar alguna correlación entre la intensidad de  $\lambda$  4686 y el hecho de que una simbiótica sea tipo S, pues de encontrarse que la mayoría de las simbióticas que presentan  $\lambda$  4686 muy intensa son tipo S, eso apoyaría la segunda posibilidad.

En cuanto a las erupciones que se observan en muchas estrellas simbióticas, dado que su evolución espectral es tan parecida a la que siguen las erupciones en una nova, varios autores han sugerido la probabilidad de que en ambos tipos de sistemas, se lleven a cabo procesos similares. En especial, han sido propuestos dos mecanismos como causantes de dichas erupciones uno de ellos es el que sugieren Kenyon y Webbink (1984), en el que suponen variaciones en la tasa de acreción de material sobre una estrella de secuencia principal o una enana blanca; el otro consiste en el encendido de reacciones nucleares sobre la superficie de la enana blanca (Tutukov y Yungelson, 1976; Kenyon y Truran, 1983), de manera semejante a como sucede en una nova. Estas reacciones provocarían que el material más externo fuese expulsado y al chocar con el viento proveniente de la gigante M, se produciría una región en donde el gas llega a tener temperaturas muy altas, de donde provendría la radiación más energética; Kwok y Leahy (1984) proponen que dicho gas chocado sería la fuente de rayos X que se observa.

Según Kenyon y Truran (1983) las erupciones extremadamente lentas (comparadas con las que ocurren en las novae) de las "novae simbióticas", parecen ser típicas de enanas blancas acreta material de una compañera más alejada, lo cual indicaría que las erupciones de las novae clásicas son aceleradas por la interacción de la envoltura de la enana blanca con su compañera muy cercana.

## REFERENCIAS CAPITULO II.

- Allen, D. A., 1979. *I. A. U. Colloquium* 46, 125.  
 1980a. *M. N. R. A. S.*, 190, 75.  
 1980b. *M. N. R. A. S.*, 192, 521.  
 1982. *I. A. U. Colloquium No. 70 "The Nature of Symbiotic Stars"*, 27.  
 1984a. *Astrophys. and Space Sci.*, 99, 101.  
 1984b. *Proc. of the Astron. Society of Australia*, 5, 369.
- Adams, S., 1983. "*Ultraviolet Studies of Planetary Nebulae and their Central Stars*", Ph. D. Thesis, Univ. College, London.
- Baldwin, J. R., Frogel, J. A. y Persson, S. E., 1973. *Ap. J.*, 184, 427.
- Bode, M. F. y Evans, A., 1980. *Astron. Astrophys.*, 89, 158.
- Boyarchuk, A. A., 1975. *I. A. U. Symposium No. 67, "Variable Stars and Stellar Evolution"*, 377.
- Brocklehurst, M., 1972. *M. N. R. A. S.*, 157, 211.
- Cameron, A. G. N., 1973. *Space Sci. Rev.*, 15, 121.
- Capriotti, E. R., 1973. *Ap. J.*, 179, 495.
- Capriotti, E. R., Cromwell, R. H. y Williams, R. E., 1971. *Ap. Letters*, 7, 241.
- Ciatti, F., 1982. *I. A. U. Colloquium No. 70, "The Nature of Symbiotic Stars"*, 61.
- Cruise, A. M., 1977. *Nature*, 267, 685.
- Dokuchaeva, O. D., 1976. *Inf. Bull. Var. Stars*, No. 1189.
- Feast, M. W., Catchpole, R. M., Whitelock, P. A., Carter, B. S. y Roberts, G., 1983b. *M. N. R. A. S.*, 203, 373.
- Feast, M. W., Robertson, B. S. C. y Catchpole, R. M., 1977. *M. N. R. A. S.*, 179, 499.
- Feast, M. W., Whitelock, P. A., Catchpole, R. M., Roberts, G. y Carter, B. S., 1983a. *M. N. R. A. S.*, 202, 951.
- Fehrenbach, C. y Andrillat, Y., 1979. *C. R. Acad. Sc. Paris*, tomo 288, serie B, p. 191.

- Fitzgerald, M. P. y Pilavaki, A., 1974. *Ap. J. Suppl. Series*, 28, 147.
- Gallagher, J. S. y Starrfield, S., 1978. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 16, 171.
- Greenstein, J. L., 1960. *Stars and Stellar Systems Vol. IV*, ed J. L. Greenstein, University of Chicago Press, 676.
- Griffiths, R. E., Bradt, H., Doxey, R., Freidman, A., Malin, D. F., Murdin, P., Schevatz, D. A. y Schuartz, J., 1978. *Ap. J.*, 221, L63.
- Harvey, P. M., 1974. *Ap. J.*, 188, 95.
- Hele, M., 1982. *I. A. U. Colloquium No. 70 "The Nature of Symbiotic Stars"*, 15, 124, 223 y 273.
- Hjellming, R. M., Wade, C. M., Vanderberg, N. R. y Newell, R. T., 1979. *Astron. J.*, 84, 1619.
- Joy, A. H. y Swings, P., 1945. *Ap. J.*, 102, 353.
- Kenyon, S. J. y Gallagher, J. S., 1983. *Astron. J.*, 88, 666.
- Kenyon, S. J. y Truran, J. W., 1980. Datos no publicados.
- Kenyon, S. J. y Truran, J. W., 1983. *Ap. J.*, 273, 280.
- Kenyon, S. J. y Webbink, R. F., 1984. *Ap. J.*, 279, 252.
- Kindl, C., Marxer, N. y Nussbaumer, H., 1982. *Astron. Astrophys.*, 116, 265.
- King, A. R., Ricketts, M. J. y Warnick, R. S., 1979. *M. N. R. A. S.*, 187, 77P.
- Kitchin, C. R., 1982, "Early Emission Line Stars", Monographs on Astronomical Subjects, 8, Adam Hilger Ltd., Bristol.
- Klare, G., Wolf, B. y Krautter, J., 1980. *Astron. Astrophys.*, 89, 282.
- Kwok, S., 1977. *Ap. J.*, 214, 437.
1982. *I. A. U. Colloquium No. 70 "The Nature of Symbiotic stars"*, 17.
- Kwok, S. y Leahy, D. A., 1984. *Ap. J.*, 283, 675.
- Mammano, A., Rosino, L. y Yildizeogdu, S., 1974. *I. A. U. Symp. No. 67 "Variable Stars and Stellar Evolution"*, 401.
- Mason, K. O., 1977. *M. N. R. A. S.*, 178, 81P.
- Mayall, M. W., 1949. *Harvard Bull.*, No. 919, 11.

- Mayo, S. K., Wickramasinghe, D. T. y Whelan, J. A. J., 1980. *M. N. R. A. S.*, 193, 793.
- Mc Laughlin, D. B., 1960. *Stars and Stellar Systems, IV. "Stellar Atmospheres"*, ed. J. L. Grenstein, p. 585. Chicago University Press.
- Merril, P. W., 1929. *Ap. J.*, 69, 330.  
1941. *P. A. S. P.*, 53, 121.
- Miller, J. S., 1974. *Ann. Rev. Astron. Ap.*, 12, 331.
- Murdin, P., Griffith, R. E., Pounds, K. A., Watson, M. G. y Longmore, A., 1977. *M. N. R. A. S.*, 178, 27P.
- Netzer, H., Leibowitz, E. M. y Ferland, G., 1983. *I. A. U. Colloquium No. 72 "Cataclysmic Variables and Related Objects"*. Ed. M. Livio y G. Shaviv. D. Reidel.
- Nussbaumer, H. y Schild, H., 1981. *Astron. Astrophys.*, 101, 118.
- Osterbrock, D. E., 1974. *"Astrophysics of Gaseous Nebula"* W. H. Freeman and Co.
- Payne-Gaposchkin, C., 1957. *"The Galactic Novae"*, Amsterdam: North Holland.
- Patterson, J., Brauch, D., Chincarini, G. y Robinson, E. L., 1980. *Ap. J.*, 240, L133.
- Phillips, J. P., Wade, R., Selby, M. L. y Sanchez-Magro, C., 1979. *M. N. R. A. S.*, 187, 45P.
- Plavec, M. J., 1982. *I. A. U. Colloquium 70 "The Nature of the Symbiotic Stars"*, 17.
- Prialnik, D., 1986. *Ap. J.*, 310, 222.
- Prialnick, D., Shara, M. N. y Shaviv, G., 1979. *Astron. Astrophys.*, 72, 192.
- Puetter, R. C., Russel, R. W., Soifer, B. T. y Willner, S. P., 1978. *Ap. J.*, 223, L93.
- Schwartz, P. R. y Spencer, J. H., 1977. *M. N. R. A. S.*, 180, 297.
- Seaquist, E. R., Duric, N., Israel, F. P., Spoelstra, T. A. T., Ulich, B. L. y Gregory, P. C., 1978. *Astron. J.*, 85, 283.
- Seaquist, E. R., Taylor, A. R. y Button, S., 1984. *Ap. J.*, 284, 202.

- Shields, G. A. y Ferland, G. J., 1978. *Ap. J.*, 225, 950.
- Sparks, W. M., Starrfield, S. y Truran, J. W., 1978. *Ap. J.*, 220, 1063.
- Starrfield, S., Sparks, W. M. y Truran, J. W., 1976. "Structure and Evolution of Close Binary Stars", ed. P. Eggleton, S. Milton y J. Whelan. Dordrecht Riedel, 155.
- Starrfield, S., Truran, J. W. y Sparks, W. M., 1978. *Ap. J.*, 226, 186.
- Stephenson, C. B., 1967. *P. A. S. P.*, 79, 584.
- Swings, P., 1970. "Spectroscopic Astrophysics", ed. G. H. Herbig, U. of Calif., Berkeley.
- Taranova, O. G. y Yudin, B. F., 1983. *Astron. Astrophys...* 117, 209.
- Tackeray, A. D. y Webster, B. L., 1974. *M. N. R. A. S.*, 168, 101.
- Truran, S. W., 1982. "Essays in Nuclear Astrophysics." C. A. Barnes, D. D. Clayton y D. N. Schramm eds.
- Tutukov, A. V. y Yungel'son, L. R., 1976. *Astrophysics*, 12, 342.
- Vogt, N., 1980. *Astron. Astrophys...* 88, 66.
- Warner, B., 1975. *I. A. U. Symposium No. 73. "Structure and Evolution of Close Binary Systems"*, ed. P. Eggleton, S. Milton y J. Whelan. Dordrecht Reidel, p. 85.
- Webster, B. L. y Allen, D. A., 1975. *M. N. R. A. S.*, 171, 171
- Whitelock, P. A., Catchpole, R. M., Feast, M. W., Roberts, G. y Carter, B. S., 1983b. *M. N. R. A. S.*, 203, 363.
- Whitelock, P. A., Feast, M. W., Catchpole, R. M., Carter, B. S. y Roberts, G., 1983a. *M. N. R. A. S.*, 203, 351.
- Whitford, A. E., 1958. *Astron. J.*, 63, 201.
- Whyte, C. A. y Eggleton, P. P., 1980. *M. N. R. A. S.*, 190, 801.
- Wood, P. R., 1974. *Ap. J.*, 190, 609.

