

29. No 19
Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE CIENCIAS



**Estudio Espectroscopico en Cumulos
de Juventud Extrema.**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A:

José de Jesús González González

MEXICO, D. F.

1982



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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 esta 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.

INTRODUCCION

- I DETERMINACION DE EDAD DE GRUPOS ESTELARES
 - I .1 METODOS CINEMATICOS
 - I .2 METODOS NUCLEARES
 - II POLVO INTERESTELAR
 - II.1 INTERACCION DE LA RADIACION Y EL POLVO (TEORIA)
 - II.2 MANIFESTACIONES OBSERVACIONALES DEL POLVO INTERESTELAR
 - II.2a LA CURVA DE EXTINCION
 - II.2b POLARIZACION INTERESTELAR
 - II.2c DISPERSION LUZ DIFUSA Y NEBULOSAS DE REFLEXION
 - II.2d OTRAS MANIFESTACIONES
 - II.3 DISTRIBUCION DEL POLVO INTERESTELAR
 - II.4 POLVO INTERESTELAR EN ZONAS DE FORMACION ESTELAR
 - III EL PROCESO DE OBSERVACION Y REDUCCION ESPECTROFOTOMETRICA
 - III.1 EL INSTRUMENTO
 - III.2 LINEARIZACION
 - III.3 EXTINCION ATMOSFERICA
 - III.4 ESTRELLAS PATRON DE ESPECTROFOMETRIA
 - III.5 MODELOS ATMOSFERICOS DE FURUCZ
 - III.6 COLORES, EXCESOS DE COLOR Y EXTINCION NORMALIZADA.
 - IV OBSERVACIONES EN NGC 225
 - IV.1 OBSERVACIONES
 - IV.2 REDUCCION
 - IV.3 ANALISIS DE DATOS
 - V CONCLUSIONES
- REFERENCIAS

INTRODUCCION

Las regiones de formación estelar se distribuyen a lo largo de los brazos espirales de nuestra galaxia. En dichas zonas concurre una diversidad de objetos de interés astronómico cuyo estudio permite conocer más profundamente procesos tales como la formación estelar a partir de nubes densas y la serie de estadios evolutivos de los objetos proto-estelares.

El medio interestelar esta constituido por material en forma de gas y por partículas de polvo, estas últimas con términos comparables a la longitud de onda de la luz visible. El polvo interestelar provoca una disminución selectiva en longitud de onda de la radiación estelar a medida que atraviesa el espacio interestelar antes de ser detectada en la tierra. Los estudios de la extinción y el enrojecimiento debidos a los granos de polvo, revela que las propiedades de los granos, tales como composición química, densidad y distribución de tamaños, son muy homogéneas para todas las direcciones sobre el disco galáctico. Sin embargo en las zonas de alto densidad, como en los grandes complejos de nubes moleculares, los granos pueden alcanzar dimensiones mayores a los valores medios del polvo interestelar típico. En especial para la nube ρ Oph, Carrasco, Strom y Strom (1973), encuentran una serie de evidencias de tamaño medio del grano de polvo aumenta con la densidad en dicha nube.

De lo anterior se desprende el siguiente esquema: el polvo interestelar crece como consecuencia del aumento en densidad de nubes moleculares en comparación con el medio interestelar típico, durante la formación estelar el grano de polvo se ve afectado por dicho proceso hasta alcanzar las de nuevo las dimensiones promedio del disco galáctico. Observacionalmente existen evidencias tanto del tamaño anormalmente grande de los granos en algunas nubes moleculares, como de que en cúmulos galácticos de mediana edad (100 millones de años o mayor) no quedan evidencias de haber existido dichos

granos.

En el presente trabajo se estudian las características de la extinción comparando observaciones fotoespectrofotométricas con modelos atmosféricos teóricos. El estudio se realiza en el cúmulo NGC 225 cuya juventud extrema se infiere de su asociación con una nube oscura en la que se encuentra la estrella de emisión BD + 61°154 (Herbig 1960), objeto que debe encontrarse en contracción gravitacional hacia la secuencia principal (Strom y colaboradores 1972) y por tanto no más viejo que el millón de años, aproximadamente. Así mismo en la periferia de dicha nube que rodea a NGC 225 se encuentran una serie de objetos de emisión como Lk - H α 200, Lk - H α 201 y Lk - H α 205, que generalmente están asociados a regiones de reciente formación estelar.

