

22,  
29



# Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE CIENCIAS

UN ESTUDIO OBSERVACIONAL DEL CUMULO  
GALACTICO NGC7360, DE LA NUBE MOLECULAR  
Y DE LA REGION IONIZADA Sh2 142 ASOCIADAS.

## T E S I S

Que para obtener el título de

F I S I C O

P r e s e n t a

HECTOR MANUEL HERNANDEZ TOLEDO



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

México, D F.

1990



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 GENERAL

### AGRADECIMIENTOS

### CAPITULO 1.

#### INTRODUCCION.

- 1.1. RESUMEN DEL PRESENTE TRABAJO
- 1.2. LOS TRABAJOS PREVIOS EN Sh2 142/NGC7380/HI.
- 1.3. MOTIVACIONES PARA HACER EL PRESENTE ESTUDIO OBSERVACIONAL A Sh2 142/NGC7380/HI.
- 1.4. EL TRABAJO OBSERVACIONAL EN Sh2 142/NGC7380.

### CAPITULO 2.

- 2.1. SOBRE LAS MEDICIONES FOTOMETRICAS EN GENERAL.
  - 2.1.1. ALGUNAS DEFINICIONES IMPORTANTES EN FOTOMETRIA.
- 2.2. IMPORTANCIA DE LAS LINEAS EN UNA MEDIDA FOTOMETRICA.
- 2.3. EL SISTEMA FOTOMETRICO UBVY DE STROMGREN.
- 2.4. EL SISTEMA FOTOMETRICO B<sub>1</sub> DE CRAWFORD.
- 2.5. SISTEMAS DE COLORES Y MODELOS DE ATMOSFERAS ESTELARES.
  - 2.5.1. LOS MODELOS DE ATMOSFERAS DE REIYEA Y KURCZ.
  - 2.5.2. SOBRE LOS COLORES SINTETICOS.
- 2.6. LOS COLORES SINTETICOS Y EL SISTEMA DE STROMGREN.
- 2.7. EL COCIENTE DE ABSORCION TOTAL A SELECTIVA.
  - 2.7.1. LA ABSORCION TOTAL.
- 2.8. FOTOMETRIA INFRARROJA.
  - 2.8.1. LOS MODELOS DE POLVO CIRCUNESTELAR Y LOS DIAGRAMAS

## COLOR-COLOR INFRARROJOS.

- 2.9. FOTOGRAFIA DIRECTA E INTERFEROMETRIA FABRY-PEROT.
  - 2.9.1. EL REDUCTOR FOCAL.
  - 2.9.2. DETERMINACION DE VELOCIDADES RADIALES A PARTIR DE LOS INTERFEROGRAMAS.
  - 2.9.3. PORQUE USAMOS UN INTERFEROMETRO FABRY-PEROT Y NO UN ESPECTROGRAFO PARA OBTENER LAS VELOCIDADES RADIALES ?
- 2.10. LA ROTACION GALACTICA.

## CAPITULO 3.

- 3.1. LAS OBSERVACIONES FOTOMETRICAS EN NGC7380 CON EL SISTEMA UVBY-B.
- 3.2. LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR SINTETICOS.
  - 3.2.1. LOS PARAMETROS FISICOS DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
  - 3.2.2. LA CLASE LUMINOSA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
- 3.3. EL EXCESO DE COLOR DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
  - 3.3.1. LA MEMBRESIA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS AL CUMULO GALACTICO NGC7380.
  - 3.3.2. ES VARIABLE LA EXTINCTION EN NGC7380 ?
- 3.4. LA MAGNITUD ABSOLUTA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
- 3.5. FOTOMETRIA EN EL CERCANO INFRARROJO DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
- 3.6. LA CURVA DE EXTINCTION DE JOHNSON PARA LA REGION DE CEFEO.
- 3.7. LA EXTINCTION VISUAL DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
  - 3.7.1. LA CURVA DE EXTINCTION EN NGC7380 A PARTIR DE NUESTRAS OBSERVACIONES INFRARROJAS.
- 3.8. LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR INFRARROJOS.

3.9. LA DISTANCIA FOTOMETRICA A NGC 7380.

3.10. INTERFEROMETRIA FOTOGRAFICA FABRY-PEROT EN H $\alpha$

A LA REGION RII Sh2 142.

3.10.1. EL CAMPO DE VELOCIDADES RADIALES EN NGC 7380.

3.10.2. LA DISTANCIA CINEMATICA A Sh2 142.

#### CAPITULO 4.

4.1. LAS OBSERVACIONES DE RADIO EN Sh2 142.

4.2. LA NUBE MOLECULAR ASOCIADA A Sh2 142.

4.3. MORFOLOGIA Y ESTRUCTURA DE IONIZACION EN Sh2 142.

CONCLUSIONES.

BIBLIOGRAFIA.

## INTRODUCCION

Prácticamente toda la herramienta observacional de la astronomía puede y ha sido aplicada al estudio de las nebulosas gaseosas. Como las nebulosas son objetos extendidos de bajo brillo superficial, los instrumentos más efectivos para estudiarlas son los sistemas ópticos rápidos y de campo amplio. Así, las cámaras Schmidt grandes, son ideales para fotografía directa de nebulosas gaseosas. Los detalles finos a escala pequeña en las nebulosas brillantes se aprecian mejor con fotografías en instrumentos de longitud focal grande. Aunque las nebulosas más brillantes se conocían de las primeras observaciones visuales, muchas nebulosas en emisión débiles han sido descubiertas más recientemente mediante programas sistemáticos de fotografía directa, comparando una exposición tomada en una región de longitud de onda alrededor de líneas nebulares prominentes (frecuentemente  $H\alpha$  6563, [NII] 6548, 6583), con una exposición tomada en una región espectral que suprime la emisión nebular (por ejemplo, 45100, 5500). Otras nebulosas pequeñas han sido encontradas en programas de inspección con prisma objetivo como objetos con líneas en emisión en  $H\alpha$  o [OIII] pero con un espectro continuo débil.

La fuente de energía que ayuda a las nebulosas en emisión a radiar es, en casi todos los casos, la radiación ultravioleta de las estrellas en la nebulosa. Existen una o más estrellas calientes, con temperatura superficial  $T_e > 3 \times 10^4$  K cercanas o en la vecindad de la nebulosa; los fotones ultravioleta que emiten estas estrellas transfieren energía a la estrella por

fotoionización. En las nebulosas así como en prácticamente todos los objetos astronómicos, el hidrógeno es por mucho el elemento más abundante y la fotoionización de hidrógeno es entonces la principal fuente de regeneración de energía. Los fotones con energía mayor que 13.6 eV (potencial de ionización de hidrógeno) son absorbidos en este proceso y el exceso de energía de cada fotón absorbido aparece como energía cinética de un fotoelectrón liberado. Las colisiones entre electrones y iones distribuyen esta energía y mantienen una distribución de velocidades Maxwelliana a una temperatura  $T$  en el rango entre 5000 y 20 000K en nebulosas típicas.

Las colisiones entre electrones térmicos y iones excitan los niveles bajos de energía de los iones. Las transiciones radiativas de estos niveles excitados a niveles más bajos, tienen una probabilidad de transición pequeña, pero a las densidades típicas de una nebulosa ( $n_e \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) la desexcitación colisional es menos probable aún, por lo que casi cada excitación conduce a la emisión de un fotón y la nebulosa emite entonces en un espectro de líneas prohibidas que es difícil de excitar bajo condiciones de laboratorio en la Tierra. Los electrones térmicos son recapturados por los iones y el grado de ionización en cada punto de la nebulosa está fijado por el equilibrio entre fotoionización y recaptura. En una nebulosa en la cual, la estrella central tiene una temperatura especialmente alta, el campo de radiación tiene un número alto de fotones de alta energía y la ionización de la nebulosa es alta. En tales nebulosas se pueden observar líneas colisionalmente excitadas de [NeV] y [FeVII]. Es importante notar

que la alta ionización resulta por la energía alta de los fotones emitidos por la estrella y no necesariamente indican una temperatura nebuliar alta  $T_e$  definida por la energía cinética de los electrones libres. En el proceso de recombinación, las recapturas ocurren a niveles excitados y los átomos excitados así formados decaen por transiciones radiativas eventualmente hasta el nivel base. En este proceso se emiten fotones de líneas dando origen al espectro observado de Balmer y Paschen en todas las nebulosas gaseosas. Además de las líneas brillantes y el espectro continuo emitido por procesos atómicos, muchas nebulosas también tienen un continuo infrarrojo emitido por partículas de polvo calentadas a una temperatura del orden de 100K por radiación de la estrella central. Estas regiones HII se observan no solo en nuestra Galaxia sino también en otras galaxias cercanas, están fuertemente concentradas en los brazos espirales y se les considera como los mejores objetos para trazar la estructura de brazos espirales en galaxias distantes.

En el presente trabajo vamos a presentar y discutir los resultados de nuestras observaciones a la región HII galáctica, Sh2 142 y al cúmulo galáctico NGC/380 que contiene a las principales fuentes excitadoras de esta región ionizada.

Sh2 142 (región de gas ionizado con el número 142 en el catálogo de nebulosas galácticas de Sharpless), forma parte del complejo Sh2 142/NGC 7380/HI ubicado en dirección de Cefeo. Las principales fuentes de radiación ionizante de esta región HII pertenecen al cúmulo galáctico NGC/380. Hemos seleccionado 25

estrellas de las más brillantes en el campo de este cúmulo y las hemos observado fotométricamente tanto en el óptico con el sistema de Stromgren, como en el cercano infrarrojo, en el sistema JHKLM del Observatorio de San Pedro Mártir. Hemos observado también a esta región ionizada, con la técnica de interferometría fotográfica Fabry-Pérot en  $H_{\alpha}$  6563 Å y finalmente la hemos estudiado fotográficamente con filtros de bandas angostas ( $\Delta\lambda = 10\text{Å}$ ), centrados en líneas de emisión nebulares ([SII]  $\lambda$  6715/30 y  $H_{\alpha}$  6563). En el capítulo 1 presentamos en un resumen conciso, los antecedentes de trabajos observacionales y los resultados correspondientes más importantes reportados sobre este complejo. Explicamos la razón de nuestro estudio observacional a este complejo y comentamos sobre nuestro programa de observación e instrumentos utilizados. En el capítulo 2 presentamos algunos conceptos y definiciones astronómicas básicas (fundamentalmente sobre fotometría óptica e infrarroja, modelos de atmósferas estelares, interferometría Fabry-Pérot y cinemática galáctica) que son necesarios para poder interpretar el material observacional obtenido para este trabajo. En el capítulo 3, presentamos los resultados obtenidos con cada una de las técnicas observacionales utilizadas. Discutimos de manera explícita los procedimientos que nos han llevado a obtener tales resultados. Finalmente en el capítulo 4, hacemos un breve resumen de las observaciones en radiofrecuencias ( $\lambda = 21\text{cm}$  y la molécula de CO), que complementan nuestras observaciones y nos revelan la presencia de una nube molecular asociada al complejo estudiado. En esta etapa reagrupamos todos nuestros resultados observacionales y seleccionamos las mejores fotografías obtenidas con filtros de

banda angosta con el proposito de intentar explicar desde este marco observacional algunos aspectos morfológicos importantes que resaltan en esta región III. Terminamos resumiendo las conclusiones mas importantes obtenidas. Todas nuestras observaciones fueron llevadas a cabo en el Observatorio Astronómico Nacional, Sierra San Pedro Mártir, Baja California, México.

## CAPITULO I

1.1. RESUMEN DEL PRESENTE TRABAJO

1.2. LOS TRABAJOS PREVIOS EN Sh2 142/NGC7380/HI.

1.3. MOTIVACIONES PARA HACER EL PRESENTE ESTUDIO OBSERVACIONAL A  
Sh2 142/NGC7380/HI.

1.4. EL TRABAJO OBSERVACIONAL EN Sh2 142/NGC7380.

## 1.1 RESUMEN DEL PRESENTE TRABAJO.

El presente trabajo es un estudio observacional de la región HII Sharpless 142 (SH 2-142), la cual es ionizada por algunas estrellas del cúmulo galáctico NGC 7360 [ $\alpha(1950) = 22^{\text{h}}45^{\text{m}}.6$ ,  $\delta(1950) = +57^{\circ}48'$ ] localizado en dirección de Cefeo. Presentamos y discutimos los resultados de la fotometría de Strömgen  $uvby-\beta$  (incluyendo el sistema fotométrico de Crawford centrado en la línea  $H_{\beta}$ ) y de la fotometría JHKLM en el cercano infrarrojo ( $1-5 \mu\text{m}$ ) para 25 estrellas brillantes en el campo de este cúmulo. De la fotometría óptica y con ayuda de la red de colores sintéticos preparada por Neri (1966) y obtenida a partir de los trabajos de Relyea y Kurucz (1978), se han estimado los parámetros físicos  $T_{\text{eff}}$  y  $\log g$  de las estrellas. Se tomaron los índices de color libres de enrojecimiento de Crawford y Mandwewala (1976) y se transformó el color  $(b-y)$  de Strömgen al color  $(B-V)$  de Johnson de acuerdo con las relaciones de Relyea y Kurucz (1978). Con la  $T_{\text{eff}}$  estimada, se obtuvieron los excesos de color  $E(B-V)$  para cada estrella observada. A partir de los diagramas color-magnitud  $(V, b-y)$  y de colores sintéticos  $(M1)$ ,  $(C11)$ , se eliminaron ocho estrellas de campo de nuestra muestra inicial. De los probables miembros restantes se obtuvo un valor promedio muy uniforme para la extinción,  $E(B-V) = 0.77 \pm 0.02$ . En nuestra muestra, se encuentran incluidas algunas estrellas conspicuas como LSIII 57<sup>89</sup> (Moffat, 1971). Esta estrella (con tipo espectral  $B0$  y  $T_{\text{eff}} = 30,000 \text{ K}$ , de acuerdo con nuestras observaciones) se encuentra asociada con una fuerte nebulosidad similar a una probable zona de formación estelar localizada dentro de la región NGC2175 - 1 (Chavarría K. y colaboradores, 1987).

De la experiencia adquirida con esta y otras regiones como NGC 7000/IC5170 (Terranegra, 1989) y NGC2264 (Neri, 1989), Chavarría E. y colaboradores, han encontrado inconsistencias relacionadas con los colores sintéticos H $\alpha$ I y I $\alpha$ I. Para NGC7000, I $\alpha$ I está más enrojecido. En consecuencia, no fué posible determinar con precisión la clase luminosa mediante la técnica de colores sintéticos. La clase luminosa ha sido determinada a partir de la fotometría H $\beta$  de acuerdo con las calibraciones de Sinnerstad (1961) y Crawford (1960, 1978). Las estrellas observadas son en su mayoría de clase luminosa V, lo cual es consistente con la edad del cúmulo ( $2 - 3 \times 10^6$  años, Moffat, 1971).

Utilizando la fotometría en el cercano infrarrojo hemos determinado la ley de extinción a la región y la extinción visual para cada una de las estrellas. Extrapolando a longitud de onda infinita con la curva 15 de Van der Hulst, fue posible determinar una extinción promedio  $A_V = 1.98$  ( $\sigma = 0.17$ ) y un cociente de extinción total a selectiva  $K = 2.60$  ( $\sigma = 0.14$ ). Por medio de los diagramas color-color infrarrojos (J-H, H-K) y (H-K, K-L), se puede llegar a la conclusión de que no existen excesos infrarrojos en ninguna de nuestras estrellas, excepto posiblemente en las estrellas o 142-6 y o 142-12. Sin embargo, son necesarias más observaciones infrarrojas para confirmarlo. La ley de extinción obtenida es muy parecida a una ley de extinción normal para nuestra Galaxia y concuerda muy bien con la obtenida por Johnson (1972) para la región de Cefeo dentro del dominio de las observaciones hasta el filtro H $\alpha$  ( $\lambda = 3.8\mu$ ). Johnson utilizó fundamentalmente el método de diferencias de color.

debe notarse, sin embargo, que Johnson incluyó estrellas con excesos intrínsecos al derivar su ley, lo que hace simular un cociente de extinción total a selectiva mayor en el cómputo de las observaciones para  $A_V = 3.50(mv)$ . De acuerdo con Underhill (1967, y referencias ahí contenidas), aproximadamente un tercio de nuestra muestra de estrellas son binarias espectroscópicas. Si omitimos este importante hecho a la hora de hacer una determinación fotométrica de la distancia, obtendremos un valor que puede considerarse como cota inferior al valor real de la distancia. Haciendo una discusión al respecto obtenemos finalmente una distancia fotométrica,  $d_{\text{fotométrica}} = 3330 \pm 352$  pc. Esta puede ser la razón de la dispersión tan alta que se observa en los valores reportados para la distancia a esta región. Se observa también la carencia de una fotometría precisa. Al derivar la distancia se ha usado la escala de magnitudes absoluta de Schmidt-Kaler (1982).

Discutimos y presentamos los resultados de la interferometría fotográfica Fabry-Pérot en  $H_{\alpha}$  que nos ha permitido estimar la velocidad radial en 1100 puntos a través de la región HII Sh2-142. De nuestros datos, la velocidad radial promedio sobre la región en el sistema local de velocidades es  $V_{\text{LDR}} = 40.6$  km/s. Interpretando los resultados de acuerdo con la curva clásica de rotación de Schmidt para nuestra Galaxia, es posible determinar una distancia cinemática a Sh2-142,  $d_{\text{cinemática}} = 3300 \pm 400$  pc. El campo de velocidades muestra una distribución normal con una dispersión sobre el valor promedio de 6 km/s. La distribución espacial tanto del campo de velocidades como de las estrellas observadas abarca un número considerable de fuentes infrarrojas

reportadas en el catálogo IHS (1967) así como de radio-fuentes de acuerdo con Joncas y Roy (1985). Finalmente, se discuten los resultados del estudio fotográfico practicado a la región ionizada con filtros de banda angosta ( $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ ) en IRII 16004, IRII 16717/6731 y H $\alpha$  16563. De acuerdo con nuestras observaciones, intentaremos dar una explicación cuantitativa sobre algunas características morfológicas que se apreciaban en esta región. Entre las características más importantes que resaltan, está la presencia de bordes brillantes, nudos y fuertes condensaciones. Todas las observaciones se realizaron en las instalaciones del Observatorio Astronómico Nacional, en San Pedro Mártir, Baja California, México, del Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México.

## 1.2 LOS TRABAJOS PREVIOS EN S142/NGC7380/HI.

Las investigaciones fotométricas de NGC7380 ( $I^{11} = 107^{\circ}.1$ ,  $E^{11} = -0^{\circ}.9$ ) llevadas a cabo por Johnson y colaboradores (1961), Becker (1963), Johnson (1965), Miller (1965) Underhill (1967), y otros, han dado como resultado, módulos de distancia muy inciertos y discrepantes entre sí, variando desde  $7.1^m$  hasta  $13^m$  G.

Excepto por el valor de Johnson (1965), el cual estuvo basado en un valor anómalo del cociente de absorción total a selectiva, la razón de esta diversidad parece más bien deberse a una gran dispersión en los valores de la extinción en las estrellas del cúmulo y/o a una carencia de datos suficientemente precisos. En la tabla (1.1) se presenta un resumen breve que

Ejemplifica la variedad de valores reportados para la distancia a esta región por diferentes autores en distintas épocas.

Tabla 1. Determinaciones del valor de la distancia a NGC 7380/Sh2-142

AÑO	AUTOR	DISTANCIA (PC)
1930	TRUMPLER	1840
1932	SHAPLEY	790
1949	SANFORD	1560
1950	BARKHATOVA	1470
1966	HUGG	2400
1967	NECKEL	2000
1968	WALKER	3200
1969	MILLER	5400
1971	MORFAT	3600
1976	GEORGÉLIN	3300
1976	GEORGÉLIN	2400
1980	ISRAËL	4000
1983	BAUDE	3200

Morfat (1971), hizo una extensa investigación de NGC 7380 usando fotometría fotográfica UVV. Su programa contempló todas las estrellas más brillantes que  $V = 16^m.4$  dentro de un círculo de 31 minutos de arco de diámetro alrededor de NGC 7380, obteniendo la distancia ( $3.6 \pm 0.7$  kiloparsec) y una edad para el cúmulo de  $2 - 3 \times 10^6$  años. Estudiando la extinción en la región y haciendo un conteo de la densidad estelar proyectada en el cúmulo, obtiene resultados que él interpreta como la existencia de al menos dos capas concéntricas de polvo de radios  $r = 6'.5$  y  $10'.4$  respectivamente.

De acuerdo con sus estimaciones, la masa contenida en la capa de polvo más interna es de aproximadamente  $50 M_{\odot}$ . La masa en forma de gas ionizado es, de acuerdo con los cálculos de Schwartz (1970), de  $1000 M_{\odot}$ .

Moffat ha observado un déficit de estrellas débiles en la región central del cúmulo. Se han observado deficiencias estelares similares en otras asociaciones jóvenes como NAC2175 (Pishnish, 1970).

Haciendo la suposición de que para esta región la mayoría del gas se encuentra contenido en la región HII, Moffat encuentra un cociente de la masa de gas a polvo,  $M_{\text{HII}} / M_{\text{polvo}} = 40$ , comparado con el promedio,  $M_{\text{HII}} / M_{\text{polvo}} = 130$  encontrado por Lambrecht y Schmidt (1958) para la zona comprendida entre  $0^{\circ} < l^{II} < 180^{\circ}$  en nuestra Galaxia.

Turner (1974), reportó un valor anómalo para el cociente de extinción total a selectiva ( $R = 0.6 \pm 0.2$ ) mediante un análisis de extinción variable de las estrellas de Nac7350. Mc Millan (1976), incluyó este cúmulo en su estudio sobre el comportamiento y dependencia de la polarización interestelar con la longitud de onda, con el objetivo de revisar la relación empírica obtenida por Serkowski et al. (1975) entre  $\lambda_{\text{max}}$  y  $R$ . Observando a miembros del cúmulo así como estrellas del campo vecinas, encontró una polarización uniforme en la región paralela al ecuador galáctico. Concluye también, que las capas de polvo que rodean al cúmulo no contribuyen de manera apreciable a la polarización de la región. Por otra parte, Baade (1983) también

hace un extenso estudio basado en fotometría UV y fotográfica y reporta que al menos 193 estrellas pertenecen a este cúmulo.

La región H II asociada que contiene al cúmulo abierto NGC 7360, tiene como principal fuente ionizante a la estrella variable HD215635 también conocida como  $\theta$  Cephei (Mittner, 1956). Esta estrella (denominada S 142-0 en nuestras observaciones), es una binaria espectroscópica localizada en la parte oeste de la nebulosa; ambas componentes son de tipo espectral O6V (Goy, 1973). Israel (1977), ha sugerido que otras dos estrellas de tipo espectral O9 y O9.5 (denominadas S 142-18 y S 142-22 en nuestras observaciones), pueden contribuir parcialmente a la ionización de la región. A partir de observaciones en radio, Feill y Harten (1961), han calculado que  $2.95 \times 10^{49}$  fotones  $s^{-1}$  son necesarios para ionizar a S142-0. HD215635 emite al menos  $3.5 \times 10^{49}$  fotones ionizantes por segundo (Panagia, 1973). Feill y Churchwell (1972), han observado en 21 cm a S142-0 obteniendo un flujo integrado de 12 Jy. Feill y colaboradores obtuvieron 17.1 Jy. en 73.5 cm, y confirmaron que la baja frecuencia del flujo medido es de origen completamente térmico. S142-0 también está incluida en los estudios de Feill y colaboradores (1978), Warner y Black (1978), ambos en 4970 MHz, y de Kallias y Reich (1980) en 21 cm. Se han hecho estudios en líneas de recombinación de hidrógeno en radio, Pedlar (1980) en H16 $\alpha$  y Garay y Rodríguez (1983) en H12 $\alpha$ . Israel (1980) ha observado una nube molecular al este de S142-0 más pequeña que la nube ionizada, asociada con la nebulosa. La extensión de la nube de CO de acuerdo con sus cálculos es de aproximadamente 7 pc a una distancia de 4000 pc, con una masa de  $200 M_{\odot}$  y  $n(H_2)$   $60 \text{ cm}^{-3}$ .

El máximo de las integraciones en velocidad consta, de acuerdo con las observaciones de Israel, en realidad de dos componentes: una densa con  $(V_{LSR} = 41.1 \text{ km s}^{-1})$ , la otra menos densa y caliente con  $(V_{LSR} = 42.8 \text{ km s}^{-1})$ . No se han detectado máseres de  $\text{OH}/\text{H}_2\text{O}$  en esta región. Turner (1969), incluyó esta región en su búsqueda de máseres de OH sin encontrar alguno positivamente.

Sharpless 142 (Sh2 142), también ha sido observada con la técnica interferométrica desarrollada por Courtés y colaboradores (1966), Williamson (1967), Georgelin y Georgelin (1973), Mack (1982) y más recientemente por Juncas y Roy (1984). Los valores reportados para la distancia cinemática a la región también muestran una dispersión considerable.

Finalmente, debe mencionarse que de acuerdo con nuestra búsqueda bibliográfica, no existen reportes de observaciones fotométricas en el sistema de Strömgen y en el cercano infrarrojo para las estrellas asociadas con este complejo.

### 1.3 MOTIVACIONES PARA HACER EL PRESENTE ESTUDIO OBSERVACIONAL A Sh2-142/NGC7380/HI.

A pesar de la gran cantidad de trabajo observacional dedicado a esta región en años anteriores, se puede apreciar una dispersión muy alta en los valores reportados para la distancia a la región, sin que se aclaren estas discrepancias. Por ello, se decidió llevar a cabo un estudio fotométrico independiente y con

mayor precisión que los anteriores, con el fin de determinar la distancia a la región, posibles anomalías en el comportamiento de la extinción, buscar estreñas con excesos infrarrojos y obtener la ley de extinción a la región. Durante el estudio interferométrico Fabry-Perot en  $H_{\alpha}$  6563, además de estudiar las propiedades cinemáticas del gas ionizado, se pretende realizar otra determinación de la distancia a la región (de tipo cinemático), lo que nos permitirá dar, junto con la determinación fotométrica, un valor más consistente de la distancia a la región observada.

El estudio fotográfico de la región ionizada Sh2-142 utilizando filtros de interferencia de banda angosta centrados en líneas prohibidas y  $H_{\alpha}$  en emisión, permite obtener información importante sobre algunas propiedades físicas y morfológicas de esta región HII.

#### 1.4 EL TRABAJO OBSERVACIONAL EN SH2-142/NGC7380/HI.

Se seleccionaron 20 estrellas de las más brillantes en el campo del cúmulo galáctico NGC7380, las cuales fueron observadas fotométricamente en los sistemas uvby de Strömgen,  $H_{\alpha}$  de Crawford y de cercano infrarrojo de San Pedro Mártir. Se seleccionaron estrellas brillantes, ya que los telescopios de San Pedro Mártir, carecen de cámaras televisivas de guiado y se requería certeza en la identificación de los objetos. Estas observaciones fueron llevadas a cabo las noches del 10 al 25 de Septiembre de 1988 utilizando los telescopios reflectores de 2.1

m. y 1.0 m. del Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir Baja California, México (OAN-SFM). El telescopio de mayor diámetro de apertura estaba provisto con el fotómetro de cercano infrarrojo JbAUM (ver Roth et al., 1980, para detalles del instrumento), y el telescopio de menor envergadura fue provisto con el fotómetro multicanal cuenta-pulsos también conocido como fotómetro danés.

La región ionizada SH2 142 también fue observada usando el reductor focal Fabry-Pérot del IANUNAM (Moreno, 1986), acoplado al foco Cassegrain del telescopio de 0.84m. del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir. Como detector primario se usó un tubo intensificador de imágenes del tipo electrostático de una etapa marca Varo. Las imágenes obtenidas, fueron registradas en película espectroscópica Kodak 103ae. El procesamiento fotográfico fue el recomendado en la literatura para este tipo de emulsiones. Se usó un filtro de interferencia por capas múltiples centrado en  $H\alpha$   $\lambda 6563\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda = 6\text{\AA}$  y transmitancia  $T = 35\%$ . Las imágenes así obtenidas, fueron moduladas por un patrón de interferencia producido por un etalon de  $520\mu$  de separación fija. Las observaciones se hicieron en los años 1980, 1981 y 1986. Se obtuvieron también fotografías de la nebulosa en la línea del  $III$  ( $\lambda 6584\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda = 10\text{\AA}$ ,  $T = 40\%$ ) y  $IV$  ( $\lambda 6723\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda = 30\text{\AA}$ ,  $T = 52\%$ ).

## CAPITULO 2

- 2.1. SOBRE LAS MEDICIONES FOTOMETRICAS EN GENERAL.
  - 2.1.1. ALGUNAS DEFINICIONES IMPORTANTES EN FOTOMETRIA.
- 2.2. IMPORTANCIA DE LAS LINEAS EN UNA MEDIDA FOTOMETRICA.
- 2.3. EL SISTEMA FOTOMETRICO UVBY DE STROMGREN.
- 2.4. EL SISTEMA FOTOMETRICO  $H_{\beta}$  DE CRAWFORD.
- 2.5. SISTEMAS DE COLORES Y MODELOS DE ATMOSFERAS ESTELARES.
  - 2.5.1. LOS MODELOS DE ATMOSFERAS DE RELYEA Y KURUCZ.
  - 2.5.2. SOBRE LOS COLORES SINTETICOS.
- 2.6. LOS COLORES SINTETICOS Y EL SISTEMA DE STROMGREN.
- 2.7. EL COCIENTE DE ABSORCION TOTAL A SELECTIVA.
  - 2.7.1. LA ABSORCION TOTAL.
- 2.8. FOTOMETRIA INFRARROJA.
  - 2.8.1. LOS MODELOS DE POLVO CIRCUNESTELAR Y LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR INFRARROJOS.
- 2.9. FOTOGRAFIA DIRECTA E INTERFEROMETRIA FABRY-PEROT.
  - 2.9.1. EL REDUCTOR FOCAL.
  - 2.9.2. DETERMINACION DE VELOCIDADES RADIALES A PARTIR DE LOS INTERFEROGRAMAS.
  - 2.9.3. PORQUE USAMOS UN INTERFEROMETRO FABRY-PEROT Y NO UN ESPECTROGRAFO PARA OBTENER LAS VELOCIDADES RADIALES.
- 2.10. LA ROTACION GALACTICA.

La fotometría de estrellas es de importancia fundamental para la astronomía. Entre otras cosas, proporciona al astrónomo una medida directa de la energía que emerge de las estrellas a diferentes longitudes de onda sobre todo el espectro. Los colores de las estrellas determinados por mediciones en dos regiones espectrales diferentes, nos dan información sobre la temperatura de la estrella. Si en un diagrama ordenamos las estrellas de un cúmulo o las vecinas del Sol según su luminosidad o brillo por un lado, y su temperatura o color por el otro, su distribución en el mismo, nos da información de su evolución con el tiempo y con la masa de las estrellas. Este diagrama se denomina Hertzsprung-Russell (H-R), ó diagrama magnitud-color. El diagrama H-R, pieza clave para el astrofísico en su desarrollo de la teoría de evolución estelar esta basado en la espectroscopía y la fotometría. De ahí que en verdad ésta es una de las técnicas observacionales más importantes en astronomía. Para poder medir ciertas características que indiquen condiciones físicas en una estrella, es importante medir aisladamente diferentes porciones del espectro. Esto se logra mediante el uso de detectores de respuesta espectral amplia, combinados con filtros que transmiten un cierto intervalo de longitud de onda alrededor de una longitud de onda central. Otra forma sería combinando el detector con un monocromador de luz (por ejemplo, un espectrógrafo). Un sistema fotométrico se define esencialmente al especificar el tipo de detector usado, el conjunto de filtros escogidos para determinado propósito y un conjunto de estrellas denominadas estándar o de referencia con las cuales se podrán comparar las observaciones, y

de esta forma, homogeneizar las observaciones hechas en diferentes lugares.

### 2.1.1. ALGUNAS DEFINICIONES IMPORTANTES EN FOTOMETRÍA

Sea  $I_1(\lambda)$  la radiación proveniente de la estrella 1,  $I_2(\lambda)$  la radiación proveniente de la estrella 2,  $\theta_1$  y  $\theta_2$  los diámetros aparentes de las estrellas 1 y 2 que se han supuesto con geometría esférica.

$T_1(\lambda, d_1)$  la fracción de radiación de la estrella 1 transmitida por el medio interestelar en la dirección  $d_1$ .

$T_2(\lambda, d_2)$  la fracción de radiación de la estrella 2 transmitida por el medio interestelar en la dirección  $d_2$ .

$T_1(\lambda, d_1)$  la fracción de radiación de la estrella 1 transmitida por la atmósfera terrestre cuando la estrella esté en la dirección  $d_1$ .

$T_2(\lambda, d_2)$  la fracción de la radiación de la estrella 2 transmitida por la atmósfera terrestre cuando la estrella esté en la dirección  $d_2$ .

$T_t(\lambda)$  la fracción de radiación estelar transmitida por el sistema óptico del telescopio t.

$T_f(\lambda)$  la fracción de radiación estelar transmitida por un filtro f colocado enfrente del receptor.

$r(\lambda)$  la respuesta de detector  $r$ .

La siguiente expresión, nos define la diferencia de magnitudes aparentes como se observa en la Tierra,  $m_1 - m_2$ , de las estrellas 1 y 2 medidas con un receptor  $r$ , filtro  $f$ , y telescopio  $t$  en las direcciones  $d_1$  y  $d_2$  respectivamente:

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log \frac{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \lambda^2 I_1(\lambda) T_1(\lambda, d_1) T_o(\lambda) T_f(\lambda) r(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \lambda^2 I_2(\lambda) T_1(\lambda, d_2) T_o(\lambda) T_f(\lambda) r(\lambda) d\lambda} \quad (2.1)$$

$m_1 - m_2$  es el valor observado dado a la salida del sistema receptor y representa la reacción del sistema receptor a la radiación estelar. Los límites de integración  $\lambda_a$  y  $\lambda_b$ , donde  $\lambda_a < \lambda_b$  quedan definidos por las propiedades ópticas de los distintos componentes del sistema receptor y son tales que:

$$\begin{aligned} \lambda > \lambda_b & \quad T_o T_f T_r = 0 \\ \lambda < \lambda_a & \quad T_o T_f T_r = 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Para  $\lambda_a < \lambda < \lambda_b$   $T_o T_f T_r$  debe pasar de preferencia por un máximo, a lo más.