EQUIPO DE OBSERVACION Y PROCEDIMIENTO DE REDUCCION.

1) SISTEMA OPTICO.

Los espectros analizados en esta tesis se obtuvieron en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, B. C., utilizando el telescopio de 2.12 m. y el espectrógrafo Cassegrain f/15 de Boller - Chivens, acoplado a un sistema de detección optoelectrónico.

El espectrógrafo cuenta con tres rejillas de reflexión de 200, 400 y 830 l/mm., las cuales están diseñadas para trabajar óptimamente en el infrarrojo cercano al primer orden y en el violeta al segundo orden.

Al pasar la luz por la rejilla, se forma un patrón de difracción con máximos y mínimos de interferencia. Los máximos cumplen con la condición de que la diferencia de camino óptico entre los haces considerados sea un múltiplo entero (m) de la longitud de onda ( $\lambda$ ), y su distribución angular nos la da la ecuación de la red que, para incidencia oblicua es:

$$a (\sin \varphi_m - \sin \alpha) = m\lambda, \quad \text{Ec. III.1}$$

en donde  $\alpha$  es el ángulo que forma el haz incidente con la normal a la red,  $\varphi_m$  el que forma el orden m del haz difractado con dicha normal y  $a$  es la separación entre las líneas del rayado.

De esta ecuación podemos obtener la longitud de onda central ( $\lambda_c$ ) en términos del ángulo de la rejilla ( $\theta$ ) y del ángulo  $\varphi$  entre el haz incidente y el refractado, que en nuestro caso es de 50°, si recordamos que  $\varphi_m + \theta = \varphi/2$  y  $\alpha - \theta = \varphi/2$  (véase la figura III.1)

$$\lambda_c = 2a[\sin(\theta)\cos(\varphi/2)]/m = 1.8126 E+7 \sin\theta/mn A \quad \text{Ec. III.2}$$

donde n es el número de líneas por mm. de la rejilla.

En la tabla III.1 se dan los ángulos de resplandor ("blaze angles") para cada rejilla y la longitud de onda central que les corresponde a 1er. y 2o. orden.

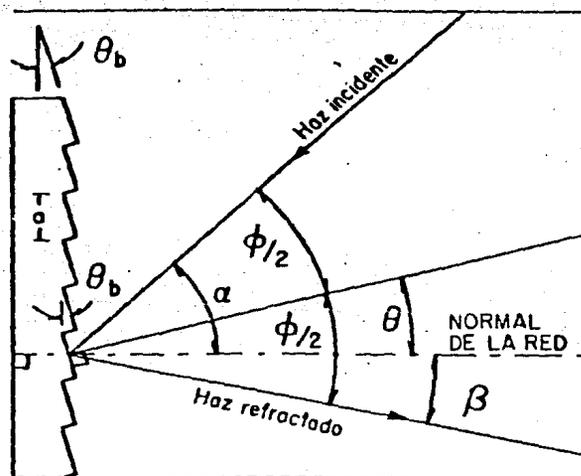


Figura III.1 Diagrama de la rejilla que muestra el ángulo de incidencia ( $\alpha$ ), el del haz refractado ( $\beta$ ) y el ángulo de resplandor ( $\theta_B$ )

Tabla III.1 Datos de las diferentes rejillas del O.M.A.

lineas mm.	angulo de resplandor	longitud de onda central ( $\lambda$ )	
		1er. orden	2o. orden
200	6 00	9174	4737
400	9 44	7661	3831
830	20 34	7672	3836

El espectro generado por la rejilla del espectrógrafo es enfocado sobre el detector mediante una de las dos cámaras con que cuenta el espectrógrafo; una  $f/5.5$  con distancia focal de 450 mm. y otra  $f/1.6$  con distancia focal 162.4 mm. Esta última fue diseñada por F. Cobos, R. Noble y F. Diego.

La dispersión angular ( $d\theta/d\lambda$ ) depende únicamente de la rejilla que se utilice y del orden en que se observa; sin embargo, la dispersión lineal depende también de la cámara que se utilice. Más específicamente, la dispersión lineal recíproca en el plano focal de la cámara está dado por

$$D = (m\lambda/f)\cos \theta_m \quad \text{Ec. III.3}$$

donde  $f$  es la distancia focal de la cámara.

La figura III.2, tomada de González (1982), muestra el comportamiento de la dispersión lineal recíproca para cada combinación de rejilla y cámara a 10. y 20. orden.

DISPERSION LINEAL RECÍPROCA ( $\text{\AA} \text{ mm}^{-1}$ )

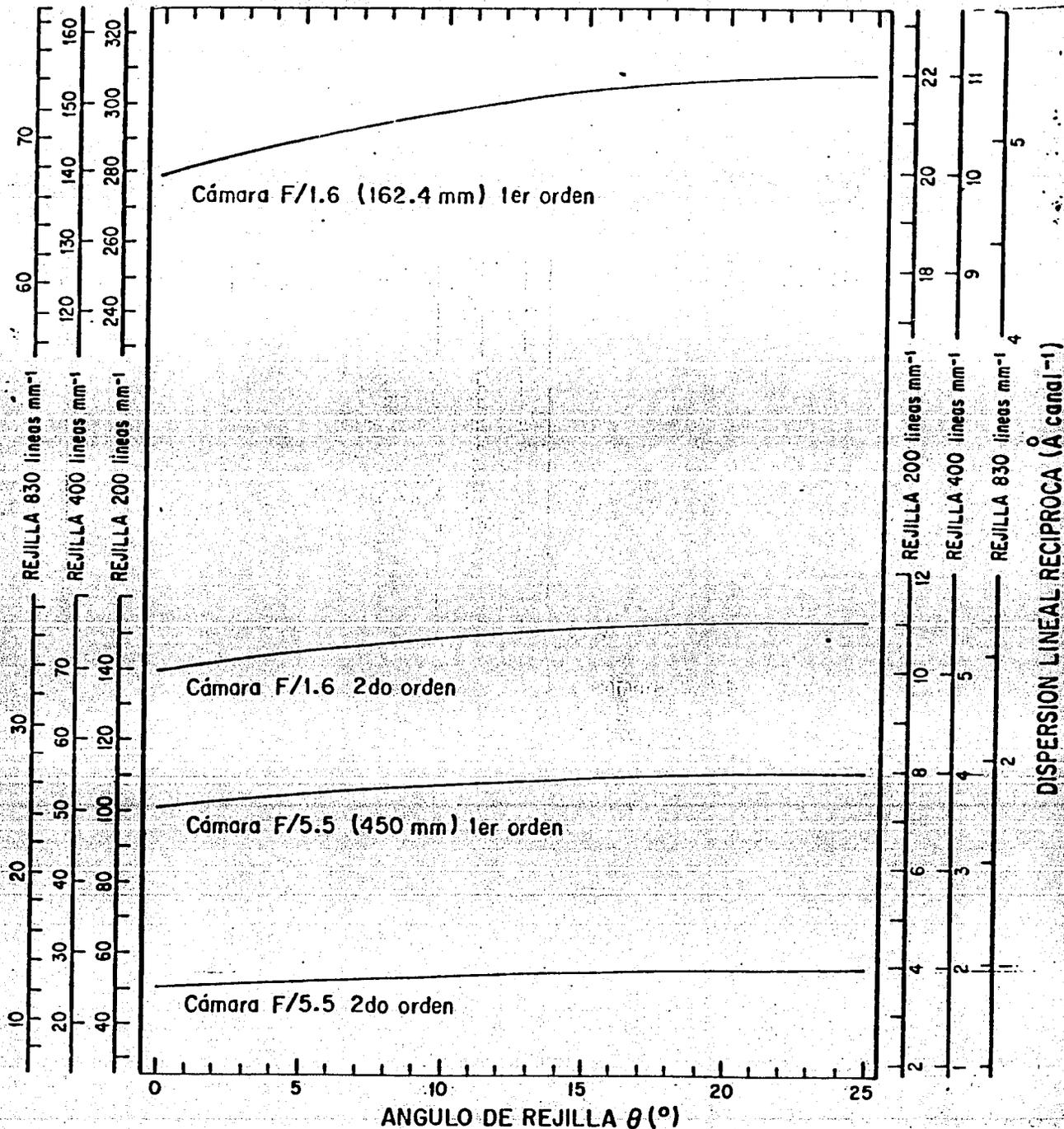


Figura III.2 Gráfica de la dispersión lineal recíproca como función de para las rejillas con que cuenta el O.M.A. (Tomada de González, 1982).

## 2) SISTEMA DE DETECCION.

El sistema de detección acoplado al OMA consta de un intensificador de imagen, WL30677, con fotocátodo S25 y un SIT (Silicon Intensified Target) RCA 4806; en Ruiz (1974) y Solar (1979) se encuentran descritos detalladamente.

La imagen del espectro es enfocada inicialmente sobre el fotocátodo del intensificador, en donde, la imagen de fotones es transformada en una de electrones por efecto fotoeléctrico. Estos electrones son multiplicados y acelerados hacia el fotoánodo del intensificador por una diferencia de potencial de 12 KV. El intensificador de imagen está acoplado al SIT mediante una interfase de fibras ópticas que, además, sirven de aislante. Al llegar la imagen al fotocátodo del SIT, de nuevo los fotones son convertidos en electrones, los cuales son, a su vez, acelerados por un potencial de 7.5 KV. hacia una pantalla de silicio de donde la información es leída.

El sistema de detección debe ser enfriado para reducir la corriente oscura. Esto se logra sumergiendo la cápsula que contiene al detector en una mezcla de hielo seco y alcohol. Dicha cápsula se encuentra completamente llena de aceite de silicio, substancia que permite buen contacto térmico e incrementa el aislamiento eléctrico. Es importante eliminar las burbujas de aire en el aceite para evitar que éstas se adhieran a alguna de las superficies optoelectrónicas.