El estudio fotométrico NGC 225 presenta un interés doble. Por un lado la determinación de distancia, edad e índices de composición química pueden determinarse con mayor precisión para grupos estelares que para estrellas individuales. La espectroscopia estelar permite estimar los parámetros espectrales: temperatura efectiva y gravedad superficial, independientemente del enrojecimiento y extinción interestelar. Por esta razón espectroscópicamente se determina la edad de un cúmulo de una forma más directa que a través de las técnicas fotométricas de banda ancha. Una buena determinación de edad nos permite acotar las escalas temporales de estadios evolutivos como en los que se encuentran las estrellas de emisión. Por su parte una calibración de distancia es importante para estimar la luminosidad de esta clase de objetos, cuyas características físicas en general se desconocen.

Por otro lado, aunado a las determinaciones de la edad y distancia al grupo, el estudio espectrofotométrico nos permite detectar si existe extinción anómala en el grupo estudiado y por tanto si hay evidencias de que en la escala de tiempo dada por la edad existen aun granos de polvo atípicos.

En el capítulo I se presentan de manera general los distintos métodos de fechado en grupos estelares jóvenes. En el capítulo II se resumen las características físicas del polvo interestelar y las de su estudio. Por su parte el capítulo III describe las técnicas de observación y de reducción de datos espectrofotométricos así como el método empleado para determinar las características de la extinción. En el capítulo IV se presentan las observaciones realizadas en NGC 225 así como el análisis de los datos y la presentación de resultados. Por último en el capítulo V se resumen las conclusiones generales del presente trabajo.

I. DETERMINACION DE EDAD DE GRUPOS ESTELARES

La Astronomía moderna se interesa en determinar edades estelares no solo por ser estas fascinantes. Por un lado se busca encontrar el orden cronológico en el Universo via el ordenamiento temporal de los distintos fenómenos físicos que lo componen. Por otra parte, este sumario nos lleva a un mejor entendimiento de la historia dinámica de nuestra y otras galaxias y de los procesos que afectan y determinan la formación estelar.

Para cuantificar la edad de un grupo o asociación estelar, se han venido desarrollando diversos métodos; a partir de que el trabajo de Schönberg y Chandrasekhar (1942) en evolución estelar, permitió interpretar las diferencias morfológicas en los diagramas HR (Hertzsprung-Russell) de distintos cúmulos (Trumpler 1925, 1930; Kuiper 1937), como una manifestación inequívoca de distintos tiempos de formación. Estos métodos pueden clasificarse en dos categorías dependiendo del tipo de consideraciones físicas que se utilicen. Los llamados métodos cinemáticos se basan en el análisis de las posiciones y movimientos espaciales de los miembros del grupo y constituyen un fechado netamente empírico. Por su parte los métodos nucleares, semi-empíricos, consisten básicamente en una comparación entre las predicciones de la teoría de evolución estelar y la morfología del diagrama HR o equivalente observado.

Inicialmente cuando no se contaba con poderosas computadoras y mediciones fotométricas precisas, los métodos cinemáticos se desarrollaron preferencialmente que los nucleares. Aún cuando la teoría de interiores estelares progresaba con éxito, existía una gran dificultad en calcular modelos teóricos confiables, en la cantidad requerida. Hoy en día, los métodos nucleares son más socorridos principalmente por ser

aplicables a objetos muy distantes, y por el mayor consenso en el entendimiento de los conceptos asociados con el de evolución estelar, en contraste con el del origen y evolución - de fenómenos como la expansión en asociaciones y de la naturaleza de las llamadas estrellas desbocadas (runaway stars).