En la práctica, para tener condiciones de medición lo más altamente reproducibles, debe asegurarse que  $\lambda_a$  y  $\lambda_b$  dependan principalmente solo de  $T_f$ . En consecuencia:

$$\begin{aligned} \lambda > \lambda_b & \quad T_f = 0 \\ \lambda < \lambda_a & \quad T_f = 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Una de las razones por la que hemos presentado explícitamente la expresión (2.1), es para enfatizar que una

medición de magnitud observada en un telescopio no nos da por sí misma, información acerca de la radiación emitida de la superficie estelar. Aquí es donde la responsabilidad para interpretar adecuadamente los resultados obtenidos en una sesión de observación apenas comienza. Las técnicas de laboratorio permiten tener una medida y control de la transmisión característica del telescopio y los filtros. De manera similar, pero con técnicas de laboratorio más sofisticadas, se tiene información sobre la curva de respuesta del detector. Por otro lado, es difícil obtener información sobre la curva de transmisión de la atmósfera terrestre de manera continua y en todas direcciones. Finalmente, hay que enfrentar un problema por sí mismo importante para la Astrofísica: la absorción del medio interestelar.

Una medición fotométrica absoluta comprende al menos tres pasos esenciales:

Adquisición

Reducción fuera de la atmósfera

Transformación a un sistema estándar

La adquisición de los datos observacionales requiere del conocimiento de técnicas observacionales y de los instrumentos que se utilizan para poder obtener una medida precisa del flujo luminoso que entra al telescopio. Las técnicas electrónicas modernas de adquisición de datos permiten solventar parte de esta fase. La reducción fuera de la atmósfera, es una fase mucho más crítica que la primera (a pesar de que mucha gente suele despreciar esta fase). En la actualidad, se han hecho grandes esfuerzos para simplificar esta etapa (ver por ejemplo, el trabajo

de Arellano y Parrao, Reporte Técnico No.57 del Instituto de Astronomía, U.N.A.M.). Frecuentemente se dice (Golay, 1974), que la principal fuente de error en una medida fotométrica resulta de una mala transformación al sistema estándar. En la realidad, los sistemas fotométricos no son totalmente estables por muchas razones y son difíciles de controlar.

Sea  $S(\lambda) = T_0 T_1$  la curva de respuesta específica de un sistema fotométrico incorporando un filtro  $f$ . Una condición que debe satisfacer todo sistema fotométrico es que  $S(\lambda)$  debe permanecer constante lo más posible durante un cierto intervalo de tiempo.

Sea  $E(\lambda) = c^2 I(\lambda) T_0(\lambda, d)$  la distribución de energía de una estrella en el límite de la atmósfera terrestre, afectada por la absorción del medio interestelar. Es posible obtener la diferencia de brillo entre dos estrellas en magnitudes,  $(m_1 - m_2)_0$  fuera de la atmósfera terrestre como:

$$(m_1 - m_2)_0 = -2.5 \log \frac{\int E_1(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int E_2(\lambda) S(\lambda) d\lambda} \quad (2.4)$$

Por su definición misma, la magnitud de una estrella es una cantidad relativa. Para determinar la magnitud de cualquier estrella, se deben considerar estrellas de referencia, cuya posición así como sus propiedades intrínsecas no produzcan errores sistemáticos. Esta es una de las tareas principales en la fotometría astronómica. Para obtener información sobre la

distribución espectral de una estrella, se hace una comparación del brillo de la misma en dos intervalos espectrales diferentes. Esto es, se calcula el índice de color de la estrella, que se define como:

$$C_{AB} = m_A - m_B = -2.5 \log \frac{\int E_1(\lambda) S_A(\lambda) d\lambda}{\int E_2(\lambda) S_B(\lambda) d\lambda} + Z_{AB} \quad (2.5)$$

$S_A$  y  $S_B$  son las respuestas del sistema fotométrico a la señal proveniente de la estrella  $E(\lambda)$  en dos regiones diferentes del espectro observado, A y B respectivamente. Después de corregir por efectos de extinción, las mediciones nos dan  $C_{AB}$ , el índice de color fuera de la atmósfera de la fuente astronómica observada.

En principio, es posible conocer  $S_A$  y  $S_B$ , por lo que la expresión (2.5) es una ecuación integral a partir de la cual se puede conocer la distribución de energía  $E(\lambda)$ . Este es otro de los objetivos principales de la fotometría astronómica; conocer la forma de la distribución de energía a partir de uno o más índices de color  $C_{AB}$ . Bengt Strömgren distingue entre tres tipos de fotometría, dependiendo del intervalo espectral cubierto por  $S(\lambda)$ . Como ya se dijo antes, este intervalo queda definido en primera instancia por el filtro empleado. Si  $\lambda_a$  y  $\lambda_b$  son los límites inferior y superior del intervalo espectral en donde  $S(\lambda)$  esta definido:

- |  |                                 |
|--|---------------------------------|
| $\lambda_b - \lambda_a < 90\text{\AA}$                 | fotometría de banda angosta.    |
| $90\text{\AA} < \lambda_b - \lambda_a < 300\text{\AA}$ | fotometría de banda intermedia. |
| $\lambda_b - \lambda_a > 300\text{\AA}$                | fotometría de banda ancha.      |

Si  $\Delta\lambda_{\text{at}} = \lambda_e - \lambda_0$  es muy pequeño, la medición se vuelve cuasi-monocromática y el índice de color nos da un punto de la distribución de energía  $E(\lambda)$  con respecto a otro. Si  $\Delta\lambda_{\text{at}}$  es grande, hay que hacer correcciones de segundo orden para poder obtener información confiable sobre  $E(\lambda)$ . En este caso, el objetivo de la fotometría es proveer de una serie de parámetros; índices de colores ó combinaciones de éstos que se correlacionen lo mejor posible con las cantidades físicas que describen la distribución de energía  $E(\lambda)$ . Los métodos fotométricos son probados y estandarizados con estrellas para las cuales se conoce su distribución de energía de manera precisa. Como ejemplos; el lector puede ver la figura (2.1).

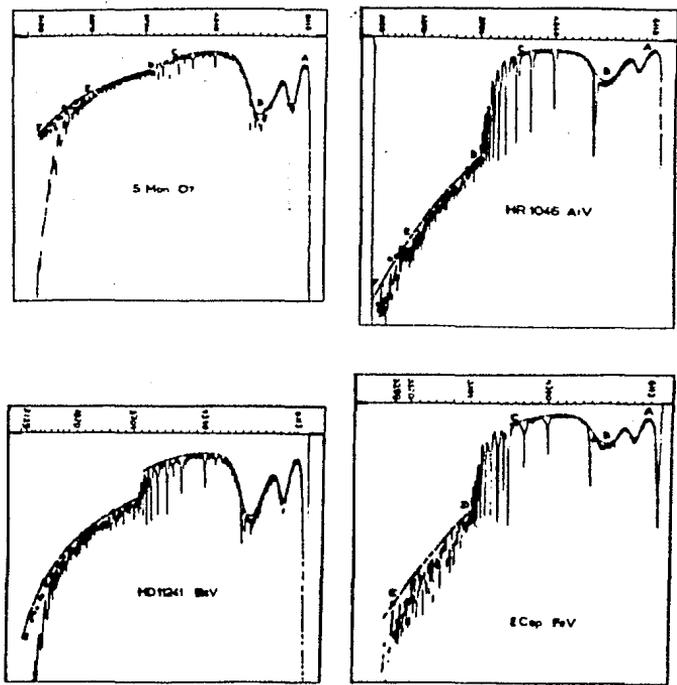


Fig. 2. 1. El espectro de varios objetos estelares. Tomado de Chelegne(1958).

Mientras que  $E(\lambda)$  es relativamente simple para una estrella O, tiene algunas discontinuidades bien definidas para una estrella A y se vuelve compleja para estrellas más frías. Cuando se trata de determinar la naturaleza de la información contenida en una serie de medidas fotométricas, se consideran cantidades similares obtenidas a partir de medidas hechas a estrellas con  $E(\lambda)$  conocida. Code (1960), reporta curvas de distribución de energía para una serie de estrellas cuya precisión es conmensurable con las mediciones fotométricas. Las curvas de respuesta de distintos sistemas fotométricos pueden ser simulados por computadora usando  $E(\lambda)$ 's obtenidas experimentalmente o con modelos de atmósferas estelares. Relyea y Kurucz (1978) y Kurucz (1979),(1988) han calculado modelos de atmósferas estelares consistentes internamente que dan por resultado espectros en gran detalle que se convolucionan con las curvas de respuesta de distintos sistemas fotométricos (en particular con el sistema de Strömgren) y confrontan estos colores calculados o sintéticos con los observados para una estrella real. Comparan sus resultados con los obtenidos por Code (1960) y con las observaciones hechas hasta 1974 en el sistema fotométrico uvby contenidas en el catálogo de Hauck y Mermilliod (1975). En principio, al comparar los valores observados en el sistema uvby- $\beta$  de las estrellas "problema", con esta rejilla de valores sintéticos, nosotros podemos determinar parámetros físicos de las estrellas observadas tales como la temperatura efectiva ( $T_{eff}$ ), la gravedad superficial ( $\log g$ ) y la metalicidad. De esta técnica y de los resultados obtenidos hablaremos con mayor detalle en incisos posteriores.

## 2.2 IMPORTANCIA DE LAS LINEAS EN UNA MEDIDA FOTOMETRICA.

Si estamos interesados en una región del espectro donde  $E(\lambda)$  es una función continua, se deben evitar las líneas espectrales más conspicuas (por ejemplo, de hidrógeno) al definir a los filtros. Por lo general este tipo de técnica sirve para estrellas tempranas o calientes. Al definir los filtros también se debe tomar en cuenta otros factores, por ejemplo, que la influencia de la rotación produce alas muy extendidas en las líneas que pueden traslaparse con el rango de frecuencias o longitudes de onda abierto por el filtro. Es necesario trabajar progresivamente con filtros más angostos si se desea estudiar estrellas más y más frías. Este también es el caso, cuando nuestro interés se concentra en alguna característica cerca de la discontinuidad de Balmer. A veces se tiene una serie de líneas que varían de manera correlativa. Sus efectos pueden estar combinados y ser estudiados como un todo usando fotometría de banda intermedia.

En un filtro de banda ancha hay una mezcla de líneas y continuo y se sabe que las líneas no necesariamente varían correlativamente con la temperatura efectiva, gravedad o con cambios en composición química. En este caso el sistema fotométrico es poco sensible a estos efectos. Poder predecir los efectos globales de distintos grupos de líneas en una cantidad fotométrica es uno de los objetivos de la teoría de atmósferas estelares.

Como ya mencionamos antes, para el caso de filtros de banda intermedia o ancha, el sistema fotométrico queda definido por las propiedades ópticas de estos últimos. En la figura (2.2) se presentan las curvas de respuesta del sistema de Strömgren y en la figura (2.3) se presenta la curva de transmisión de la atmósfera.

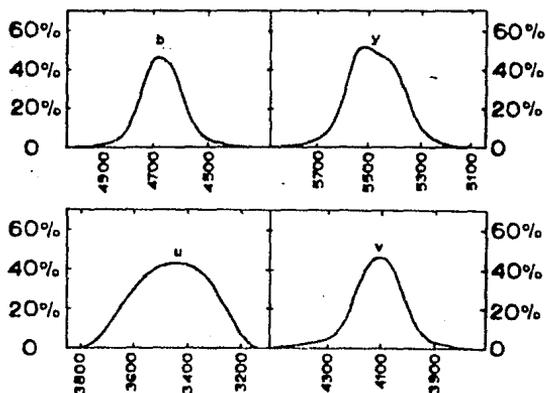


Fig. 2.7. Curvas de transmisión de los filtros UVBY. Tomado de Crawford (1966).

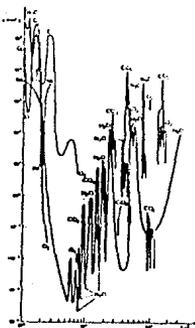


Fig. 2.9. Curva de transmisión de la atmósfera terrestre.

De las figuras (2.2) y (2.3), se desprende que el límite inferior del filtro u está dentro de la región transparente de la atmósfera. Los demás filtros caen claramente dentro de la región transparente de la atmósfera. Por tanto las curvas del Sistema Stromgren-Crawford no son dependientes de la atmósfera terrestre, en contraste con otros sistemas fotométricos (por ejemplo, el de Johnson). El límite superior del filtro u se introduce un poco en el lado  $\lambda > 3700\text{\AA}$  de la discontinuidad de Balmer y el filtro v se introduce un poco en el lado  $\lambda < 3700\text{\AA}$  de la discontinuidad.

Esta situación ayuda a simplificar el análisis de las observaciones con estos dos filtros. El filtro v también evita las líneas de la serie de Balmer, excepto  $H_{\alpha}$ . Los otros filtros no contienen líneas muy fuertes más allá del tipo espectral G0. La fotometría uvby se complementa anexando la fotometría  $H_{\beta}$ , de la cual hablaremos más adelante. Usando el índice  $\beta$  es posible eliminar la influencia de la línea  $H_{\alpha}$  en el filtro v. Por otra parte, se ha encontrado que estas líneas ejercen un efecto de bloqueo no despreciable. Se entenderá por bloqueo (Blanketing), de acuerdo con la definición de Sandage y Eggen (1959), los efectos totales debidos a la presencia de líneas de absorción.

Se ha encontrado (Golay, 1974), que para estrellas de tipo espectral F y G, el bloqueo por líneas débiles principalmente de metales es prácticamente igual en b y en y, lo que significa que el índice de color b-y es insensible a la abundancia de las líneas metálicas en el espectro y por tanto, pueden utilizarse como un indicador de la temperatura efectiva. Ver figura (2.4).

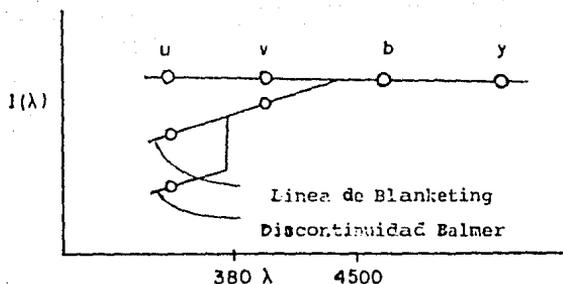


Fig. 2.4. Representación esquemática de algunos efectos fotométricos usados en el sistema UVby. Tomada de Crawford.

Stromgren introduce dos parámetros:

$$c_1 = (u-v) - (v-b) \text{ Medida de discontinuidad de Balmer.} \quad (2.7)$$

$$m_1 = (v-b) - (b-y) \text{ Medida del bloqueo por líneas.}$$

El bloqueo en  $u$  es aproximadamente dos veces el bloqueo en  $v$ . Como  $c_1 = u - 2v + b$ , entonces se elimina esta diferencia de bloqueo y  $c_1$  nos da una medida de la discontinuidad de Balmer. El filtro  $y$ , nos da la magnitud visual aparente,  $(b-y)$ .  $c_1$ ,  $m_1$  son parámetros que no son independientes del efecto de extinción interestelar.

En un diagrama color-color observacional (por ejemplo,  $c_1$  vs  $m_1$  o  $m_1$  vs  $(b-y)$ ), la trayectoria de las estrellas calientes o azules nos permite estimar el efecto de extinción interestelar. Por ello, es posible hacer una corrección por este efecto usando

las siguientes relaciones:

$$[c_1] = c_1 - 0.2 (b-y) \quad (2.7)$$

$$[m_1] = m_1 + 0.32 (b-y)$$

Podemos estimar y corregir por el efecto de extinción interestelar, gracias a que este medio absorbe la luz diferente para distintas longitudes de onda de la luz incidente. Esto es palpable en el enrojecimiento de color (p.ej. en el parámetro  $b-y$  en las estrellas azules). La ecuación (2.7), se establece si se sabe que las relaciones entre los excesos de color son: (Ver Crawford y Mandwewala (1976)).

$$E(c_1) = 0.2E (b-y) \quad (2.8)$$

$$E(m_1) = - 0.32E (b-y)$$

donde 0.2 y -0.32 han sido determinados bajo la suposición de que la absorción interestelar sigue una ley estándar. Nótese que la manera en que están expresados  $[c_1]$  y  $[m_1]$  puede ser sorprendente considerando la manera en que fueron introducidos. El índice  $c_1$  corregido por extinción interestelar es:

$$c_1^0 = c_1 - E(c_1) = c_1 - 0.2E (b-y)$$

$$E (b-y) = (b-y) - (b-y)_0 \quad (2.9)$$

$$c_1^0 - 0.2 (b-y)_0 = c_1 - 0.2 (b-y) = [c_1]$$

Observe que  $c_1^0 = 0.2 (b-y)_0$  contiene sólo contribuciones intrínsecas y que  $[c_1]$  permanece como un indicador de la discontinuidad de Balmer. De manera similar, se pueden definir los parámetros  $[m_1]$  y  $[u-b]$ .

La gran variedad de aplicaciones de este sistema, ha impuesto en los usuarios muchos tipos de representaciones entre los parámetros observables, especialmente adaptadas para el objetivo perseguido. Hemos visto en párrafos anteriores que es posible obtener los parámetros  $[c_1]$  y  $[m_1]$  libres de enrojecimiento, considerando una ley de extinción estándar. Veamos en la figura (2.6), cómo se pueden observar algunas propiedades de los diagramas cuando se combinan estos dos parámetros.

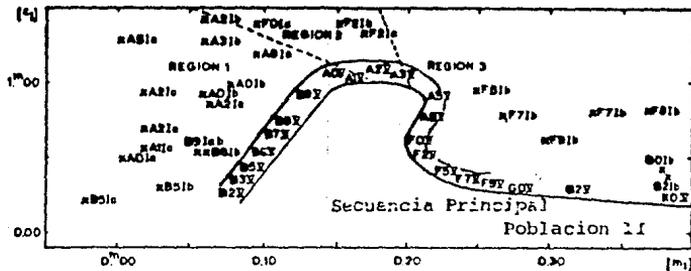


Fig. 2. 3. Diagrama  $[c_1]$  versus  $[m_1]$ . Tomado de Strömberg (1966).

Las estrellas de tipo espectral B1 a K0 de clase luminosa V se concentran en una banda angosta muy bien definida. La posición a lo largo de esta banda determina el tipo espectral de manera inambigua con una precisión reportada por Strömberg (1966) de 0.1 a 0.2 en el tipo espectral. Las estrellas con tipo espectral B5 a

G2 tienen la clase luminosa  $I_0$  y  $I_1$  bien definida y separada de la clase luminosa V, excepto para estrellas de tipo espectral F5I<sub>0</sub> y I<sub>1</sub>.

La clase de luminosidad III no es claramente distinguible de las clases IV y V, excepto para estrellas en la región con tipo espectral entre B9 y A5. Para las estrellas de tipo espectral desde K1 a M y clase luminosa III - V, se tiene que  $[m_1] > 0.4$ .

Los diagramas del sistema uvby incorporan medidas del sistema  $H_{\beta}$ . Esto se hace frecuentemente en estrellas calientes, ya que el índice  $\beta$  es un indicador de la luminosidad y es independiente de los efectos de extinción interestelar. Para calibrar el sistema uvby incorporando el índice  $\beta$ , Stromgren divide la figura anterior en tres zonas:

Región 1:  $[c_1]$  ó  $[u-b]$  son parámetros que indican temperatura efectiva.

Región 2:  $[m_1]$  o bien la diferencia  $[m_1] - [c_1]$  son parámetros que indican temperatura efectiva.

Región 3:  $\beta$  es un parámetro que indica temperatura efectiva.

Estas tres regiones representan a tres grupos estelares distintos. La región 1, representa a estrellas tempranas. La región 2, representa a estrellas de clase espectral intermedia. La región 3, representa a estrellas de tipo tardío.

Finalmente, hay que hacer énfasis en que la utilidad de la fotometría uvby- $\pi$ , no reside únicamente en que por este medio se puede determinar una clase espectral y luminosidad, así como hacer una descripción cualitativa de la composición química y peculiaridades estelares, sino que también es una prueba a satisfacer por los modelos teóricos (por ejemplo, de evolución estelar, atmósferas estelares, procesos químicos, etc...), ya que éstos deben explicar a las observaciones.

#### 2.4 EL SISTEMA FOTOMETRICO $H_{\beta}$ DE CRAWFORD.

Una de las ventajas de la fotometría fotométrica de banda angosta es que el cociente de intensidades de dos regiones espectrales muy cercanas entre sí es una cantidad independiente de la extinción atmosférica e interestelar. Es una cantidad intrínseca a la estrella. El sistema fotométrico  $H_{\beta}$  fue introducido por Crawford en 1958. Aunque este sistema ha sufrido modificaciones, vamos a presentar las características de los filtros tal y como se publicaron en el trabajo de Crawford y Mander (1966). Ver figura (2.6).

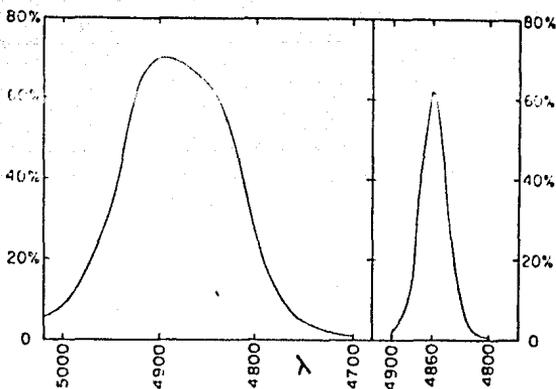


Fig. 2.6. Curvas de transmisión de los filtros en el sistema  $H_{\beta}$ . Tomadas de Crawford & Mandersloot.

El sistema incluye dos filtros; uno amplio de ancho medio aproximado 150Å y uno angosto de ancho medio aproximado 20Å. La transmisión pico de estos filtros es tan cercana como sea posible a la longitud de onda de la línea  $H_{\beta}$  (4861Å) y en consecuencia no hay dependencia de la extinción atmosférica e interestelar. El parámetro  $\beta$  es el índice de color que se obtiene al tomar la diferencia de magnitudes obtenida con los filtros ancho y angosto. Esta cantidad es una medida del ancho equivalente de la línea de hidrógeno observada en la estrella (Golay, 1974). En este trabajo hemos utilizado un filtro angosto ( $\Delta\lambda = 30\text{Å}$ ) y otro intermedio ( $\Delta\lambda = 200\text{Å}$ ), centrados en la línea  $H_{\beta}$  (4861Å) de Hidrógeno.

La figura (2.7), muestra la relación entre el parámetro  $\beta$  y el ancho equivalente,  $W$ , de la línea  $H_{\beta}$  para estrellas observadas por Crawford (1958).

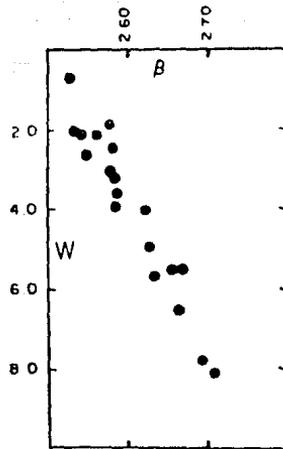


Fig. 2.7. Relación entre el ancho equivalente  $W$ , de la línea  $H_{\beta}$  y el parámetro  $\beta$ . Tomada de Crawford(1959).

El ancho equivalente de  $H_{\beta}$  en las estrellas depende de tres factores: la abundancia química, la temperatura efectiva, y la gravedad superficial de las estrellas, esto último debido al efecto Stark en el ensanchamiento de la absorción alrededor de  $H_{\beta}$   $\lambda 4861\text{\AA}$ . La gravedad es una función de la luminosidad de las estrellas, por lo tanto, el parámetro  $\beta$ , es un parámetro observable que indica luminosidad en estrellas calientes. Si a este parámetro se le grafica contra la temperatura o el tipo espectral, entonces es posible una representación en dos dimensiones para las estrellas observadas: la temperatura efectiva y la luminosidad o gravedad de las estrellas. Ver figura(2.8).

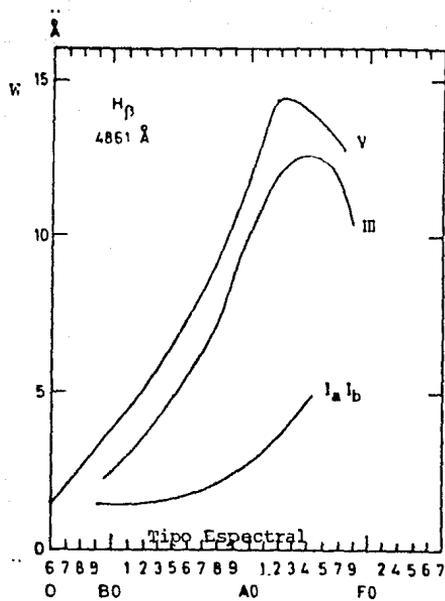


Fig. 2. B. Variación del ancho equivalente de la línea  $H_{\beta}$ ,  $W$ , con el tipo espectral. Tomada de Sinnerstad (1961).

## 2.5 SISTEMAS DE COLORES Y MODELOS DE ATMOSFERAS ESTELARES.

En este inciso trataremos de ilustrar la técnica de colores sintéticos y resumiremos los resultados más importantes de los modelos de atmósferas de Helyea y Kurucz (1978) y Kurucz (1979). Empezando con modelos de atmósferas consistentes internamente, se calcula un espectro del continuo estelar en gran detalle, se convoluciona éste con las funciones de sensibilidad de las partes involucradas en el camino óptico de la luz proveniente de las estrellas para los distintos sistemas fotométricos, se construyen cocientes según los filtros, y a estos colores calculados o sintéticos, se les confronta con aquellos observados

para una estrella real, y de esta forma inferir, de los modelos, sobre los parámetros físicos de éstas.

En la Figura (2.9), mostramos un esquema representativo del proceso de cálculo de colores sintéticos y su comparación con los colores observados.

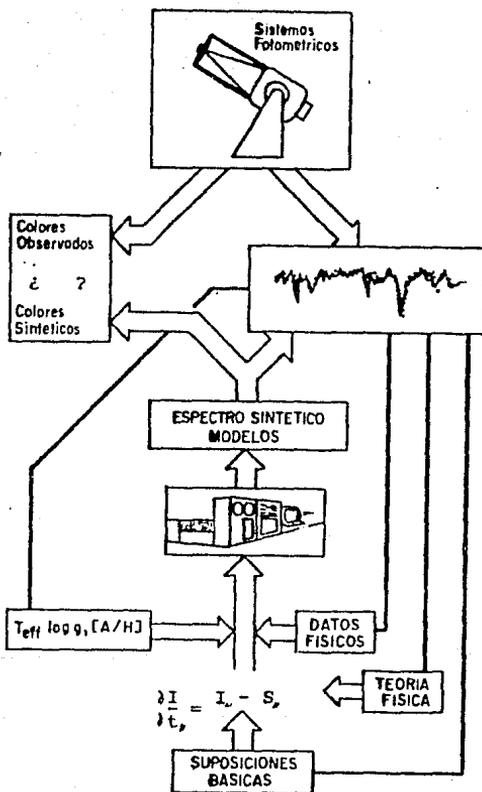


Fig 2.9. Representación esquemática de cómo los modelos de atmósferas estelares son calculados y comparados con las observaciones.

Cuando se construyen los modelos de atmósferas estelares, se hacen a menudo algunas suposiciones básicas como una estratificación plano-paralela de la atmósfera, equilibrio hidrostático y equilibrio termodinámico local. De la física que se sabe sobre una estrella y su atmósfera, se puede formular una serie de ecuaciones que representen estos procesos, lo que a su vez, requiere del conocimiento de parámetros físicos relacionados (ver por ejemplo, Mihalas, 1970).

En particular, el cálculo de espectros sintéticos detallados requiere de un tratamiento correcto de las opacidades, las cuales dependen de la metalicidad de las estrellas. También se necesita de ciertos parámetros derivados por medio de los cuales se van a poder comparar los resultados de los modelos con las observaciones. A estos parámetros se les llama a menudo, parámetros fundamentales, y son principalmente temperatura efectiva,  $T_{\text{eff}}$ , gravedad,  $\log g$ , y abundancia química,  $\log(A)$ . Existen otros parámetros adicionales tales como el mixing-length y la microturbulencia, necesarios en la interpretación de atmósferas estelares en función de parámetros físicos de las estrellas.

Todas estas ecuaciones que representan procesos físicos en la estrella son reformuladas de manera apropiada con modelos numéricos y calculadas en computadora para dar como resultado lo que se conoce como un modelo de atmósfera. Cuando el espectro del modelo se compara con un buen espectro observado de la estrella correspondiente, siempre surgen discrepancias, que a menudo se atribuyen a errores en los parámetros fundamentales supuestos para las estrellas por lo que se puede hacer una corrección a éstos y

así obtener mejores resultados. Notemos entonces que un buen trabajo observacional permite evaluar las suposiciones físicas en los modelos de atmósferas estelares. Resumiendo, los modelos de atmósferas estelares, reproducen al continuo estelar en función de la longitud de onda, y los perfiles de las absorciones fotosféricas para una familia de parámetros estelares.

### 2.5.1 LOS MODELOS DE RELYEA Y KURUCZ.

La alta resolución de los espectros teóricos se convolucionan con la función de sensibilidad de un determinado sistema fotométrico (lo que incluye entre otras cosas, la transmisión de filtros, respuestas espectrales del telescopio y de la atmósfera). Después de considerar esta información en un intervalo de longitudes de onda característico a un sistema fotométrico particular, se obtiene una medida de la magnitud en función de otro intervalo (i.e., colores) dado. Antes de que estos colores puedan compararse con colores observados, es necesario establecer un punto de comparación para confrontar con las observaciones. Por ejemplo, "el punto cero" que define al sistema. Para el sistema UBVRJHKLM de Arizona o de Johnson, una estrella AOV medida, tiene por definición colores igual a cero.

En los modelos se procede similarmente. Así, en el modelo que mejor se ajusta a  $\alpha$  Lyrae (Vega), se definen sus colores de tal modo que sean cero. Esta manera de proceder se sigue en la fotometría absoluta. Otra manera de proceder y que minimiza efectos secundarios es observar a una estrella problema y

compararía con los modelos atmosféricos en cuestión, con objeto de minimizar los errores en los modelos. Con los modelos de atmósferas de Kelyea y Kurucz(1978), ha sido posible calibrar el sistema fotométrico de Stromgren y los modelos de estrellas tempranas con gran precisión. Esto sirve para el doble propósito de permitir la comparación de las observaciones de estrellas problema en el sistema fotométrico con una red de modelos de atmósferas estelares que comprenden un rango de temperaturas efectivas, gravedades y abundancias químicas, además de proveer de un medio para checar la precisión de los modelos. Kurucz(1979), ha calculado una red de modelos de atmósferas para estrellas de tipo espectral O, B, A, F y G que incluye opacidad para 900 000 líneas atómicas con funciones de distribución. Sus modelos para temperaturas efectivas,  $T_{eff}$ , menores que 8 500K, incluyen tratamiento de flujo convectivo y en todos sus modelos se supone una velocidad microturbulenta de  $2 \text{ Kms}^{-1}$ . El rango calculado en temperatura efectiva,  $T_{eff}$ , va de 5 500 K a 50 000 K. Las gravedades superficiales,  $\log g$ , van desde gravedades de secuencia principal ( $\log g = 4-5$ ), hasta el límite de presión de radiación en pasos de 0.5 en  $\log g$ . También hay modelos tabulados para diferentes composiciones químicas,  $\log A = M/H = -1.00$  y  $-2.00$  (1/10 y 1/100 de abundancia solar). Los modelos son calculados en equilibrio termodinámico local(LTE) y con atmósfera estratificada plano-paralela. Como no se incluyen moléculas en las ecuaciones de estado o en la opacidad de las líneas, comienzan a aparecer errores sistemáticos en los flujos predichos por los modelos a temperaturas de 6 000 K y menores.

Un criterio para ver si el modelo es "real", es que reproduzca todas las observaciones del espectro visible de una estrella en particular. Otro criterio, es comparar a los modelos con las observaciones al graficar diagramas color-color sintéticos (en un determinado sistema fotométrico) e investigar si los modelos reproducen los patrones de comportamiento observados en estrellas muy conocidas. En la figura (2.11), tomada del trabajo de Helyea y Kurucz, presentamos una reproducción de un diagrama color-color  $c_1, m_1$ , en forma de red, calibrado con el sistema fotométrico de Strömgen.

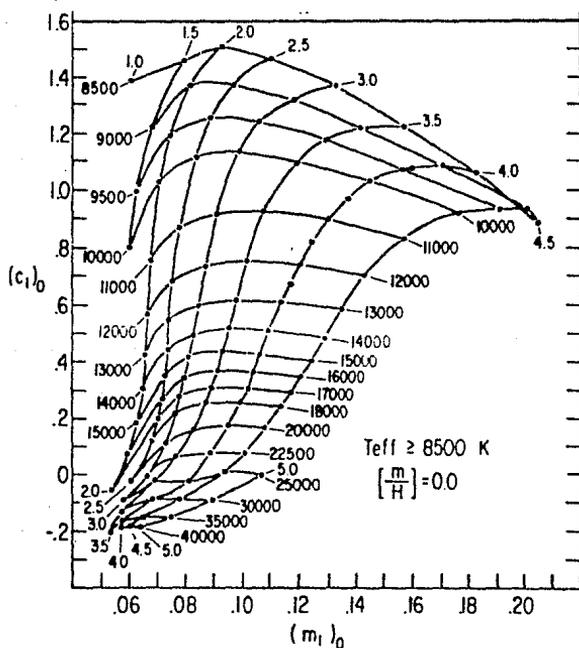


Fig. 2.10. Diagrama  $(c_1)$  versus  $(m_1)_0$  calibrado con el sistema de Strömgen para estrellas con  $T_{eff} > 8500$  K. Tomado de Helyea y Kurucz (1978).

De acuerdo con Kurucz(1979), estas redes son más precisas para  $T_{\text{eff}}$  a 000 K, pero pueden ser utilizadas con cierta aproximación para estrellas un poco más frías. Estas redes calibradas pueden usarse para determinar la temperatura efectiva, la gravedad y las abundancias químicas de estrellas, a partir de observaciones fotoeléctricas en el sistema uvby. En este diagrama se observa que la temperatura se determina con más precisión que  $\log g$ , ya que cambios en el índice  $m_1$  comparables con el error observacional (0.015), pueden dar errores en  $\log g$  de 1.0 para estrellas muy calientes, mientras que el mismo cambio en  $c_1$  puede causar un error en  $T_{\text{eff}}$  de aproximadamente 200 K.