## 3) ADQUISICION DE DATOS.

La pantalla de silicio antes mencionada, consiste en un conjunto bidimensional de junturas P-N cuya estructura y funcionamiento ha sido descrito detalladamente por Solar (1977) y de lo cual hacemos aquí un resumen.

La incidencia de los electrones sobre la pantalla induce la formación de pares de portadores de carga, electrón-hoyo, en el sustrato N. Para poder conocer el número de electrones que inciden sobre cada elemento de área de la pantalla, los diodos que la forman son puestos, previamente, a una diferencia de potencial inicial con polaridad inversa a la de estos últimos; el potencial disminuye conforme los hoyos son colectados por el sustrato P; después, mediante el barrido del conjunto de diodos con un haz colimado de electrones, se puede conocer el valor de la carga positiva de exceso, acumulada en cada sección de la pantalla, midiendo la corriente que el cañón electrónico deposita en cada una de ellas al reestablecer la diferencia de potencial inicial.

El barrido de lectura se realiza en dos regiones de la pantalla independientes entre sí ( $\alpha$  y  $\beta$ ) y se puede ajustar con el objeto de que ambas zonas se extiendan paralelamente a la dispersión y puedan ser cubiertas con 500 barridos perpendiculares a ella.

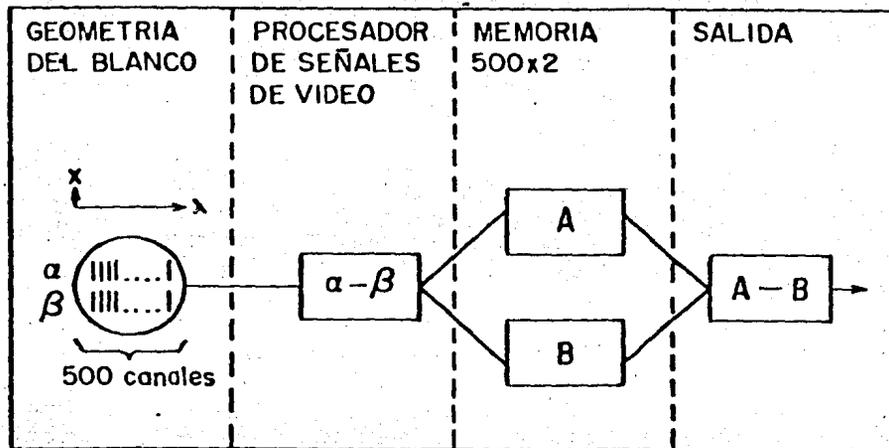


Fig. III.3 Esquema del manejo de los datos. (Tomada de Firmani y Ruiz, 1981).

Los datos así obtenidos se transfieren al OMA (Optical Multichannel Analyzer) donde se manejan de la manera esquematizada en la figura III.3 (tomada de Firmani y Ruiz, 1981) y descrita por Gonzalez (1982) de donde se resume lo siguiente:

En primer lugar se resta la señal integrada de cada uno de los barridos en la región  $\beta$  de su correspondiente en  $\alpha$ , obteniéndose entonces  $(\alpha - \beta)_i$ . Esta diferencia, una vez digitalizada se suma al contenido de la localidad  $i$  de una de las dos memorias con que cuenta el sistema (A o B). Se recomienda incrementarlas en A cuando el espectro del objeto está en la región  $\alpha$  y en B cuando está en  $\beta$ .

El tener dos regiones de lectura y dos memorias permite eliminar del valor acumulado, las contribuciones debidas al brillo del cielo y a la corriente oscura del detector. Para ello se proyecta la imagen de la estrella o del objeto a estudiar en la región  $\alpha$  del blanco y la imagen del cielo en la región  $\beta$ , con lo cual se tendrá  $E_\alpha + C_\alpha + O_\alpha$  en  $\alpha$  y  $C_\beta + O_\beta$  en  $\beta$ , donde  $E_\alpha$  es la señal debida a la estrella, en  $\alpha$ ;  $C_\alpha$  y  $C_\beta$  son las originadas por el cielo en  $\alpha$  y  $\beta$  respectivamente;  $O_\alpha$  es el valor de la señal debida a la corriente oscura en  $\alpha$  y  $O_\beta$  la correspondiente en  $\beta$ . La resta  $\alpha - \beta = E_\alpha + C_\alpha + O_\alpha - C_\beta - O_\beta$  se almacena en A. Posteriormente se proyecta la imagen de la estrella en  $\beta$  y la del cielo en  $\alpha$ , quedando ahora la resta  $\alpha - \beta$  en B. Es fácil ver que al restar B de A se obtiene  $A - B = E_\alpha + E_\beta = 2E$ , quedando así sólo la señal de la estrella. Desde luego, esta operación se efectúa en cada uno de los canales y se repite tantas veces como se desee. Una vez terminada la exposición, se puede grabar la información almacenada en A, en B o la diferencia de ellas (A-B) en cinta de papel para ser procesada posteriormente.

La información final es un determinado número de conteos en cada canal, el cual está relacionado con la intensidad de la

luz proveniente del objeto en el intervalo de longitud de onda que le corresponde. Este número debe ser corregido por varios factores que involucran, entre otras cosas, la eficiencia del equipo y el tiempo de exposición.

#### 4) PROCESO DE REDUCCION.

##### A) Calibración en longitud de onda.

Como ya se dijo, los datos que se graban en cinta de papel son los conteos en cada canal. Con el fin de poder asociar a cada uno de estos canales el intervalo de longitud de onda que le corresponde, se obtiene el espectro de una fuente de luz fija al espectrógrafo, en nuestro caso una lámpara incandescente de He-Ar, cuyas líneas son bien conocidas y que constituye el espectro de comparación. Este espectro debe ser obtenido al menos una vez cada noche de observación y siempre que se cambie la rejilla o el ángulo de esta última.

Los programas utilizados para hacer esta calibración fueron POLDI y LINEX, ambos realizados por A. Serrano y E. Sáenz.

Con el programa POLDI lo que se hace es identificar el mayor número posible de líneas del espectro de comparación asociándoles su correspondiente longitud de onda de laboratorio ( $\lambda_0$ ). Así se generan parejas de valores (canal, longitud de onda) a las que el programa ajusta un polinomio cuyo grado se recomienda sea 4 o 5, aunque en los primeros ajustes suele usarse un grado menor. Este polinomio será nuestra función de dispersión y sus coeficientes son guardados en un archivo (junto con el grado del polinomio y los canales máximo y mínimo en donde se identificaron líneas), para ser usados posteriormente en el programa LINEX. POLDI, además, genera un gráfico donde se representa la diferencia entre el valor calculado con el polinomio para la longitud de onda de cada línea identificada y la longitud de onda de laboratorio de dicha línea. En nuestro caso la máxima diferencia que se permitía era de 0.4 canales, aunque la mayoría de las veces el máximo fué de 0.3 canales.

El intervalo de longitudes de onda asociado a cada canal ( $\Delta\lambda$ ) no es el mismo para todos ellos debido, entre otras cosas al factor no lineal en la dispersión (véase la ecuación III.1) y a la distorsión provocada por los sistemas óptico y electrónico. Por lo tanto, es necesario definir nuevos canales con un ancho  $\Delta\lambda$  constante; de ello se encarga el programa LINEX. Inicialmente LINEX pregunta si es aceptable una dispersión igual al coeficiente del término lineal del polinomio de dispersión; si no lo es debe dársele la dispersión que se desee, en  $\text{Å}/\text{canal}$ , y el programa realiza una redistribución de los conteos en cada canal.

B) Corrección por extinción atmosférica.

Las partículas y moléculas que forman la atmósfera terrestre absorben y dispersan la luz, por lo que el flujo proveniente de los objetos celestes, antes de llegar al telescopio, sufre pérdidas considerables, dependiendo de la distancia que recorre esa luz dentro de la atmósfera y de su longitud de onda.

Las principales pérdidas son producidas por:

i) Dispersión de Rayleigh causada por moléculas de O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, etc.

ii) Absorciones en líneas y bandas moleculares. En la región visible del espectro la mayor parte de ellas corresponde a moléculas de ozono, agua y oxígeno.

iii) Dispersión por aerosoles y polvo, en donde se incluyen gotas de agua y todo tipo de contaminantes.

El flujo que se recibe en el telescopio,  $F(\lambda, Z)$ , se puede expresar en términos del flujo fuera de la atmósfera,  $F(\lambda, 0)$ , de la siguiente manera:

$$F(\lambda, Z) = F(\lambda, 0) \exp[-\tau(\lambda, Z)] \quad \text{Ec. III.4}$$

donde  $Z$  es la distancia zenital (véase la figura III.4) y  $\tau(\lambda, Z)$  es el espesor óptico de la capa atmosférica que atraviesa. Esta última cantidad la podemos separar en el producto de dos funciones, si suponemos que su variación con la longitud de onda es la misma para toda  $Z$ :

$$\tau(\lambda, Z) = K(\lambda) M(Z) \quad \text{Ec. III.5}$$

En donde se define el coeficiente de absorción atmosférica  $K(\lambda)$  como el espesor óptico en la dirección del cenit ( $Z=0$ ) y  $M(Z)$ , la masa de aire, como:

$$M(Z) = \frac{\int_0^{\infty} \rho_{\text{Atm.}} ds}{\int_0^{\infty} \rho_{\text{Atm.}} dx} = \frac{\text{densidad columnar en la dirección } Z}{\text{densidad columnar en la dirección } Z=0}$$

Para la aproximación de una atmósfera plano-paralela se obtiene que  $M(Z) = \sec Z$  (ver figura III.4), lo cual es una buena aproximación hasta  $Z \leq 60^\circ$ , en donde el error llega a ser del 5% (Hardie, 1962).

Usando un modelo de atmósfera de capas esféricas concéntricas, en donde se conoce la densidad como función de la altura, A. Bemporad (citado por Golay, 1974) propone la siguiente aproximación polinomial:

$$M(Z) = \sec Z - 0.0018167(\sec Z - 1) - 0.002875(\sec Z - 1)^2 - 0.0008083(\sec Z - 1)^3 \quad \text{Ec. III.6}$$

con lo cual se tiene un error menor al 0.1% para  $Z < 81^\circ$  y menor al 1% para  $Z < 88^\circ$ .