Cabe aclarar que los distintos métodos de datación, haciendo uso de diferentes consideraciones, arrojan información de procesos a su vez distintos. Toda determinación cuantitativa de edad debe ser calificada adecuadamente por no ser un concepto monodefinido. Una edad nuclear representa el tiempo entre dos estadios evolutivos de una estrella, mientras un fechado cinemático dice del lapso temporal desde el inicio de un estado de movimiento particular. Dada la importancia - de las distintas escalas temporales en el proceso de formación estelar, describiremos varios aspectos de algunos métodos de fechado en ambas categorías, enfocados a la aplicación en grupos estelares muy jóvenes (edades menores o del orden de 10^7 años).

1.1 METODOS CINEMATICOS.

El campo gravitacional de la galaxia, logra, en escalas del orden de cien millones de años, que las estrellas pierdan memoria de su lugar y condiciones de formación, debilitando la posible relación edad-cinemática de una estrella con el - tiempo. Para los miembros estelares mas antiguos de nuestra galaxia (10^9 - 10^{10} años), dicha relación puede ser construida solamente bajo una base estadística. Estrellas de edad intermedia (10^7 - 10^9 años) pueden llegar a ser conectadas, utilizando el patrón de rotación galáctico, con su lugar de origen dando información de los lugares de formación estelar en el pasado. El estudio de movimientos generales, principalmente en las llamadas asociaciones OB (definidas por - - - -

Ambartsumian en 1947), permite conocer la edad cinemática de grupos mas jóvenes, como de 10^7 años o menos.

La correlación entre la edad y distintas características orbitales de los grupos estelares mas viejos ha sido estudiada por Woolley (1970,1971), Eggen (1970) y por Martinet y Major (1969) entre otros. El primero de ellos construye los diagramas color-color de cuatro muestras estelares de la vecindad solar con inclinación orbital "i" (respecto al plano galáctico) y excentricidad "e" medidas: $e \leq 0.075$, $0.1 \leq e \leq 0.175$, $e \geq 0.20$ y por último con $e \geq 0.4$ e $i \geq 0.05$ radianes.

El estudio de Woolley muestra que los grupos de mayor excentricidad e inclinación orbital son mas antiguos comparativamente a los que poseen valores menores. Eggen por su parte, tomando como muestra local los objetos azules (con excesos de color $E(U-B) \geq 0.15$ magnitudes) de gran excentricidad encuentra que esta muestra se constituye de subenanas, objetos cuyas propiedades físicas los delatan como miembros de la población galáctica más antigua (Población II). Por último, en lo que respecta a los grupos viejos de la vecindad solar, Martinet y Major encuentran correlación entre la edad y las características cinemáticas de un modo inverso al de Woolley, seleccionando subconjuntos del diagrama HR y estudiando las distintas propiedades cinemáticas entre las muestras.

Un resumen actualizado de resultados respecto a la correlación entre las propiedades cinemáticas (características del llamado elipsoide de velocidades y de las velocidades peculiares de las estrellas de disco) y los tipos espectrales se presentan por Mihalas y Binney (1981). En esta misma referencia se encuentra una discusión sobre las evidencias teóricas y empíricas de la variación de estas propiedades cinemáticas con

la edad. En general los datos observacionales indican que la velocidad cuadrática media V_{rms} ($V_{rms} \equiv \sqrt{\langle V^2 \rangle}$) como función de la edad, cumple la fórmula de Spitzer-Schwarzschild (1951).

$$V_{rms}(t) \equiv V_{rms}(0) [1 + (t/t_E)]^{1/3} \quad (1.1)$$

donde $V_{rms}(0)$ es la velocidad cuadrática media dada por la dispersión de velocidades en el medio interestelar ($\approx 10 \text{ km s}^{-1}$), y t representa un tiempo característico de intercambio de energía para el proceso de colisiones supuesto por Spitzer y Schwarzschild ($t_E \sim 4 \times 10^8$ años, Gómez (1972)).

I.1a. EL CONCEPTO DE EXPANSION GENERAL.