## 2.6 LOS COLORES SINTETICOS Y EL SISTEMA DE STROMGREN.

Vamos a resumir de manera concisa cuál es el comportamiento de los colores sintéticos calibrados con el sistema uvby de Stromgren.

1. (b-y) es sensible a la temperatura efectiva para estrellas amarillas-biancas, aunque menos para estrellas calientes. También es sensible a cambios en gravedad. La combinación ( $c_1$ ) vs (b-y) es útil para determinar  $\log g$  y  $T_{\text{eff}}$  en estrellas con temperaturas menores a 10 000K, si la abundancia química es conocida. Entre más caliente es la estrella, la abundancia química tiene un efecto menor para determinar  $\log g$  y  $T_{\text{eff}}$ .

2.  $c_1$  es muy sensible a cambios en  $\log g$  para temperaturas entre 6 000 K y 10 000 K y menos sensible a más altas

temperaturas. Para temperaturas entre 8 500 K y 10 000 K, el valor de  $c_1$  presenta una ambigüedad (gravedad alta o baja) que puede resolverse con el uso de  $m_1$  (v-b) para ese rango en  $J_{eff}$ .

3. El índice  $m_1$ , diseñado para medir abundancias metálicas, es sensible a los cambios en gravedad para  $T_{eff} > 5 000$  K, aunque los errores observacionales deben minimizarse para hacer uso de esta sensibilidad. Este índice es aproximadamente independiente de  $\log g$  para temperaturas efectivas entre 5 500 K y 7 500 K, en particular para abundancias químicas cada vez menores que las del Sol y poco sensible a cambios en temperatura efectiva, dentro de ese rango de temperatura efectiva. Esto hace al índice muy sensible para determinar abundancias químicas en estrellas intermedias-frías. Cuando se usa el índice, éste provee el único medio aparente para medir gravedades superficiales para temperaturas  $T_{eff} > 10 000$ K, donde los efectos de la abundancia química son menores.

Por tanto y en particular, cuando  $m_1$  se usa en combinación con  $c_1$ , estos índices resultan en una herramienta muy útil para determinar  $\log g$  en estrellas de tipo espectral B.

Kurucz hace una comparación estadística muy completa de sus resultados con las observaciones hechas hasta 1974 en el sistema de Strömgen, contenidas en el catálogo de Hauck y Mermilliod (1975). Sobre estos resultados, al lector se le refiere a los trabajos de Relyea y Kurucz (1978).

Trumpler (1930), calculó las distancias a la Tierra de cien cúmulos abiertos, empleando para ello fotometría fotométrica y los tipos espectrales de las estrellas miembros. Basado en esas distancias y en estimaciones de los diámetros aparentes, obtuvo el diámetro lineal, en parsecs, de cada uno de los cúmulos. Agrupando a los cúmulos por su apariencia, comparó los diámetros lineales con las distancias fotométricas a los cúmulos de un mismo grupo morfológico. Esta comparación mostró que los diámetros aumentaban con la distancia en forma sistemática. Ante este resultado, Trumpler supuso un diámetro lineal promedio para todos los cúmulos de cada grupo y atribuyó las diferencias en el brillo aparente de las estrellas miembros, a absorción debida a material interestelar, que distribuido casi uniformemente en un disco situado en el plano galáctico, absorbe 0.67 magnitudes fotográficas por kiloparsec. Por último, comparó los excesos de color de las estrellas de algunos cúmulos con sus distancias ya corregidas por absorción, encontrando que los índices de color aumentan con la distancia a razón de 0.31 magnitudes por kiloparsec. En consecuencia, atribuyó el enrojecimiento al mismo material interestelar, que absorbe en forma selectiva la radiación estelar, no solo "dentro y alrededor" de algunos cúmulos abiertos, como sugiriera Wallenquist (1929), sino a lo largo de todo su viaje hasta el observador.

En otro artículo posterior, Trumpler comparó los brillos del continuo en los espectros fotográficos de estrellas miembros de cúmulos galácticos lejanos, con los de estrellas del mismo tipo

espectral, poco enrojecida. Las observaciones abarcaron desde 3400Å hasta 6300Å. Aunque los resultados fueron poco aproximados, permitieron señalar la diferencia entre la ley de absorción, por primera vez obtenido, con la dispersión de Rayleigh. Esto es, se encontró que la absorción como función de la longitud de onda, no es proporcional a  $\lambda^{-4}$  (luz dispersada por átomos libres), sino aproximadamente proporcional a  $\lambda^{-1}$ , como en el caso de luz absorbida al ser dispersada por partículas de diámetro entre  $10^{-4}$  y  $10^{-5}$  cm. Trumpler ya había sugerido fluctuaciones locales en la densidad del material absorbente, las cuales hacen variar lo que Trumpler llamó absorción "absoluta" y absorción "diferencial" o exceso de color. Es decir, la cantidad de magnitudes fotográficas absorbidas por kiloparsec y la cantidad de magnitudes de enrojecimiento (exceso de color) entre las magnitudes fotográfica y visual, por kiloparsec. En consecuencia, Trumpler prefirió usar el cociente de esas cantidades (absorción absoluta a absorción diferencial) por considerarlo "probablemente" constante.

Definimos absorción total,  $A(\lambda_0)$ , y absorción selectiva,  $E(\lambda_1, \lambda_2)$  como:

$$A(\lambda_0) = N_p d f(\lambda_0) \quad (2.10)$$

$$y \quad E(\lambda_1, \lambda_2) = A(\lambda_1) - A(\lambda_2) \quad (2.11)$$

respectivamente.  $N_p$  es la densidad de polvo, promediada a lo largo de toda la trayectoria de la radiación sujeta a absorción, desde la fuente al observador.  $d$  es la distancia recorrida por la radiación y  $f(\lambda)$  es una función de longitud de onda y de los



región del cielo, cada una de las cuales está enrojecida de diferentes maneras, dependiendo de los valores de  $N_p$ ,  $d$  y  $f(\lambda)$ . Es admisible suponer, dentro de una pequeña región del cielo una variación de los caracteres físicos del polvo interestelar y en consecuencia asignar una  $f(\lambda)$  promedio a la región. Entonces para promediar todas las curvas de una región, es necesario normalizarlas a una sola ( $N_p d$ ), lo cual equivale a situar a las estrellas observadas a igual distancia del observador y colocar entre éste y aquellas una misma cantidad de polvo que, absorbiendo la luz estelar conforme a una ley  $f(\lambda)$ , enrojece a todas las estrellas de manera uniforme. Es decir, la curva promedio de enrojecimiento se obtiene normalizando las diferentes curvas observadas a una misma absorción selectiva.

#### 2.7.1 LA ABSORCIÓN TOTAL.

La absorción total  $A_\lambda$  en una cierta longitud de onda, del espectro luminoso de una estrella, se puede calcular directamente si se conoce la distancia a la estrella y su tipo espectral. Las magnitudes aparente,  $m_\lambda$ , y absoluta,  $M_\lambda$ , de una estrella están ligadas por la relación:

$$m_\lambda = M_\lambda - 5 + 5 \log d + A(\lambda) \quad (2.13)$$

donde  $\lambda$ , es la longitud de onda efectiva del intervalo espectral en el cual se mide  $m_\lambda$ ,  $d$ , la distancia a la estrella (en parsecs) y  $A(\lambda)$ , en magnitudes. Del tipo espectral de la estrella se infiere su magnitud absoluta. Midiéndose la magnitud aparente, sólo restaría conocer su distancia al observador para calcular la

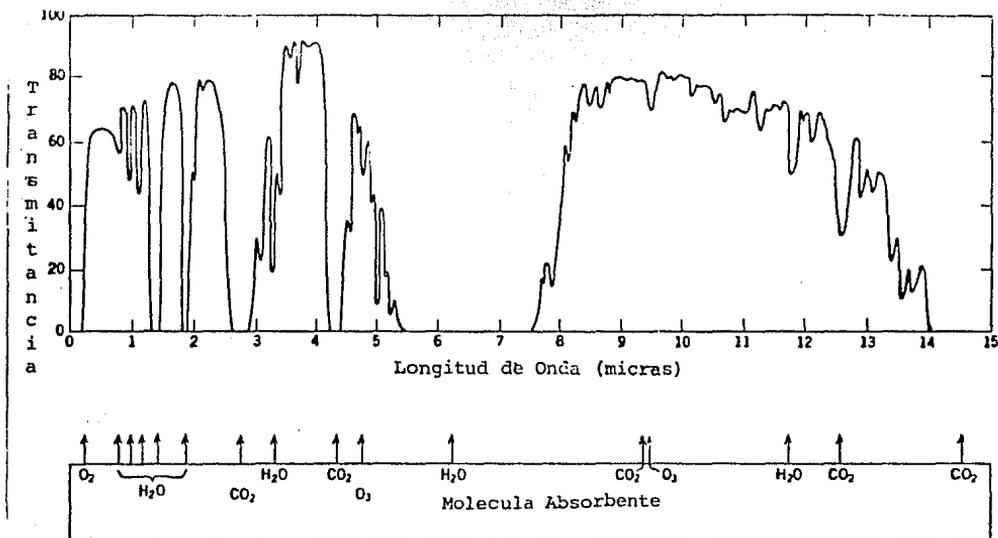
absorción total. La distancia debe medirse por algún método independiente de la absorción interestelar como el caso del paralaje trigonométrico o métodos dinámicos, pero ninguno de estos métodos da resultados suficientemente precisos para determinar distancias cuando la absorción interestelar es perceptible.

El método más utilizado para encontrar la absorción total en estrellas ha sido el de extrapolación de la curva de enrojecimiento. Una vez deducida la curva de enrojecimiento para una estrella, o el promedio de las curvas para varias estrellas de una zona del cielo, la absorción total  $A(\lambda)$ , puede obtenerse extrapolando esa curva hasta  $1/\lambda = 0$  y asignando a esta longitud de onda una absorción total igual a cero. La extrapolación suele hacerse substituyendo la curva de enrojecimiento por la curva de absorción, calculada en base a un modelo teórico de polvo, que se ajuste mejor a la de enrojecimiento en el intervalo de longitudes de onda abarcado en las observaciones. Este método será más preciso cuanto mayor sea el dominio de la curva y mejor el ajuste entre ella (la curva observada) y la curva teórica de absorción. Van der Hulst (1949, 1957), ha calculado una serie de curvas teóricas de enrojecimiento, suponiendo que las partículas de polvo son esféricas y homogéneas y que sus propiedades ópticas están descritas por un índice de refracción complejo. La dimensión física de las partículas fue considerada mediante una función de distribución de los tamaños. Estos modelos han resultado satisfactorios en cuanto a reproducir las curvas de enrojecimiento observadas (al menos un gran número de estas). Sin embargo, de este hecho no se puede concluir que se acepte la similitud entre el polvo interestelar y el polvo del modelo.

En una serie de cuatro artículos publicados en la revista inglesa Philosophical Transactions (1800), el científico inglés Herschel describió el descubrimiento y su investigación subsecuente de lo que entonces él llamó rayos caloríficos, y que después serían conocidos como radiación infrarroja. El aire que respiramos (incolore e inodoro), absorbe una buena fracción de los fotones infrarrojos que intentan traspasarlo. Los principales causantes de esto son las moléculas, en particular las de dióxido de carbono ( $\text{CO}_2$ ) y las de agua ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Estas moléculas poseen bandas de absorción en la porción infrarroja del espectro electromagnético. Sólo a longitudes de onda entre las bandas moleculares, la radiación puede llegar a la superficie terrestre sin ser absorbida (estas son las llamadas ventanas atmosféricas).

Por razones históricas y hoy un tanto anacrónicas, se han escogido porciones angostas del espectro en la parte visible para definir los sistemas fotométricos en el cercano infrarrojo. El sistema más comúnmente usado es el UBVRI de Johnson. Con la extensión del sistema de Johnson al infrarrojo, se continuó con el esquema de letras para especificar las bandas de observación. Así, la ventana a  $1.25 \mu$  se conoce como J, la ventana a  $2.2 \mu$  se conoce como K, la ventana a  $3.8 \mu$  se conoce como L y la ventana a  $4.8 \mu$  como M. Posteriormente se reportó otra banda igualmente útil a  $1.65 \mu$  que fue etiquetada con la letra H. La ventana a  $10 \mu$  es ancha y se subdivide frecuentemente. La letra N, se refiere a la ventana completa y las secciones más angostas fueron designadas

con las letras O v P. En la figura(2.12), ilustramos la posición de las ventanas atmosféricas y algunas de sus propiedades.



Ancho de banda (micras)	Longitud de Onda (micras)	Detector	Letra Fotométrica	Transparencia del cielo	Brillo del cielo
1.1 - 1.4	1.25	PbS	J	alta	bajo
1.5 - 1.8	1.65	PbS	H	alta	bajo
2.0 - 2.4	2.2	PbS	K	alta	bajo
3.0 - 4.0	3.5	PbS/InSb	L	3.5-4 alta	bajo
4.6 - 5.0	4.8	InSb/Ge:Ga	M	baja	alto
7.5 -14.5	10.0	Ge:Ga	N	12-14 baja	alto

Fig. 2.12. Curva de transmisión de la atmósfera terrestre. Tomada de Hudson(1961).

Con el advenimiento de los telescopios y sistemas detectores infrarrojos, la astronomía infrarroja empezó a producir resultados importantes a finales de los sesentas. De acuerdo con

Burbidge(1970), en esencia existen tres clases de objetos astronómicos, fuera del sistema solar, que han sido detectados como fuentes infrarrojas fuertes, emitiendo a longitudes de onda mayores que 1 :

1.- Estrellas muy frías con temperaturas superficiales menores a 3000 K en diferentes etapas respecto a la secuencia principal.

2.- Objetos galácticos que pueden tener o no estrellas como fuentes de energía; estos no son simplemente, sin embargo, estrellas frías con fotosfera a baja temperatura.

3.- El núcleo de nuestra Galaxia y fuentes extragalácticas tales como galaxias Seyfert y objetos cuasi-estelares(cuasares).

Respecto a la categoría 2, por ejemplo, hay un cierto número de mecanismos que en principio, pueden ser responsables de la generación del flujo infrarrojo:

a.- Emisión térmica por reprocesamiento de la luz estelar por el medio interestelar frío o material circumestelar.

b.- Procesos no-térmicos. Extrapolando a partir de la evidencia concerniente a radio-fuentes no-térmicas y fuentes ópticas, se cree que tales procesos podrían ser radiación sincrotrón o bien el proceso Compton inverso.

Hay una gran variedad de argumentos que pueden ser usados cuando se trata de identificar a los mecanismos de emisión importantes. En principio, y dada una resolución espectral suficientemente alta, la forma del espectro de energía infrarrojo puede ayudar a discriminar entre las distintas posibilidades causantes del flujo infrarrojo. Para poder reconocer a los excesos infrarrojos en las estrellas, es primeramente necesario identificar a los objetos que tengan distribuciones de energía Planckianas a la longitud de onda que nos concierne. Cuando se compara a éstas con estándares, se pueden encontrar a muchos objetos que exhiben un exceso infrarrojo significativo más allá de  $1 \mu$ . De acuerdo con Stein (1972), el origen del exceso de energía infrarroja de las estrellas, se puede atribuir a reradiación térmica de la luz estelar por granos circumstelares (procesamiento de la luz estelar por material circumstelar). Las partículas sólidas en regiones circumstelares alrededor de las estrellas en cuestión, absorben energía en longitudes de onda corta proveniente de la fotosfera estelar. La emisión térmica de las partículas de polvo es igual a la tasa de absorción de luz estelar debida a su tamaño físico. Los excesos de radiación infrarroja se observan en las estrellas individualmente de su tipo espectral; desde estrellas carbon frías y estrellas de tipo espectral M, hasta estrellas de tipo espectral O.

## 2.8.1 LOS MODELOS DE POLVO CIRCUNESTELAR Y LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR INFRARROJOS.

Las fuentes oscuras con excesos infrarrojos, generalmente han sido interpretadas en términos de modelos con capas de polvo circunestelar con cierta complejidad. Algunos modelos simples consideran cuerpos negros que representan capas de polvo a una cierta temperatura más fría que la estelar superpuestos a la radiación continua estelar. Se consideran con una aproximación isotérmica en la cual la dependencia de la longitud de onda de la opacidad de las partículas en la capa de polvo se considera de manera aproximada. Larson (1969), ha usado funciones de distribución para la opacidad y distribuciones de temperaturas aproximadas a través de las capas para poder explicar un cierto número de observaciones. Más recientemente, se han llevado a cabo estudios teóricos más detallados del transporte radiativo en capas de polvo circunestelar. Los trabajos de Swartz(1976) en este sentido, ofrecen una explicación detallada de las características de las capas de polvo. Trabajos más recientes en esta dirección se encuentran descritos en Suu et al., (1988). Una aproximación alternativa a los modelos para fuentes infrarrojas, ha sido el trabajo de Gilman(1974), que incorporó emisión libre-ligado de  $H^-$  y emisión iónica libre-libre en cromósferas calientes con emisión de polvo fría para obtener el flujo de un número de fuentes infrarrojas luminosas. Robinson y Hayland(1977), han construido una red de modelos de capas de polvo circunestelar con la intención de entender mejor los espectros observables provenientes de tales capas. En su solución han considerado geometría plano-paralela y

equilibrio termodinámico local. También comparan las predicciones de los modelos con resultados observacionales via los diagramas color-color infrarrojos. Estos diagramas se han usado de manera extensiva para identificar estrellas con exoplanetas.

En las figuras (2.13) y (2.14), presentamos los diagramas color-color (J-H, H-K) y (H-K, K-L) para el sistema fotométrico infrarrojo del Observatorio Astronómico de San Pedro Mártir.

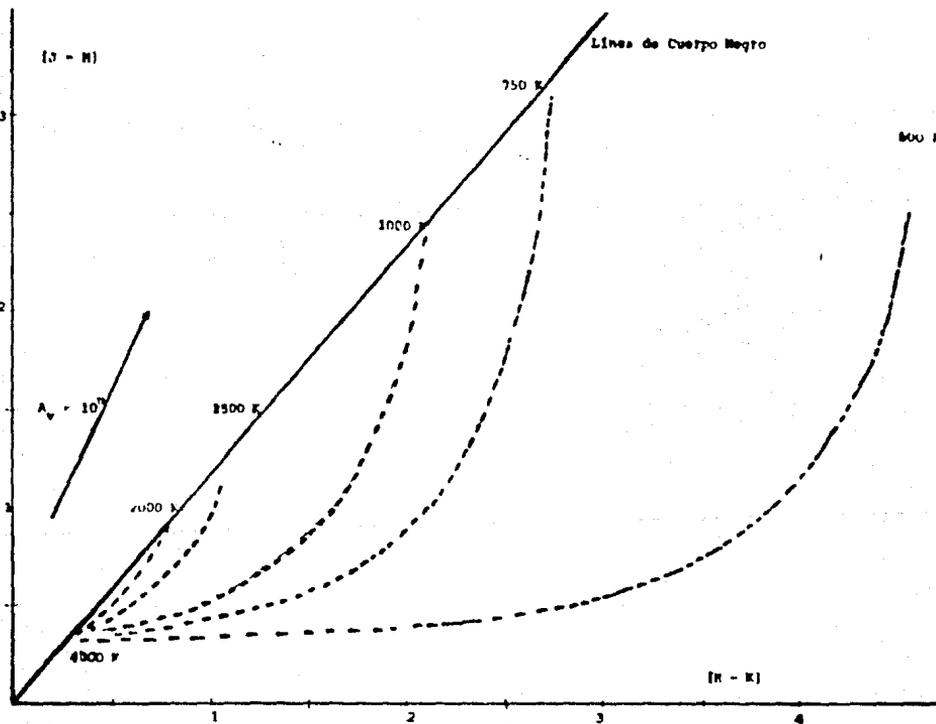


Fig. 2. 13. Diagrama (J-H) versus (H-K) del sistema infrarrojo del Observatorio Astronómico de San Pedro Mártir.

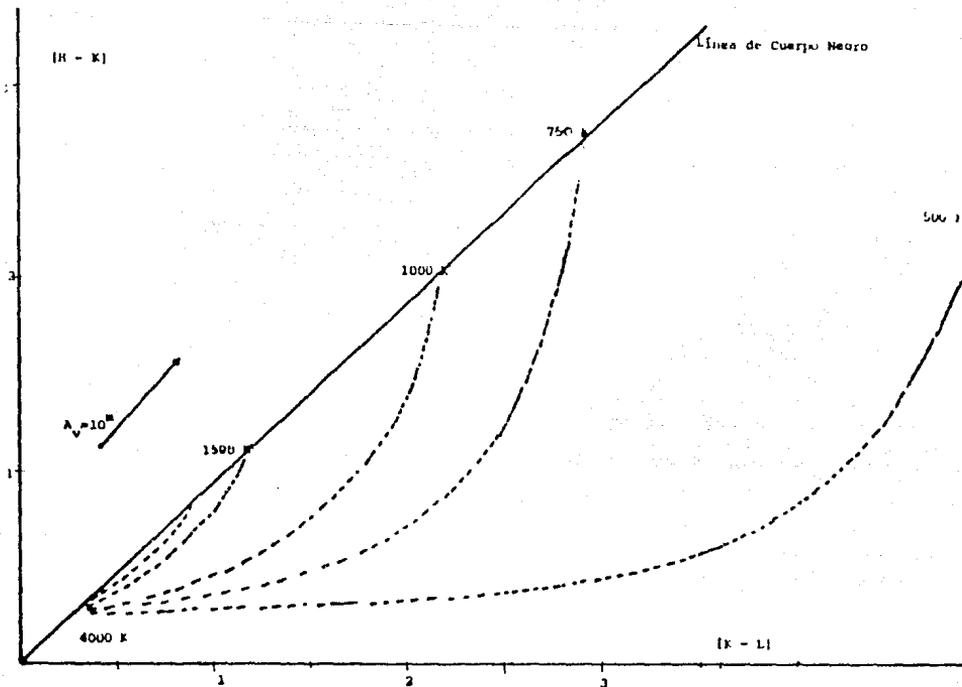


Fig. 2.14. Diagrama IR-K y IR-LI del sistema telescópico del Observatorio de San Pedro Mártir.

En las figuras anteriores, los objetos con distribución de energía de cuerpo negro caen sobre la diagonal fuertemente marcada que ahí se indica, mientras que las líneas punteadas indican el valor de la temperatura de cuerpo negro correspondiente a una componente circunestelar asociada con la estrella. Estos diagramas serán utilizados posteriormente para detectar algún posible exceso infrarrojo en nuestras estrellas.

Cuando se examinaron las placas de las galaxias tomadas a principios de siglo por Barnard y posteriormente por Koss y Calvert, se encontró que mostraban un cierto número de nebulosas débiles, a menudo, extendiéndose varios grados cuadrados. Con los trabajos de Schmidt, se sucedieron progresos más importantes en la exploración de regiones con emisión débil. En 1936, Struve, Eivey y Koach, publicaron fotografías obtenidas con un telescopio Schmidt pequeño. Las grandes nubes de hidrógeno en la Galaxia, fueron estudiadas por H.A. Lower siguiendo los resultados preliminares sobre las nebulosas en emisión de Struve en 1937. Keenan, Eivey y Struve pensaron que la radiación proveniente de estas grandes nubes se originaba principalmente por emisión de hidrógeno por lo que decidieron aislar la línea  $H\gamma$  4563Å de la serie de Balmer, usando emisiones especiales junto con filtros también especiales y así poder incrementar lo más posible el contraste entre las nubes emisoras y el fondo del cielo. Aproximadamente al mismo tiempo, Struve observó los espectros de estas nubes en emisión con espectrógrafos especialmente diseñados para este trabajo. Los resultados obtenidos en los Observatorios de Yerkes y McDonald afirmaron el fenómeno: la emisión interestelar era mucho más extendida que en las nubes conocidas. En 1950, Barnard logró obtener fotografías de la radiación  $H\gamma$  usando placas Kodak 103aE y filtros de interferencia. Esta técnica, gracias a estos filtros, permitió la eliminación de la mayor parte del espectro continuo y radiación del cielo. Las

fotografías de la Galaxia así obtenidas, muestran formaciones similares a aquellas encontradas en otras galaxias. Morgan, Osterbrock y Sharpless (1952) encontraron concentraciones de regiones HII a lo largo de los brazos espirales. Este descubrimiento había sido fuertemente inspirado por las observaciones de grandes cadenas de regiones HII hechas por Baade y Mayall (1950) en Andromeda (M31) usando filtros de 250Å de ancho medio alrededor de la línea H $\gamma$  en el Observatorio Mount Wilson.

La información de la radiación observada en los espectros de Struve (1937), y Struve, Greenstein y Henvey (1937), mostraba de manera sobresaliente en emisión, lo siguiente:

- La serie de Balmer
- El doblete prohibido de [NII] 6548, 6584Å.
- El doblete prohibido de [OIII] 3726, 3728Å.

Courtes (1960), propuso utilizar las propiedades de la radiación monocromática para formar patrones de interferencia usando un interferómetro con orden de interferencia suficientemente alto para no producir anillos en el caso del espectro continuo producido por el filtro. Así, en una cierta región del cielo, la formación de los anillos provee un método "todo o nada" para detectar emisión en una línea relativamente angosta ( $\Delta\lambda < 10\text{Å}$ ) y que al mismo tiempo evite dificultades al comparar con el fondo del cielo. Las características generales del etalón Fabry-Perot han sido descritas en publicaciones y libros relacionados con el tema. (Ver por ejemplo, Jenkins & White, 1975). Sin embargo, describiremos algunas características importantes que

son de interés astronómico. El etalón funciona de acuerdo con el fenómeno de interferencia múltiple producido por dos espejos planos semireflectantes altamente paralelos y planos colocados cara a cara. Los anillos formados se localizan al infinito; son anillos centrados respecto al eje de simetría y a la normal a las superficies de los espejos semireflectantes. Estos anillos son fácilmente observables en una fuente extendida como es el caso de las nebulas en emisión y regiones HII. Para formar una imagen de estos anillos sobre una placa fotográfica, es necesario colocar un objetivo apropiado detrás del etalón. Estos anillos de interferencia se obtienen en el plano focal de dicho sistema óptico. En este plano focal, y para un haz monocromático, cada máximo de intensidad de luz situado en el pico fotométrico de cada anillo, corresponde a cierto ángulo de incidencia de los haces, de tal forma que la diferencia de trayectoria óptica entre haces sucesivos, es igual a un número entero de longitudes de onda y todas las longitudes de onda transmitidas por reflexión múltiple están en fase. Consideremos la figura (2.15).

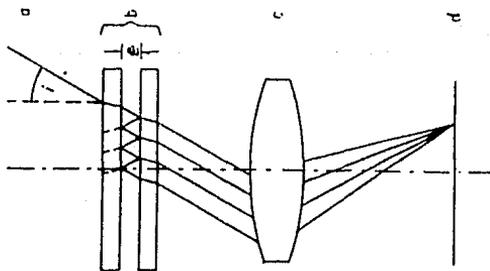


Fig. 2.15. Esquema del etalón Fabry-Pérot acoplado a un objetivo: a-rayo monocromático, b-etaldn Fabry-Pérot, c-objetivo de la cámara, d-placa fotográfica o detector.

Sea un haz monocromático designado con la letra "a", el que incide sobre el etalón con un ángulo "t" respecto a la normal a la superficie del mismo. Llamemos "e" la separación efectiva de las caras semireflectantes y sea "n", el índice de refracción del medio entre los espejos (suponemos que el aire tiene  $n = 1$ ). El rayo incidente estará sujeto a reflexiones múltiples. La radiación transmitida será observable sólo cuando el rayo transmitido este en fase con el rayo incidente. Esto requiere que el camino óptico de las reflexiones del rayo para una "d" dada satisfaga la conocida relación: (Ver Jenkins & White, 1975).

$$2 n e \cos t = p \lambda \quad (2.14)$$

si p es un número entero, la intensidad transmitida tendrá un máximo. Si p no es entero, los rayos no están en fase y esto, causará disminución de la luminosidad hasta llegar a un mínimo donde la interferencia será destructiva y no se observará intensidad alguna. Al variar "t", se observan sucesivamente anillos brillantes e intervalos oscuros y los máximos se darán cada vez que p sea entero. La "d" a la máxima transmisión (fase constructivo) para el valor mínimo de t, se llama el orden de interferencia del etalón. Acopiando un objetivo, los rayos paralelos transmitidos llegan a formar un punto sobre el plano focal de la cámara. Como los rayos con inclinación "t", llegando de una superficie de luz altamente monocromática forman un cono, el lugar geométrico de la iluminación máxima será un círculo. El siguiente círculo con máxima iluminación ocurrirá para p-1, ya que  $\cos t$  será menor y así sucesivamente; para el anillo con número q, el orden de interferencia será p-q+ 1. Aunque el orden central

para  $q = 0$  puede ser un máximo y por tanto, una imagen redonda suele llamarse anillo también. De la ecuación (2.14), si se tiene una separación "e", dada, la posición del anillo, es decir, su radio en el plano focal, aumenta conforme se disminuye la longitud de onda monocromática incidente. Esto implica que si se puede evaluar y calibrar esa diferencia de los radios, se puede obtener el desplazamiento Doppler-Fizeau de la fuente emisora y por tanto su velocidad radial, respecto a la Tierra.

De la misma relación (2.14), se puede observar que el orden de interferencia  $p$ , para una  $\lambda$  dada, se puede variar de dos maneras: a) variando la separación "e" y b) variando el índice de refracción "n". El etalón utilizado para las observaciones de este trabajo, tiene una separación "e", entre espejos de 520 $\mu$ . De la relación (2.14), se deduce que la  $\Delta v$  correspondiente es de 190 Km/s en la línea H $\alpha$  y la  $p$  central es de 1584.

### 2.9.1 EL REDUCTOR FOCAL.

El etalón Fabry-Pérot, debe usarse con rayos paralelos, tal como provienen de una fuente lejana. Sin embargo, dada la influencia inevitable de la óptica de un telescopio, asegurar este paralelismo es un problema técnico grande. Courtés resolvió el problema con el llamado "reductor focal", que reúne la potencia de un reflector grande a las ventajas de un etalón normal. Para nuestras observaciones, hemos utilizado el reductor focal diseñado para el telescopio de 1m. de diametro que el Instituto de

Astronomía de la U.N.A.M. tiene en Tonantzintla, Puebla (ver Moreno, M.A., Reporte técnico No.38 del Instituto de Astronomía, U.N.A.M.). Ver FIGURA 2.16).

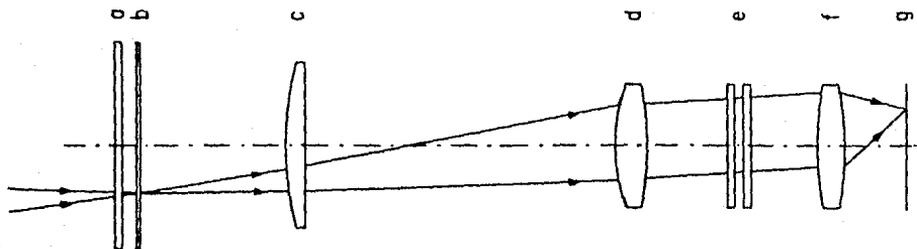


Fig. 2.16. Esquema de un reductor focal: a-filtro de interferencia, b-foco del reflector donde se encuentra un retículo cuyo sombra produce los ejes cartesianos observados en las fotografías, c-lente de campo, d-colimador, e-etaldn Fabry-Pérot, f-objetivo de cámara, g-detector.

## 2.9.2 DETERMINACION DE VELOCIDADES RADIALES A PARTIR DE LOS INTERFEROGRAMAS.

Por lo mencionado anteriormente, se puede deducir que el radio de un anillo de interferencia es función del orden de interferencia y por tanto una función de  $\lambda$ , la longitud de onda de la fuente. Estimando ese radio y comparándolo con el de una fuente con velocidad conocida, se puede obtener  $\Delta\lambda$  y medir la velocidad radial considerando el efecto Doppler-Fizeau. El interferograma de

la calibración (obtenido con un tubo de descarga de hidrógeno, anexo al interferómetro), se obtiene antes y después de la exposición de la región en placas fotográficas (como en el presente caso), u otro detector. En la práctica, determinando los radios de los puntos de máxima intensidad de los anillos en un interferograma, se obtiene la velocidad radial del punto. Las reducciones que vamos a aplicar en este trabajo para determinar las velocidades radiales con interferometría Fabry-Perot fotográfica se deben a Courtés (1960). Courtés mismo, discute la expresión para obtener la velocidad radial (km/s) observada desde la Tierra :

$$V_r = c/2l (\rho_r^2 - \rho_c^2) \quad (2.15)$$

donde  $c$ , es la velocidad de la luz,  $l$ , es la distancia focal efectiva de la cámara fotográfica (detector).  $\rho_r$  y  $\rho_c$  son los radios de los anillos medidos en el interferograma obtenido para la nebulosa y el interferograma de la calibración respectivamente, a lo largo de una dirección dada en el interferograma. Es posible demostrar (Ruelas, 1977), que la relación anterior (2.15), puede transformarse en la relación siguiente:

$$V_r = -(c/k) (\rho_r^2 - \rho_c^2) / (\rho_{c+1}^2 - \rho_c^2) \quad (2.16)$$

donde  $\rho_r$  y  $\rho_c$  nuevamente son los radios medidos en el interferograma de la nebulosa y de la comparación, respectivamente y  $(c/k)$  es un factor que depende del orden de interferencia.

De la expresión anterior (2.16), se puede apreciar que la medición de los interferogramas se reduce a determinar con precisión el radio correspondiente de los anillos de la nebulosa y la compactación, lo cual nos lleva a su vez, a determinar con precisión el centro de dichos anillos. Para esto, se coloca una cruz de alambre delgado en el plano focal del telescopio. La normal a la superficie del etalón coaxial con el eje óptico de todo el sistema, se ajusta de tal manera que pase lo más cerca posible por el punto de intersección definido por la cruz. Sin embargo, en la práctica, el centro de los anillos de interferencia nunca coincide con la posición marcada por la cruz, por lo que es necesaria entonces una corrección por excentricidad de los anillos. Sin esta precaución, pueden introducirse errores en las reducciones que dan por resultado velocidades radiales poco representativas y/o poco confiables.