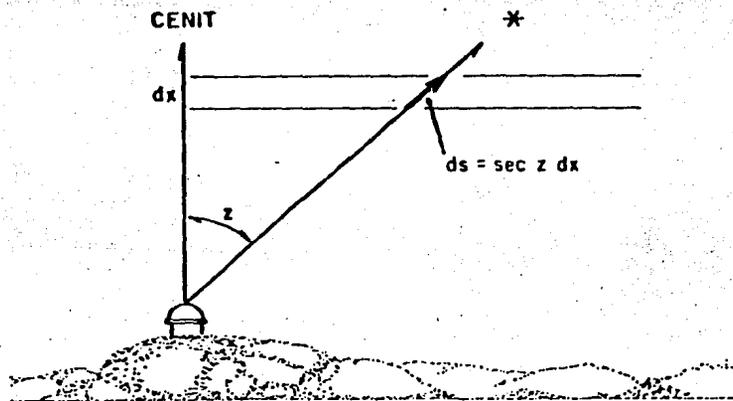


Figura III.4 Aproximación plano paralela de una atmósfera.

A su vez, la  $\sec Z$  se puede expresar en términos de cantidades conocidas como son la declinación del objeto ( $\delta$ ), la latitud del observador ( $\phi$ ) y el ángulo horario (A.H.) en la siguiente forma:

$$\sec Z = (\sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cos A.H.)^{-1} \quad \text{Ec. III.7}$$

Como el ángulo horario del objeto varía conforme transcurre la observación, en el programa de reducción se calcula la extinción cada cuatro minutos y se corrige el espectro por el promedio de las correcciones obtenidas durante el tiempo de integración.

Los coeficientes de extinción atmosférica utilizados se listan en la tabla III.2; los marcados con \* son los obtenidos por Schuster (1981) y los demás son interpolaciones sobre la curva de extinción selectiva del observatorio de Lick.

Se estima que cambios esporádicos en dichos coeficientes promedio acarrearán errores menores al 5% cuando se obtienen los cocientes de flujos en líneas. Un ejemplo extremo y muy relevante para este trabajo fue el considerable incremento en la extinción atmosférica provocado por la erupción del volcán Chichón en Abril de 1982. En la figura III.5 se comparan los valores promedio de los coeficientes de extinción en San Pedro Mártir, obtenidos por Schuster (1981) durante los años 1973 a 1979 con los calculados usando observaciones hechas en Junio de 1982 y en Abril de 1983 (Schuster, 1985). Como se puede observar, los coeficientes de extinción usados en esta tesis son menores que los determinados en las dos últimas ocasiones, llegando a diferir hasta por 0.2 magnitudes por masa de aire en  $\lambda = 3700 \text{ \AA}$  para Junio de 1982.

Sin embargo, como se calcula en la siguiente sección, el error en el cociente de líneas debido a esta variación es menor al 6%.

$\lambda$ [Å]	$K_{\lambda}$ [mag]	$\lambda$ [Å]	$K_{\lambda}$ [mag]
3100	1.225	6600	0.080
3200	0.783	6700	0.074
3300	0.637 *	6800	0.086
3400	0.556	6900	0.091
3500	0.515 *	7000	0.086
3600	0.463	7100	0.063 *
3700	0.411 *	7200	0.074
3800	0.372	7300	0.068
3900	0.343	7400	0.061
4000	0.310 *	7500	0.057
4100	0.279	7600	0.055
4200	0.259	7700	0.048
4300	0.241	7800	0.034
4400	0.224	7900	0.034
4500	0.203 *	8000	0.057 *
4600	0.192	8100	0.059
4700	0.180	8200	0.058
4800	0.170	8300	0.053
4900	0.163	8400	0.048
5000	0.156	8500	0.046
5100	0.151	8600	0.048 *
5200	0.149 *	8700	0.028
5300	0.145	8800	0.026
5400	0.143	8900	0.028
5500	0.142	9000	0.052
5600	0.140	9100	0.086
5700	0.138	9200	0.096
5800	0.136 *	9300	0.096
5900	0.134	9400	0.096
6000	0.133	9500	0.096
6100	0.114	9600	0.096
6200	0.098	9700	0.086
6300	0.096 *	9800	0.056
6400	0.092	9900	0.055 *
6500	0.090		

Tabla III.2 Coeficientes de extinción atmosférica en San Pedro Mártir, los marcados con \* son los obtenidos por Schuster en 1981, los demás son interpolaciones siguiendo la curva de extinción selectiva promedio del Observatorio de Lick.

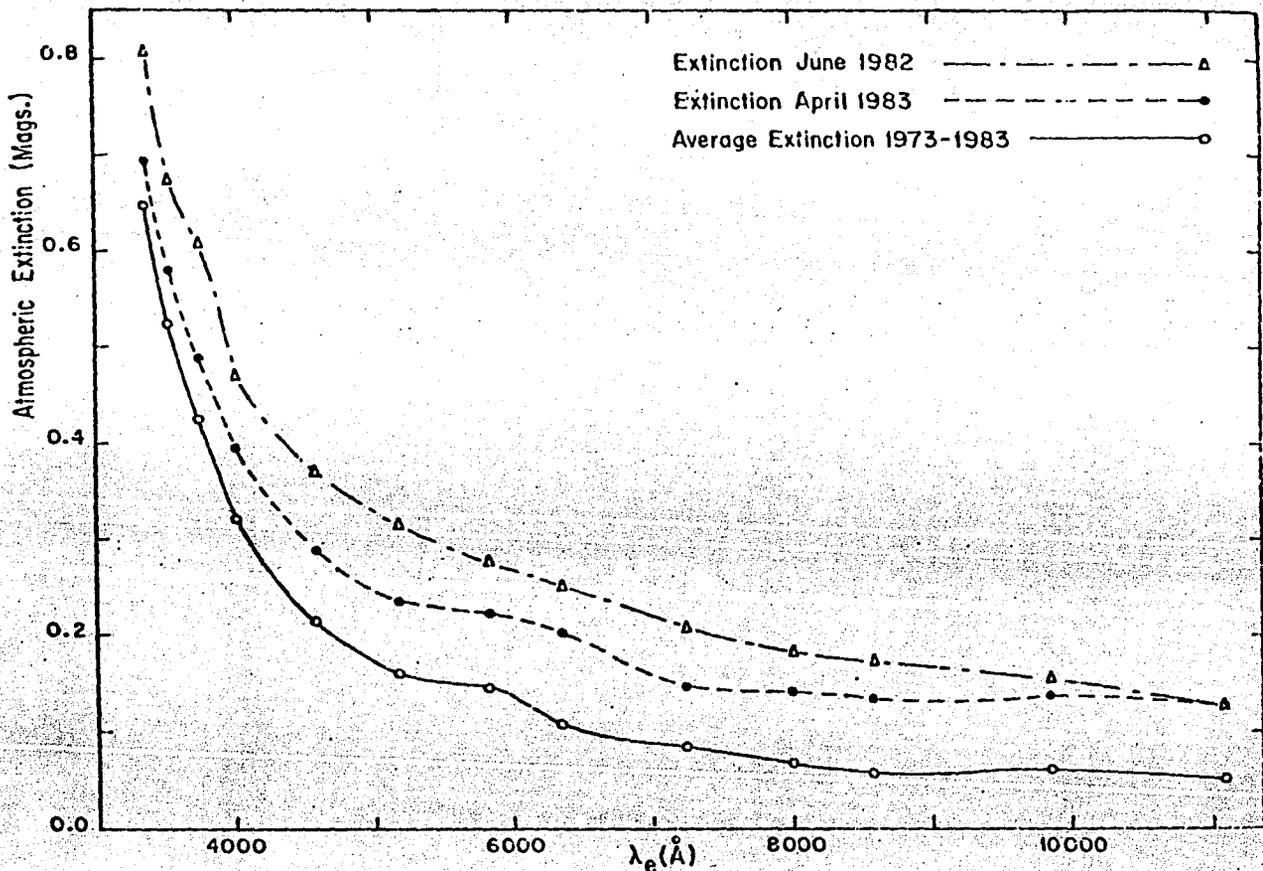


Figura III.5 Comparación de las curvas de extinción en San Pedro Mártir, B. C. N. (Tomada de Schuster y Guichard 1985).

### C) Calibración de flujos.

El flujo observado de un objeto  $F(\lambda, O)$ , está relacionado con el número de conteos registrados en el intervalo de longitud de onda  $\Delta\lambda$ , centrado en  $\lambda$ , mediante:

$$F(\lambda, O)\Delta\lambda = c(\lambda, Z)R(\lambda) \exp[K(\lambda)M(Z)] \quad \text{Ec. III.8}$$

donde  $R(\lambda)$  representa la curva de respuesta del equipo, la cual se calcula comparando los conteos de una o más estrellas estándar, ya corregidos por extinción atmosférica, con los respectivos flujos ya publicados.

Las estrellas de comparación que se emplearon, a excepción de una (HD184790), forman parte de una lista de

estrellas patrón de brillo intermedio publicada por Stone (1977). En la tabla III.3 se presentan los flujos promedio de estas estrellas en cada una de las 29 bandas espectrales utilizadas por Stone, así como el ancho de estas últimas. Como se puede ver, algunas de esas bandas están fuera del intervalo espectral que se observó.

La escala de magnitudes adoptada por Stone está normalizada al flujo en  $\lambda$  5556 de  $\alpha$  Lyr (Vega) obtenido por Hayes y Latham (1975):

$$F(\lambda 5556) = 3.39 \text{ E-9 ergs cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ A}^{-1}.$$

El programa de reducción usado para hacer esta calibración fué FLUJEA, realizado por A. Serrano y E. Sáenz. Este programa obtiene la curva de respuesta de la siguiente manera: integra el espectro observado de la estrella de calibración en cada una de las bandas de Stone y le asocia su valor correspondiente para el flujo, obteniendo así los puntos de calibración. Entre cada cuatro de estos puntos ajusta un polinomio de grado tres y en los extremos extrapola lineal o cuadráticamente según se elija.

Cabe mencionar que en los casos en que se realizaron observaciones utilizando la rejilla de 830 l/mm., debido a que se obtiene una mayor dispersión (4 A/canal), se tuvieron que interpolar algunos flujos de las estrellas patrón para poder obtener, así, un mayor número de puntos de calibración.

Ahora veamos como nos afecta un error en los coeficientes de extinción al calcular los cocientes de flujos.