Ambartsumian (1959 y referencias) propone y estudia el concepto de asociación OB. Básicamente estas agrupaciones se conciben como formaciones estelares que contienen estrellas -- mas tempranas que B2, de muy corta edad comparada con la edad de la galaxia, compuestas por cúmulos individuales o grupos de cúmulos y el medio interestelar asociado con ellos. Dichas -- asociaciones pueden alcanzar diámetros entre cientos de parsecs a unos cuantos parsecs típicamente. Ambartsumian propone que al no ser sistemas ligados gravitacionalmente deben estar en -- estado de expansión. Un gran número de dichas asociaciones han sido reconocidas en un radio de 3kpc alrededor del sol y se han realizado estudios de los movimientos espaciales para varias de las mas cercanas ($r \lesssim 1 \text{ kpc}$). Blaauw (1964) escribe un artículo de revisión de las asociaciones OB en la vecindad solar. La expansión en varias asociaciones o en sus subsistemas ha sido mostrada y medida por varios autores (Blaauw 1964, 1952; Lesh 1968, 1969 y Garrison 1967, entre otros, para la componente es -- telar y Sancisi 1972 para el gas). En estos casos las observa -- ciones de los movimientos espaciales son, en mayor o menor gra

do, consistentes con un estado de expansión lineal, esto es, el estado de movimiento esperado si los miembros se alejan de un centro de formación (espacial y temporal) común, con una distribución de velocidades arbitraria pero sin sufrir un retraso considerable en la velocidad.

La medición del vector de velocidad de un objeto astronómico se realiza midiendo independientemente la componente radial, en base al corrimiento Doppler de las líneas espectrales, y la tangencial en base a la medición de los llamados movimientos propios.

El estudio de los movimientos espaciales se clarifica transfiriendo las velocidades medidas respecto al sol, a un sistema de referencia cartesiano llamado estandar local de reposo "LSR" (local standard of rest). Este sistema se construye a partir de distintos conjuntos de estrellas en la vecindad solar para las cuales se conoce la velocidad espacial con precisión. Las posiciones de estas estrellas respecto al centro geométrico ξ_0 del sistema son tales que (por definición de centro geométrico):

$$\sum_{i=1}^N (\xi_{ij} - \xi_{0j}) = 0 \quad (j=1,2,3), \quad (I.2)$$

por lo que trasladando el centro de coordenadas a este punto, las velocidades V_i (de las estrellas que definen el LSR) respecto a este punto son tales que:

$$\sum_{i=1}^N V_{ij} = \sum_{i=1}^N \frac{d}{dt} (\xi_{ij} - \xi_{0j}) = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^N (\xi_{ij} - \xi_{0j}) = 0 \quad (j=1,2,3), \quad (I.3)$$

de tal modo que la componente ${}_0V_{ij}$ de velocidad de una de estas estrellas medida desde el sol será ${}_0V_{ij} = V_{0j} - V_{ij}$, donde V_{0j} es la velocidad del sol respecto al LSR en la dirección $\hat{\xi}_j$, y por tanto:

$$\sum_{i=1}^N {}_{\odot}V_{ij} = \sum_{i=1}^N (V_{\odot j} - V_{ij}) = \sum_{i=1}^N V_{\odot j} - \sum_{i=1}^N V_{ij} = NV_{\odot j}$$

o sea

$$V_{\odot j} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N {}_{\odot}V_{ij} \quad (I.4)$$

De tal forma, las componentes de la velocidad solar respecto al LSR no son mas que los promedios de las componentes de las velocidades medidas desde el sol, de las estrellas que definen el LSR.

El movimiento propio μ , cambio anual en la posición de una estrella debido a su velocidad relativa al sol, se relaciona con la velocidad transversal V_T como

$$\mu = \frac{n_0}{\text{Sen } 1''} \frac{V_T}{r} \quad (I.5)$$

donde n_0 es el número de segundos en un año, ${}_{\odot}V_T$ es la velocidad tangencial en kms^{-1} y r es la distancia al sol en km.