## 2.9.3 POR QUE USAMOS UN INTERFEROMETRO FABRY-PEROT Y NO UN ESPECTROGRAFO PARA OBTENER LAS VELOCIDADES RADIALES ?

1.- El Fabry-Pérot fotográfico, permite la determinación de la velocidad radial sobre el conjunto de puntos de un objeto extendido en emisión que caen sobre los anillos. Con el espectrógrafo, se pueden estudiar solo los puntos que caen en una rendija, en una dirección solamente. Por tanto la interferometría es más eficiente para determinar la velocidad radial en puntos sobre una región extendida. El interferómetro Fabry-Pérot es esencialmente un dispositivo que nos permite medir velocidades

radiales bidimensionales, mientras que el espectrógrafo es unidimensional. Para lograr un barrido completo de una cierta región extendida con el interferómetro aquí utilizado, es necesario desplazar la imagen entre interferogramas sucesivos. Así, tres o cuatro interferogramas pueden ser suficientes para cubrir toda una región. Este no es el caso del espectrógrafo, que requiere muchas más exposiciones para cubrir una misma región.

2.- Aunque con una exposición sobre la región, el Fabry-Pérot da la velocidad en un gran número de puntos, tales velocidades están basadas en una sola línea espectral ( $H\alpha$  en este caso), mientras que con el espectrógrafo, la velocidad se obtiene como un promedio de varias líneas de emisión:  $H\alpha, H\beta, [OIII], [SII], [NII]$ , etc.

3.- Los anillos de interferencia son irremediamente convoluciones de los perfiles instrumentales con la imagen de la nebulosa, lo cual puede introducir errores considerables en las velocidades, en especial, si el detalle de la nebulosa es pequeño con respecto al ancho instrumental del anillo. La convolución es una seria limitación de la interferometría fotográfica con etalones de separación fija.

4.- La determinación de velocidades de regiones extendidas en emisión es mucho más eficiente con el Fabry-Pérot, puesto que no se necesita una rendija y se aprovecha así de toda la superficie luminosa en una imagen, sea ésta una nebulosa galáctica o extragaláctica.

5.- El espectrógrafo mide velocidades radiales de objetos sin limitaciones de velocidad radial, mientras que para lograr detectar con un Fabry-Perot, digamos la línea H $\alpha$ , se necesita usar un filtro interferencial "afinado" a la velocidad promedio del objeto (corrimiento hacia el rojo). Para objetos galácticos, en donde la velocidad radial no sobrepasa en general de  $\pm 200$  Km/s, un filtro para la línea espectral en reposo con un ancho medio de 10Å basta; pero en las galaxias con corrimientos al rojo considerables ( $> 450$  Km/s), se debe usar un filtro adecuado para intervalos de corrimiento al rojo, lo que requiere del conocimiento del corrimiento hacia el rojo de la galaxia en cuestión, información que se obtiene sólo con un espectrógrafo convencional y/o por técnicas de radio. Para una discusión más amplia sobre este inciso, se recomienda ver Pishmish(1982).

## 2.10 LA ROTACION GALACTICA.

Consideremos un objeto cercano al Sol. Ver figura(2.17)

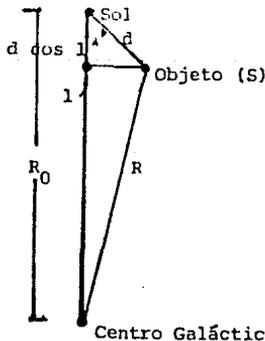


Fig. 2.17. Construcción geométrica para mostrar que  $P_{\alpha} = R \sin \alpha$  cuando  $d \ll R_0$  para un objeto S en la Galaxia.

cuando  $d \ll R_0$  para un objeto S en la Galaxia.

Sean  $r$  y  $k$  las distancias del objeto respecto del Sol y del centro galáctico respectivamente. Si  $r/k$  es pequeño y los términos de segundo orden o superior son despreciables en un desarrollo en series de potencias, las ecuaciones de Oort de la rotación diferencial galáctica en términos de velocidad radial y movimientos propios son, de acuerdo con Minnaert (1981):

$$V_r = A \sin 2l \quad (2.17)$$

$$4.74\mu = A \cos 2l + B$$

donde  $V_r$  (km/s) y  $\mu$  (arcsec/año), son respectivamente, las velocidades radiales y los movimientos propios respecto al Local Standard of Rest,  $l$ , la longitud galáctica de un objeto,  $A$  y  $B$  son las constantes de Oort. Oort demostró que estas constantes daban información dinámica importante para la vecindad solar:

$$A - B = \theta_0 / R_0 = W_0 \quad (2.18)$$

donde  $\theta_0$  (km/s) es la velocidad lineal del Sol respecto al sistema local de reposo (LSR),  $R_0$  (kpc), la distancia del Sol al centro galáctico, y  $W_0$  (km/s/Kpc), la velocidad angular con que gira el Sol alrededor del centro galáctico. Los valores que adoptamos en este trabajo para las constantes de Oort son:  $A = 15$  Km/s/Kpc, y  $B = -10$  Km/s/Kpc. También adoptaremos el valor  $R_0 = 10$  Kpc. Para una discusión más amplia sobre estos valores, ver por ejemplo, Arellano-Ferro (1974) y Pishmish (1981).

La discusión de los movimientos locales en la Galaxia en términos de una curva de rotación, fue introducida a principios de los cincuenta para poder estimar la distancia a las nubes HI o de HII que se encuentran observadas en radio en la línea de vista. Las fórmulas anteriores de Oort, pueden dar una estimación de la distancia si conocemos la velocidad radial de un objeto. Sin embargo, estas fórmulas no pueden aplicarse para objetos distantes ( $d > 2$  Kpc) como es el caso para objetos estudiados en radio. Consideremos la figura (2.18):

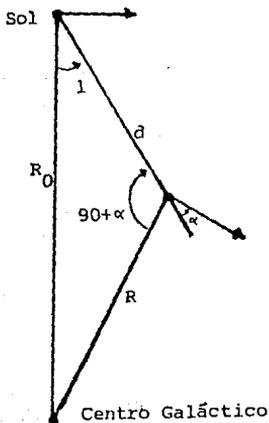


Fig. 2.18. Relación geométrica entre los parámetros involucrados en la fórmula de rotación diferencial de la Galaxia.

Las reducciones de radio están basadas en la fórmula exacta de rotación galáctica en términos de la velocidad radial (Mihalas, 1981), dada por la expresión:

$$V_{LSR} = [W(R) - W(R_0)] R_0 \sin l \quad (2.19)$$

donde  $W(R)$  y  $W(R_0)$ , son las velocidades angulares en el punto  $R$  y a la distancia solar  $R_0$  respectivamente.  $l$  es la longitud galáctica. La determinación de una curva confiable que de información de  $W$  o  $\theta$  como función de  $R$ , esto es una curva de rotación, ha sido objeto de numerosas investigaciones tanto en radio (particularmente en la línea de 21cm. de Hidrógeno), como en el óptico.

La curva de rotación para regiones en los brazos espirales internos de la Galaxia, donde las observaciones ópticas no son accesibles, se obtienen a partir de las observaciones de radio. Schmidt (1965), construyó un modelo para la distribución de masa en nuestra Galaxia. Las velocidades circulares obtenidas a partir de este modelo, como función de  $R$ , de 1 kpc a 50 kpc del centro galáctico, se conocen como la curva de rotación de Schmidt. Pishmish (1981) ha hecho énfasis en que esta curva de rotación corresponde solamente a las componentes más planas de la Galaxia (población I del disco), y no es representativa para los objetos más viejos de población II.

La intención de este capítulo ha sido presentar algunas ideas y conceptos importantes en Astrofísica, que son de mucha

utilidad en la interpretación (en particular) de nuestras observaciones al complejo Sh2 142/NGC 7380/H1. No hemos pretendido ser exhaustivos en las ideas y temas expuestos, pero sí hemos tratado de que este resumen sirva además, como una guía para todos aquellos interesados en estos temas. Sea pues, este capítulo, un marco para pasar a discutir a continuación nuestras observaciones.

## CAPITULO 3

- 3.1. LAS OBSERVACIONES FOTOMETRICAS EN NGC7380 CON EL SISTEMA UVBY- $\beta$ .
- 3.2. LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR SINTETICOS.
  - 3.2.1. LOS PARAMETROS FISICOS DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
  - 3.2.2. LA CLASE LUMINOSA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
- 3.3. EL EXCESO DE COLOR DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
  - 3.3.1. LA MEMBRESIA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS AL CUMULO GALACTICO NGC7380.
  - 3.3.2. ES VARIABLE LA EXTINCION EN NGC7380 ?
- 3.4. LA MAGNITUD ABSOLUTA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
- 3.5. FOTOMETRIA EN EL CERCANO INFRARROJO DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
- 3.6. LA CURVA DE EXTINCION DE JOHNSON PARA LA REGION DE CEFEO.
- 3.7. LA EXTINCION VISUAL DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.
  - 3.7.1. LA CURVA DE EXTINCION A NGC7380 A PARTIR DE NUESTRAS OBSERVACIONES INFRARROJAS.
- 3.8. LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR INFRARROJOS.
- 3.9. LA DISTANCIA FOTOMETRICA A NGC7380.
- 3.10. INTERFEROMETRIA FOTOGRAFICA FABRY-PEROT EN H $\alpha$  A LA REGION HII Sh2 142.
  - 3.10.1 EL CAMPO DE VELOCIDADES RADIALES EN Sh2 142.
  - 3.10.2 LA DISTANCIA CINEMATICA A Sh2 142.

### 3.1 LAS OBSERVACIONES FOTOMETRICAS EN NGC 7380 CON EL SISTEMA uvby-*i*

En la figura (3.1), presentamos un mapa de identificación de las estrellas en el campo de NGC 7380 observadas con el sistema de Strmgren. Hemos escogido una numeración interna, que será posteriormente cotenada con la reportada por otros autores para las mismas estrellas (cuando este sea el caso), y que nos permitirá hablar durante el desarrollo de esta presentación de manera consistente.

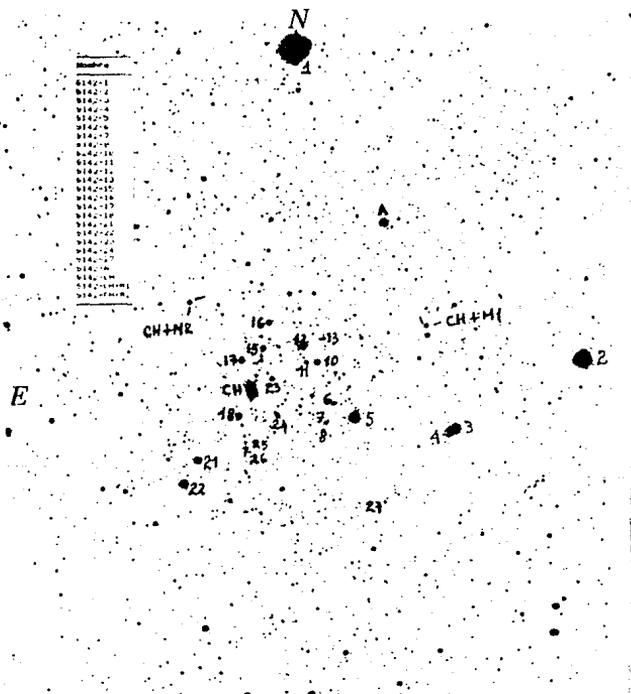


Fig. 3.1. Carta de identificación de las estrellas y su ambiente observado. Fotografía 10320 tomada con el telescopio de 2.1m. del Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir, B. C.

A continuación, presentamos en la tabla(3.1), los resultados de nuestras observaciones fotométricas, reducidas al sistema estándar con ayuda del paquete de reducción, NARROW BAND PHOTOMETRY VARIANTE Y PARRAL. (Reporte Técnico No. 57 del Instituto de Astronomía, U.N.A.M.). Las coordenadas se tomaron del catálogo de estrellas luminosas (Hardorp et al., 1959), y son de la época 1950.

Tabla 3.1. Fotometría uvby- $\beta$  de las estrellas observadas en NGC7380.

Nombre	Luminous Star Catalogue.		Coordenadas					b-y	$m_1$	$c_1$	$\beta$		
	LSIII		h	m	s (1950)	°	'					"	
S142-1							8.336	0.037	0.119	1.124	2.756		
S142-2							8.457	0.285	0.167	0.411	2.674		
S142-3							7.556	0.302	0.181	0.430	2.634		
S142-4							8.644	0.391	0.219	0.341	2.580		
S142-5	(57° 76)		22	45	54.3	57	49	14	8.623	0.304	-0.023	-0.079	2.707
S142-6	(57° 78)		22	45	05.0	57	50	12	11.284	0.314	-0.020	0.092	2.526
S142-7	(57° 79)		22	45	08.0	57	48	55	11.916	0.293	-0.002	0.115	2.657
S142-8							13.188	0.487	-0.037	0.386	2.647		
S142-10	(57° 81)		22	45	12.7	57	52	51	10.665	0.271	-0.043	0.082	2.610
S142-11	(57° 82)		22	45	18.2	57	52	51	12.034	0.294	0.025	0.277	2.672
S142-12	(57° 83)		22	45	19.8	57	53	53	10.391	0.312	-0.058	0.041	2.598
S142-13	(57° 80)		22	45	10.1	57	54	22	12.269	0.311	-0.018	0.189	2.663
S142-15	(57° 86)		22	45	39.1	57	59	41	10.729	0.320	-0.039	0.069	2.619
S142-16							10.338	0.291	0.141	0.552	2.703		
S142-17							10.214	0.322	0.002	0.597	2.568		
S142-18	(57° 90)		22	45	50.4	57	49	21	10.658	0.254	-0.051	-0.065	2.636
S142-21							10.228	0.117	0.186	1.008	2.805		
S142-22	(57° 91)		22	46	15.8	57	44	56	10.445	0.431	-0.070	0.078	2.544
S142-23	(57° 85)		22	45	34.9	57	51	45	11.869	0.309	0.005	0.116	2.603
S142-24							11.681	0.296	0.016	0.778	2.658		
S142-27							12.232	0.399	0.119	0.481	2.671		
S142-9	(57° 84)		22	44	46.8	56	01	54	9.270	0.375	-0.021	-0.072	2.660
S142-CH	(57° 69)		22	45	45.3	57	50	57	11.752	0.421	-0.067	-0.077	2.551
S142-CHAM1							9.525	1.807	0.683	0.233	2.568		
S142-CHAM2							9.756	1.018	0.481	0.276	2.571		

El error estimado  $\sigma$  (magnitudes) es como sigue:  $\epsilon(b-y) \geq 0.01$   $\epsilon(m_1) \geq 0.01$   $\epsilon(c_1) \geq 0.02$

Los errores en la transformación son aproximadamente del mismo orden.

Relyea y Kurucz (1978), han calibrado el sistema fotométrico de Stromgren con ayuda de sus modelos de atmósferas estelares en equilibrio termodinámico local (LEL). Las calibraciones consisten en que se han calculado los índices de color intrínsecos para modelos de atmósferas estelares en función de tres parámetros fundamentales de las estrellas:  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  y la metalicidad o abundancia química, de tal forma que dados los colores de una estrella en el sistema de Stromgren, uno puede determinar estos tres parámetros fundamentales al compararlos con los de la red de atmósferas.

Tales calibraciones, pueden ser desplegadas en diagramas color-color en forma de redes, y es nuestra intención plasmar los resultados de nuestras observaciones en estas redes, con el objetivo de poder estimar los parámetros físicos de las estrellas:  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ . La abundancia química se toma como la de la vecindad solar.

### 3.2 LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR SINTÉTICOS.

Utilizaremos en particular, el diagrama color-color  $[C_1], [M_1]$ , por considerarlo apropiado, de acuerdo con la discusión de Relyea y Kurucz (sección 2.6), donde los colores  $[C_1]$  y  $[M_1]$  son los índices insensibles a la extinción o enrojecimiento interestelar promedio. Con este fin, Crawford y Mandwewala (1976), han combinado los flujos de energía de estrellas de distintos tipos espectrales con curvas de transmisión, de

determinados filtros y las leyes de absorción interestelar para obtener las relaciones de desenrojecimiento de los índices  $c_1$  y  $m_1$ , y así obtener  $[c_1]$  y  $[m_1]$ . Las relaciones de desenrojecimiento obtenidas por Crawford y Madhewala son las relaciones (3.8):

$$[c_1] = c_1 - 0.2(b-y)$$

$$[m_1] = m_1 + 0.3(b-y)$$

Hemos transformado nuestras observaciones, sintetizadas en la tabla(3.1), de acuerdo con estas relaciones. En la tabla(3.2), presentamos los resultados de estas transformaciones.

Tabla 3.2. Los colores de las estrellas desenrojados, según las relaciones de Crawford y Madhewala(1976).

Nombre	$[m_1]$	$[c_1]$
S142-1	0.124	1.116
S142-2	0.252	0.354
S142-3	0.271	0.369
S142-4	0.336	0.262
S142-5	0.068	-0.139
S142-6	0.074	0.029
S142-7	0.085	0.056
S142-8	0.109	0.288
S242-10	0.038	0.027
S142-11	0.063	0.218
S142-12	0.035	-0.031
S142-13	0.075	0.096
S142-15	0.057	0.005
S142-16	0.228	0.523
S142-17	0.098	0.528
S142-18	0.055	-0.135
S142-21	0.221	0.984
S142-22	0.059	-0.008
S142-23	0.095	0.055
S142-24	0.104	0.718
S142-27	0.236	0.413
S142-A	0.061	-0.148
S142-CH	0.059	-0.007
S142-CH+M1	1.009	0.015
S142-CH+M2	0.786	0.072

Una vez que hemos transformado nuestras observaciones, el paso siguiente es graficar los valores obtenidos en la red de modelos de atmosferas de Reiver y Kurucz. Con este proposito, Nel (1960), ha preparado estas mismas redes de tal forma que podamos graficar directamente nuestras observaciones desentroyadas, esto es, graficar los valores  $[c_1]$ ,  $[m_1]$  en los diagramas  $[c_1]$ ,  $[m_1]$  correspondientes. Mostramos estos diagramas en las figuras (3.2), (3.3) y (3.4).

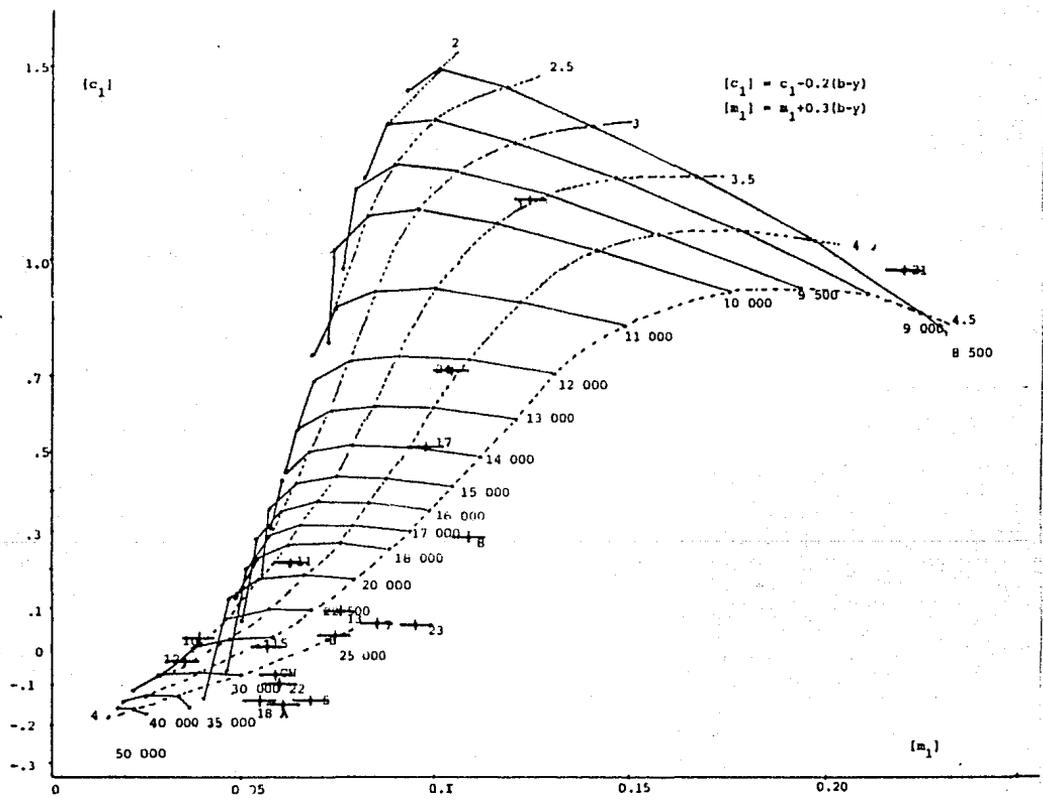


Fig. 3.2. Posición de nuestras estrellas en el diagrama  $[c_1]$  versus  $[m_1]$  calibrado para estrellas con  $T_{\text{eff}} = 8\ 500$  K. Tomado de Reiver & Kurucz (1978).

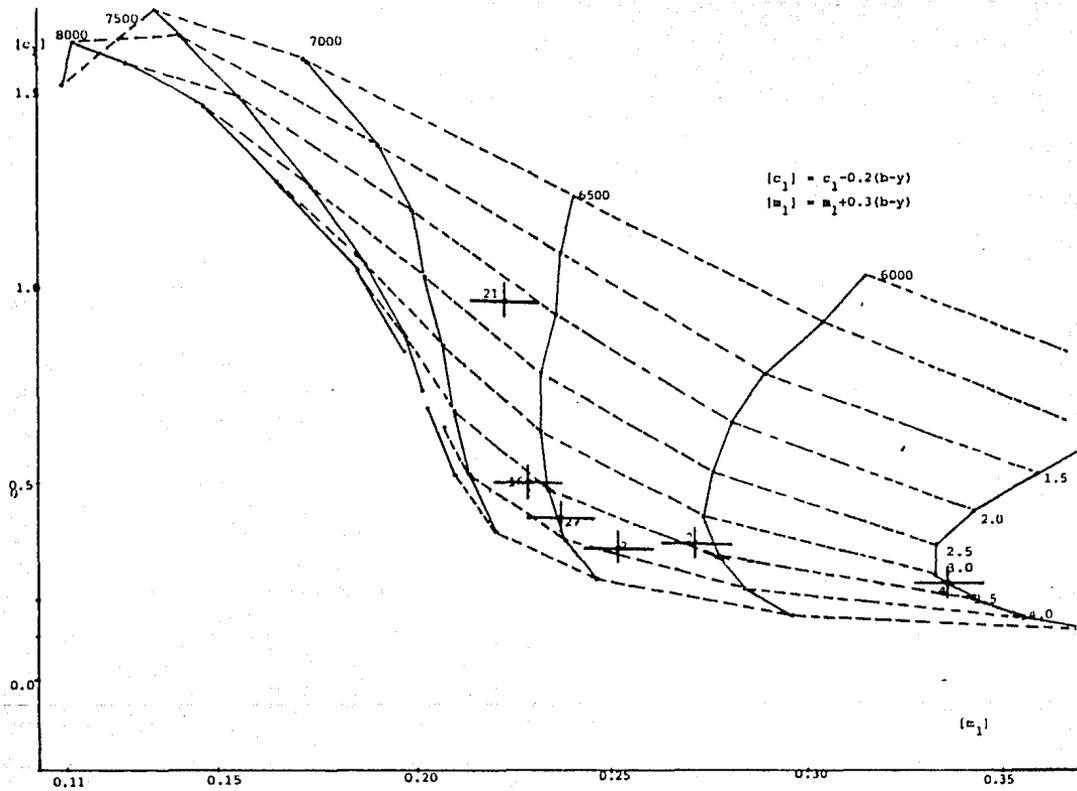


Fig. 3.3. Posición de las estrellas observadas en el diagrama  $[C_1]$  versus  $[M_1]$  calibrado para estrellas con  $6500 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 5000 \text{ K}$ .  
 Tomado de Relyea & Kurucz (1978).

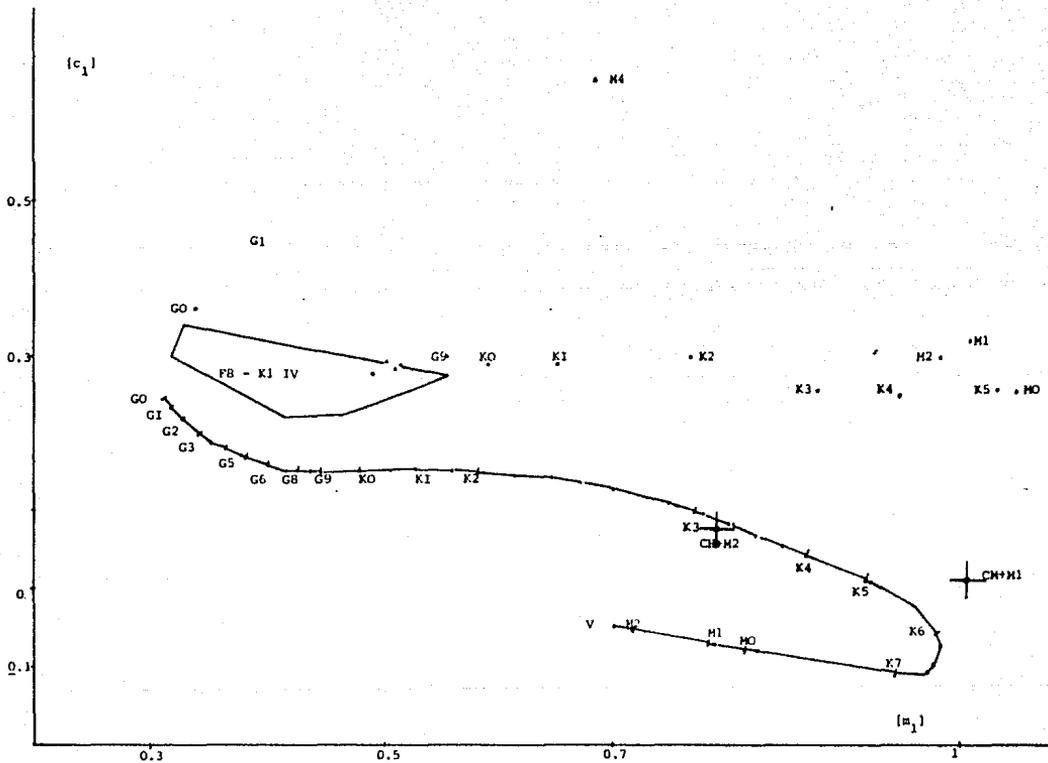


Fig. 3.3. Calibración empírica del diagrama  $[C_1]$  versus  $[M_1]$  para estrellas de tipo espectral tardío. Tomado de Olsen (1984).

Observe cómo al graficar nuestras observaciones en estos diagramas, podemos estimar directamente los parámetros físicos de las estrellas. Esto nos permite distinguir entre distintos grupos estelares dentro de nuestra muestra, de acuerdo a los valores estimados de temperatura efectiva,  $T_{\text{eff}}$  y gravedad,  $\text{Log } g$ .

### 3.2.1 LOS PARAMETROS FISICOS DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.

En la construcción de los diagramas  $[C_1], [M_1]$ , desplegados en las figuras (3.2), (3.3) y (3.4), hemos supuesto una composición química de tipo solar. A partir de la localización de nuestras estrellas en el diagrama color-color, se han podido estimar los parámetros físicos,  $T_{\text{eff}}$  y  $\text{Log } g$ . Sin embargo, notamos que al graficar nuestras observaciones en estas redes, hay un corrimiento en la posición ocupada por las estrellas hacia la derecha respecto de la red misma. Ver por ejemplo, la figura (3.2). Intuitivamente uno esperaría que al considerar los índices libres de enrojecimiento (y tomando en cuenta que la red de modelos de atmósferas de KURUCI (1979) es mucho más precisa para estrellas calientes. Ver figura (3.2)), al graficar las posiciones correspondientes a nuestras estrellas, éstas deberían ocupar un lugar preferentemente dentro de la red de modelos, si suponemos además, que se trata de estrellas normales (por ejemplo, sin componentes circunestelares). Sin embargo, este corrimiento observado en la posición de nuestras estrellas puede deberse a varias causas:

- 1). A la ley de extinción interestelar del campo que es diferente a la adoptada en los índices de color  $[C_1], [m_1]$ .
- 2). A un efecto de rotación, de duplicación o de envolventes circunestelares.

Al parecer, el uso de una ley de extinción interestelar promedio en esta región no es suficiente. Chavarría K. et al (1989), han detectado problemas similares en otras regiones de formación estelar. Según estos autores, esta peculiaridad en los índices de color se manifiesta con menor intensidad en el índice  $[C_1]$ . En consecuencia, hemos usado el índice  $[C_1]$  para determinar la temperatura efectiva,  $T_{\text{eff}}$ , de las estrellas. La estimación para  $\log g$  en nuestras estrellas a partir del índice  $[m_1]$ , debe tomarse con reservas de acuerdo con el problema anteriormente citado. En consecuencia, no determinamos la clase luminosa de nuestras estrellas con esta técnica.

Una vez obtenida la temperatura efectiva para las estrellas observadas, se ha estimado el tipo espectral de éstas, utilizando las calibraciones tipo espectral-temperatura efectiva de Schmidt-Kaler(1982). Ver tabla(3.3). También, hemos comparado nuestros resultados con los reportados por otros autores (cuando es el caso de las mismas estrellas). Ver tabla(3.4).

Tabla. 3. 3. Los tipos espectrales de las estrellas observadas.

Nombre	Teff(K)	Tipo Espectral	Log g
S142-1	9620	B9/A0	3.4
S142-2	6350	F5/F6	3.4
S142-3	6050	F9/G0	3.4
S142-4	6500	G8	3.2
S142-5	30/35000	O8/B0	>5
S142-6	24900	B1/B2	5
S142-7	23500	B1/B2	>5
S142-8	16/17000	B4	4.5/5
S242-10	24400	B1/B2	3.5
S142-11	19620	B2/B3	3.7
S142-12	26600	B0/B1	3.9
S142-13	22500	B1/B2	4.7 ..
S142-15	26350	B0/B1	4.7
S142-16	6620	F2/F5	3.6
S142-17	13900	B6/B7	4.2
S142-18	30/35000	O8/B0	>5
S142-21	8000	A6	4.2
S142-22	31000	O9/B0	>5
S142-23	22500	B2	>5
S142-24	12250	B7/B8	3.9
S142-27	6500	F4/F5	3.7
S142-A	30/35000	O9	>5
S142-CH	30000	B0	>5
S142-CH+M1	4200	K5/K6	
S142-CH+M2	4730	K3	

Tabla 3.4. Comparación entre los tipos espectrales reportados por varios autores y los obtenidos en este trabajo.

Nombre (LSC)*	T I P O E S P E C T R A L		
	Underhill	Otros Autores	Este Trabajo
S142-1			B9/A0
S142-2			F5/F6
S142-3	F81011		F3/G0
S142-4			G8
S142-5	OB <sub>ce</sub>	B0(Ha), O5+O5.5(Fe), O6n(H1)	O8/B0
S142-6	OB1	B1/B05(2)	B1/B2
S142-7	OB	B0.5(Wk)	B1/B2
S142-8			B4
S142-10	OB <sub>ce</sub>	B1(3)	B1/B2
S142-11	OB <sub>ce</sub>		B2/B3
S142-12	OB <sub>ce</sub>	B0/O9S14	B0/B1
S142-13	OB <sub>ce</sub>		B1/B2
S142-15	OB	B1(6)	B0/B1
S142-16			F2/F5
S142-17		B4ne(Tr), B2(Ha), B6Vne(HA), B3(Wk)	B6/B7
S142-18	OB(h)	O9(7)	O8//B0
S142-21		B8(9)	A6
S142-22	OB <sub>ce</sub>	EARLY B(10)	O9/B0
S142-23	OB		B2
S142-24			B7/B8
S142-27			F4/F5
S142-A	OB <sub>ce</sub>	B0Ia(*)	O9
S142-CH	OB <sub>ce</sub>		B0
S142-CH+M1			K5/K6
S142-LH+M2			K0

h=Hoag-Johnson H=Hoag Tr=Trumpler Ha=Hayford Pe=Pearce Hi=Hiltner HA= Hoag-Applequist Wk=Walker \*Luminous Star Catalogue OB<sub>ce</sub>=Estrellas OB con emisión continua cerca del límite de Balmer OB1=Estrellas OB tardías con líneas de Balmer poco intensas OB<sup>+</sup>=Estrellas OB con líneas de Balmer muy intensas OB<sub>-</sub>=Estrellas OB con líneas de Balmer poco intensas.

Observando los resultados anteriores, notamos cómo los diagramas  $[C_1], [M_1]$ , nos permiten seleccionar a nuestras estrellas en grupos, de acuerdo a los valores estimados de la temperatura efectiva,  $T_{eff}$ . El diagrama  $[C_1], [M_1]$  de la figura(3.2), selecciona preferentemente estrellas calientes de tipo espectral

OB(16 en nuestra muestra), mientras que los diagramas  $(C_1), (m_1)$  en las figuras (3.3 y 3.4), van seleccionando estrellas cada vez más frías, con tipos espectrales más tardíos (9 estrellas). Ver por ejemplo, las estrellas S 142-G10M y S 142-G14B (con tipos espectrales K5.5 y K3 respectivamente) en la figura (3.4)

### 3.2.2 LA CLASE DE LUMINOSIDAD DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.

Para poder determinar la clase luminosa de nuestras estrellas, hemos utilizado las observaciones en el sistema fotométrico  $H_{\beta}$  (A4861A) de Crawford (1958). Crawford, ha hecho observaciones de la intensidad de la línea  $H_{\beta}$  de hidrógeno para estrellas de tipo espectral B bien determinado y para estrellas de tipo espectral B en cúmulos y asociaciones. De acuerdo con las observaciones de Crawford, el índice  $\beta$  puede calcularse como:

$$\beta = 2.5 [ \log I(150A) - \log I(15A) ] + cte \quad (3.1)$$

donde  $\log I(150A)$  y  $\log I(15A)$ , son las intensidades de radiación provenientes de la estrella, medidas con filtros de ancho medio 150A y 15A, respectivamente, centrados en la línea  $H_{\beta}$ . Como ya mencionamos anteriormente, el índice fotométrico  $\beta$ , es proporcional al ancho equivalente  $W$ , de la línea  $H_{\beta}$  observada.