De la ecuación III.6 podemos deducir que un error  $\Delta K(\lambda)$  altera los valores calculados para la curva de respuesta por un factor  $\exp [\Delta K(\lambda) M_*]$ , donde  $M_*$  es la masa de aire con que se observó la estrella de comparación. Este, a su vez, introduce un factor de error al calcular los flujos del objeto que nos interesa igual a  $\exp [\Delta K(\lambda) \Delta M]$ , donde  $\Delta M$  es la diferencia de masas de aire entre las observaciones de la estrella de comparación y del objeto.

Por lo tanto, ya que nuestro intervalo espectral de observación está comprendido entre 3700 A y 7000 A, el máximo error introducido en los cocientes de líneas a causa de la erupción puede llegar a ser del 5.6% en Junio de 1982 y del 3.3% en Abril de 1983 por cada masa de aire de diferencia entre el objeto y la estrella de calibración.

### REFERENCIAS CAPITULO III

- Firmani, C. y Ruiz, E., 1981, "Symposium on Recents Advances in Observational Astronomy", eds. H. Jonson y C. Allen, Ensenada, México.
- Gonzales, J., 1982. "Estudio espectroscópico de cúmulos de juventud extrema", Tesis profesional, Fac. de Ciencias, U. N. A. M.
- Hayes, D. S. y Lathan, D. N., 1975, *Ap. J.*, 197, 593.
- Ruiz, E., 1977. *Aplicaciones de detectores optoelectrónicos en espectroscopia.*, Tesis Profesional, Fac. de Ciencias, U. N. A. M.
- Schuster, W. J., 1982. *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, 5, 149.
- Schuster, W. J. y Guichard, J., 1985. *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, 11, 7.
- Solar, A., 1977. "Espectroscopia digitalizada usando detectores optoelectrónicos", Tesis Profesional, Fac. de Ciencias, U. N. A. M.
- Stone, R. P. S., 1977. *Ap. J.*, 218, 767.  
1983. *Comunicación Personal.*

## C A P I T U L O    I V

### OBSERVACIONES Y RESULTADOS OBTENIDOS

En la primera parte de este capítulo, se presentan las características de las observaciones y de la reducción de los espectros que se obtuvieron. En la segunda parte se incluyen los espectros ya reducidos, la identificación de las líneas en emisión que aparecen en cada uno de ellos y sus respectivos cocientes de flujos referidos a  $H\beta$ , cuando se cuenta con esta línea.

#### 1) OBSERVACIONES Y CARACTERISTICAS DE LA REDUCCION.

Las observaciones las realizaron en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir B. C. N., el Dr. Alfonso Serrano P. G. y el M. en C. Rafael Costero G., durante Junio y Julio de 1982.

Las características de cada observación se listan en la tabla IV.1, en donde:

La primer columna muestra el Num. de bitácora correspondiente a cada espectro, la siguiente el nombre del objeto observado.

En la columna tres se indica el intervalo espectral cubierto (I. E. C.) en cada observación, mediante una clave que se explica en la tabla IV.2, donde se especifican la rejilla y el ángulo de la misma utilizados en cada caso.

En la columna cuatro se lista el tiempo de exposición y en la quinta la masa de aire calculada en base a las coordenadas del objeto (tabla IV.3) y el ángulo horario (A.H.) de las observaciones (ver ecuaciones III.6 y III.7).

Finalmente en la sexta columna aparece indicado que espectros se utilizaron para la calibración de longitudes de onda ( $\lambda$ ) y de flujos (F).

T A B L A I V . 1

Num. Bit.	Objeto	I.E.C	T.Exp. (seg)	M(z)	Notas
1162	M1-26	a	240	2.07	Red. c/1166 y 1167
1164	B13-11	a	360	1.94	" " "
1165	BD+33 2642	a	360	1.00	Comparación F
1166	HD 184790	a	80	1.14	" F
1167	He-Ar	a	20	----	" λ
1182	He 2-417	a	1920	1.64	Red. c/1183 y 1186
1183	HD184790	a	120	1.14	Comparación F
1184	BD+30 3639	a	80	1.00	" F
1185	BD+25 3941	a	300	1.00	" F
1186	He-Ar	a	40	----	" λ
1190	M1-26	a	624	2.07	Red. c/1196 y 1197
1191	B13-11	a	120	1.94	" " "
1194	He 2-417	a	1280	1.64	" " "
1196	BD+25 3941	a	480	1.00	Comparación F
1197	He-Ar	a	40	----	" λ
1226	B1 3-11	b	120	1.94	Red. c/1228 y 1230
1227	He 2-417	b	1920	1.64	" " "
1228	BD+25 3941	b	400	1.00	Comparación F
1229	BD+30 3639	b	40	1.00	" F
1230	He-Ar	b	40	----	" λ
1240	M1-26	b	560	2.07	Red. c/1243 y 1245
1243	BD+25 3941	b	400	1.00	Comparación F
1244	BD+30 3639	b	40	1.00	" F
1245	He-Ar	b	40	----	" λ
1316	He-Ar	c	20	----	" λ
1317	Kopff 27	c	80	1.11	" F
1322	B1 3-11	c	30	1.94	Red. c/1316 y 1317
1323	B1 3-11	c	20	1.94	" " "
1329	He-Ar	d	20	----	Comparación λ
1330	Kopff 27	d	120	1.11	" F
1336	B1 3-11	d	30	1.94	Red. c/1329 y 1330
1338	BD+28 4211	d	50	1.00	Comparación F
1340	He 2-467	d	500	1.02	Red. c/1338 y 1342
1341	He 2-468	d	500	1.00	" " "
1342	He-Ar	d	20	----	Comparación λ
1345	He-Ar	e	20	----	" λ
1346	Kopff 27	e	180	1.11	" F
1351	B1 3-11	e	20	1.94	Red. c/1345 y 1346
1365	He 2-467	e	400	1.02	Red. c/1367 y 1368
1366	He 2-468	e	600	1.00	" " "
1367	BD+28 4211	e	400	1.00	Comparación F
1368	He-Ar	e	20	----	" λ

T A B L A I V . 2

Rejilla	Angulo de la Rejilla	Intervalo Espectral Cubierto	Clave I.E.C.
400 1/mm	12 30'	4400 A --> 7000 A	a
400 1/mm	10 05'	3800 A --> 6000 A	b
400 1/mm	5 30'	4800 A --> 6700 A	c
400 1/mm	9 45'	4000 A --> 5000 A	d
800 1/mm	16 50'	6400 A --> 7400 A	e

T A B L A I V . 3

Objeto	Coordenadas 1982	
	ascensión recta (h m s)	declinación ( )

ESTRELLAS PROGRAMA

M1-26	17 44 42	-30 11.3
B13-11	17 47 03	-28 00.2
He2-417	18 41 18	-21 18.9
He2-467	20 35 06	+20 07.1
He2-468	20 40 36	+34 39.9

ESTRELLAS DE CALIBRACION

BD+33 2642	15 51 13	+32 57.4
Koppf27	17 42 51	+05 25.5
BD+30 3639	19 33 58	+30 28.1
BD+25 3941	19 43 40	+26 09.8
BD+28 4211	21 50 24	+28 46.5
HD184790		

## 2) RESULTADOS.

A continuación se presentan los espectros ya reducidos, es decir, los que se obtienen después haber realizado la calibración en longitudes de onda, la corrección por extinción atmosférica y la calibración de flujos. En todos ellos se observan fuertes líneas en emisión, lo cual nos indica la existencia de material cercano a la estrella.

En la figura IV.1 se muestra el espectro visible de M1-26, desde 3800 hasta 7000 Å. En este espectro se observan claramente las líneas de la serie de Balmer en emisión hasta He, las líneas de [O III] en  $\lambda$  4959 y 5007 y las de [N II]  $\lambda$  6548 y 6584, aunque la primera de ellas superpuesta a H $\alpha$ , por lo que solo pudo hacerse una estimación de su intensidad ( $1/3$  de  $\lambda$  6584). También se observan, aunque más débiles, en  $\lambda$  5755 y 5876 de [N II] y He I, respectivamente.

En las figuras IV.2 y IV.3 aparecen los espectros correspondientes a B1 3-11. El primero de ellos abarca desde 4000 hasta 7000 Å y el segundo corresponde a la región roja del espectro visible (de 6500 a 7300 Å). En estos espectros se observan una gran cantidad de líneas en emisión, entre las que se encuentran, además de las de la serie de Balmer, líneas de He I, y numerosas líneas de Fe II.

Las figuras IV.4 y IV.5 son dos espectros de este mismo objeto obtenidos por Carrasco y Costero en Abril de 1983. Ambos espectros tienen una mayor amplificación que los de las dos figuras anteriores, permitiendo así la identificación de las líneas que en ellos se presenta.

La figura IV.6 muestra el espectro visible de He 2-417 entre 4000 y 7000 Å, en donde destacan las líneas de Balmer y la línea  $\lambda$  4686 de He II; así como la banda aún no identificada en  $\lambda$  6830, de la que se habló en la sección de estrellas simbióticas.

Los espectros de He 2-467 y He 2-468, aparecen en las figuras IV.7 y IV.8. La primera de ellas comprende la región azul, entre 4000 y 5000 Å y la segunda la región roja entre 6500 y 7100 Å. En los espectros de ambos objetos se observan claramente las líneas de Balmer y, al igual que en He 2-417,  $\lambda$  4686 de He II muy intensa, especialmente en He 2-468 donde, además se observa la banda en  $\lambda$  6830, muy intensa.

En cada una de las líneas en emisión se calculó el flujo integrado y, para eliminar cualquier error sistemático, se obtuvo el cociente de cada uno de estos flujos con el de H $\beta$ . Estos cocientes se listan en las tablas IV.4 a IV.8, en donde, además se presenta la identificación de cada línea y los cocientes encontrados por otros autores, cuando existen observaciones previas.