Así, en términos de la paralaje Π variación en la posición aparente de las estrellas cercanas, respecto al fondo "fijo" debida al efecto combinado de la distancia estelar y el desplazamiento de la tierra en una línea de base de sus unidades astronómicas. $\Pi["] = \frac{\text{Sen } 1}{r[\text{u.a.}]}$ y de μ , la velocidad tangencial esta dada por

$${}_{\odot}V_T [\text{km/seg}] = \frac{1 \text{ a.u.}}{n_0} \frac{\mu ["/\text{año}]}{\Pi ["]} = 4.74 \mu ["/\text{año}] \frac{1}{\Pi ["]} \text{ km seg}^{-1} \quad (I.6)$$

Si los movimientos internos de un cúmulo de estrellas son despreciables respecto a su velocidad relativa ${}_{\odot}\vec{V}_c$ respecto al sol (${}_{\odot}\vec{V}_c = \text{LSR}\vec{V}_c - {}_{\odot}\vec{V}_{\text{LSR}}$), los movimientos propios de los miembros del cúmulo convergirán a un punto sobre la esfera celeste

que no es más que la dirección de \vec{V}_c . Si el cúmulo está en reposo respecto al LSR ($\vec{V}_c = -\text{LSR} \vec{V}_\odot$), el punto de convergencia será la dirección del antiápice solar. Llamado λ_i al ángulo que hace la posición de la estrella i con el punto de convergencia P , las componentes radial y tangencial de la velocidad \vec{V}_i serán

$$\begin{aligned} \circ V_{r_i} &= \circ V_c \cos \lambda_i \\ \circ V_{T_i} &= \circ V_c \operatorname{sen} \lambda_i, \end{aligned} \quad (1.7)$$

y por tanto para un cúmulo con movimientos internos despreciables, los observables, velocidad radial y movimiento propio de los miembros se comportarán como

$$\begin{aligned} \circ V_{r_i} &= \circ V_c \cos \lambda_i + K \\ \mu_i &= \Pi_i \circ V_i \operatorname{sen} \lambda_i, \end{aligned} \quad (1.8)$$

donde el término K (K -term) representa una corrección por errores sistemáticos en la medición de la velocidad radial, o bien otros efectos. Se realiza dicha corrección por las evidencias de que, particularmente para estrellas de tipos espectrales tempranos (O y B), existen contribuciones a la velocidad radial independientes del reflejo de la velocidad del sol respecto a este grupo de estrellas. Entre estos efectos podríamos citar:

- 1) enrojecimiento gravitacional ($V_{R_{\text{grav}}} [\text{Km/seg}] \approx 0.63 \frac{R_\odot}{M_\odot} \frac{M_\star}{R_\star}$),
- 2) movimientos atmosféricos de las capas donde se forman las líneas espectrales consideradas.
- 3) movimientos peculiares del sistema de estrellas de un mismo tipo espectral respecto al LSR.

- 4) desviación de carácter azaroso de los miembros del sistema anterior respecto al LSR,

Si un grupo estelar se expande linealmente, los movimientos propios de los miembros seguirán apuntando a un punto de convergencia, con la diferencia de que éste será una dirección intermedia entre la opuesta al centro de expansión y el antiá-pice solar dependiendo del vector de velocidad relativa entre el Sol y el medio original en el centro de expansión. En este caso los movimientos propios medidos desde el Sol tendrán la forma

$$\mu_i = \pi_i S \operatorname{sen} \lambda_i, \quad (I.9)$$

donde S es una constante que puede interpretarse como la velocidad que tendría el Sol respecto a una estrella imaginaria, en la posición solar, que comparta el estado de expansión lineal del grupo en cuestión (nótese que en la ec. (I.8), ${}_{\odot}V_i$ es la magnitud de la velocidad del centro de movimiento del grupo respecto al Sol). λ_i representa de nuevo la diferencia angular entre la posición de la estrella "i" y la dirección del punto de convergencia. Dada la forma de las relaciones (I.8) y (I.9) se concluye que no es posible probar si una asociación se expande linealmente a partir únicamente del comportamiento de los movimientos propios.