La transformación analítica obtenida y reportada por Crawford, para la relación entre el ancho equivalente  $W$ , de la línea  $H_{\beta}$ , y el índice  $\beta$  observado es :

$$W = -19.1 + 38(\beta - 2.000) + 0.6$$

(3.2)

Una vez transformadas nuestras observaciones del índice  $\beta$ , de acuerdo con la relación (3.2), hemos utilizado los resultados de los trabajos de SIMMERSTAD (1961), donde se estudia la relación entre los anchos equivalentes de las distintas líneas de hidrógeno con los tipos espectrales de las estrellas. Estas relaciones, (en particular con la línea  $H_{\beta}$  del hidrógeno), definen de manera sensible la clase de luminosidad en estrellas calientes. Ver la tabla (3.5) y la figura (3.5) correspondientes.

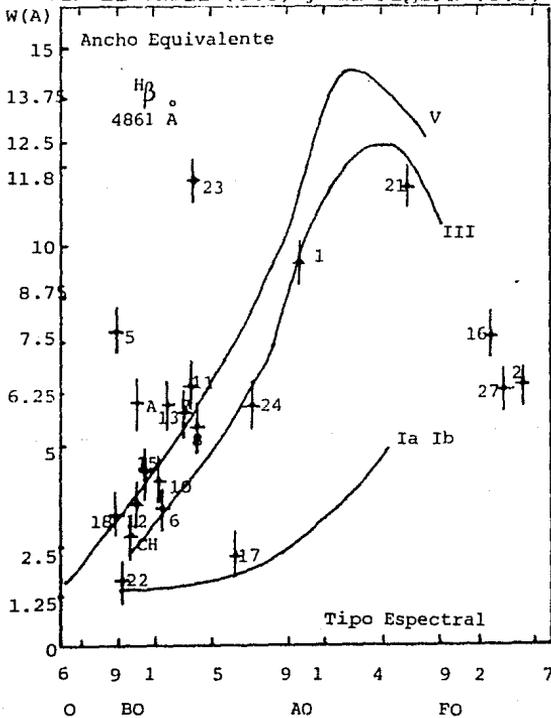


Fig. 3.5. El ancho equivalente  $W$ , de la línea  $H_{\beta}$  versus el tipo espectral de las estrellas observadas.

Las barras de error han sido adoptadas, en el eje vertical, considerando los errores reportados por Crawford (ecuación 3.2) y en el eje horizontal, comparando el tipo espectral obtenido a partir de nuestras observaciones con el de otros autores para las mismas estrellas (tabla 3.4). Notemos como el parámetro  $\beta$ , al ser un índice sensible a la luminosidad en estrellas calientes, nos permite distinguir la clase de luminosa de nuestras estrellas. La mayoría de estas estrellas se acumulan (dentro de los límites de error reportado), en la vecindad de la curva que corresponde a estrellas de clase luminosa V. Podemos pensar entonces, que se trata de estrellas de secuencia principal, la mayoría de tipo espectral temprano (OB), razonablemente jóvenes, conclusión que es consistente con la edad reportada por Moffat (1971), ( $2-3 \times 10^6$  años) para NGC 7380.

Tabla 3.5. La clase luminosa de las estrellas observadas.

Nombre	$\beta$ Magnitudes	$\gamma$ Angstroms	Tipo Espectral Obtenido	Clase Luminosa Obtenida	Observaciones
S 142-1	2.756	5.628	B9/A0	III	
S 142-2	2.674	6.512	F5/F6		
S 142-3	2.631	4.954	F9/G0		
S 142-4	2.590	3.320	G8		
S 142-5	2.707	7.066	O8/B0	V	V (Munstays, 1978) Emisión continua (LSC)*
S 142-6	2.596	3.588	B1/B2	III	
S 142-7	2.657	5.864	B1/B2	V	
S 142-8	2.647	5.466	B4	V	
S 142-10	2.690	4.080	B1/B2	V	V (Hoag-Aplequist, 1965)
S 142-11	2.672	6.436	B2/B3	V	
S 142-12	2.598	6.624	B0/B1	V	
S 142-13	2.663	6.094	B1/B2	V	
S 142-15	2.698	4.184	B0/B1	V	V (Hoag-Aplequist, 1965)
S 142-16	2.701	7.614	F2/F5		
S 142-17	2.568	2.484	B6/B7	Ia/Ib	V (Nebulosidad en Emisión (Hoag- Aplequist, 1965))
S 142-18	2.586	3.168	O8/B0	V	
S 142-21	2.805	11.490	A4	III	
S 142-22	2.544	1.572	O9/B0	Ia/Ib	B5 afectado por emisión. **
S 142-23	2.803	11.414	B2	V	
S 142-24	2.618	5.904	B7/B8	III	
S 142-27	2.672	6.436	F4 F5		
S 142-A	2.660	3.980	O9	V	Emisión Continua (LSC)
S 142-CR	2.581	2.978	B0	III	Nebulosidad en Emi- sión observada.***
S 142-CH+1	2.585	3.130	K5/K6		
S 142-CH+2	2.575	2.750	K3		

\* Luminous Star Catalogue (LSC)

\*\* De acuerdo con los criterios de Dyrcet (1978)

\*\*\* La nebulosidad en emisión se aprecia en nuestras fotografías de la región, ver por ejemplo, figura (3.3)

### 3.3 EL EXCESO DE COLOR DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.

Puesto que los colores intrínsecos de las estrellas en el sistema UBV de Johnson, es más común que en el sistema de Strömgen, hemos transformado los colores (b-y) observados en el sistema de Strömgen de nuestras estrellas a los colores B-V, en el sistema de Johnson mediante la ecuación:

$$B-V = 1.6(b-y) \quad (3.3)$$

Esta relación entre colores, la hemos obtenido haciendo un ajuste lineal a los colores intrínsecos de los modelos de atmósferas estelares obtenidos por Kelyea y Kurucz (1978), para los dos sistemas fotométricos. Con esta relación para obtener los colores B-V observados para nuestras estrellas, y con los colores intrínsecos para las estrellas de secuencia principal dados por Schmidt-Kaler (1982), hemos estimado los excesos de color para cada una de las estrellas observadas en NGC 7380.

De acuerdo con Baade (1983), el radio  $r$  del cúmulo estudiado va más allá de los 10 minutos de arco respecto del centroide calculado en 1971 por Moffat ( $\alpha(1950) = 22^{\text{h}} 45^{\text{m}} 17.8$  (1950) =  $457^{\circ} 51^{\text{m}}.7$ ). Nosotros hemos estudiado estrellas contenidas en un radio de 11 minutos de arco respecto de este mismo centroide. Los colores B-V observados y el exceso de color  $E(B-V)$  estimado para nuestras estrellas, se reportan en la tabla (3.6), la cual incluye las posiciones  $r$  (minutos de arco), de cada estrella respecto al centroide del cúmulo. Con propósitos de comparación, incluimos en esta misma tabla el exceso de color y la

posición r, reportada por Mollat en 1971.

Tabla 3.6. El exceso de color de las estrellas observadas.

Nombre	B-V	(B-V) <sub>0</sub>	E(B-V)	E(B-V) Hoffat	T <sub>eff</sub>	r (segundos de arco)
S142-1	0.059	-0.045	0.104		9620	
S142-2	0.456	+0.463	0.003		6350	
S142-3	0.483	+0.565	-0.082	0.56	6050	9.07
S142-4	0.625	+0.740	-0.115		6500	
S142-5	0.486	-0.310	0.796	0.59	30/35000	3.21
S142-6	0.502	-0.250	0.752	0.50	24900	1.39
S142-7	0.468	-0.250	0.718	0.36	23500	2.74
S142-8	0.779	-0.185	0.964	0.62	16/17000	3.59
S242-10	0.433	-0.250	0.683	0.54	24400	1.25
S142-11	0.470	-0.220	0.690	0.56	19620	1.91
S142-12	0.499	-0.280	0.779	0.64	26600	2.57
S142-13	0.497	-0.250	0.747	0.40	22500	2.70
S142-15	0.512	-0.280	0.792	0.67	26350	4.38
S142-16	0.465	+0.395	0.070		6620	
S142-17	0.515	-0.140	0.655	0.53	13900	5.39
S142-18	0.566	-0.310	0.876	0.81	30/35000	5.83
S142-21	0.187	+0.175	0.012	0.28	8000	9.64
S142-22	0.689	-0.305	0.994	0.83	31000	11.04
S142-23	0.484	-0.240	0.724	0.51	22500	3.34
S142-24	0.473	-0.120	0.593	0.40	12250	3.70
S142-27	0.628	+0.425	0.203		6500	
S142-A	0.600	-0.310	0.910	0.77	30/35000	10.91
S142-CH	0.673	-0.300	0.973	0.61	30000	6.76
S142-CH+M1	1.739	+1.240	0.499		4200	
S142-CH+M2	1.630	+0.960	0.670		4730	

Notemos que el valor de la extinción, E(B-V), muestra un comportamiento muy uniforme, especialmente para las estrellas más calientes. Se puede observar también, que hay una ligera tendencia

del valor  $E(B-V)$  a subir, conforme nos alejamos del centro del cúmulo. Los valores  $E(B-V)$ , correspondientes a estrellas con tipo espectral más tardío que A0, son considerablemente pequeños, si los comparamos con los valores encontrados para las estrellas más tempranas.

### 3.3.1 LA MEMBRÉSIA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS AL CUMULO GALACTICO NGC 7380.

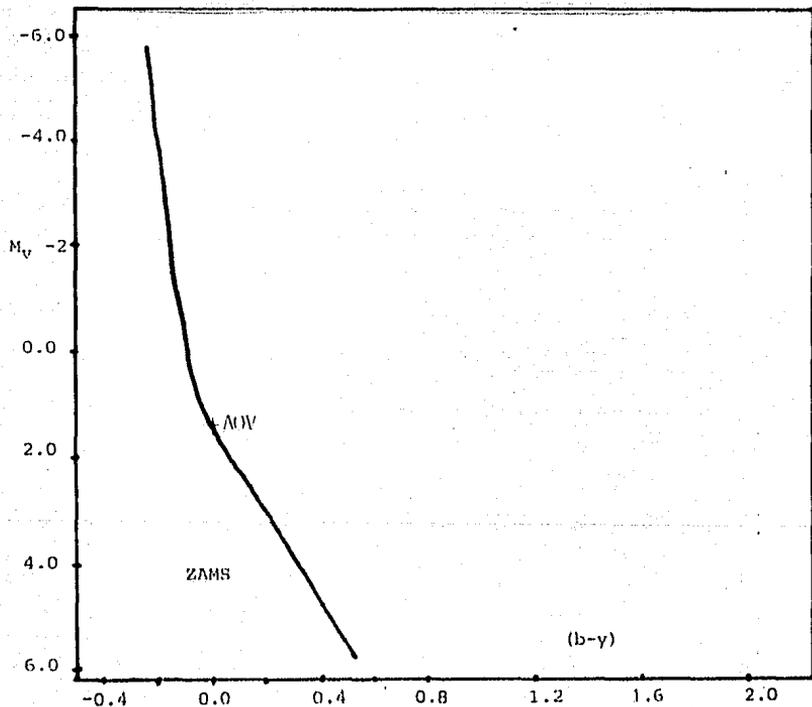
Hasta aquí, un resultado que salta a la vista, es que sin discriminar todavía entre los posibles miembros del cúmulo y posibles estrellas de campo, se tiene un alto porcentaje de estrellas de tipo espectral temprano: cinco, son de tipo espectral entre O8 y B0 y once son de tipo espectral más temprano que B9. Diferentes autores citan a este cúmulo como un cúmulo o asociación estelar OB (ver por ejemplo, Ruprecht y Alter, 1981). Aunque nuestros resultados apuntan en esta dirección, es necesario distinguir entre miembros del cúmulo para confirmarlo. Un primer indicio sobre la pertenencia o no, de las estrellas observadas a este cúmulo, se puede encontrar observando los valores  $E(B-V)$  para nuestras estrellas en la tabla (3.6) y de acuerdo con el siguiente argumento: Las estrellas B (las cuales han sido muy útiles en las investigaciones de la estructura galáctica, en particular), son intrínsecamente brillantes y por tanto se observan a grandes distancias. También son relativamente jóvenes y por tanto, indicadores de estructura espiral. Sin embargo, cuando se observan, existen algunas desventajas. Tienen una densidad

espacial promedio mucho menor que las estrellas tardías y están más alejadas en promedio. Más aún, como son distantes, la luz proveniente de tales estrellas ha sido afectada por absorción interestelar. Este no es el caso al menos a priori para las estrellas de campo, ya que por estar mucho más próximas, no han sido afectadas en la misma medida por el medio interestelar. En consecuencia, un criterio recursivo que podemos tomar para distinguir a estrellas de campo, está basado en el hecho de que éstas estrellas se encuentran aproximadamente en la dirección de la línea de visión entre el observador y un cierto objeto estudiado en el cielo, pero mucho más cercanas que este último. Por tanto, si al determinar el exceso de color,  $E(B-V)$ , de un conjunto de objetos (en una misma región del cielo), encontramos como en este caso, valores más o menos uniformes para un conjunto de objetos, y valores dispersos, pero más pequeños, para otro conjunto, podemos suponer que éste último conjunto de objetos se encuentra más cerca, respecto al conjunto con  $E(B-V)$  razonablemente mayor. Un segundo criterio lo proporciona la posición de las estrellas en el diagrama color-color  $\{c_1\}, \{m_1\}$ , ya que este diagrama, como se vio con anterioridad, es muy apropiado para estrellas con colores  $\{c_1\}, \{m_1\}$  tales que  $\{c_1\}$  pertenece al intervalo de valores  $(-0.3, 1.5)$  y  $\{m_1\}$  pertenece al intervalo  $(0.00, 0.20)$ , es decir, estrellas calientes de tipo OB (ver figura 3.2). El lector puede observar que este diagrama contiene a todas las estrellas con tipo espectral más temprano que B9, lo cual nos permite discriminar a estrellas de tipo tardío que muy probablemente no son miembros de la asociación OB en cuestión.

Un tercer criterio sobre la membresía de las estrellas

observadas al cúmulo NGC 7380, lo podemos encontrar al construir un diagrama observacional magnitud, color ( $V, b-y$ ) de nuestras estrellas. Si todo el conjunto de estrellas observadas pertenecen a un mismo cúmulo (o están a la misma distancia del observador), las posiciones de las estrellas en el diagrama sufren el mismo desplazamiento en este a lo largo del vector de enrojecimiento que está dado por la relación  $A_v = K(b-V)$  o  $A_v = K'(b-y)$ , según el diagrama de que se trate.

Por un lado, hemos podido encontrar los tipos espectrales y la clase luminosa fotométricamente para nuestras estrellas. Por el otro (si eliminamos estrellas con efectos de rotación o duplicidad, por ejemplo), sabemos que las estrellas de clase luminosa V, delinean una secuencia bien definida en el diagrama ( $V, b-y$ ), a pesar de que estén afectadas por extinción interestelar siempre y cuando ésta última no sea muy variable localmente. Se ha superpuesto a esta gráfica, la secuencia principal, tomando las magnitudes absolutas y los colores intrínsecos de las calibraciones de Schmidt-Kaler (1982). Para delinear la secuencia principal, hemos escogido a las estrellas de nuestra muestra de clase luminosa V, que son casos exentos de binariedad o posible binariedad de acuerdo con Underhill (1969). Entre estas estrellas tenemos a S 142-7, 8, 11, 13 y 23. De esta manera, ajustando la secuencia principal a la misma escala del diagrama observacional, podemos reconocer, dada su posición a estrellas miembros de este cúmulo estelar. Un problema importante con las estrellas B es que, estadísticamente muchas de éstas estrellas son dobles y entonces, si en particular se carece de esta información al observarlas, el



luz observado es una mezcla de la energía de ambas. Esto afecta a parámetros como la magnitud aparente  $V$ , y la magnitud absoluta  $M_V$ , importantes a la hora de determinar la distancia. Ver figura 3.6.

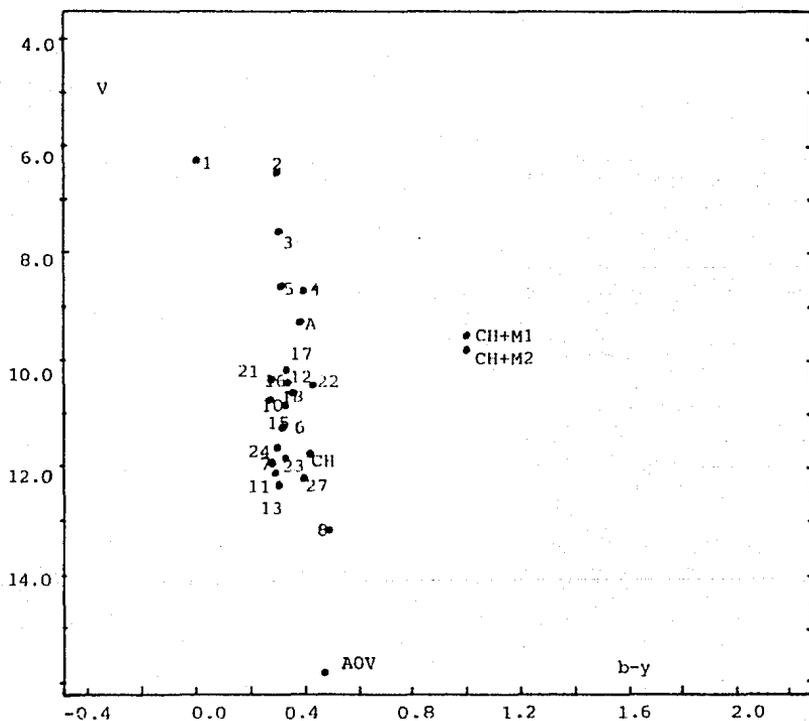


Fig. 3.6. Diagrama observacional  $V$  versus  $b-y$  de las estrellas observadas. Acelde ejevo con la secuencia principal de edad cero. Tomado de las calibraciones de Schredt-Kaleru (1982).

De acuerdo con los estudios espectroscópicos en NGC 7380 de Underhill (1969), al menos un tercio de las estrellas observadas en nuestra muestra son estrellas binarias. Existe la posibilidad de que otras estrellas de nuestra muestra sean también binarias a pesar de no haber sido detectadas como tales, por lo que las hemos designado como posibles binarias espectroscópicas, de acuerdo con Morat(1971). Hemos tomado en cuenta estos criterios anteriores para construir la tabla(3.7), y sus comentarios.

Tabla 3.7. Los probables miembros de NGC7380.

Nombre	Tipo Espectral	E(B-V)	Comentarios
S 142-1	B9-A0	0.104	no-miembro (n)
S 142-2	F5-F6	0.003	no-miembro (n)
S 142-3	F9-G0	-0.082	no-miembro (n)
S 142-4	G8	-0.115	no-miembro (n)
S 142-5	O8-B0	0.796	miembro, Binaria Espectroscópica (p)
S 142-6	B1-B2	0.752	probable miembro (p)
S 142-7	B1-B2	0.716	probable miembro (p)
S 142-8	B4	0.964	probable miembro (p)
S 142-10	B1-B2	0.683	probable miembro, Binaria Espectroscópica. (p)
S 142-11	B2-B3	0.690	probable miembro (p)
S 142-12	B0-B1	0.779	probable miembro, Binaria Espectroscópica (p)
S 142-13	B1-B2	0.747	probable miembro (p)
S 142-15	B0-B1	0.792	probable miembro, Binaria Espectroscópica (p)
S 142-16	F2-F5	0.070	no-miembro (n)
S 142-17	B6-B7	0.655	probable miembro, Binaria Espectroscópica. (p)
S 142-18	O8-B0	0.876	probable miembro, Posible Binaria Espectroscópica (p)
S 142-21	A6	0.012	no-miembro, Binaria Espectroscópica
S 142-22	O9-B0	0.994	probable miembro, Posible Binaria Espectroscópica (p)
S 142-23	B2	0.724	probable miembro (p)
S 142-24	B7-B8	0.593	probable miembro (p)
S 142-27	F4-F5	0.203	no-miembro (n)
S 142-A	O9	0.910	probable miembro (p)
S 142 CH	B0	0.973	probable miembro, Rodeada por un nudo en emisión (p)
S 142-CH+M1	K5-K6	0.499	no-miembro (n)
S 142-CH+M2	K3	0.670	no miembro (n)

Basados en los criterios antes mencionados, hemos seleccionado entre probables miembros y no-miembros del cúmulo NGC 7380, asociandoles las letras "n" y "p" respectivamente. El diagrama  $(C_1, I_1)$  no resultó ser una herramienta muy útil en este sentido. Así por ejemplo, las estrellas S 142-CH+M1 y S 412-CH+M2, a pesar de tener un exceso de color comparable con el del conjunto de estrellas calientes OB, se encuentran localizadas en el diagrama  $(C_1, I_1)$  correspondiente a estrellas más frías (estas estrellas son de tipo espectral K) y muy probablemente no pertenecen al cúmulo o asociación OB. Ver figuras (3.4 y 3.6).

### 3.3.2 ES VARIABLE LA EXTINCIÓN EN NGC 7380/Sh2 142 ?

Después de discernir entre probables miembros del cúmulo, hemos encontrado un exceso de color promedio  $E(B-V) = 0.76 \pm 0.02$  para NGC 7380. Se puede apreciar la uniformidad de los valores  $E(B-V)$  para cada probable miembro de NGC 7380 en la tabla (3.7). En este sentido, el método de extinción variable, comúnmente utilizado para determinar el valor de R (coeficiente de extinción total a selectiva,  $A_v/E(B-V)$ ) no es el apropiado para el caso de este cúmulo. (Al respecto, ver por ejemplo el trabajo de Turner (1974), quien encontró un valor de R anómalo en NGC 7380, basado en el método de extinción variable). Una conclusión importante al respecto, es entonces que la extinción a través del cúmulo es bastante homogénea, contrariamente a lo reportado anteriormente por otros autores.

### 3.4 LA MAGNITUD ABSOLUTA DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.

El problema de determinar la magnitud absoluta de nuestras estrellas, lo podemos resolver por dos caminos posibles: Por un lado, podemos utilizar directamente la escala de magnitudes absolutas de Schmidt-Kaier, ya que conocemos los tipos espectrales de las estrellas y su clase de luminosidad (clase V). Por otro lado, podemos utilizar el índice  $\beta$  observado con el sistema de Stromgren-Crawford, ya que para estrellas OB, Crawford (1978) ha hecho calibraciones de magnitud absoluta versus el índice  $\beta$  basado solamente en observaciones fotométricas. El encontró que en particular, para las estrellas B, la intensidad de la línea  $H_{\beta}$  es un parámetro muy sensible a la luminosidad. Entonces podemos usar el índice  $\beta$  para determinar la magnitud absoluta de nuestras estrellas. Como  $c_0 = (u-v)_0 - (v-b)_0$ , es un buen parámetro para determinar la temperatura efectiva de las estrellas y  $\beta$  un buen parámetro para luminosidad en estrellas B, una grafica  $\beta$  vs  $c_0$  debe ser un diagrama muy parecido al diagrama observacional H-K convencional (magnitud absoluta vs tipo espectral). El diagrama  $\beta$  vs  $c_0$  tiene algunas ventajas sobre un diagrama color-magnitud. Por ejemplo, los parámetros  $\beta$  y  $c_0$  son insensibles a la extinción interestelar. Sin embargo, una desventaja es que, si algunas estrellas presentan a las líneas de hidrógeno "llenadas" o en emisión,  $\beta$  no es útil para determinar la luminosidad de esas estrellas. En la figura (3.8), presentamos un diagrama  $\beta$  vs  $c_0$  de las estrellas estudiadas por Crawford, considerando promedios para cada clase luminosa. En este diagrama se nota que la relación de la secuencia principal de edad cero ("Zero Age Main

Secuencia", Z.A.M.S.) cae claramente debajo de la relación promedio para las estrellas de clase luminosa V. También presentamos una tabla anexa a la Figura 7, donde se encuentran los valores correspondientes a cada clase luminosa.

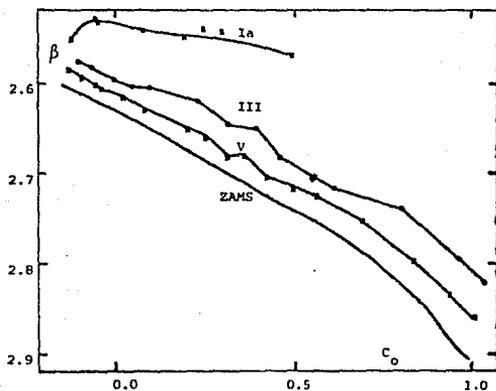


Tabla anexa. Parámetros promedio por tipo MK

MK	Clase Luminosa V				Clase Luminosa III			
	$\beta$ (mag)	$m_0$ (mag)	$c_0$ (mag)	$n$	$\beta$ (mag)	$m_0$ (mag)	$c_0$ (mag)	$n$
B0	2.606	0.055	-0.06	4	2.577	0.058	-0.10	8
B0.5	2.604	0.074	-0.04	6	2.583	0.069	-0.07	8
B1	2.609	0.082	0.02	18	2.596	0.074	0.00	9
B1.5	2.633	0.092	0.12	17	2.604	0.084	0.04	10
B2	2.646	0.096	0.22	48	2.605	0.080	0.10	16
B2.5	2.650	0.097	0.25	32				
B3	2.681	0.104	0.32	59	2.644	0.084	0.32	8
B4	2.672	0.100	0.38	27				
B5	2.701	0.106	0.42	63	2.686	0.102	0.45	35
B6	2.716	0.110	0.50	30	2.705	0.102	0.57	12
B7	2.723	0.107	0.55	18	2.707	0.105	0.55	22
B8	2.748	0.118	0.66	35	2.718	0.110	0.61	47
B9	2.795	0.126	0.83	34	2.740	0.110	0.80	79
B9.5	2.827	0.134	0.97	37	2.796	0.120	0.96	11
A0	2.861	0.154	1.01	102	2.822	0.133	1.03	15

Fig. 7. Diagrama  $\beta$  versus  $C_0$  para estrellas de tipo espectral B. La tabla anexa contiene los valores promedio para cada clase luminosa representada en la figura. Tomada de Crawford 1978.

Crawford define  $\Delta\beta$  como la diferencia entre el índice fotométrico  $\beta$  observado y el correspondiente  $\beta_0$  a lo largo de la envolvente mínima dada por la curva  $\beta$  (ZAMS) del diagrama  $\beta$  vs  $c_0$ . Para un valor de  $c_0$  fijo, esto es:  $\Delta\beta = \beta_0$  (ZAMS - envolvente mínima) -  $\beta$  (observada), para una  $c_0$  fija. La envolvente mínima es válida para una estrella no-evolucionada en la ZAMS. Cualquier diferencia en  $\beta$  para  $c_0$  fija se interpreta como un efecto de luminosidad debido a que la estrella problema tiene una luminosidad diferente (y por tanto  $\beta$  distinta) a la que le corresponde en la ZAMS para esa  $c_0$ , es decir, para esa temperatura efectiva, siempre y cuando  $H_{\beta}$  no está en emisión. Como Crawford observó una dispersión muy alta en sus diagramas  $\beta$  vs  $c_0$  para estrellas O<sub>n</sub>, en especial para las estrellas de tipo espectral B intermedio, trató de calibrar empíricamente  $\Delta\beta$  con la desviación  $\Delta M_V$  observada en el diagrama  $M_V$  vs  $\beta$ . Al hacerlo, encuentra que no hay correlación entre  $\Delta\beta$  y  $\Delta M_V$  para estrellas de tipo espectral más temprano que B4. Además encontró que un valor  $\Delta M_V / \Delta\beta = 10$  ajustaba muy bien a sus datos para estrellas más tardías que B4. En suma, para estrellas de tipo B intermedio se necesita un factor de corrección  $\Delta M_V / \Delta\beta = 10$  para obtener la magnitud absoluta correcta, si utilizamos la relación  $M_V$  vs  $\beta$  derivada por Crawford (ver por ejemplo la relación reportada por Schmidt-Kaler, 1982). Esto es, si la estrella tiene  $0.2 < c_0 < 0.9$ , se debe corregir el valor  $M_V(\beta)$  de la calibración por  $-10\Delta\beta$  para obtener la magnitud absoluta correcta. Egret (1978), ha calculado los valores de magnitud absoluta para estrellas con tipos espectrales más tempranos que A0, utilizando tanto la calibración con  $H_{\beta}$  como la calibración  $M_V$  (tipo espectral)<sub>ME</sub> y la fórmula de interpolación

dada por OBIACK (1976):

$$M_V(\beta) = f(\beta) = - \text{EXP}(-7.331\beta + 20.861) + 2 \pm 0.06 \quad (3.4)$$

El resultado concierne de este modo, que ambas calibraciones concuerdan muy bien si se excluye tanto a estrellas binarias, como a estrellas con líneas en emisión.

En la tabla(3.8), presentamos los valores obtenidos para las magnitudes absolutas de nuestras estrellas usando ambas calibraciones y considerando cuando es el caso, los criterios de Crawford. En la figura(3.8), presentamos también, una comparación de los valores de magnitud absoluta  $M_V$ , obtenidos para nuestras estrellas con ambas calibraciones. En esta figura, mostramos los resultados solamente para las estrellas posibles miembros de NGC 7380(designadas con la letra p), de acuerdo con nuestra discusión anterior.

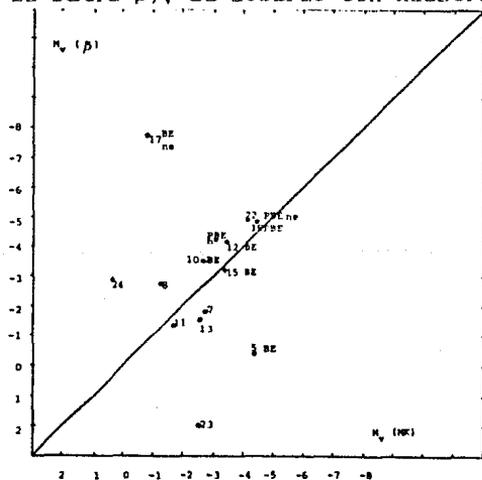


Fig. 3.8. Comparación entre los valores estimados de la magnitud absoluta  $M_V$  en nuestras estrellas usando las calibraciones de Schmidt-Kaler(1982) y las calibraciones de Crawford(1978) con el

índice  $\beta$ . BE= Binaria Espectroscópica. PBE= Posible Binaria Espectroscópica  
 ne= nebulosidad en emisión asociada.

Tabla 3.8. La magnitud absoluta de las estrellas observadas usando las calibraciones de Schmidt-Kaler(1982) y las calibraciones de Crawford(1978).

Nombre	Mv(MK)	Mv( $\beta$ )-10 $\beta$	Observaciones:
S 142-5	-4.41	-0.510	Binaria Espectroscópica.
S 142-6	-3.08	-4.330	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-7	-2.75	-1.70	
S 142-8	-1.33	-2.780	$\Delta\beta = 0.067$
S 142-10	-2.96	-3.620	Binaria Espectroscópica.
S 142-11	-1.82	-1.440	$\Delta\beta = 0.011$
S 142-12	-3.40	-4.220	Binaria Espectroscópica.
S 142-13	-2.51	-1.600	
S 142-15	-3.36	-3.260	Binaria Espectroscópica.
S 142-17	-0.87	-7.760	$\Delta\beta = 0.179$ Binaria Espectroscópica. Nebulosidad Emisión.
S142-18	-4.41	-4.870	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-22	-4.16	-5.000	Posible Binaria Espectroscópica, Estrella con Emisión ( $\beta \approx 2.54$ )
S 142-23	-2.51	1.970	$\Delta\beta = -0.127$ Nebulosidad Emisión.
S 142-24	-0.32	-2.830	$\Delta\beta = 0.108$

Hemos puesto explícitamente en la tabla(3.8) y en la figura(3.8), algunas anotaciones(binariidad, posible binariidad de las estrellas, nebulosidad en emisión asociada con las estrellas y estrellas con líneas en emisión), que bien pueden ser las causantes de la dispersión observada en la gráfica.

En la figura (3.9), presentamos un mapa de identificación de las estrellas observadas en el campo de NGC 7380, con el sistema fotométrico de cercano infrarrojo del Observatorio de San Pedro Mártir.

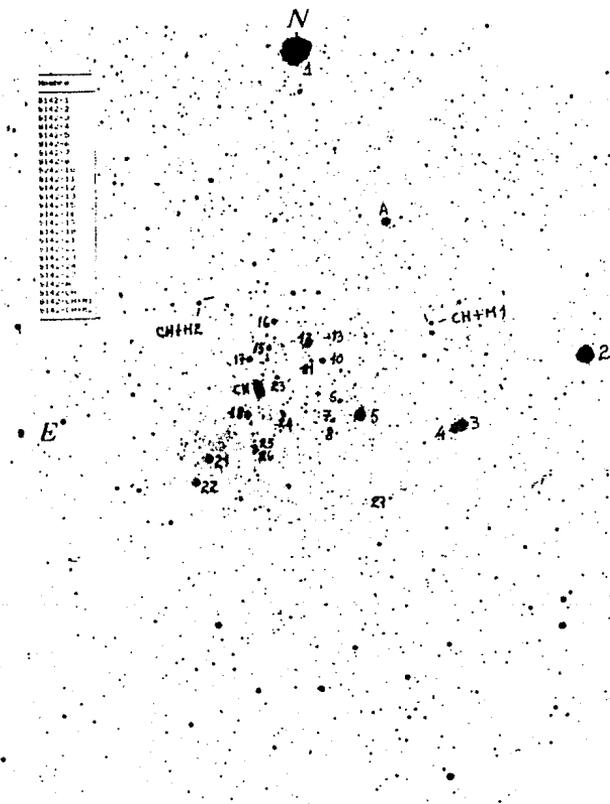


Fig. 3.9. Carta de identificación de las estrellas observadas con el sistema infrarrojo. Fotografía 10300 tomada con el telescopio de 2.1m del Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir, B. C.

De las 25 estrellas observadas con la fotometría óptica, 21 fueron observadas también con fotometría en el cercano infrarrojo en los filtros J( $\lambda = 1.2\mu$ ), H( $\lambda = 1.6\mu$ ), K( $\lambda = 2.2\mu$ ), L( $\lambda = 3.6\mu$ ) y M( $\lambda = 4.6\mu$ ), utilizando el 100 cm telescopio infrarrojo (foto el. all., 1980), acoplado al telescopio de 2.1m de diámetro del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, B.C. La reducción de nuestras observaciones al sistema estándar, fue llevada a cabo usando el paquete de reducción del sistema infrarrojo del Observatorio Astronómico Nacional en Ensenada, B.C.