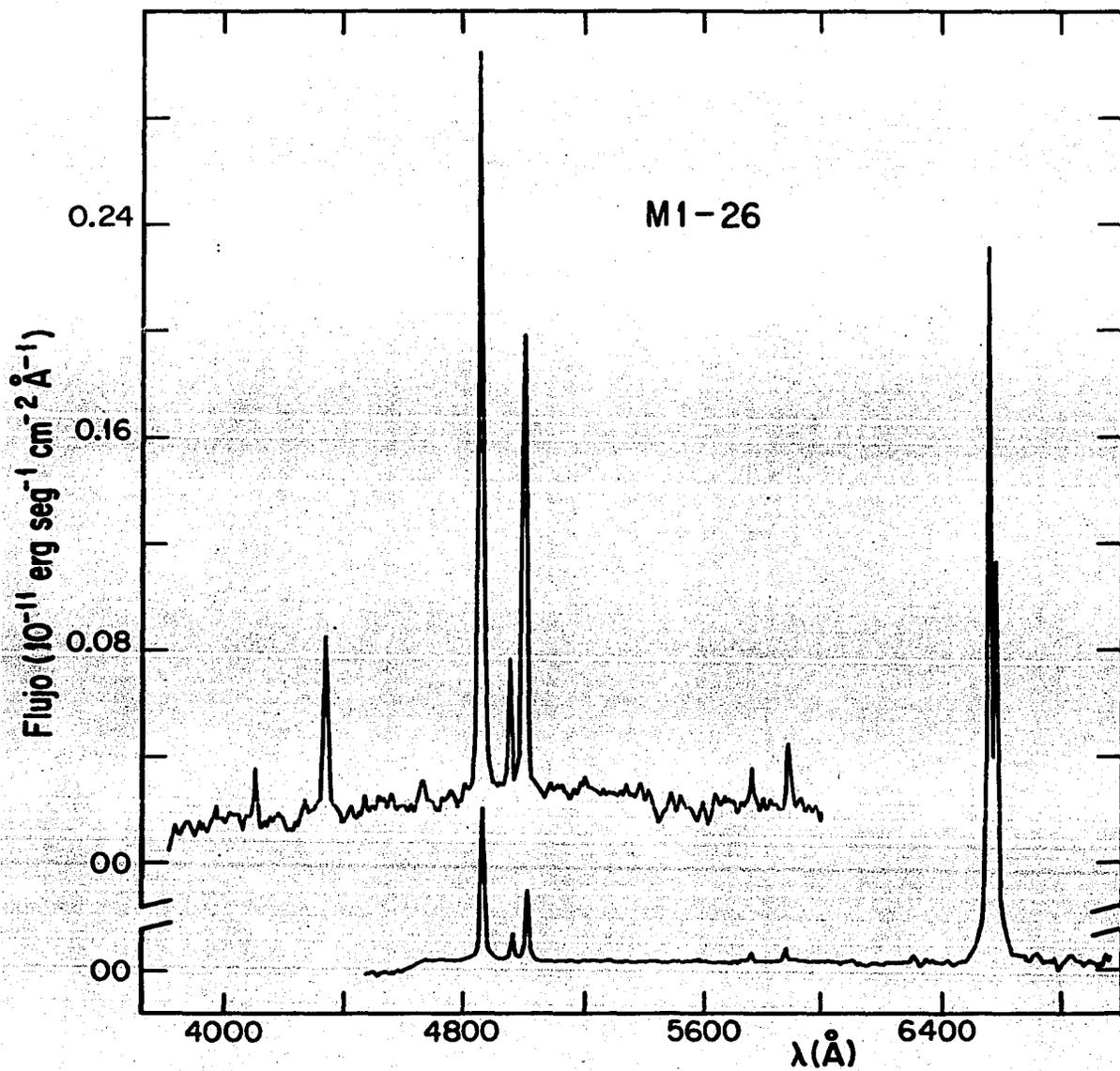


Figura IV.1 Espectros de M1-26 en el visible.

T A B L A I V . 4

M 1 - 2 6

$\lambda(A)$	Identif.	$F(\lambda)/F(H\beta)$ $\times 100$	Correg. por extinc. int. ( $c = 1.1$ )	Adams (1983) ( $c = 1.36$ )
4101	H $\delta$	11.9	20.8	----
4340	H $\gamma$	32.9	48.1	46
4861	H $\beta$	100	100	100
4959	[O III]	16.9	15.7	15-28
5007	[O III]	64.0	57.6	80
5755	[N II]	8.4	5	----
5876	He I	10.9	6.2	7.2
6300	[O I]	7.8	3.7	4.6
+6310?	+ [S III]?			
6563	H $\alpha$	594	254	345
+6548	+ [N II]			
6584	[N II]	253	103	138
H $\alpha$ +6548-1/3(6584)		510	210	298

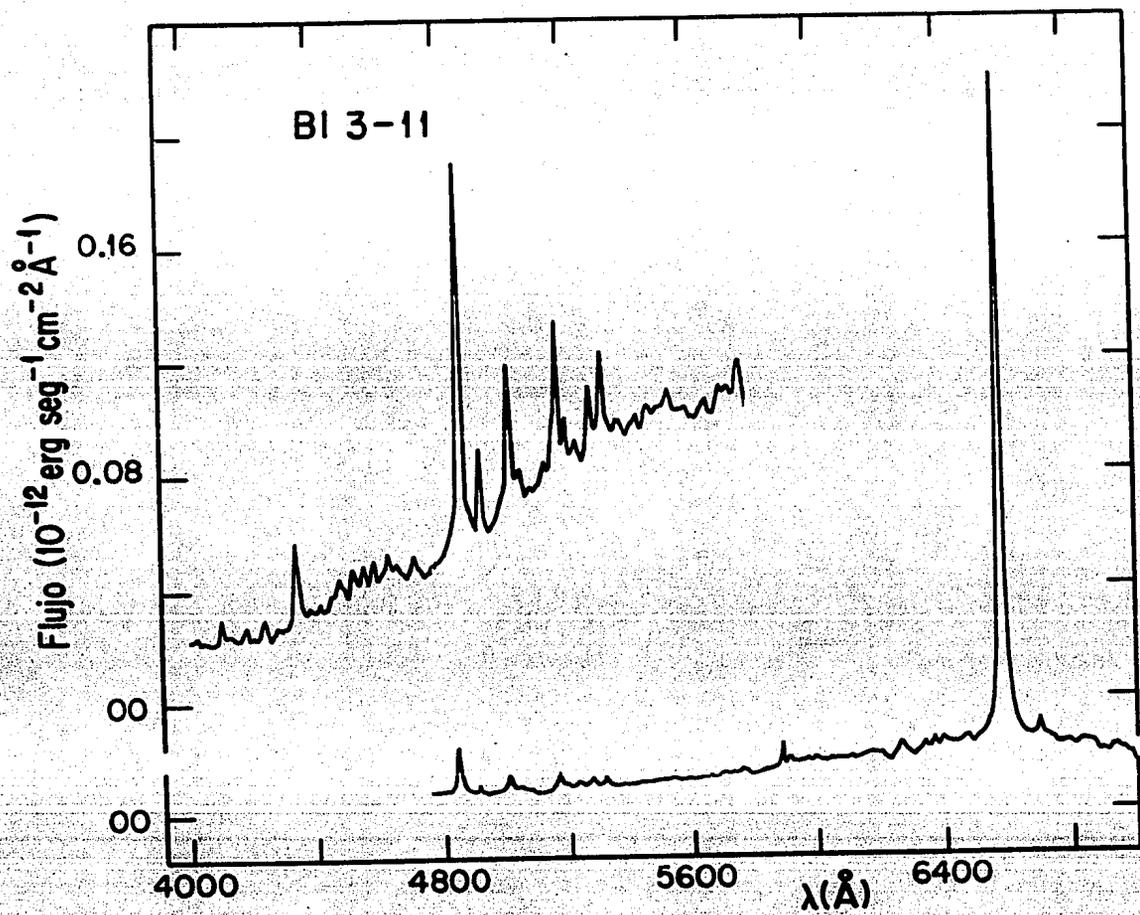


Figura IV.2 Espectro visible de BI 3-11.

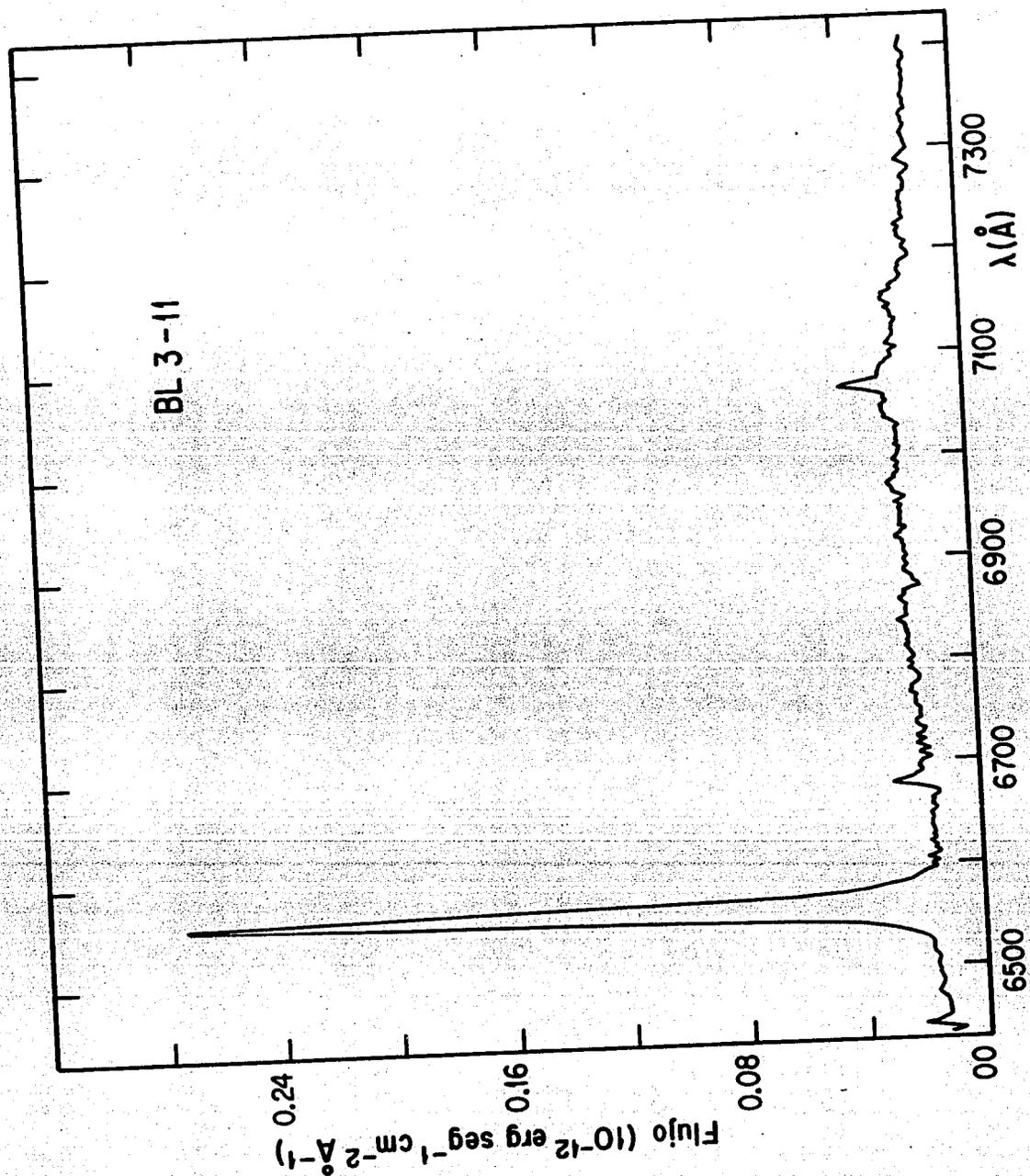


Figura IV.3 Espectro de Bl 3-11 en la región roja.