De existir el estado de expansión lineal, las velocidades radiales, a diferencia de la ecuación (I.8), se comportarán en la forma

$${}_{\odot}V_{r_i} = S \operatorname{cos} \lambda_i + \kappa r_i + K, \quad (I.10)$$

donde K , S y λ se han definido anteriormente, r_i representa la distancia al Sol de la estrella i y la constante k , que no depende de la estrella particular si la expansión es coeval y lineal, no es más que el inverso del tiempo T_{exp} desde que se inició la expansión, esto es,

$$\kappa = \frac{1}{T_{exp}} = \frac{V_i}{\rho_i} \quad (I.11)$$

donde ρ_i es la distancia que la estrella ha viajado, respecto al centro de formación, con la velocidad constante V_i . La hipótesis más fuerte de la expansión lineal es la suposición que los movimientos son uniformes.

Dados por un lado la dificultad de asignar a priori un término K adecuado y los errores típicos en la medición de velocidades radiales, y distancias estelares por otro, en algunos casos se ha podido utilizar un método alternativo a la ecuación (I.10) para estimar la edad de expansión κ^{-1} . Suponiendo que la distancia al grupo es mucho mayor que las distancias relativas de los miembros al centro original y que las diferencias en posición aparente de los miembros son pequeñas, las componentes en declinación μ_{δ_i} y en ascensión recta $\cos \delta_i \mu_{\alpha_i}$ de los movimientos propios seguirán una relación lineal del tipo

$$\begin{aligned} \mu_{\delta_i} &= m \delta_i + C_{\delta} \\ \cos \delta_i \mu_{\alpha_i} &= m \alpha_i + C_{\alpha} \end{aligned} \quad (I.12)$$

donde la pendiente m es simplemente la suma de la constante de expansión real k más un término k' debido a la contracción o expansión aparente producida por el movimiento relativo del grupo y el Sol a lo largo de la línea de visión ($m=k+k'$). k'

en función de la velocidad radial promedio y paralaje promedio de los miembros de la asociación esta dada por

$$k' = \frac{\pi}{180} \frac{n_0}{1 \text{ u. a.}} \langle V_r \rangle \langle \pi \rangle \approx 3.68 \times 10^{-3} \langle V_r \rangle \langle \pi \rangle \text{ Seg. de arco año}^{-1} \text{ grado}^{-1} \quad (\text{I.13})$$

con $\langle V_r \rangle$ expresada en km/seg.

En el caso que el vector de velocidad relativa promedio sea cero, entonces $k' \equiv 0$ y las componentes (I.12) tendrán la forma

$$\begin{aligned} \mu_{\delta_i} &= k(\delta_i - \delta_0) \\ \cos \delta_i \mu_{\alpha_i} &= k(\alpha_i - \alpha_0), \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

revelando las coordenadas (α_0, δ_0) del centro de expansión, y por tanto del medio original de formación

I.1b ESTRELLAS DESBOCADAS (RUNAWAY STARS).

Siguiendo en retroceso los movimientos orbitales de estrellas de alta velocidad cuyos movimientos espaciales son conocidos con precisión ha sido posible, en algunos casos, identificar las asociaciones OB donde posiblemente se originaron (Van Albada - 1961, Blaauw 1961, 1964). De esta forma puede determinarse el tiempo desde que abandonaron la asociación y por tanto la edad cinemática del fenómeno. Blaauw (1961), propone que los movimientos peculiares de estas estrellas, son el resultado del rompimiento de sistemas binarios con una componente muy masiva, así, como consecuencia de la rápida evolución de la primaria, la compañera, con alta velocidad orbital, se observa ahora con alta velocidad peculiar. Por su parte Poveda et al. (1967) pro

ponen que estas estrellas deben su origen al rompimiento dinámico de sistemas estelares o protoestelares inestables (trapezios).

Sin embargo, la naturaleza de las estrellas O y B de alta velocidad no está comprendida del todo. Carrasco et al. (1980) muestran que al menos una alta fracción de las estrellas desbocadas poseen cinemática característica de objetos viejos de disco y pueden ser por tanto, estrellas en un estadio evolutivo similar al de las estrellas ultravioleta (UV-bright stars) encontradas en los cúmulos globulares (ver referencia en Carrasco et al. 1980). De ser este el caso, dichos objetos no tienen relación directa con las asociaciones OB y el fechado cinemático a partir de estrellas desbocadas debe analizarse con cuidado para cada caso particular.