En la tabla(3.9), presentamos los resultados de nuestras observaciones en el cercano infrarrojo a las estrellas en el campo de NGC 7380.

Tabla 3.9. Fotometría JHKLM de las estrellas observadas.

Nombre	J	H	K	L	M
SH-142-1	6.26	6.22	6.17	6.19	6.01
S142-2	5.61	5.35	5.34	5.42	5.23
S142-3	6.73	6.48	6.45	6.43	6.30
S142-4	7.54	7.21	7.14	7.16	---
S142-5	7.82	7.67	7.63	7.58	---
S142-6	10.41	10.20	10.01	9.8	8.4
S142-7	11.15	11.01	10.93	---	---
S142-8	11.63	11.36	11.25	---	---
S142-10	9.79	9.62	9.57	---	---
S142-11	11.5	11.4	11.5	---	---
S142-12	9.71	9.5	9.6	8.9	---
S142-13	11.60	11.54	11.69	---	---
S142-15	9.69	9.68	9.67	9.4	---
S142-16	9.43	9.18	9.16	9.3	---
S142-17	9.5	9.16	9.08	8.8	---
S142-18	9.62	9.40	9.34	9.3	---
S142-21	9.82	9.73	9.70	9.06	---
S142-22	9.25	8.96	8.87	8.9	8.9
S142-23	10.06	9.77	9.72	---	---
S142-23'	11.29	11.22	11.18	---	---
S142-24	11.33	11.09	11.08	---	---
S142-27	11.13	10.83	10.75	---	---
S142-A	---	---	---	---	---
S142-CH	---	---	---	---	---
S142-CH*M1	---	---	---	---	---
S142-CH*M2	---	---	---	---	---

$\lambda(J)=1.2\mu$   $\lambda(H)=1.6\mu$   $\lambda(K)=2.2\mu$   $\lambda(L)=3.6\mu$   $\lambda(M)=4.6\mu$   
 Todas las cantidades se expresan en magnitudes.

A partir de la reducción de las observaciones, las incertidumbres asociadas con los valores reportados en esta tabla, son: 0.05, 0.05, 0.05, 0.15, y 1.25 magnitudes para los filtros J, H, K, L, y M, respectivamente. Conforme vamos observando a longitudes de onda mayores, la calidad de las observaciones va disminuyendo. Esto se debe fundamentalmente a problemas de turbulencia atmosférica a estas longitudes de onda. Este efecto se puede apreciar fácilmente en las dos últimas columnas de la tabla (3.9), por la carencia de datos suficientes en los filtros L y M.

### 3.6 LA CURVA DE EXTINCIÓN DE JOHNSON PARA LA REGIÓN DE CEFEO.

La región de Cefeo en el cielo, en donde se encuentra ubicado el complejo Sh2 142/NGC 7380/HI, motivo del presente trabajo, es en muchos aspectos, una de las regiones en el firmamento mejor estudiadas desde el punto de vista de la extinción interestelar. En la tabla (3.10), presentamos los resultados de algunas determinaciones independientes del coeficiente  $R$  de extinción total a selectiva para esta región, las cuales dan un valor promedio  $R = 4.8 \pm 0.3$ .

Tabla 3.10. Determinaciones del valor de  $R$  en Cepheus.

Cúmulo	$R$	Método
I Cep	$6.5 \pm 0.7$	Extinción variable
II Cep	$4.1 \pm 0.9$	Extinción variable
III Cep	$5.2 \pm 0.4$	Extinción variable
NGC 7086	1.8 ----	Diámetro de cúmulos
NGC 7654	5.9 ----	Diámetro de cúmulos
NGC 7654	$3.6 \pm 0.6$	Extinción variable
-----		
Promedio	$4.8 \pm 0.3$	

Un dato histórico interesante es que ésta es la única región donde la fotometría de una estrella nueva sido llevada a cabo hasta la banda  $O^+$  ( $\lambda = 11.5\mu$ ) en 1974. En la figura (3.10), presentamos la curva de extinción obtenida por Johnson en 1974, para esta región. Esta figura incluye los valores de los excesos de color en los diferentes filtros utilizados,  $E(V-)$ , y normalizados respecto a  $E(B-V)$ .

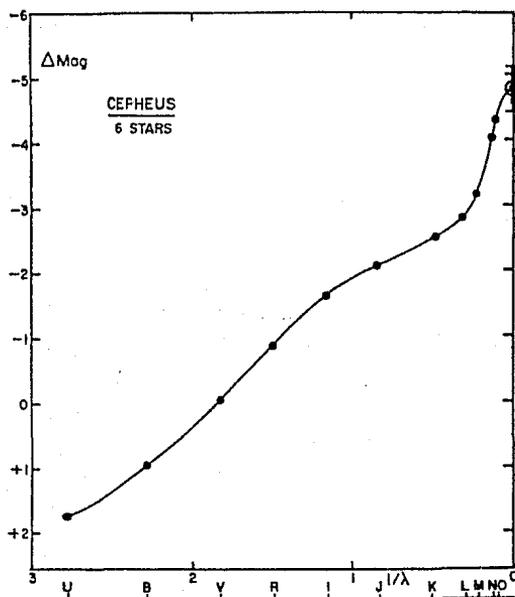


Fig. 3.10. La curva de extinción interestelar para Cepheus tomada de Johnson(1972).

Johnson utilizó principalmente el método de diferencias de color para determinar la extinción interestelar hacia esta región del cielo. En esos momentos, la gran mayoría de los trabajos relacionados con la extinción interestelar parecían mostrar que el valor determinado del cociente  $R$ , de extinción total a selectiva, tenía un valor parecido al valor promedio observado de  $R$  para

nuestra Galaxia,  $K = 3$ , aparentemente sin una dirección preferencial respecto del observador. El valor encontrado para  $K$  según sus observaciones, y los valores reportados para  $K$  en esta región por otros autores (Wains 1969, Johnson Johnson & Alford) la anomalía del comportamiento de la extinción en Cefeo, comparada con el resto del cielo. Nosotros sin embargo, creemos que detrás de estos resultados, hay un efecto de selección de las estrellas observadas por él, por las siguientes razones: Johnson sugirió que para minimizar los errores dejados al conocimiento poco preciso de los colores intrínsecos de estrellas enrojecidas, se deberían observar estrellas altamente enrojecidas,  $E(B-V) > 1^m.00$ . De esta manera no sería necesario tener un conocimiento muy preciso de los tipos espectrales o los colores intrínsecos de los objetos observados. De lo anterior, es claro que Johnson ha escogido estrellas fuertemente enrojecidas para determinar su curva de extinción. Por otro lado, cuando Johnson hizo su trabajo, los fotómetros infrarrojos eran poco sensibles; solo podían observar objetos brillantes en estas longitudes de onda. Lo más probable es que observara estrellas con envolventes circumestelares calientes.

### 3.7 LA EXTINCIÓN VISUAL DE LAS ESTRELLAS OBSERVADAS.

Con ayuda de las observaciones fotométricas en el sistema infrarrojo, hemos obtenido la extinción en el visual para cada estrella probable miembro de NGC 7380. Para tal propósito, hemos extrapolado a  $1/\lambda = 0$  con la curva teórica de extinción No.15,

tomada de los trabajos de Van der Hulst (1949, 1957). Hemos escogido esta curva teórica de absorción, porque en el dominio espectral de nuestras observaciones, ésta ajusta muy bien la curva de absorción promedio derivada por nosotros para este cúmulo.

Hemos hecho la suposición de que en la región espectral del cercano infrarrojo, la extinción varía de forma lineal con el exceso de color infrarrojo, ésto es:

$A_{\lambda} = \sigma_{\lambda} \cdot E(\lambda-V)$ , donde  $\lambda = 1.25, 1.62, 2.23, 3.8, \text{ y } 4.8 \mu$  (J, H, K, L, y M, respectivamente) y donde  $\sigma(J) = 1.4, \sigma(H) = 1.19, \sigma(K) = 1.06, \text{ y } \sigma(M) = 1.03$ , son los cocientes que provienen de la curva teórica No.15 de Van der Hulst. Al utilizar este método de extrapolación, hay que eliminar a aquellos filtros en que la estrella muestra exceso intrínseco debido a envoltentes circumstelares calientes, ya que ésto hace que el valor de  $K_{\lambda}$  se vuelva anómalo artificialmente.

El exceso de color infrarrojo de nuestras estrellas, fue calculado usando los colores intrínsecos a partir de los modelos de atmósferas de Kurucz (1979, ver también Chavarría K. et al. 1986). De esta manera, conociendo  $A_{\lambda}$  para cada estrella, podemos hacer una estimación del cociente de extinción total a selectiva  $K$  en esta región, ya que hemos podido estimar el exceso de color  $E(B-V)$  de cada estrella. Los resultados de este procedimiento se presentan en las tablas (3.11) y (3.12).

Tabla. 3.11. Colores infrarrojos observados e intrínsecos para las estrellas en NGC7380.

Estrella	V	J	H	K	L	M	(V-J) <sub>0</sub>	(V-H) <sub>0</sub>	(V-K) <sub>0</sub>	(V-L) <sub>0</sub>	(V-M) <sub>0</sub>	
S142-1	8.326	7929	-0.976	-0.116	-0.111	-0.146	-0.126	0.022	0.027	0.027	0.022	0.027
S142-2	8.457	8350	-0.847	-1.197	-1.117	-1.117	-1.127	-1.127	-1.127	-1.127	-1.127	-1.127
S142-3	7.526	6050	-0.888	-1.113	-1.148	-1.148	-1.148	-1.298				
S142-4	8.644	3500	-1.104	-1.434	-1.434	-1.434						
S142-5	8.423	32500	-0.809	-0.259	-0.279	-1.043	0.266	0.210	0.270	1.020	1.050	
S142-6	11.284	24900	-0.774	-1.084	-1.234	-1.484	-4.684	0.578	0.687	0.757	0.256	0.626
S142-7	11.216	23500	-0.766	-0.996	-0.926		0.556	0.454	0.718	0.812	0.842	
S142-8	13.183	16300	-1.258	-1.222	-1.252		0.362	0.456	0.482	0.551	0.551	
S142-9	10.825	4400	-0.375	-1.045	-0.955		0.570	0.675	0.742	0.840	0.870	
S142-11	12.034	12620	-0.534	-0.834	-0.534		0.468	0.557	0.605	0.684	0.704	
S142-12	10.351	26600	-0.681	-0.551	-0.721	-1.451	0.604	0.718	0.792	0.826	0.921	
S142-13	12.269	22500	-0.689	-0.729	-0.579		0.540	0.630	0.620	0.780	0.810	
S142-15	10.720	28350	-0.890	-1.040	-1.020	-1.210	0.601	0.714	0.787	0.822	0.925	
S142-16	10.339	6620	-0.909	-1.159	-1.179	-1.039						
S142-17	10.214	13900	-0.714	-1.054	-1.114	-1.414	0.296	0.345	0.375	0.424	0.434	
S142-18	10.658	32500	-1.039	-1.258	-1.218	-1.358	0.685	0.810	0.890	1.020	1.050	
S142-21	10.428	8000	-0.408	-0.498	-0.528	-0.528						
S142-22	10.445	31000	-1.125	-1.485	-1.575	-1.545	0.670	0.792	0.822	0.992	1.026	
S142-23	11.869	22500	-0.579	-0.849	-0.689		0.540	0.630	0.690	0.780	0.810	
S142-24	11.681	12350	-0.751	-0.681	-0.601		0.222	0.262	0.285	0.310	0.32	
S142-27	12.262	6500	-1.152	-1.452	-1.502							

Colores intrínsecos calculados de acuerdo con Tabla 4 (Clavería, K. et al. 1986).

Tabla.3.12. El exceso de color infrarrojo, la extinción en el visual y el cociente de absorción total a selectiva de las estrellas observadas.

Nombre	E(V-J)	E(V-H)	E(V-K)	E(V-L)	E(V-M)	A <sub>V</sub> <sup>J</sup>	A <sub>V</sub> <sup>H</sup>	A <sub>V</sub> <sup>K</sup>	A <sub>V</sub> <sup>L</sup>	A <sub>V</sub> <sup>M</sup>	Form. A <sub>V</sub>	E(B-V)	K
S142-1	-0.096	-0.145	-0.180	-0.179	-0.199	0.137	0.172	0.216	0.195	0.260	3.210	0.704	2.076
S142-2													
S142-3													
S142-4													
S142-5	1.488	1.763	1.823	2.063		2.093	2.097	2.023	2.126		2.027	0.726	2.634
S142-6	1.452	1.771	2.001	2.040	5.750	2.052	2.107	2.254	2.480	5.943	2.763	0.756	2.940
S142-7	1.322	1.560	1.654			1.650	1.656	1.635			1.647	0.718	2.572
S142-8	1.940	2.283	2.426			2.716	2.716	2.692			2.708	0.8264	2.808
S142-10	1.445	1.720	1.736			2.023	2.046	1.929			1.997	0.883	2.926
S142-11	1.002	1.181	1.139			1.402	1.417	1.264			1.361	0.690	1.972
S142-12	1.288	1.589	1.563	2.889		1.890	1.914	1.757	2.532		2.000	0.779	2.567
S142-13	1.209	1.259	1.265			1.692	1.617	1.408			1.572	0.747	2.104
S142-15	1.491	1.754	1.837	2.212		2.037	2.027	2.039	2.344		2.139	0.792	2.700
S142-16													
S142-17	1.010	1.399	1.509	1.839		1.414	1.664	1.674	1.948		1.675	0.655	2.557
S142-18	1.723	2.068	2.208	2.378		2.412	2.460	2.450	2.520		2.460	0.876	2.808
S142-21													
S142-22	1.865	2.277	2.447	2.537		2.611	2.709	2.716	2.689		2.681	0.994	2.697
S142-23	1.119	1.279	1.379			1.366	1.322	1.537			1.539	0.724	2.125
S142-24	0.573	0.543	0.886			0.802	1.122	0.963			0.969	0.593	1.634
S142-27													
S142-H												0.768	2.574
S142-CH												0.9108	0.9108
S142-CHM1													
S142-CHM2													
												$\frac{\sigma}{\sqrt{3}} = 0.028$	$\frac{\sigma}{\sqrt{3}} = 0.139$

En las tablas anteriores, presentamos los colores intrínsecos infrarrojos solamente para estrellas con temperaturas efectivas mayores que 9500 K (ver Chavarría K. et al. 1985). Este hecho nos obliga a calcular sólo el exceso de color infrarrojo y las extinción visual de estrellas con temperaturas efectivas mayores que 9500 K, es decir, solamente para estrellas denominadas anteriormente con la letra p (probables miembros de NGC 7380). Hemos adoptado un valor representativo del cociente de extinción total a selectiva,  $R = 2.57 \pm 0.14$ , considerando el promedio de los valores R obtenidos para éstas estrellas. Nuestro resultado indica que el cúmulo estelar posee un valor de la extinción que se aproxima más a la ley de extinción interestelar promedio para nuestra Galaxia,  $R = 3$ . Podemos concluir entonces que en este cúmulo estelar, el valor de la extinción no sólo es muy homogéneo, sino también normal.

### 3.7.1 LA CURVA DE EXTINCION EN NGC 7380 A PARTIR DE LAS OBSERVACIONES INFRARROJAS.

En la figura(3.11), presentamos nuestra curva de extinción obtenida con los resultados de las observaciones infrarrojas sintetizadas en las Tablas(3.11) y (3.12). En esta misma figura hemos incluido, con fines de comparación(a la misma escala), la curva de extinción para la región de Cefeo reportada por Johnson y la curva teórica de absorción No.15 de Van der Huist.

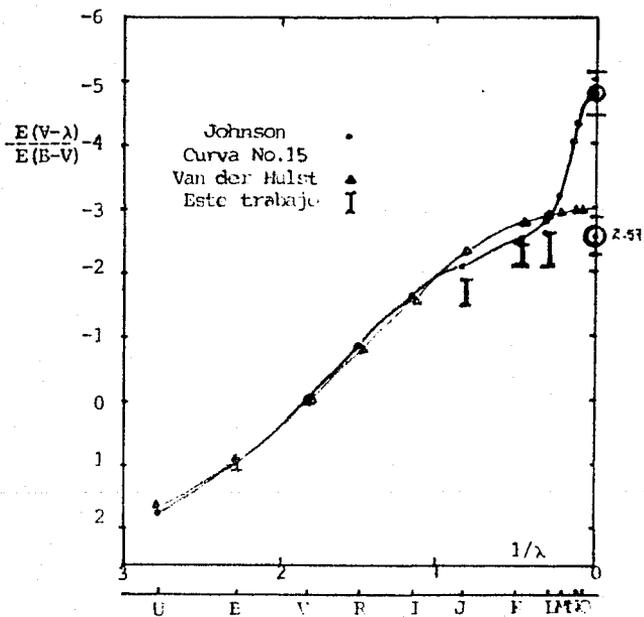


Fig. 9.11. La curva de extinción interestelar a partir de nuestras observaciones. Se traza para fines de comparación la curva teórica No. 15 de Van der Hulst y la curva de extinción de Johnson para Orión.

A partir de la figura anterior, se puede apreciar que Johnson incluye, en su muestra de seis estrellas (tomada por él como representativa de toda la región de Ceres), estrellas con excesos infrarrojos infrarrojos debido más probablemente a envolventes circunstanciales calientes, lo cual simula en su ley de extinción, un cociente de extinción total a selectiva mucho más alto de lo normal y que reflejare sus efectos cuando se calcule la distancia a la región así observada, ya que valores altos de  $K$ , dan por resultado valores bajos de la distancia, de acuerdo con la expresión(2.13). Las barras de error en nuestra curva, están calculadas de acuerdo con los errores observacionales reportados en el inciso 3.5. La curva de Johnson y la nuestra coincide muy bien en el dominio de las observaciones hasta el filtro L(3.8 $\mu$ ).

### 3.8 LOS DIAGRAMAS COLOR-COLOR INFRARROJOS.

Hemos utilizado los diagramas color-color del sistema infrarrojo del Observatorio de San Pedro Mártir, para determinar la existencia de algún posible exceso infrarrojo en nuestras estrellas. Ver figuras(3.12), (3.13) y (3.14). Presentamos también una ampliación de la región en nuestras gráficas, donde se concentra la mayoría de las estrellas observadas. Los números indican la designación adoptada por nosotros para cada estrella.

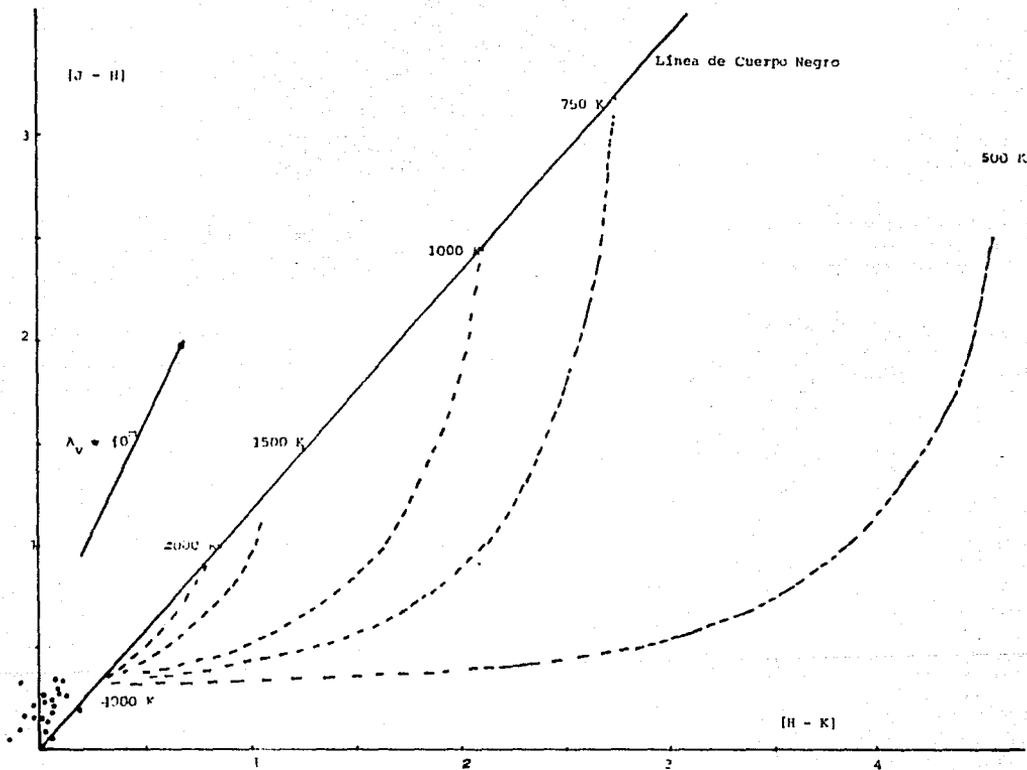


Fig. 8. 12. Diagrama color-color infrarrojo  $[J-H]$  versus  $[H-K]$ .

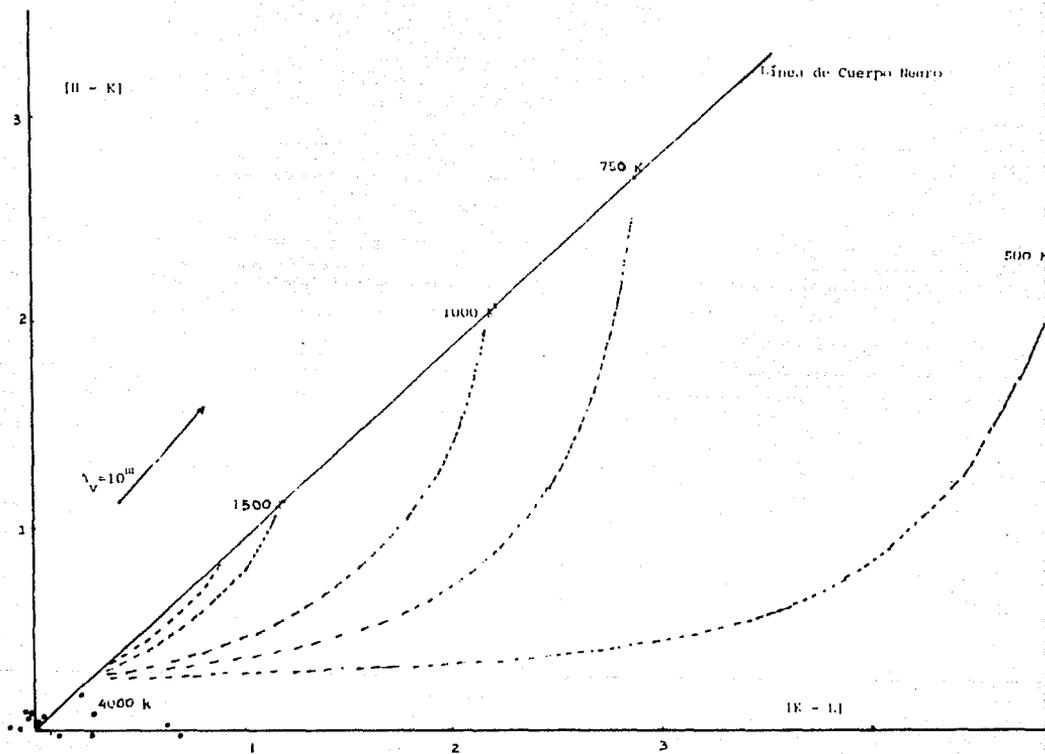


Fig. 3.13 . Diagrama color-color infrarrojo (H-K) versus (K-L).

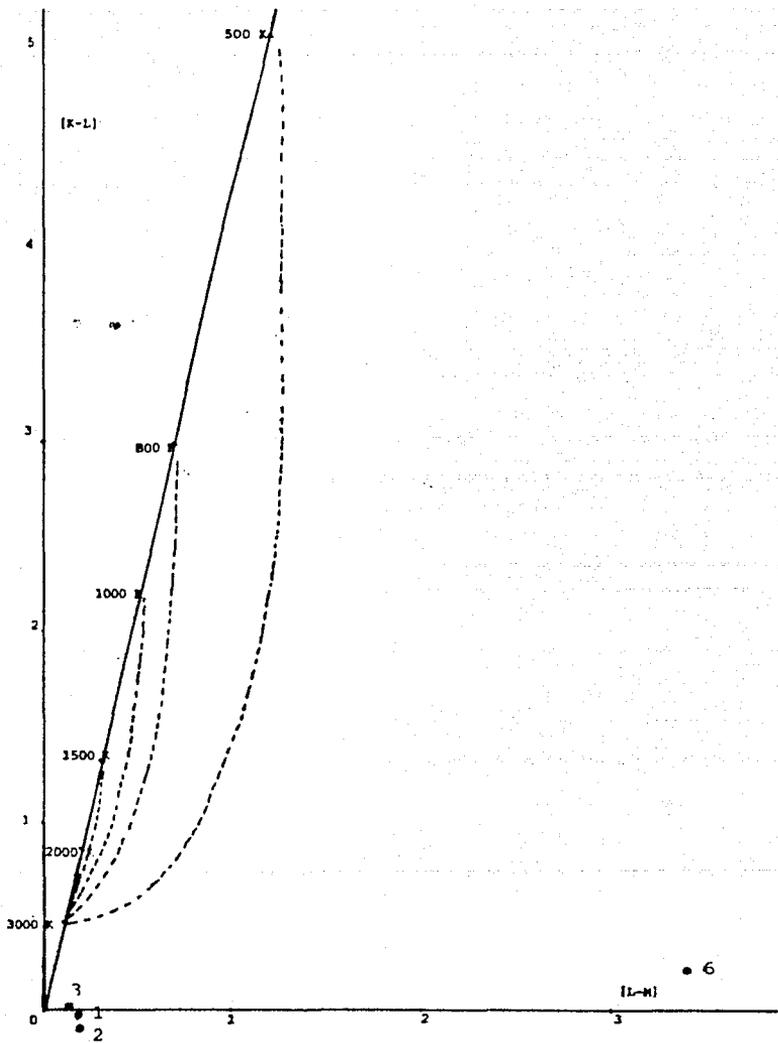
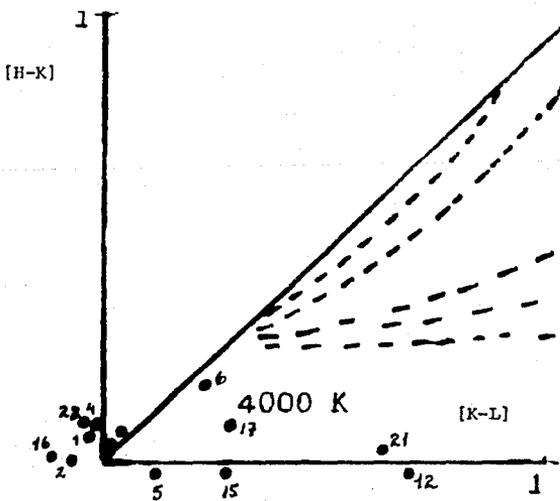
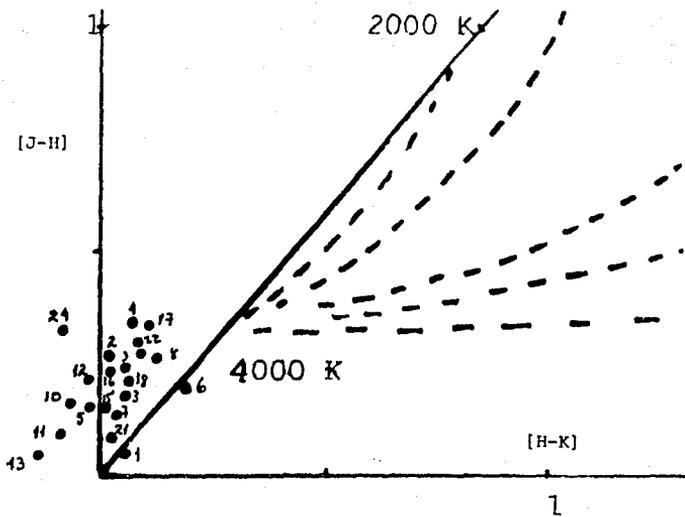


Figura 9.14. Diagrama color-color infrarojo  $[K-L]$  versus  $[L-M]$ .



Las barras de error fueron estimadas de acuerdo con los errores observacionales reportados en el inciso 3.5. Dentro de estos límites de error podemos concluir que todas las estrellas observadas al ser graficadas en estos diagramas caen en la zona que corresponde a estrellas normales de tipos espectrales O y B de secuencia principal. Hemos encontrado también que, excepto por las estrellas S 142-6 y S 142-12, ninguna de las demás estrellas observadas parece mostrar exceso infrarrojo. Sin embargo, son necesarias más observaciones infrarrojas para confirmarlo.

### 3.9. LA DISTANCIA FOTOMETRICA A NGC7380.

Una vez que hemos podido hacer una estimación de la magnitud absoluta  $M_v$  de nuestras estrellas con ayuda de la fotometría de Stromgren-Crawford (la cuál también nos da información sobre la magnitud visual aparente  $V$  de las estrellas), y que hemos podido hacer una estimación de la extinción en el visual para cada estrella con ayuda de la fotometría infrarroja, podemos calcular el valor de la distancia a cada estrella observada en NGC7380, de acuerdo con la relación (2.13). En la tabla (3.13), presentamos nuestros resultados tomando en cuenta que la magnitud absoluta fue estimada a partir de las calibraciones de Schmidt-Kaler. Análogamente en la tabla (3.14), presentamos los valores de la distancia estimados considerando la magnitud absoluta visual estimada de acuerdo con los criterios de Crawford y basados en nuestras observaciones en el sistema

Tabla. 3.13. La distancia a las estrellas observadas en NGC7380. La Magnitud Absoluta fue estimada en base a las calibraciones de Schmidt-Kaler (1982).

Nombre	V	Mv(MK)	Av	V-Mv(MK)-Av	d(pc)	Observaciones:
S 142-5	8.623	-4.41	2.097	10.936	1538.863	Binaria Espectroscópica.
S 142-6	11.284	-3.08	2.963	11.401	1906.338	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-7	11.916	-2.75	1.847	12.819	3662.688	
S 142-8	23.288	-1.33	2.708	11.810	2301.441	
S 142-10	10.665	-2.96	1.999	11.626	2114.462	Binaria Espectroscópica.
S 142-11	12.034	-1.82	2.361	12.493	3152.100	
S 142-12	10.391	-3.40	2.000	11.791	2282.392	Binaria Espectroscópica
S 142-13	12.269	-2.51	1.572	13.207	4379.252	
S 142-15	10.720	-3.36	2.139	11.941	2444.556	Binaria Espectroscópica.
S 142-17	10.214	-0.87	1.675	9.409	761.728	Binaria Espectroscópica.
S 142-18	10.658	-4.41	2.460	12.608	3323.533	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-22	10.445	-4.16	2.681	11.924	2425.492	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-23	10.869	-2.51	1.539	12.840	3698.281	
S 142-24	11.681	-0.32	0.969	11.032	1668.421	

Distancia Promedio:

2550.896 ± 254.645 pc

Distancia promedio eliminando Binarias Espectroscópicas:

2 950.750 ± 291.315

Distancia Promedio Eliminando Binarias Espectroscópicas y Posibles Binarias Espectroscópicas.

3140.697 ± 378.940 pc.

Tabla. 3.14. La distancia a las estrellas observadas en NGC7380. La Magnitud Absoluta fue estimada en base a nuestras observaciones en el sistema H<sub>2</sub> de Crawford. Ver Crawford(1978).

Nombre	V	Mv(B)-10d <sub>B</sub>	V-(Mv(B)-10d <sub>B</sub> )-Av	d(pc)	Observaciones:
S 142-5	8.623	-0.51	7.036	255.307	Binaria Espectroscópica
S 142-6	11.284	-4.33	12.651	3390.002	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-7	11.916	-1.78	11.849	2343.149	
S 142-8	13.188	-2.78	13.260	4487.453	
S 142-10	10.665	-3.62	12.286	2865.497	Binaria Espectroscópica.
S 142-11	12.034	-1.44	12.113	2670.545	
S 142-12	10.391	-4.22	12.641	3328.127	Binaria Espectroscópica.
S 142-13	-12.269	-1.60	12.297		
S 142-15	10.720	-3.26	11.841	2334.532	Binaria Espectroscópica.
S 142-17	10.214	-7.76	16.299	18188.630	Binaria Espectroscópica.
S 142-18	10.658	-4.87	13.068	4107.712	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-22	10.445	-5	12.764	3571.083	Posible Binaria Espectroscópica.
S 142-23	10.869	-1.97	12.300	2884.031	
S 142-24	-11.681	-2.830	13.542	5109.754	

Distancia Promedio:

Distancia Promedio Eliminando Binarias Espectroscópicas.

3493.753 ± 288.515 pc

Distancia Promedio Eliminando Binarias y Posibles Binarias Espectroscópicas.

3395.830 ± 418.044 pc.

Hemos estimado un valor promedio de la distancia al cúmulo, sin considerar las estrellas binarias espectroscópicas reportadas por Underhill (1969) y las posibles binarias espectroscópicas, de acuerdo con Hertel (1971). Esto se traduce a eliminar estrellas cuyo valor del flujo observado pudiera estar afectado por la presencia de compañeras. El valor adoptado a partir de nuestras estimaciones es  $d_{\text{fotométrica}} = 3141 \pm 379$  pc para la tabla(3.13) y  $d_{\text{fotométrica}} = 3596 \pm 418$  pc para la tabla(3.14). Si nosotros hacemos un promedio de los valores reportados en las tablas (3.13 y 3.14), sin eliminar a las estrellas binarias y posibles binarias, lo que encontramos son los valores  $d_{\text{fotométrica}} = 2251 \pm 254$  pc para la tabla(3.13) y  $d_{\text{fotométrica}} = 3094 \pm 329$  pc para la tabla(3.14). El menor de estos valores, puede considerarse como una cota mínima al posible valor real de la distancia a NGC 7380.

También hemos utilizado el método de ajuste a la secuencia principal para estimar la distancia a NGC 7380. Para ello, hemos construido un diagrama color-color observacional ( $V, b-y$ ), y hemos tomado las magnitudes absolutas y los colores intrínsecos de las calibraciones de Schmidt-Kaler. Haciendo una gráfica de estos parámetros, a la misma escala del diagrama observacional, podemos ajustar la secuencia principal del diagrama H-R con las estrellas que delinear mejor a dicha secuencia en el diagrama observacional. Estas estrellas son: S 142-7, S 142-8, S 142-11, S 142-13, S142-23. Ver figura(3.6).