T A B L A I V . 5

B 1 3 - 1 1

$\lambda(\text{\AA})$	Identif. ion	mult.	$F(\lambda)/F(H\beta)$ x 100	Intensidades Carlson y Henize (1979)
3888.6	He I	2	1.4-3.8	---
+3889.1	H8	2		
3896.1	Fe II	23	3.4-5.5	---
3930.3	Fe II	3		
3938.3	Fe II	3	5.1-7.1	---
3945.2	Fe II	3		
3970.1	He	1	4.7-6.8	2
+3974.2 ?	Fe II	29		
4026.2	He I	18	3.2	1
+4026.4 ?	Fe II	29		
4101.7	H $\delta$	1	8.1-9.1	5
4121.0	He I	16	3.5-5.2	---
+4122.6	Fe II	28		
4173.5 ?	Fe II	27		
+4177.7	Fe II	21	7.1	2
+4178.9	Fe II	28		
4231.6	[Fe II]	21F		
+4233.2	Fe II	27	9.4-11.5	3
+4244.0	[Fe II]	21F		1
+4244.8	[Fe II]	21F		
4287.4	[Fe II]	7F	4.5	1
+4296.6 ?	Fe II	28		
4303.2	Fe II	27	2.3	1
+4321.0	Ti II	41	3.1	---
4340.5	Hy	1	26-35	15
+4351.8	Fe II	27		3 nn
4385.4	Fe II	27		1+
+4387.9	He I	51	3.0-4.7	
4413.6	Fe II	32	4.3-5.7	
+4416.8	Fe II	32		2
4430.0	Abs.Int.			- 5
4461.4	Fe II	26	2.9-3.2	---
4471.5	He I	14	11.7	4
4481.1	Mg II	4	6.5	2
+4481.3	Mg II	4		
4508.3	Fe II	38		1
+4115.3	Fe II	37	7.4-11.8	---
+4520.2	Fe II	37		
+4522.6	Fe II	38		4
4549.5	Fe II	38	6.2-7.7	4
+4555.9	Fe II	37		
4582.8	Fe II	37		
+4583.8	Fe II	38	7.3-8.4	5
4620.5 ?	Fe II	38		
+4629.3	Fe II	37	8.2-11.9	4
4657.0	Fe II	43	3.4-4.5	---
+4666.8	Fe II	37		
4713.1	He I	12	4.3	2

Tabla IV.5 (continuación).

4861.3	H $\beta$	1	100	30
4889.6	[Fe II]	4F	5.5	
+4889.7	[Fe II]	3F		
4921.9	He I	48	16.8-22.8	
+4923.9	Fe II	42		10
5015.7	He I	4	40.2-47.8	
+5018.4	Fe II	42		12
5047.7	He I	47	9.7-18.6	0+nn
5072.4	[Fe II]	19F	1.4-2.0	---
5111.6	[Fe II]	19F	3.2	---
5132.7	Fe II	35	5.1	---
+5136.2	Fe II	35		
5169.0	Fe II	42	48.7-55.1	11
5197.6	Fe II	49	8.9- 11.0	3
5220.1	[Fe II]	19F	1.5-2.1	---
5234.6	Fe II	49	8.2-9.2	3
5276.0	Fe II	49	30.7-34.5	5
+5284.1 ?	Fe II	41		
5316.6	Fe II	49	28.7-39.8	8
+5316.8	Fe II	48		
5337.7	Fe II	48	3.4-4.2	---
5363.9	Fe II	48	4.7	2
5387.1	Fe II	?	4.8	---
5427.8	Fe II	?	11.2	2
5477.7	Fe II	49	23.4?	---
5534.9	Fe II	55	19.5-25.4	3n
5745.7 ?	[Fe II]	17F	20.5-35.6	---
+5747.9	Fe II	164		
+5754.8	[N II]	3F		
5780	Abs.Int.		-44	-3
5875.6	He I	11	77.8	10
5910	?	?	46.7-51.5	---
6284	Abs.Int.		-78	-7
6318.2	Mg II	23	15.8 (0.48)*	4
+6318.8	Mg II	23		
6347.1	Si II	2	56 (1.7)*	5
6369.5	Fe II	40	15.2 (0.46)*	---
6383.7	Fe II	?	76 (2.3)*	---
6456.4	Fe II	74	44.6 (1.35)*	5
6482.1	N II	8	45 (1.36)*	
6487.4	Fe II?	203		4
6562.8	H $\alpha$	1	3300 (100)*	100
6678.1	He I	46	129-158 (3.9-4.8)*	8
7041	?		55 (1.65)*	
7065.2	He I	10	320-400 (9.7-12.1)*	---

\* Las cifras entre paréntesis corresponden a cocientes con respecto a H $\alpha$ . Para obtener el cociente respecto de H $\beta$  se utilizó la línea  $\lambda$  5876 de He I que era común al espectro donde se encuentra H $\alpha$  y H $\beta$  y al que incluye las líneas marcadas.

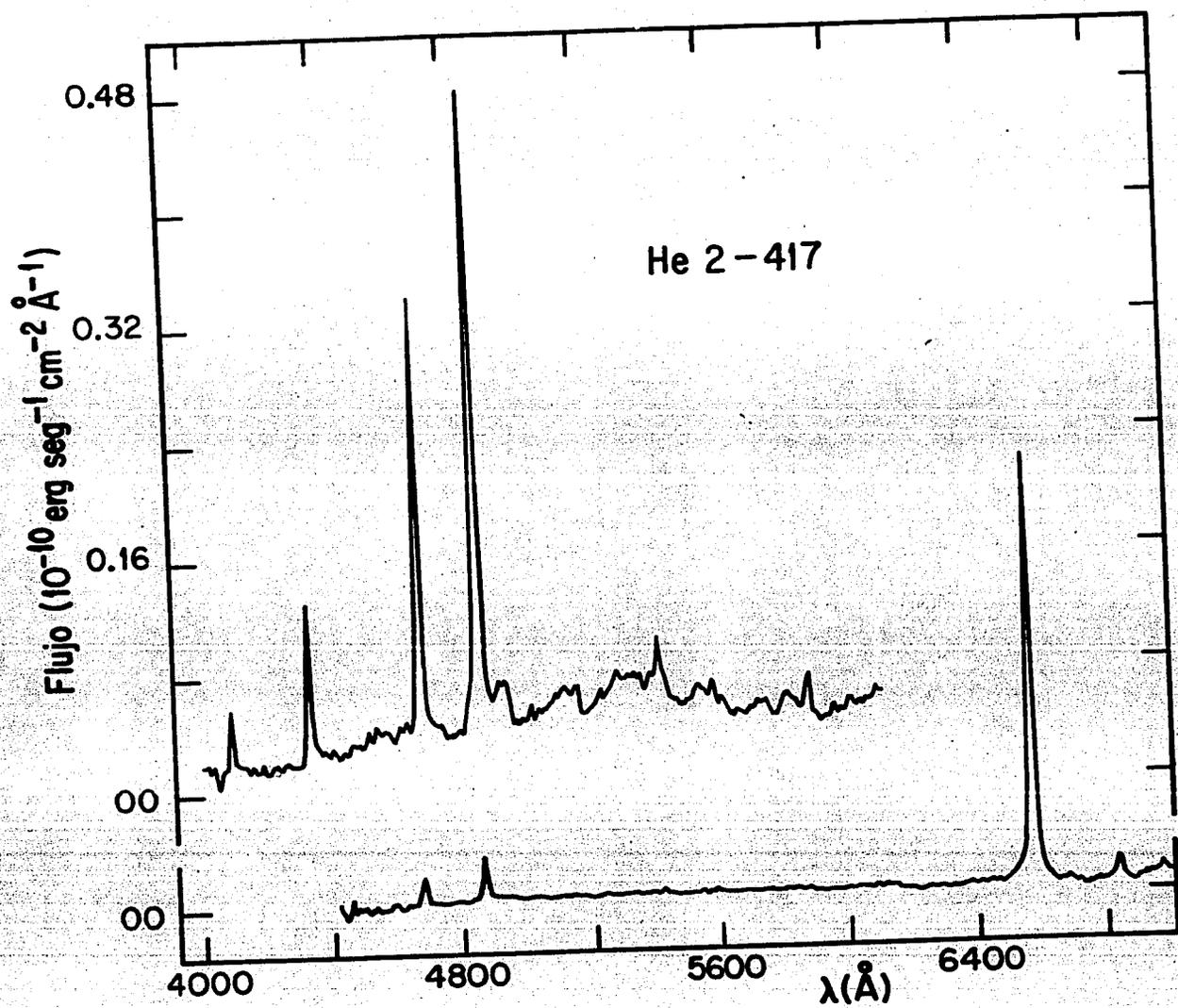


Figura IV.6 Espectro visible de He 2-417.