Una vez que hemos ajustado la secuencia principal a la misma escala de nuestro diagrama observacional en la figura(3.6), podemos estimar directamente el modulo de distancia aparente,  $(V-M)_0$ , de las estrellas. Este modulo de distancia puede ser corregido por el valor de la absorción ya que conocemos los valores  $A_v$ , de las estrellas consideradas y por tanto, podemos hacer otra estimación de la distancia,  $d_{\text{fotométrica}}$  al cúmulo por medio de la ecuación (2.13). Presentamos los resultados en la tabla(3.14).

Tabla. 3.14. La distancia a NGC7380 ajustando la secuencia principal a las estrellas observadas.

Nombre	V-MV	A <sub>v</sub>	V-M <sub>v</sub> -A <sub>v</sub>	Log d	d(pc)
S 142-7	14.4	1.8	12.6	3.52	3310
S 142-8	14.4	2.7	11.7	3.34	2190
S 142-11	14.4	1.3	13.1	3.62	4170
S 142-13	14.4	1.5	12.9	3.58	3800
S 142-23	14.4	1.5	12.9	3.58	3800
Promedio:					3450pc

En la tabla anterior, hemos calculado el módulo de distancia solamente para las estrellas que delinean a la secuencia principal en el diagrama observacional (estrellas OB de clase luminosa V o de secuencia principal, miembros de NGC 7380, que no han sido reportadas como binarias o posibles binarias espectroscópicas). El valor que adoptamos de la distancia, es el promedio de los valores estimados para cada estrella. Este valor es,  $d_{\text{fotométrico}} = 3450 \pm 256$  pc. El error asociado reportado es la desviación estándar sobre el valor promedio de todos los valores estimados.

Finalmente en la tabla (3.15), presentamos un resumen de nuestras estimaciones de la distancia por métodos fotométricos a NGC 7380.

Tabla.3.15. Los valores de la distancia estimados para NGC7380.

Distancia a NGC 7380 d(pc)	Método ( $v-M_v = -5 + 5 \log d$ )
3141 + 379	Magnitud Absoluta $M_v(MK)$ tomado de las calibraciones de Schmidt - Kaler (1982)
3396 $\pm$ 418	Magnitud Absoluta $M_v(\beta)$ tomada de las calibraciones de Crawford (1978)
3450 $\pm$ 260	Ajuste a la secuencia principal.

Observemos que todos los valores obtenidos, coinciden prácticamente dentro de los límites de error reportados. Por tanto, podemos hacer nuevamente un promedio sobre todas estas estimaciones para obtener finalmente el valor que adoptamos como el valor representativo de la distancia fotométrica a NGC 7380:

$$d_{\text{fotométrica}} = 3330 \pm 352 \text{ pc.}$$

En este momento hacemos un paréntesis para reflexionar sobre los resultados hasta ahora obtenidos. " La dispersión considerable que observa en los valores reportados de la distancia a NGC 7380 en años anteriores, nos había sugerido (al comenzar este trabajo), que podían existir problemas relacionados con la extinción a la región, como lo habían reportado anteriormente otros autores. Sin embargo, basados en nuestras observaciones fotométricas (independientes de las anteriores y en un caso únicas como lo es la fotometría en el cercano infrarrojo), concluimos que el comportamiento de la extinción a través de NGC 7380 no es anómalo, sino que se muestra muy homogéneo y con un valor muy uniforme. Nuestra ley de extinción promedio a la región es muy parecida a una ley de extinción promedio normal para la Galaxia. Hemos considerado con cierta exhaustión, algunos parámetros fundamentales que juegan un papel principal a la hora de determinar la distancia fotométricamente. Estos son; la magnitud absoluta  $M_V$  y la extinción total en el visual  $A_V$ , para cada una de las estrellas observadas. Nuestra precisión observacional es conmensurable con la reportada en la literatura más reciente por lo que podemos afirmar que nuestros resultados también son más precisos que los anteriores (ver tabla 1, capítulo 1). Parece ser

entonces, que la alta dispersión observada en los valores reportados de la distancia a este cúmulo, se debe más bien a los métodos aproximados con que se había venido estimando este parámetro y/o a la poca precisión e información suficiente, inherentes a las observaciones en los primeros años comparada con la que se tiene en la actualidad."

### 3.10 INTERFEROMETRIA FOTOGRAFICA FABRY-PEROT EN $H_2$ A LA REGION HII Sh2 142 ASOCIADA.

En la figura(3.14), presentamos una fotografía de la región HII Sh2 142 asociada al complejo estudiado, tomada con el reductor focal y el telescopio de 0.84 metros del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Baja California.



Fig. 3.14. La región HII Sh2 142. Fotografía  $H_2$  6563.  $\Delta$  3 PA. Tomada con telescopio de 2.1m. del Observatorio Astronómico Nacional

Se analizaron 5 interferogramas de la región cubriendo un área de aproximadamente 105 minutos de arco cuadrados. Los 5 interferogramas medidos, seleccionados del conjunto disponible, fueron escogidos por su definición fotográfica y por su localización en la región estudiada. Se procura que algunos interferogramas cubrieran parte de la zona donde se localiza la nube molecular asociada a este complejo, reportada por Israel en 1980 (ver capítulo siguiente). En la tabla (3.16), presentamos las características observacionales de estos interferogramas. En la figura (3.15), presentamos una reproducción de los interferogramas escogidos de la muestra obtenida.

Tabla. 3.16. Parámetros observacionales de los interferogramas utilizados.

Designación	Coordenadas				Fecha Observación (1980)	Tiempo Exposición			
	(1950)					Comienza		Termina	
	h	m	°	"		h	m	h	m
FI 683	22	45.5	58	00	14-15 Agosto	1	10	1	30
FI 685	22	45.4	57	58.5	14-15 Agosto	3	10	3	30
FI 687	22	45.2	57	58.0	15-16 Agosto	23	55	0	15
FI 693	22	45.1	57	58.2	16-17 Agosto	0	34	1	14
FI 694	22	46.0	57	58.1	16-17 Agosto	1	30	1	44

FI=Fabry-Intensificador de Imágenes.

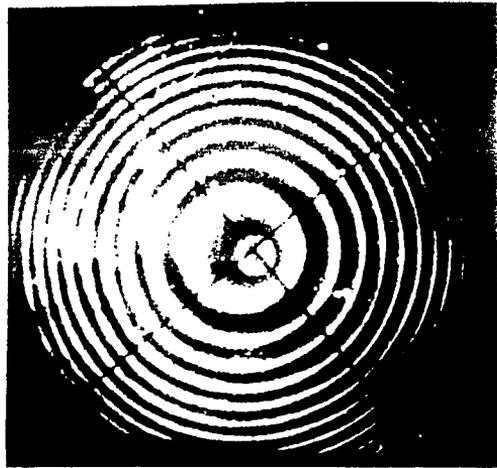


Figura. B. 15. Interferogramas analizados de S12 142. Tomados con el sistema Fabry-Pérot-Interferómetro de imágenes acoplado al telescopio de 0.84m. del Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir, B. G.

Consideremos un objeto (en este caso, un objeto nebuloso o región de gas ionizado) situado gravitacionalmente a nuestra Galaxia, moviéndose con una cierta velocidad espacial  $V$ . Por su carácter vectorial, dicha velocidad puede ser expresada mediante tres componentes. Morgan, Osterbrock y Sharpless (1952), han observado que tales nubes ionizadas se localizan preferencialmente sobre el plano de la Galaxia. Por tanto, la componente del movimiento en la dirección normal al plano, puede considerarse en primera aproximación, cero. Al estudiar la cinemática de las regiones HII, es posible estudiar su movimiento mediante dos componentes: la velocidad del objeto proyectada sobre el cielo en dirección normal respecto a la línea de visión entre el objeto y el observador o velocidad tangencial y la velocidad del objeto proyectada directamente sobre la línea de visión entre el objeto y el observador o velocidad radial. Entonces, la velocidad sistemática con que se mueve una cierta nebulosidad se puede expresar como:

$$V = V_r + V_t \quad (3.7)$$

donde  $V_r$  y  $V_t$  representan las velocidades radial y transversal, respectivamente.

Haciendo uso de nuestras observaciones con el interferómetro Fabry-Pérot fotográfico en  $H_{\alpha}$ , hemos podido estudiar las propiedades cinemáticas del gas a través de la región

HII Sh2 142 asociada con el cúmulo estelar NGC 7360. Las expresiones (2.36 y 2.37), nos permiten relacionar parámetros medibles como son los radios de los anillos de interferencia observados y los radios de los anillos de interferencia correspondientes a una fuente de comparación (registrados ambos fotográficamente), con la velocidad radial,  $v_r$ , de la fuente observada, haciendo uso del efecto Doppler-Fizeau. Podemos, entonces, hacer un mapeo de las velocidades radiales estimadas, asociándolas con los puntos donde fueron observadas, obteniendo un campo de velocidades radiales a través de toda la región de gas ionizado. Las velocidades radiales, así obtenidas para Sh2 142, deben ser corregidas por el efecto de la velocidad orbital de la Tierra (ver Harrick, 1936), y después referidas al punto de la vecindad solar, que posee un movimiento igual al promedio de los movimientos estelares en la vecindad del Sol o Sistema Local de Reposo (LSR). Ver Minalas (1981).

Nosotros hemos estimado la velocidad radial en 1100 puntos a través de Sh2 142. Estas velocidades han sido corregidas tanto por el movimiento heliocéntrico, como por el movimiento al Sistema Local de Reposo (LSR). Hemos hecho una estadística descriptiva de las velocidades radiales obtenidas en Sh2 142, con el objeto de poder estimar una velocidad promedio representativa. En la figura (3.15), mostramos el histograma de las velocidades radiales.

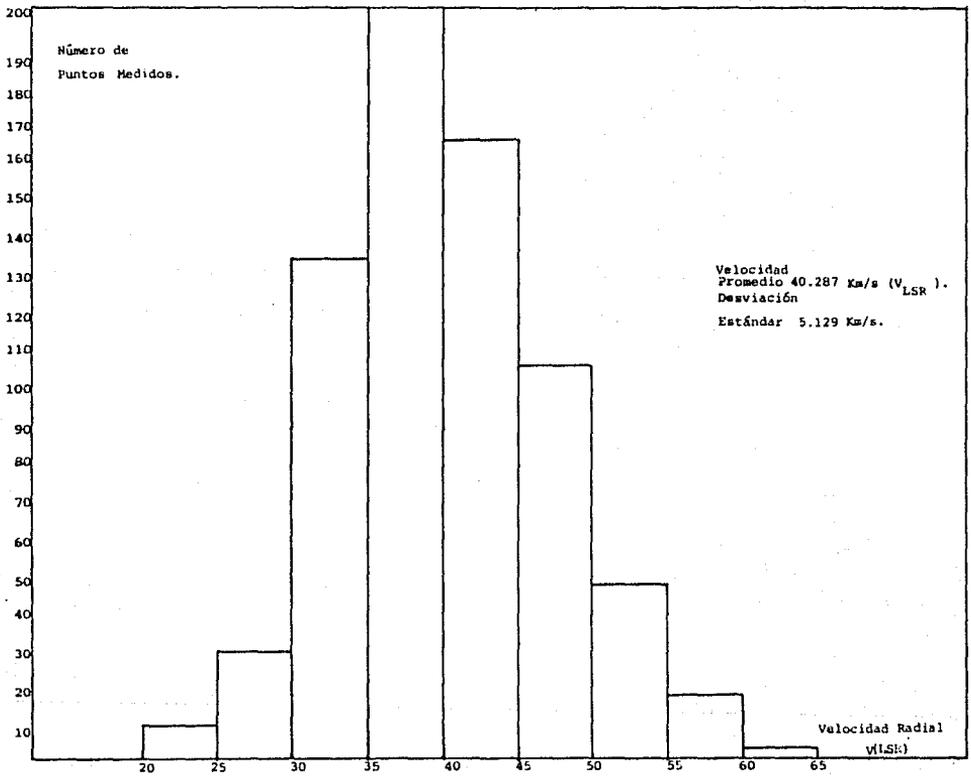


Fig. 3.16. La distribución de velocidades radiales en Sh2 142.

La distribución de velocidades es de forma normal centrada en  $V_{LSR} = -40.3$  Km/S con una dispersión,  $\sigma = 5$  Km/S. Este valor de la dispersión no debe extrañarnos si consideramos que la región es bastante extendida y que nuestros observatorios cubrieron gran parte de ésta. Como ya mencionamos en la sección(2.9.3), existen fuentes de incertidumbre no despreciables cuando se usa la técnica de interferometría fotográfica Fabry-Pérot así como también en el proceso de reducción de los correspondientes interferogramas. Consideramos que éste valor obtenido de la dispersión es representativo de los errores involucrados en la medición de la velocidad radial. Por tanto reportaremos un valor promedio representativo de la velocidad radial en Sh2 142,  $V_{LSR} = -40.3 \pm 5$  Km  $s^{-1}$ .

### 3.10.2 LA DISTANCIA CINEMATICA A SH2 142.

Para hacer una estimación de la distancia cinemática entre Sh2 142 y el Sol, vamos a adoptar el conjunto de valores siguientes:  $A = 15$  Km  $s^{-1} Kpc^{-1}$ ,  $B = -10$  Km  $s^{-1} Kpc^{-1}$  y  $R_0 = 10$  Kpc. Estos valores fueron derivados por Schmidt y propuestos en el congreso de la IAU(1964). Consideremos nuevamente la ecuación(2.19):

$$V_{r(LSR)} = (W - W_0) R_0 \sin i.$$

De la expresión anterior,  $W = 20.76$  Km  $s^{-1} Kpc^{-1}$  si  $W_0 = 25$  Km  $s^{-1} Kpc^{-1}$  y  $R_0 = 10$  Kpc. Ahora usaremos la curva clásica de rotación de Schmidt(1965),  $W = W(k)$  para nuestra Galaxia. Ver

figura(3.16).

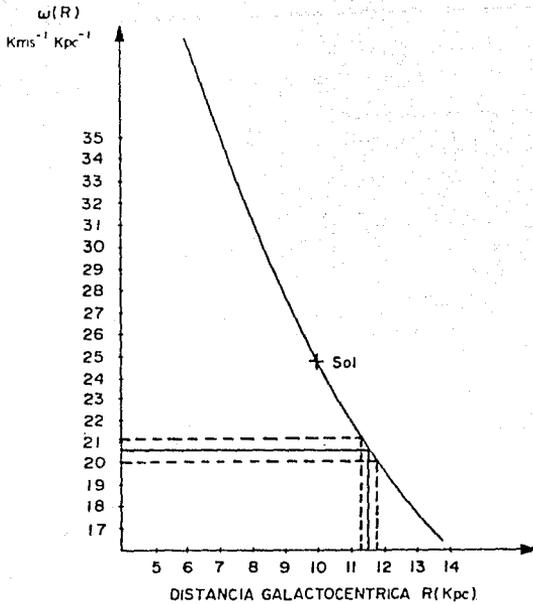


Figura. 9. 16. Curva de rotación galáctica de acuerdo al modelo de Schmidt(1965).

Al hacer uso de esta curva de rotación, podemos estimar la distancia entre Sh2 142 y el centro de la Galaxia, obteniendo un valor  $R = 11.4 \text{ Kpc}$ . En la figura(3.17), hemos representado geoméricamente la posición del Sol S, y la posición de Sh2 142 respecto al centro de la Galaxia, C. Para encontrar la distancia entre Sh2 142 y el Sol, aplicamos la ley de los senos al triángulo en la figura(3.17) y obtenemos:

$$d \text{ sen } \gamma = R \text{ sen } \alpha = R \text{ sen } \beta \quad (3.8)$$

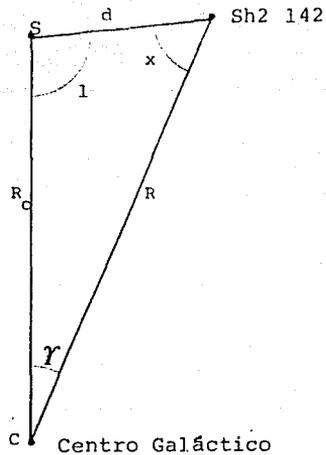


Figura. 3.17. Posición del Sol, S y de Sh2 142 respecto al centro de la Galaxia.

La longitud galáctica es  $l = 107^{\circ}.1$  según Marsalkova(1974). Encontramos que el ángulo  $x$  es  $x = 56^{\circ}.4$  y por lo tanto,  $\gamma = 16^{\circ}.4$ . Finalmente resolviendo la expresión(3.8) para  $d$  con éstos valores encontramos  $d_{\text{cinemática}} = 3.3$  Kpc. Para tener una idea sobre cuál es nuestra estimación de la incertidumbre en éste valor, recordaremos el camino que hemos recorrido para determinar la distancia cinemática.

Ya hemos mencionado que la incertidumbre asociada en nuestro valor encontrado para la velocidad radial, se ha estimado como  $\sigma(V_{LSP}) = 5 \text{ Km s}^{-1}$ . Recordando la expresión(2.16):  $W = A - B$  podemos tener una idea de la incertidumbre asociada.  $\Delta W = (\Delta A, \Delta B)$ , donde  $\Delta A$  y  $\Delta B$  son las incertidumbres asociadas con las constantes de Oort A y B. Por otro lado, la expresión(2.19) sugiere que la incertidumbre asociada con el valor de W, debe tener la forma funcional  $\Delta W = (\Delta A, \Delta B, \Delta R_c)$  con  $\Delta R_c$  la incertidumbre asociada al valor  $R_c$ . Estas incertidumbres en los valores de A, B, y  $R_c$  fueron calculadas promediando los valores reportados de las constantes de Oort por distintos autores (Ver por ejemplo, Fishbach, 1982.) y tomando en cada caso, la dispersión respecto de ese promedio.

Hemos estimado una incertidumbre asociada  $\sigma(W) = 0.7 \text{ Km s}^{-1} \text{ Kpc}^{-1}$ . Este valor nos permite saber con cierta aproximación la incertidumbre correspondiente en el valor de K,  $\Delta K$ , si usamos una determinada curva de rotación. Con la curva de rotación de Schmidt, la incertidumbre asociada es aproximadamente  $\Delta R = 500 \text{ pc}$ . Ver figura(3.16). Una vez que hemos fijado estos parámetros, podemos concluir que este valor es del mismo orden que el valor asociado con la incertidumbre en  $d_{\text{cinemática}}$ . Debe mencionarse que en esta estimación burda de la incertidumbre, hemos considerado la propagación de incertidumbres en las formulas involucradas. Por tanto, reportamos un valor de la distancia cinemática a Sh2 142 :

$d_{\text{cinemática}} = 3300 \pm 500 \text{ pc}$ . Observe que este valor obtenido coincide prácticamente con el encontrado en este trabajo por medios fotométricos. Este resultado puede ser sorprendente si tomamos en cuenta que para el segundo cuadrante de nuestra Galaxia,

d  
circunferencia > d  
de acuerdo con Georgelin(1973). Es importante comentar también que, contrariamente a lo reportado anteriormente por otros autores, en este trabajo hemos encontrado valores de la distancia con una poca dispersión respecto de un cierto valor probable, lo cual puede sugerir que nuestras determinaciones de la distancia a SNZ 142/NGC7380/HI son más confiables (además, en el caso de la estimación fotométrica, con mayor precisión que las anteriores).

En el capítulo siguiente, hablaremos de otro conjunto de observaciones en la región: las observaciones en radio-frecuencias llevadas a cabo por Israel entre 1977 y 1980. Finalmente haremos énfasis de forma muy general sobre algunos aspectos morfológicos observados en esta región con la intención de hacer converger todos nuestros resultados y obtener un esquema geométrico más o menos consistente para el complejo estudiado.

## CAPITULO 4

4.1. LAS OBSERVACIONES DE RADIO EN Sh2 142.

4.2. LA NUBE MOLECULAR ASOCIADA A Sh2 142.

4.3. MORFOLOGÍA Y ESTRUCTURA DE IONIZACION EN Sh2 142.

CONCLUSIONES.

BIBLIOGRAFIA.

Es importante entender la interacción de las regiones HII con sus alrededores dada su relevancia en la distribución y dinámica del medio interestelar, así como en el proceso de formación estelar. Este énfasis requiere de observaciones que proporcionen relaciones entre las estrellas, el gas ionizado, el gas atómico y el gas molecular. Siguiendo de cerca este esquema, presentamos un breve resumen de las observaciones en radio-frecuencias a Sh2 142, llevadas a cabo principalmente por Israel entre 1977 y 1980. Estas observaciones tanto en el continuo de 21cm, como en la molécula de CO (monóxido de carbono), complementan el conjunto de observaciones reportadas en este trabajo: la fotometría óptica e infraroja de las estrellas del cúmulo asociado NGC7380, la interferometría Fabry-Pérot en  $H_{\alpha}$   $\lambda 6563$  a la región ionizada Sh2 142 y las fotografías directas a ésta misma región en filtros de bandas angostas.

#### 4.1 LAS OBSERVACIONES DE RADIO EN Sh2 142.

F.P. Israel (1977), llevó a cabo observaciones en Sh2 142 en el continuo de radio a 21cm, reportando entre otras cosas, que la estructura de bajo brillo superficial de esta región es muy simétrica, mientras que los contornos de brillo superficial más alto tienen la forma de una "V". Ver figura(4.1).

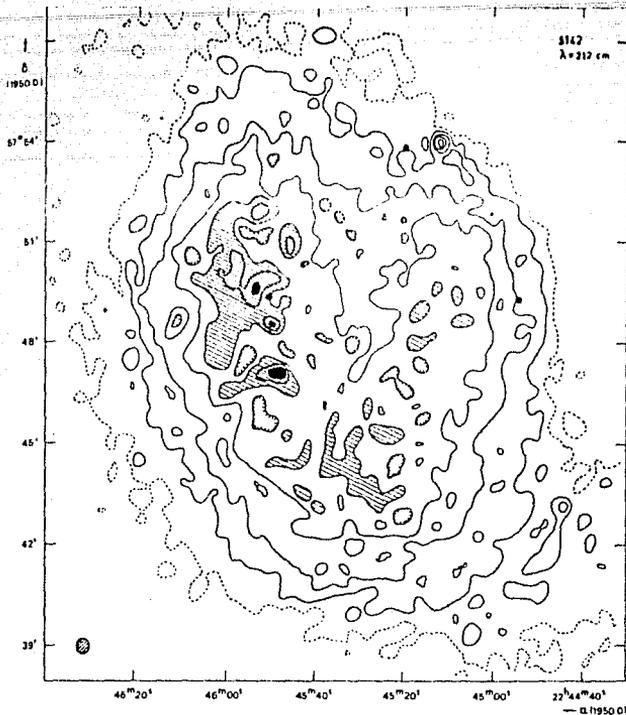


Figura. 1.1. Radio-mapa de Sh2 142 a 21cm, mostrando contornos de 5, 10, 15, 20, 25, y 90 m.f.u. El contorno o nivel cero, está marcado con rayas pequeñas. Los puntos marcan la posición de las estrellas LSIII 57°90(S142-10), LSIII 57°89(S142-12), y DH Cep. (S142-5). Las estructuras a escala pequeña están sombreadas.

En este radio-mapa se aprecia muy poca estructura fina, lo cual es consistente con una etapa evolutiva avanzada en la cual la mayoría de las inhomogeneidades en densidad se han difundido al medio circundante. Los únicos detalles que se aprecian en el mapa son unas cuantas condensaciones, la mayoría localizadas en la parte este de la "V" y unos cuantos mínimos de brillo. Estos mínimos coinciden con los valles oscuros en la contraparte óptica. Ver figura(4.2).

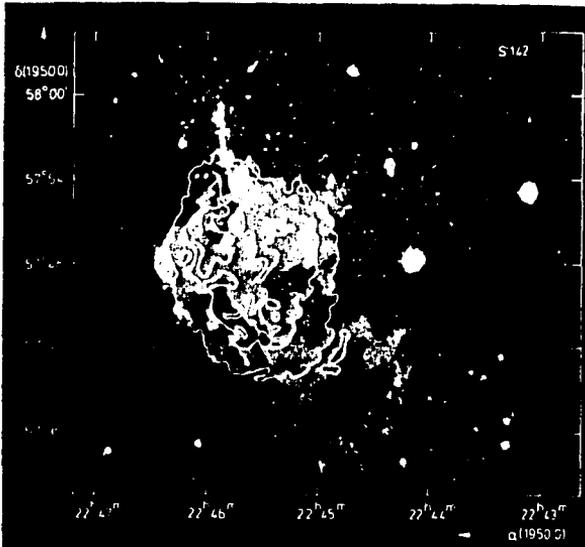


Figura. 4.2. Contornos de radio en Sh2 142 a 21cm. superpuestos en una reproducción de la placa roja de las cartas de Palomar (P. O. S. S. U.). Los valores de los contornos son 5, 10, y 15 m.f.u.

Los máximos o condensaciones se localizan adyacentes a los valles oscuros. Esto indica que estos valles oscuros no sólo se localizan enfrente de Sh2 142, sino que están al menos, parcialmente embebidos en la nebulosa. Estas condensaciones son probablemente bordes brillantes o glóbulos ionizados externamente. Israel propone que tres estrellas pueden estar jugando un papel importante en la ionización de esta región. La posición de éstas se ilustra en la figura(4.1).

#### 4.2 LA NUBE MOLECULAR ASOCIADA CON Sh2 142.

Ya en trabajos anteriores en la línea de  $^{12}\text{CO}(J2-1)$ , se estableció una relación muy cercana entre las nubes de CO y las regiones HII. Esta relación fue posteriormente interpretada por Israel(1978) en términos de un esquema de apoyas: Las asociaciones OB se forman preferentemente en los bordes de las nubes moleculares y en consecuencia ionizan las partes de las nubes cercanas a éstas. Al hacerlo se propaga un frente de ionización hacia la nube molecular con velocidad entre 2 y 3 Km/s. Este esquema es consistente con resultados detallados del mapeo de CO en un buen número de regiones HII observadas. Israel(1980), ha observado la distribución de la molécula de CO cerca de Sh2 142 con el objeto de estudiar la relación entre esta región ionizada y la nube neutra. Precisamente en una posición excéntrica de la región ionizada (parte norte-este), Israel encontró una nube de CO en 1980. La parte más brillante de la nube molecular es adyacente a la estructura de bordes brillantes. Posteriormente, mapeó esta misma nube con mayor resolución angular encontrando que el núcleo de la nube (que coincide además con un región oscura en las fotografías del P.O.S.S.), tiene dos componentes: una densa ( $^{13}\text{CO}$ ) con  $V_{\text{LSR}} = -41.1$  Km/s y otra componente extensa y caliente ( $^{12}\text{CO}$ ) a  $V_{\text{LSR}} = -42.8$  Km/s. Ver figura(4.3).

Esta región, de acuerdo con Israel, es muy interesante ya que con un tamaño promedio de 6 minutos de arco(7pc), la nube de CO es más pequeña que la región HII con la cual esta asociada(12 minutos de arco o 14pc), contrario a lo observado comúnmente.

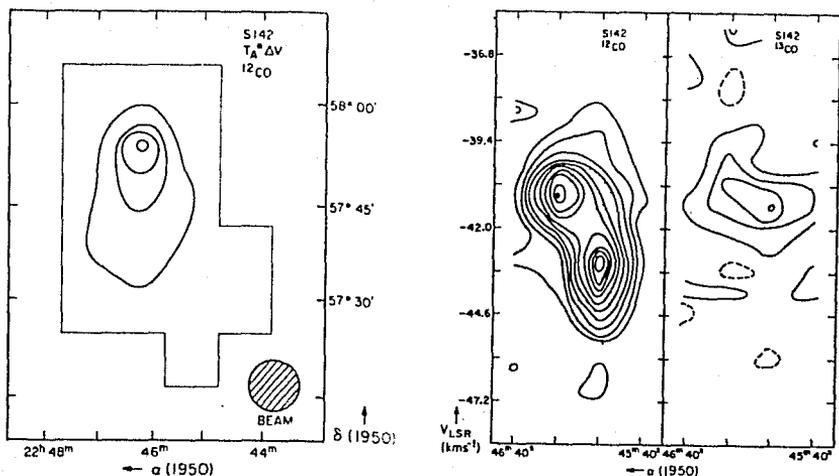


Figura. 4. 9. Mapa de  $^{12}\text{CO}$  integrado (parte izquierda) sobre un rango de velocidades  $V_{\text{LSR}} = -10$  a  $-50$   $\text{km/s}$ . Los contornos están espaciados  $2.0$   $\text{km/s}$ . En la parte derecha tenemos un mapa de posición-velocidad en  $^{12}\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$ . Los contornos están espaciados  $1$   $\text{K}$  y  $0.5$   $\text{K}$  respectivamente.

Israel propone esta vez, que el cúmulo galáctico asociado con la región posee al menos cuatro estrellas tempranas OB que pueden desempeñar un papel importante. Tres de ellas han sido mencionadas en el inciso anterior y la cuarta es una estrella rodeada por un pequeño nudo en emisión (esta estrella es S142-CH en este trabajo). Cito textualmente un fragmento del esquema evolutivo propuesto por Israel para este complejo: " El centro del cúmulo asociado se encuentra a  $6$  minutos de arco

aproximadamente (7pc) de la nebulosa en dirección norte. Hace algunos millones de años se formó lo que es el cuerpo del cúmulo, el centro de actividad estaba aproximadamente entre 10 y 15pc al norte-este de la nebulosa. Como las estrellas excitadoras tienden a encontrarse en la parte sur del cúmulo, se puede pensar que estas estrellas interrumpieron la formación estelar subsecuente en esta dirección. Estas estrellas de tipo temprano dispersas, crearon regiones ionizadas pequeñas que se expandieron posteriormente y emergieron para formar la nebulosa actual Sh2 142. Posteriormente cuando la nebulosa se fue expandiendo, encontró una nube cercana, la cuál fue entonces comprimida y ionizada desde fuera (lo que explica la estructura de bordes brillantes), en particular por la estrella 09 LSIII 57<sup>c</sup> 90 (S142-18). En este contexto es difícil considerar cuándo la nube de CO asociada con Sh2 142 es una remanente del brote inicial de formación estelar. La fuente caliente y compacta (componente del núcleo de la nube de CO), puede ser un glóbulo calentado externamente en proceso de desintegración o bien, un objeto calentado internamente, por lo que se sugieren observaciones infrarojas de este objeto. En cualquier caso, la masa observada de la nube molecular (200M<sub>☉</sub> en el mejor de los casos) indica que la formación estelar, si ésta se estuviera llevando a cabo, estaría limitada probablemente a unas cuantas estrellas de relativamente baja masa. Por tanto, Sh2 142/NGC7380/HI parece representativa de una región en las últimas etapas de formación estelar que comenzó hace varios millones de años y que ha concluido con el nacimiento de un cúmulo abierto moderadamente rico..."

#### 4.3. MORFOLOGIA Y ESTRUCTURA DE IONIZACION EN Sh2 142.

La observación de nebulosas usando fotografías con filtros pasabanda angostos, centrados en sus líneas de emisión, puede proporcionar información importante sobre las propiedades de los gases excitados de las regiones HII. El estudio de líneas emitidas por iones con diferentes potenciales de ionización ayuda a entender cualitativamente la estructura de ionización de las nebulosas. Dentro de nuestro conjunto de observaciones a esta región, hemos tomado fotografías directas ( $\Delta\lambda = 10\text{\AA}$ ) en  $H_{\alpha}$   $\lambda 6563$  y  $[\text{NII}]\lambda 6584$ . Para comenzar, vamos a recordar nuevamente las características más sobresalientes de este complejo:

NGC7390. Este cúmulo galáctico joven ( $2-3 \times 10^6$  años) según Moffat (1971), contiene aproximadamente 192 estrellas (Baade, 1983), incluyendo a sus principales excitadoras: S142-5(08V), S142-12(BOV), S142-18(O9V), S142-22(O9.5III-V), y S142-CH(B0III). Adicionalmente hemos detectado con nuestro estudio fotométrico que otras estrellas como S142-15(BOV) y S142-A(O9V) también pueden desempeñar un papel importante en la región. El diámetro del cúmulo, de acuerdo con Baade es de aproximadamente 18 minutos de arco. Nuestras observaciones en el cercano infrarojo no muestran la existencia de algún exceso infrarojo en las estrellas observadas, excepto posiblemente en S142-12(BOV) y S142-6(B1.5V). Sin embargo, este resultado debe ser confirmado con más observaciones infrarojas.

She 142. Esta región III muestra, de acuerdo con nuestro estudio interferométrico Fabry-Pérot en  $H_{\alpha}$   $\lambda 6563$ , un campo de velocidades radiales con una distribución de velocidades normal, centrada en  $v_{LSR} = 41.5$  Km/s con una dispersión asociada de  $\sigma = 5$  Km/s. Esta región es muy brillante en nuestras fotografías en  $H_{\alpha}$   $\lambda 6563$  y  $[NII] \lambda 6584$ , mostrando una morfología intrigante e interesante.

LA NUBE MOLECULAR. Esta nube molecular fue revelada por Israel (1980) con observaciones en la molécula de CO. La velocidad de la nube (-41.0 Km/s), se considera como la velocidad sistémica de todo el complejo. Se reporta también la presencia de algunas condensaciones calientes muy pequeñas adyacentes a los contornos máximos en CO.

Vamos a mostrar a continuación una reproducción de una fotografía tomada con el telescopio de 2.1m. del Observatorio de San Pedro Mártir, (103aO), donde están señaladas las estrellas que de acuerdo con nuestras observaciones son los mejores candidatos para contribuir a la ionización de la nebulosa. Ver figura (9.4).

Estas estrellas han sido marcadas con una flecha. La estrella que tiene una posición más hacia el oeste, es DH Cep. la binaria espectroscópica eclipsante (S142-5).

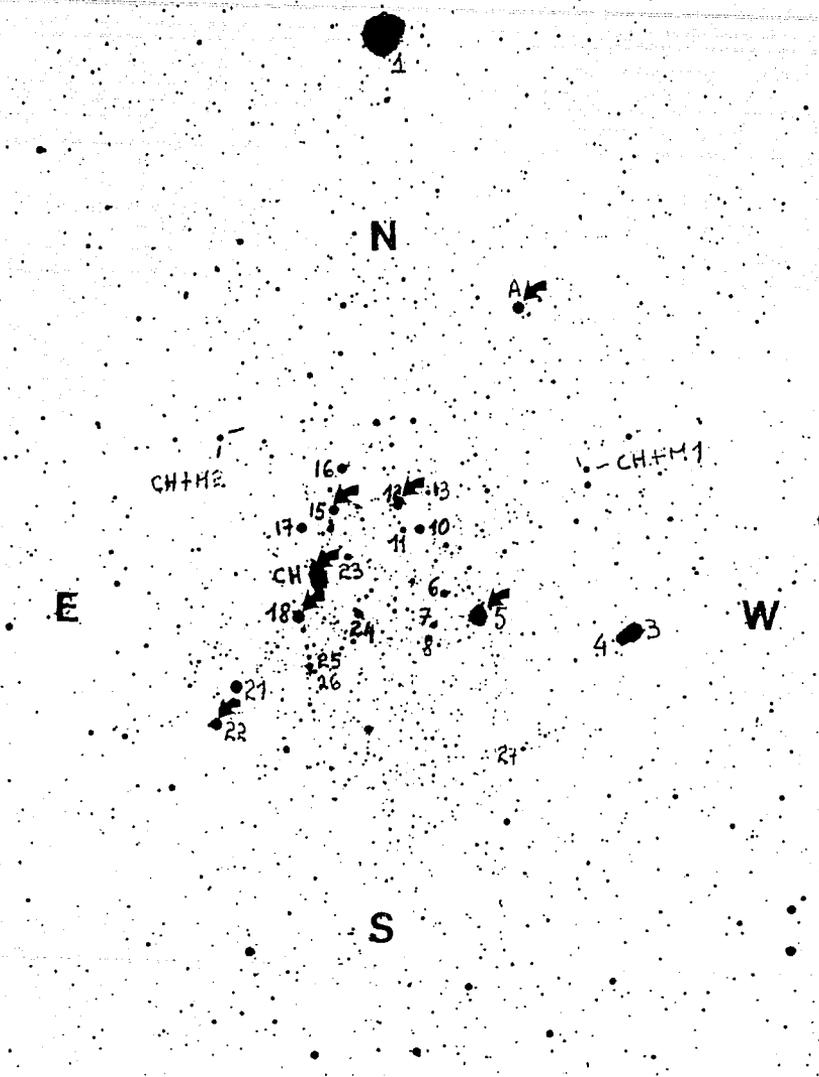


Figura. 4. 4. Fotografía azul(4030)tomada con el telescopio de 2.1m. del Observatorio de San Pedro Mártir. Las principales estrellas ionizantes están marcadas con una flecha.

A continuación, presentamos una reproducción ampliada de Sh2 142, tomada de las cartas de Palomar (P.O.S.S.). Ver figura(4.5).

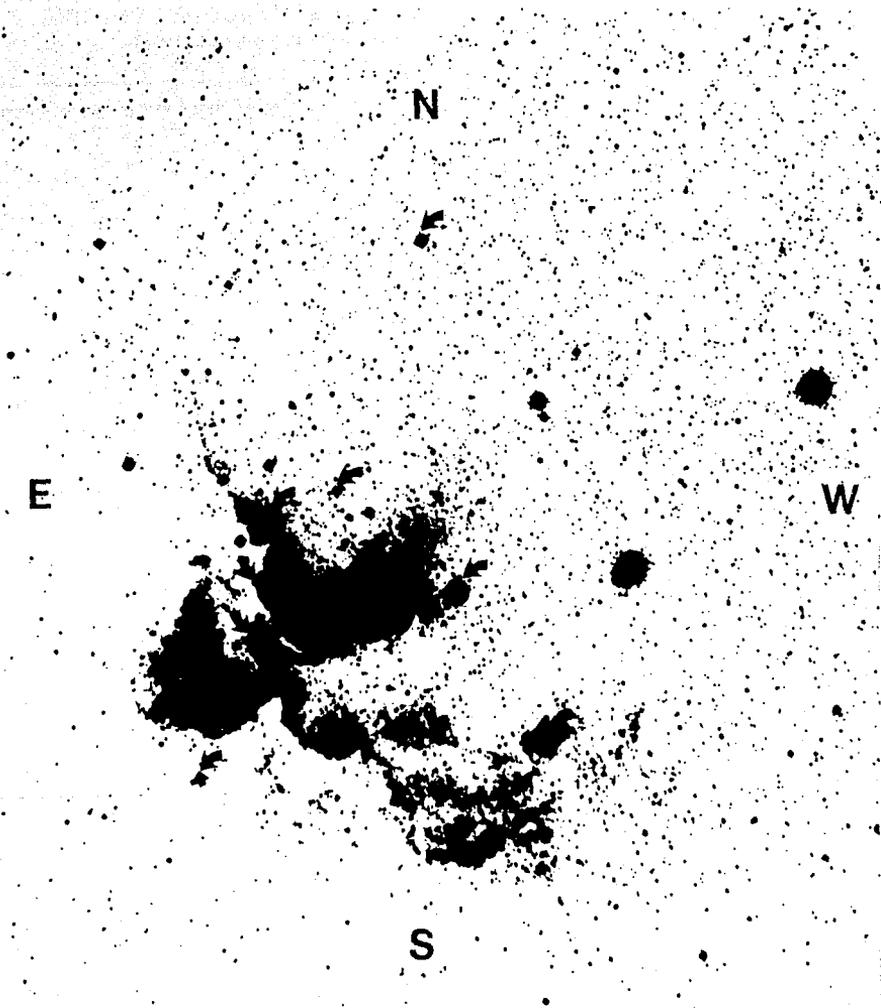


Figura. 4.5. Reproducción ampliada de la región Sh2 142 (tomada de las cartas de Palomar (placa roja). La posición de las principales estrellas (variables) se ilustra con una flecha.

Podemos notar que Sh2 142 parece estar dividida en dos partes por una especie de banda oscura que separa la intensidad de la intensidad global de la región en H $\alpha$  6563. Se aprecia que cada parte así formada, contiene al menos una estrella que puede contribuir a la ionización. Ahora presentamos una reproducción de nuestra fotografía ( $\Delta\lambda = 10\text{\AA}$ ) centrada en la línea [NII] 6584. Ver figura(4.6).

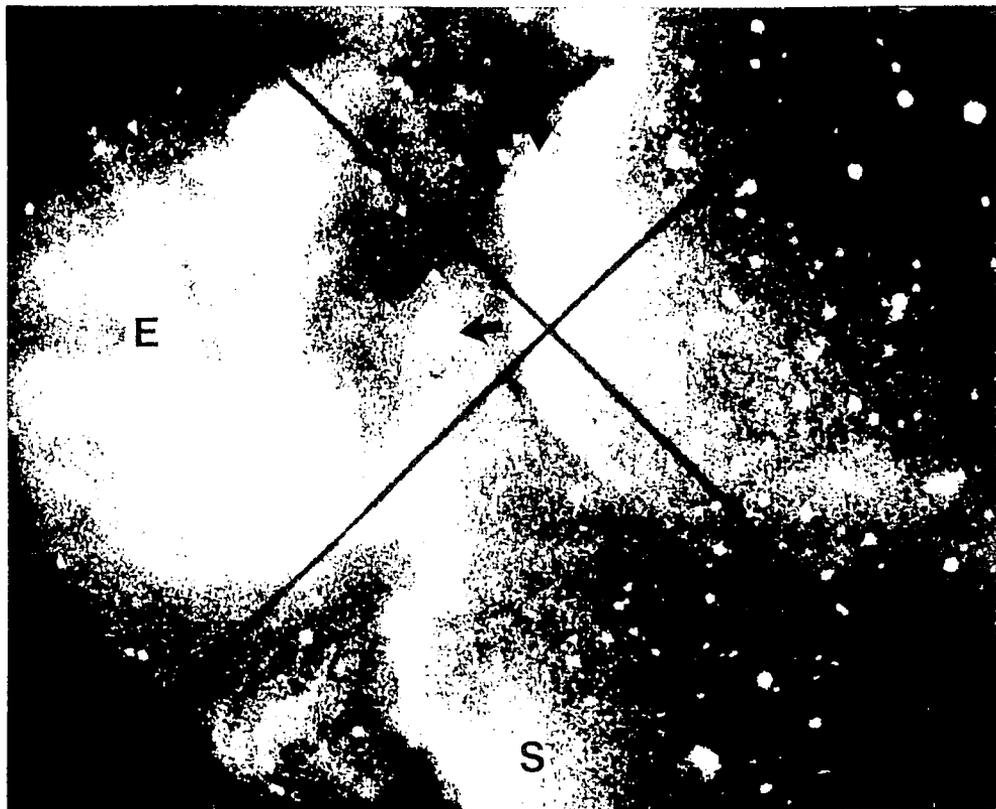


Figura. 4.6. Fotografía de Sh2 142.  $\Delta\lambda = 10\text{\AA}$  centrada en la línea [NII] 6584 tomada con el telescopio de 2.1m. del Observatorio de San Pedro Mártir, B. C. La posición de la estrella S142-1B (OPV) está marcada con una flecha. Al respecto se ilustra la posición del nudo en emisión.

ESTA TESIS NO DEBE  
CALIR DE LA BIBLIOTECA

Notemos ahora cómo los bordes de la nebulosa, apreciables en la reproducción de la placa roja de Palomar (figura 4.5.), sobresalen aún más en este tipo de exposición. Se pueden apreciar claramente dos bordes brillantes cuya geometría y distribución de brillo parecen sugerir que el progenitor es la estrella S142-18(09V), marcada con una flecha. Al norte-oeste de esta estrella 09, se puede apreciar el nudo en emisión que coincide en posición con la estrella S142-CH(B0111). Esta estrella también está señalada con una flecha.

Finalmente, presentamos una reproducción amplificada tomada de las cartas de Palomar (placa azul). Esta fotografía nos muestra a la región HII nuevamente dividida en dos partes, pero esta vez, sobre un eje orientado este-oeste. La parte norte es la más brillante y contiene a la mayoría de las estrellas del cúmulo NGC7380. Este contraste en brillo también pudiera ser causado por la misma banda oscura detectada en la fotografía roja (figura 4.5.). Podemos observar también que la emisión de la nebulosa es mucho más uniforme en la placa azul que en la roja. El nudo en emisión detectado, también es apreciable en la placa azul. Podría pensarse que este nudo es un objeto de alta excitación local que representa una probable fuente de formación estelar local al borde de la nube molecular debida a S142-CH, como es el caso de NGC2175 y la estrella S252-a (Chavarría K. et al., 1987). Concluimos que es muy recomendable observar este nudo en el infrarrojo con un CCD y un telescopio como el de 2.1m. de San Pedro Mártir. Ver figura(4.7).

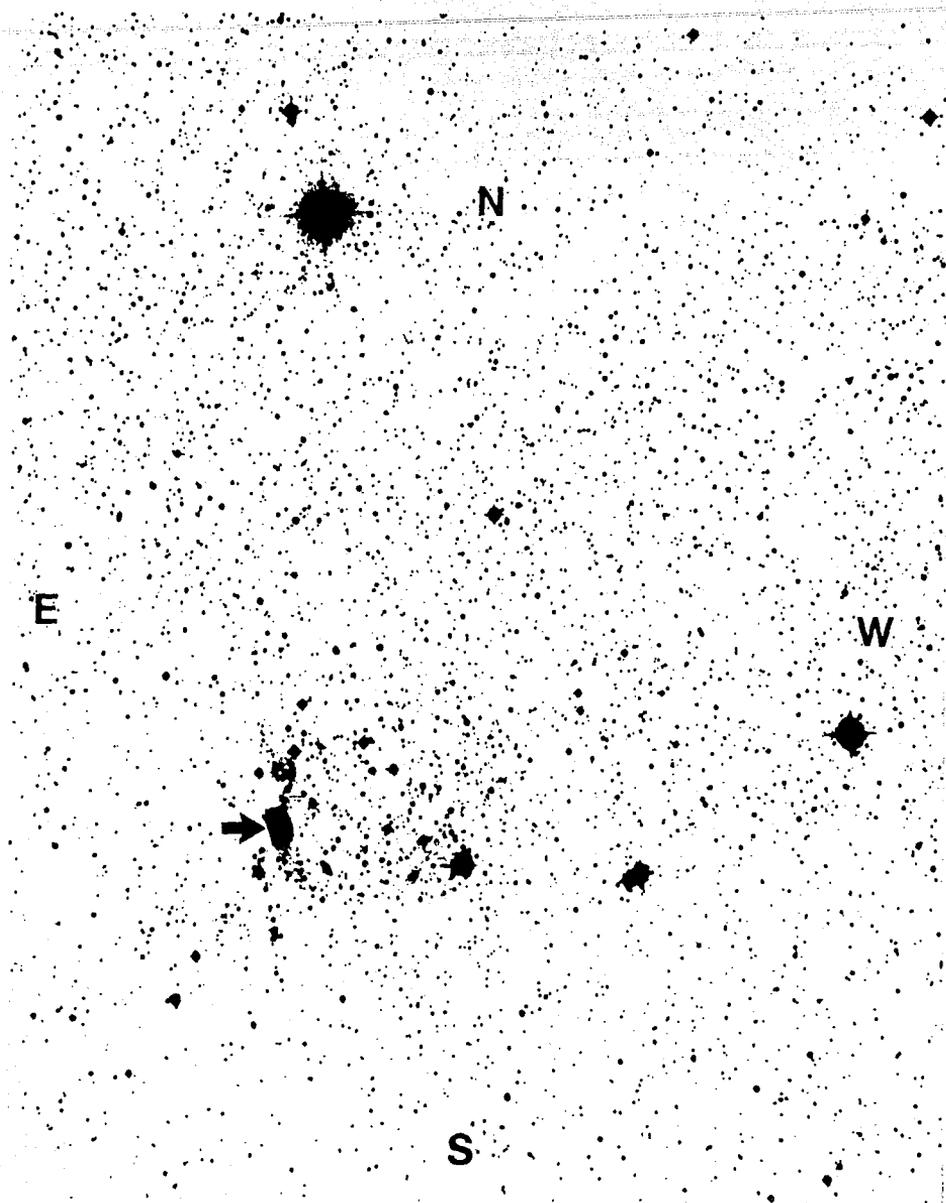


Figura 4.7. Reproducción de SH2 142 tomada de las cartas de Palomar (P. O. S. S.). Placa azul. La posición del nudo en emisión se muestra con una flecha.

## CONCLUSIONES

Con ayuda de la red de modelos de atmósferas estelares de BELVA y KUFNER, hemos podido estimar los parámetros físicos de las estrellas ( $T_{\text{eff}}$  y  $\log g$ ) estudiadas en el campo del cúmulo galáctico NGC/380. De las 25 estrellas observadas, 9 fueron excluidas como probables miembros de esta asociación. Los 16 probables miembros de NGC/380, resultaron ser de tipo espectral más temprano que B8, confirmando de esta manera que se trata de un cúmulo o asociación estelar OB. Los diagramas [ $c_1$ ], [ $m_1$ ] de los modelos de atmósferas en combinación con el diagrama color-magnitud ( $V$ ,  $b-y$ ), resultan ser una herramienta muy poderosa para discriminar estrellas de campo. Al desenrojecer nuestras observaciones y desplegarlas en la red de modelos de atmósferas, hemos observado un corrimiento en la posición de nuestras estrellas hacia la derecha relativo a estas redes. Aparentemente el haber adoptado una ley de extinción interestelar promedio para desenrojecer nuestras observaciones, no parece ser suficiente para el caso de este cúmulo. Por lo tanto, hemos usado solamente el índice [ $c_1$ ] para determinar la temperatura efectiva de nuestras estrellas. El problema de determinar la clase luminosa de las estrellas lo hemos resuelto con ayuda de nuestra fotometría óptica  $H_\beta$ . Hemos determinado aproximadamente la clase de luminosidad de 16 estrellas en nuestra muestra. La mayoría de éstas son estrellas OB de clase luminosa V y algunas otras de clase luminosa III. La clase de luminosidad de éstas estrellas, no había sido reportada con anterioridad, excepto por unos cuantos casos discrepantes entre sí. Esto se debe probablemente en parte, a la carencia de

estudios espectroscópicos en esta región. Underhill llevó a cabo estudios espectroscópicos con prisma objetivo en NGC/380 sin embargo no reporta la clase de luminosidad de las estrellas.

El exceso de color  $E(B-V)$ , obtenido para cada una de las estrellas observadas, revela que la extinción tiene un comportamiento poco variable, mostrándose muy uniformemente alrededor de un valor promedio  $E(B-V) = 0.76 \pm 0.02$ . Aunque notamos una ligera tendencia del valor  $E(B-V)$  a subir conforme nos alejamos del centroide geométrico del cúmulo. Las anteriores determinaciones del valor de  $R$  (cociente de absorción total a selectiva) para este cúmulo, las cuales estaban basadas en el método de extinción variable, son por lo tanto, inconsistentes debido al resultado anterior.

Nuestra fotometría óptica, también nos ha permitido determinar la magnitud absoluta  $M_V$ , de las estrellas. Hemos explorado dos posibles caminos: mediante el uso de las calibraciones de Schmidt-Kaler, basadas en el tipo espectral de las estrellas, y mediante el uso de las calibraciones empíricas de Crawford basadas en la fotometría  $H_{\beta}$ . Hemos confrontado nuestros resultados encontrando que coinciden razonablemente si consideramos que en nuestra muestra al menos un tercio de las estrellas son binarias espectroscópicas y algunas otras poseen efectos de emisión asociadas. Estos dos efectos contribuyen fuertemente en la dispersión observada.

La fotometría en el cercano infrarrojo, nos ha permitido estimar la extinción en el visual de cada una de las estrellas extrapolando a longitud de onda infinita con la curva teórica No.15 de van der Huist. Hemos encontrado una extinción promedio para la región,  $A_V = 1.98 \pm 0.17$  y un cociente de extinción total a selectiva  $R = 2.60 \pm 0.14$ .

El procedimiento anterior, nos permite también estimar una ley de extinción promedio para la región. La ley encontrada es normal si eliminamos de nuestra muestra las estrellas con posible exceso infrarrojo intrínseco. Este resultado es contrario a lo reportado en años anteriores por Johnson para la región de Cefeo.. Aquí es importante notar que, aunque la región de Cefeo había sido una de las mejor estudiadas desde el punto de vista de la extinción en los años setenta, no existen estudios más recientes que confirmen aquellos resultados. Nos parece que este es el caso de muchas regiones en el cielo y que muchos autores adoptan en sus estudios tales valores anteriormente encontrados, acumulando así hasta la actualidad posibles errores de tipo sistemático. Nuestras determinaciones independientes de la extinción y con mayor precisión que las anteriores, revelan que éste es precisamente el caso al menos para NGC7380 en Cefeo. Es altamente recomendable hacer un estudio sistemático nuevo y con mayor precisión del comportamiento de la extinción en las distintas regiones de nuestra Galaxia.

Con ayuda de los diagramas color-color (J-H) vs (H-K), (H-K) vs (K-L) y (K-L) vs (L-M), llegamos a la conclusión de que

no existen excesos de color infrarrojos en nuestra muestra esteiar, excepto posiblemente, en un par de estrellas. Sin embargo consideramos que son necesarias más observaciones infrarrojas para confirmarlo. Debemos notar que la posición de estas dos estrellas con posible exceso infrarrojo, es adyacente a algunas estructuras a escala pequeña encontradas en radio-frecuencias por Israel en 1980 y por Roy-Joncas en 1985 en la nebulosidad en emisión asociada.

Al hacer nuestras propias estimaciones de los parámetros involucrados en la determinación de la distancia: magnitud aparente  $V$ , magnitud absoluta  $M_V$ , y absorción total  $A_V$ , podemos, por tanto, hacer una estimación de la distancia por métodos fotométricos a cada una de las estrellas observadas en NGC7380. Un resultado interesante al respecto es, que todos nuestros intentos por determinar la distancia fotométricamente, coinciden dentro de los límites de error estimados, lo cual nos hace pensar en la consistencia interna de nuestras estimaciones y en un valor de la distancia más real y con menos dispersión que en anteriores determinaciones. Nuestro valor representativo es  $d_{\text{fotométrico}} = 3330 \pm 350$  pc.

Debemos hacer notar que no hemos pasado por alto a la hora de determinar la distancia al cúmulo, el hecho de que una parte importante de nuestra muestra consta de estrellas binarias. En caso contrario, encontraríamos un valor de la distancia que puede ser considerado como una cota inferior al valor real. Esta cota inferior se ha estimado aproximadamente como  $d_{\text{fotométrico}}$

Nuestro estudio interferométrico Fabry-Pérot en  $H_{\alpha}$   $\lambda 6563A$  a la región ionizada asociada, nuevamente confirma nuestro resultado obtenido de la distancia. Nuestra estimación de la distancia, ahora por métodos cinemáticos a la región ionizada asociada Sh2 142 es  $d_{\text{cinemática}} = 3500 \pm 500$  PC. y coincide para todo fin práctico con la determinación fotométrica de la distancia. Este resultado sin embargo, si bien es halagador por un lado, por otro es sorprendente, ya que sabemos que observacionalmente los valores de la distancia cinemática y fotométrica guardan la relación:  $d_{\text{cinemática}} > d_{\text{fotométrica}}$  para el segundo cuadrante de nuestra Galaxia.

Hemos hecho una estimación del campo de velocidades radiales en la región HII Sh2 142 obteniendo la velocidad radial  $V_{\text{LSR}}$  en 1100 puntos a través de la nebulosa. Nuestro análisis estadístico revela una velocidad promedio  $V_{\text{LSR}} = -41.3$  Km/s. con una dispersión de velocidades de 5 Km/s y una forma de distribución normal. El alto valor de la dispersión de velocidades no debe sorprender si se considera que estudiamos una región ionizada bastante extendida de la cuál hemos cubierto 105 minutos de arco cuadrados con nuestros barridos interferométricos.

Las observaciones en radio-frecuencias, principalmente en la línea de CO y 21cm, llevadas a cabo por Israel entre los años 1977 y 1980, complementan nuestro conjunto de observaciones en este complejo. Israel encontró una velocidad  $V_{\text{LSR}} = -41.0$  Km/s representativa de la nube molecular asociada a la región HII. Esta

velocidad, es considerada como la velocidad sistemática de todo el complejo NGC/380/Sh2 142/HI. Nuestro valor estimado  $V_{LSR} = -41.3$  para la región de gas ionizada, coincide perfectamente con el valor reportado por Israel.

Nuestras fotografías en filtros de bandas angostas ( $\Delta\lambda = 10\text{\AA}$ ), centradas en líneas de emisión prominentes en la región HII, nos han brindado información muy valiosa sobre algunas propiedades morfológicas que se aprecian en esta región. Hemos pretendido explicar muy cualitativamente algunos aspectos de la geometría y distribución de brillo observados. En realidad la morfología de esta región es fascinante. Nuestras fotografías muestran claramente la existencia de un nudo en emisión que coincide en posición con la estrella S142-CH(BOV). La temperatura asociada con la estrella puede ser suficiente para excitar localmente el gas cercano, lo cual sugiere una probable fuente de formación estelar local como en el caso de NGC2175 y Sh2 252. Este nudo en emisión es también fácilmente observable en nuestras fotografías azules, hecho que apoya la hipótesis de que se está tratando con un objeto de alta excitación inmerso en la región ionizada. Esta hipótesis es contraria a lo sugerido por Joncas-Roy para el caso de este mismo nudo en emisión en 1985. Israel encontró una fuerte condensación a alta temperatura asociada con el núcleo de la nube molecular asociada al complejo sin que se explique todavía cuál es su origen. Nosotros sugerimos que se debe observar más cuidadosamente esta región y en particular tanto a esta condensación como al nudo en emisión con un CCD en el infrarrojo y un telescopio como el 2.1.m de San Pedro Mártir.

## BIBLIOGRAFIA

- Aguilar, CH., L.: 1980. Tesis Profesional UNAM, México.
- Arellano, F. A.: 1974. Tesis Profesional I.P.N. México.
- Arellano, F. A., Parrao, L.: 1989, Reporte Técnico No.57. Instituto de Astronomía, UNAM, México.
- Baade, W., Mayall, N.O.: 1950, Problems of Cosmological Aerodynamics. U.S.A.F.
- Baade, D.: 1963, Astron. Astrophys. Suppl., 51, 235.
- Becher, W.: 1963, Z. Astrophys., 57, 117.
- Brocklehurst, M.: 1971, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 153, 471.
- Burbidge, G.R., Stein, W.A.: 1970, Astrophys. J. 160, 373.
- Chalogne, D.: 1958, Classification Spectrophotométrique des Populations Stellaires, Stellar Populations, Vatican Observatory. 345.
- Chavarría, K.C., Moreno, M.A.: 1986, Astron. Astrophys. 161, 130.
- Chavarría, K.C., De Lara, E., Hasse, I.: 1987, Astron. Astrophys. 171, 216.
- Chavarría, K.C.: 1989, Memorias de la Segunda Reunión México-Texas de Astronomía.
- Code, A.D.: 1960, in J.L. Greenstein (ed.), Stellar Atmospheres. Univ. of Chicago Press, Chicago. p. 50.
- Courtés, G. 1960, Ann. Astrophys. 23, 115.
- Courtés, G. 1972.: Vistas in Astronomy, 14, 81.
- Courtés, G., Cruveillier, P., Georgelin, Y.P., Astier, N.: 1966, J. Observateurs. 49, 329.
- Crawford, D.L.: 1958 Astrophys. J. 128, 190.
- Crawford, D.L.: 1960, Astrophys. J. 128, 190.
- Crawford, D.L., Mander, J.: 1966, Astron. J. 71, 114.
- Crawford, D.L., Perry, C.L.: 1966, Astron. J. 71, 206.
- Crawford, D.L., Mandwena, N.: 1976, Publ. Astron. Soc. Pacific., 88, 917.
- Crawford, D.L.: 1978, Astron. J. 83, 48.

- Crampton, D., Georgelin, Y.M.: 1970, *Astron. Astrophys.* 40, 317.
- Cruz-González, C., Arellano, F., A.: 1978 *Revista Mexicana Astron. Astrofis.* 2, 339.
- Egret, D.: 1978, *Astron. Astrophys.* 66, 275.
- Elmegreen, B.G., Lada, C. J., Dickinson, D.F.: 1979, *Astrophys. J.* 230, 415.
- Felli, M., Churchwell, E.: 1972, *Astron. Astrophys. Suppl.* 5, 369.
- Felli, M., Ibrlen, R.H., Habing, H.J., Israel, F.P.: 1978, *Astron. Astrophys. Suppl.* 32, 423.
- Felli, M., Ibrlen, R.H.: 1981, *Astron. Astrophys.* 100, 28.
- Garay, G., Rodríguez, L.F.: 1983, *Astrophys. J.* 266, 263.
- Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., Roux, S.: 1973, *Astron. Astrophys.* 25, 337.
- Giles, K.: 1977, *Monthly Notices, Roy. Astron. Soc.* 180, 57.
- Gilman, R.C.: 1974, *Astrophys. J.* 138, 87.
- Golay, M.: 1974, *Introduction to Astronomical Photometry.* *Astrophys. Space Sci. Library*, 41, (ed.) Reidel Publishing Co.
- Goy, G.: 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.* 12, 277.
- Hardorp, J., Rohlf, K., Stock, J.: 1959, *Luminous Stars in the Northern Milky Way.* 111.
- Hauck, B., Mermilliod, M.: 1975, *Astron. Astrophys.* 22, 235.
- Herrick, S.: 1936, *Lick ... Bulletin*, 17, 85.
- Hiltner, W.A.: 1956, *Astrophys. J. Suppl.* 2, 389.
- Hiltner, W.A.: 1963, *Astron. Astrophys. Suppl.* 51, 235.
- International Astronomical Union.: 1964, *Symposium No.* 25.
- Israel, F.P.: 1977, *Astron. Astrophys.* 60, 233.
- Israel, F.P.: 1980, *Astron. J.* 85, 1612.
- Jenkins, A.J., White, H.E.: 1975, *Fundamentals of Optics.* McGraw-Hill.
- Johnson, H.L.: 1965, *Astrophys. J.* 141, 923.
- Johnson, H.L.: 1965, *Vistas in Astronomy* 8, 133.
- Johnson, H.L.: 1968, in *Star and Stellar Systems*, Vol. 7, ed. B.M.
- Johnson, H.L., Hoag, A.A., Iriarte, B., Mitchel, R.L., Hallan,

- K.L.: 1961, *Lowel Obs. Bull.* 5, 133.
- Joncas, G., Roy, J.R.: 1984, *Astrophys. J.*, 283, 640.
- Joncas, G., Dewdney, P.E., Higgs, L.A., Roy, J.R.: 1985, *Astrophys. J.* 298, 596.
- Kallas, E., Kersch, W.: 1980, *Astron. Astrophys. Suppl.* 42, 227.
- Kuncz, R.L.: 1979, *Astrophys. J. Suppl.*, 40, 1.
- Kurucz, R.L.: 1988, *The Second Conference on Faint Blue Stars. Proceedings of the International Astronomical Union Colloquium No.95 Tucson, Arizona.* 129.
- Lada, C.J., Blitz, L., Elmegreen, B.G.: 1978, In *Protostars and Planets*, edited by T. Gehrel (University of Arizona, Tucson), p.34.
- Lambrecht, H., Schmidt, K.H.: 1958, *Astronomische Nachrichten*, 284, 71.
- Larson, R.B.: 1969, *Monthly Notices Roy., Astron. Soc.* 145, 271.
- Mack, P., Songsathaporn, R.: 1982, *Astrophys. Space Sci.* 88, 331.
- Marsalkova, P.: 1974, *Astrophys. Space Sci.* 27, 3.
- Middlehurst and L.H. Aller (Chicago. University of Chicago Press), 167.
- Mihalas, D.: 1970, *Stellar Atmospheres.* (ed) W.H. Freeman and Co.
- Mihalas, D., Binney, J.: 1981, *Galactic Astronomy.* (ed) W.H. Freeman and Co.
- Minn, Y. K., Greenberg, J.M.: 1973, *Astron. Astrophys.* 24, 393.
- Mc Millan, R.S.: 1976, *Astron. J.* 81, 970.
- Miller, J.S.: 1968, *Astrophys. J.*, 151, 473.
- Moffat, A.F.J.: 1971, *Astron. Astrophys.* 13, 30
- Moreno, M.A.: 1986, *Reporte Técnico No.38. Instituto de Astronomía, UNAM, México.*
- Morgan, W. W., Sharpless, S.L., Osterbrock, D.E.: 1952, *Astron. J.* 57, 3.
- Neri, L.J.: 1988, *Comunicación Privada.*
- Neri, L.J.: 1989, *Comunicación Privada.*
- Oblack, E.: (Ver Egret, D.: 1978)

- Olsen, E.H.: 1984, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 229.
- Osterbrock, D.E.: *Astrophysics of Gaseous Nebulae* (ed) W.H. Freeman and Co.
- Panagia, N.: 1973, *Astron. J.*, 70, 929.
- Pedlar, A.: 1980, *M.N.R.A.S.*, 192, 179.
- Pishmish, P.: 1970, Preprint.
- Pishmish, P.: 1981, *Memorias de la 2da. Reunion Regional Latinoamericana de Astronomia*, IAU. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* 6, 65.
- Pishmish, P.: 1981, *Revista Mexicana Astron. Astrofis.* 6, 65.
- Pishmish, P.: 1982, *Rev. Mex. de Fisica*, 29, 1.
- Relyea, L.J., Kuruz, R.L.: 1978, *Astrophys. J. Suppl.* 37, 45.
- Robinson, G., Hyland, A.R.: 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 180, 495.
- Roth, M., Carrasco, L., Franco, J., Reséndiz, G.: 1980, *Revista Mexicana de Fisica.* 7, 39.
- Ruelas, M.K.A.: 1977, Tesis Profesional UNAM. México.
- Ruprecht, J., Alter, G., Balázs, R., White, R.: 1981, *Catalogue of Stars Clusters and Associations*. Budapest.
- Sandage, A., Eggen, O.J.: 1959, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 119, 278.
- Schaifers, H.H. Voigt, Springer, Berlin, heidelberg, New York, pp. 1, 449.
- Sharpless, M.: 1965, in *Galactic Structure* (ed), A. Blaauw, Schmidt, M. Chicago Press.
- Schmidt-Kaer, Th.: 1982, in *Landolt-Bornstein New Series, Group VI, Vol. 2b*, eds. K.
- Schmidt, M.: 1965, in *Galactic Structure* (ed), A. Blaauw, Schmidt, M. Chicago Press. 513.
- Schwartz, R.: 1970, Dissertation, Univ. Sternw. Bonn.
- Serhowski, K., Mathewson, D.S., Ford, V.L.: 1955, *Astrophys. J.* 196, 261.
- Shu, H.F., Lada, F.H., Adams, F.C.: 1988, *Astrophys. J.* 326, 865.

- Sibille, F., Lunel, M., Bergeat, J.: 1984, *Astrophys. Space. Sci.* 30, 171.
- Sinnerstad, V.: 1961, *Stockholm Obs. Ann.*, 21, 6.
- Spitzer, L.: 1977, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (ed) John Willey and Sons.
- Stein, W.A.: 1972, *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 84, 627.
- Strömgren, B.: 1966, *Ann. REV. Astron. Astrophys.* 4, 433, annual Review Inc., Palo Alto, Calif.
- Struve, O., Elvey, C.T., Roach, F.C.: 1936, *Astrophys. J.* 84, 219.
- Struve, O.: 1937, *Astrophys. J.* 86, 614.
- Struve, O., Greenstein, J.L., Henry, L.C.: 1937, *Astrophys. J.* 86, 613.
- Terranegra, C.L.: 1989, *Comunicación Privada.*
- Trumpler, R.J.: 1930, *Lick Observatory Bulletin.* 14, 194.
- Trumpler, R.J.: 1930, *Publications of the Astronomical Society of Pacific.* 42, 214, 267.
- Turner, B.E.: 1969, *Astron. J.* 74, 985.
- Turner, D.G.: 1976, *Astron. J.* 81, 1125.
- Underbill, A.B.: 1969, *Astron. Astrophys.*, 1, 356.
- Van der Hulst, H.C.: 1949, *Rech. Astr. Obs. Utrecht.* 11, 11.
- Van der Hulst, H.C.: 1964, *Publ. Royal Obs. Edinburgh.* 4, 13.
- Wallenquist, A.: 1929, *Meddel. Upsala.* 42.
- Warner, J.W., Black, J.H.: 1978, *Astron. J.* 83, 586.
- Westerlund, B.E. (editor): 1976, *Star and Star Systems. Proceedings of the South European Regional Meeting in Astronomy. Upsala, Sweden.* Reidel Publishing Co.
- Williamson, R.A.: 1970, *Astrophys. Space Sci.* 6, 45.