T A B L A I V . 6

H e 2 - 4 1 7

$\lambda(A)$	Identif.	$F(\lambda)/F(H\beta)$ x100	Intensidad corregida por extinción int. ( $c=0.95$ )
4101	H $\delta$	8.3	13.4
4340	H $\gamma$	21.4	29.7
4686	HeII	75.6	84.0
4861	H $\beta$	100.0	100.0
4921	HeI	14.2	13.7
5412	HeII	16.4	10.0
5875	HeI	7.0	5.3
6563	H $\alpha$	1026.4	477.3
6830	banda (?)	59.3	25.3

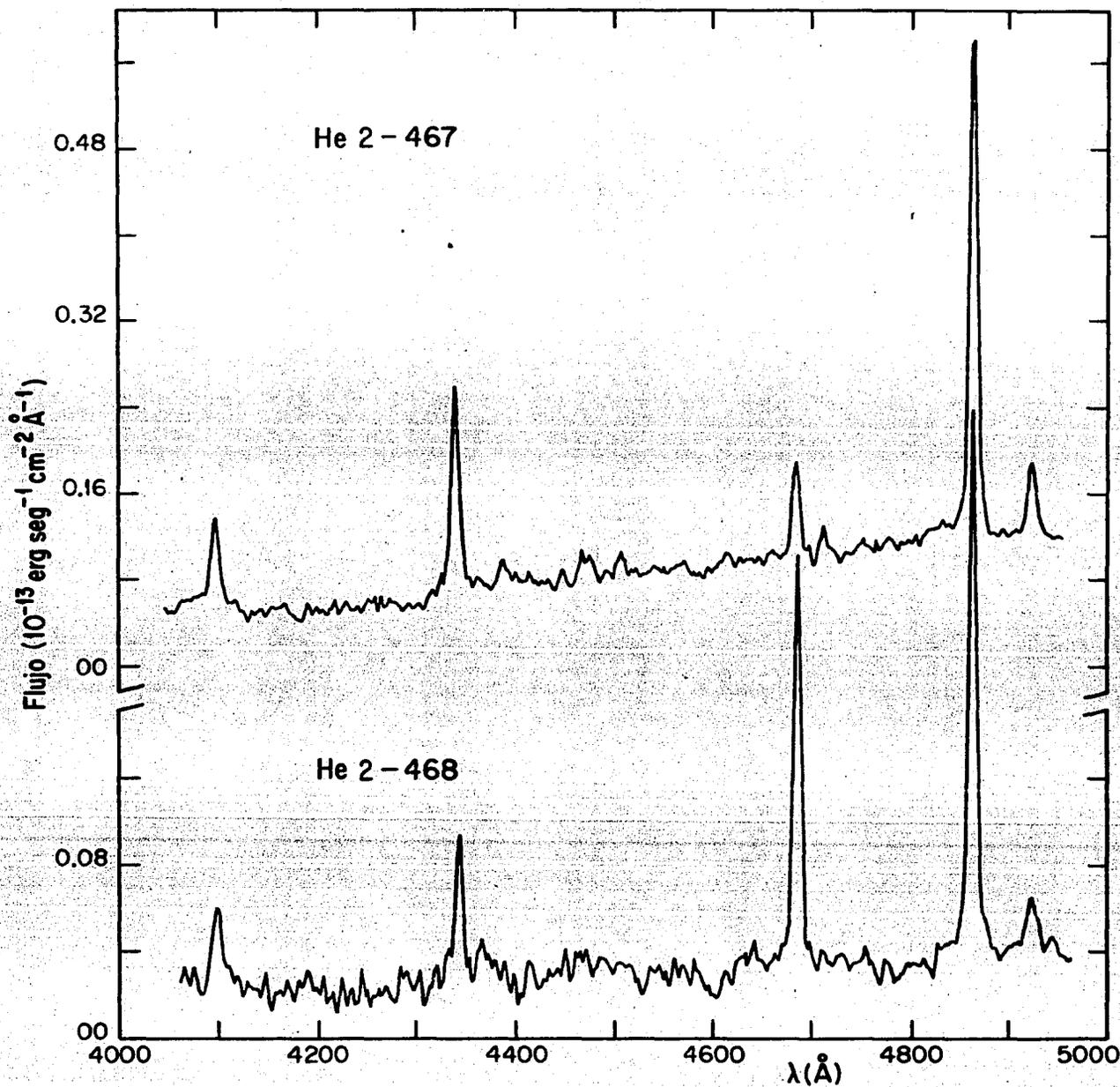


Figura IV.7 Espectros de He 2-467 y He 2-468 en la región azul.

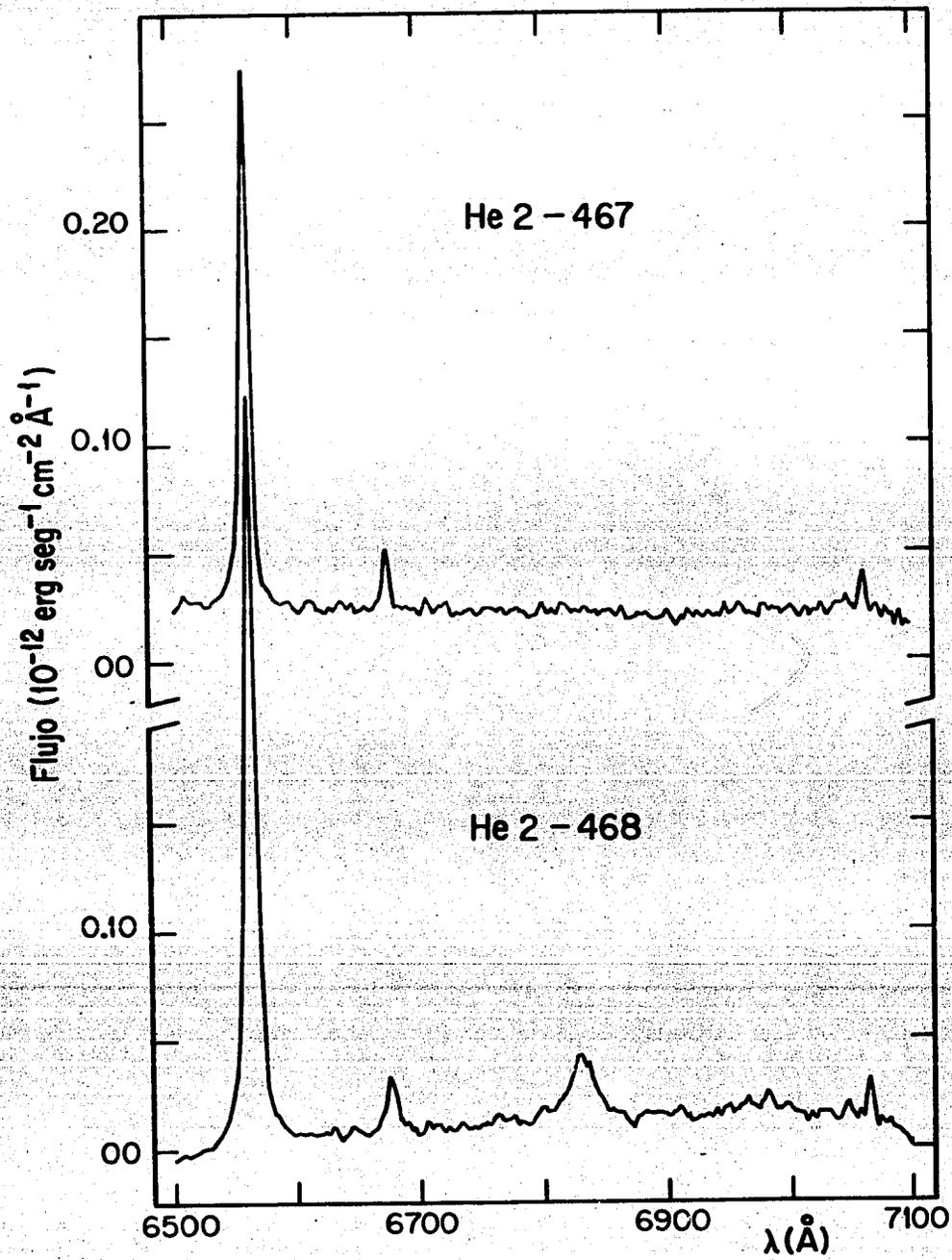


Figura IV.8 Espectros de He 2-467 y He 2-468 en la region roja.

T A B L A I V . 7

H e 2 - 4 6 7

$\lambda(A)$	Ident.	$[F(\lambda)/F(H\beta)] \times 100$	Intensidad corregida por extincion int. (c = 0.77)	Intensidades Lutz et.al. (1976)
4101	H $\delta$	21.0	31.0	21.7
4340	H $\gamma$	38.6	50.4	43.8
4387	HeI	3.8	4.8	2.8
4471	HeI	6.2	7.5	---
4508	FeII(?)	3.9	4.7	---
4686	HeII	21.3	23.2	32.2
4713	HeI	4.5	4.8	----
4861	H $\beta$	100.0	100.0	100.0
4921	HeI	19.6	19.0	11.2
6563	H $\alpha$	435.3(100)*	239.00	435.3
6678	HeI	36.2(8.3)*	18.9	40.2
7065	HeI	21.9(5.0)*	10.4	----

\* Las cifras entre paréntesis corresponden a las intensidades referidas a H $\alpha$ , debido a que no contamos con el cociente  $F(H\alpha)/F(H\beta)$  los valores dados para las intensidades respecto a H $\beta$  se calcularon suponiendo el valor de Lutz para  $F(H\alpha)/F(H\beta)$  (=4.353).

T A B L A I V . 8

H e 2 - 4 6 8

$\lambda(A)$	Identif.	$[F(\ )/F(H \ )]$ $\times 100$	Intensidad corregida por extincion inter. $c=0.87$
4101	H $\delta$	19.9	30.9
4340	H $\gamma$	29.8	40.2
4686	HeII	77.3	85.1
4861	H $\beta$	100.0	100.0
4921	HeI	16.0	15.4
6563	H $\alpha$	532.5(100)*	264.1
6678	HeI	46.3(8.7)*	22.2
6830	banda(?)	99.0(18.6)*	45.4
7065	HeI	23.4(4.4)*	10.1

\* Las cifras entre parentesis corresponden a las intensidades referidas a H $\alpha$ , debido a que no contamos con el cociente  $F(H\alpha)/F(H\beta)$ , los valores dados para las intensidades respecto a H $\beta$  se calcularon suponiendo el valor de 2.64 para  $F(H\alpha)/F(H\beta)$ .

#### REFERENCIAS CAPITULO IV

- Adams, S., 1983. "Ultraviolet Studies of Planetary Nebulae and their Central Stars". Ph. D. Thesis, Univ. College, London.
- Carlson, E. D. y Henize, K. G., 1979. *Vistas in Astronomy*., 23, 213.
- Lutz, J. H., 1977. *Astr. And AP.*, 60, 93.
- Lutz, J. H., Lutz, T. E., Kaler, J. B., Osterbrock, D. E. y Gregory, S. A., 1976. *Ap. J.*, 203, 481.