I.2 METODOS NUCLEARES.

Correlaciones evidentes entre distintas propiedades estelares, tales como la relación temperatura-luminosidad en el diagrama HR y la relación masa-luminosidad ($L_{\alpha} \mu^{\alpha}$) en la secuencia principal, deben ser consecuencias directas de las leyes que gobiernan la estructura estelar. Por otro lado el hecho de encontrar diversidad de temperaturas efectivas y luminosidades en estrellas de una misma masa sugiere que las estrellas evolucionan, ajustandose en distintas configuraciones a través del tiempo. El encontrar las concentraciones de estrellas en los diagramas HR (secuencia principal, rama asintótica, etc.), puede entenderse como una manifestación de que las estrellas pasan una alta fracción de su vida en esos estados evolutivos.

Los resultados de la teoría de estructura y evolución estelar nos permiten fechar las estrellas individuales o en gru -

pos comparándolos con distintas propiedades estelares observables. El presente trabajo no pretende abarcar todos los aspectos del modelaje estelar y su relación con parámetros observables. Una descripción detallada de la teoría se puede encontrar en textos sobre el tema de Clayton (1968) y Cox y Guili (1968) entre otros. Se pretende presentar someramente los resultados más importantes de la utilización de la teoría de interiores y evolución estelar para estimar las diferentes escalas temporales en cúmulos de juventud extrema.

Los detalles más prominentes del diagrama HR se han podido interpretar satisfactoriamente en base al modelaje de evolución de distribuciones esféricas autogravitantes de gas, sin rotación ni campos magnéticos, que simulan estrellas reales. Las ecuaciones básicas que resumen la física involucrada en dichos modelos son

$$\rho \frac{d^2 r}{dt^2} = -\rho G \frac{M(r)}{r^2} - \left(-\frac{dP}{dr}\right), \quad (I.15)$$

donde $M(r)$ no es más que la masa interior al punto r , que en el caso no relativista viene dada por

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr. \quad (I.16)$$

La ecuación (I.15) es simplemente la segunda ley de Newton donde la aceleración de un elemento de masa ρ esta determinada por el balance del peso local y el gradiente de presión. Cuando la estrella está en fases evolutivas para las cuales la reserva de energía gravitacional no es la importante para mantener el flujo a través de la superficie, la aceleración es despreciable y la ecuación (I.15) se reduce a la ecuación de equilibrio hidrostático

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad (I.17)$$

En caso que la energía cinética en movimientos colectivos (macroscópicos) sea despreciable, podemos considerar dichos movimientos como cuasiestáticos y entonces la conservación de la energía térmica requiere que

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left(\epsilon(r) - T \frac{dS}{dt} \right), \quad (I.18)$$

donde L es la energía por unidad de tiempo que escapa a través de la superficie de la esfera de radio r . ϵ es la potencia generada por unidad de masa dentro de dicha esfera y S la entropía por unidad de masa. El flujo L está determinado por el mecanismo que transporta la energía. Este transporte puede realizarse ya sea por conducción, radiación o convección. El gradiente de temperatura, en la mayoría de los casos de interiores estelares, es lo suficientemente alto, de modo que la conducción no es un mecanismo eficiente para transportar la energía y solo es importante en el caso de gases degenerados (p. ej. enanas blancas y núcleos de gigantes rojas). El transporte de energía será radiativo o convectivo, dependiendo de la magnitud del gradiente de temperatura y estará caracterizado por alguna de las siguientes ecuaciones

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4ac} \frac{K\rho}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}, \quad (I.19)$$

donde T representa la temperatura, K es la opacidad del material, c es la velocidad de la luz en sistema CGS y a es llamada la constante de Stefan-Boltzmann y es igual a:

$$a = 7.565 \cdot 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}^{-4}.$$

Este es el caso en que el transporte es radiativo. Si el gra-
diente de temperatura es muy grande, se tendrá

$$\frac{dT}{dr} = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \quad (1.20)$$

donde Γ_2 es el segundo exponente adiabático y relaciona la va-
riación en la presión con la variación en temperatura a través
de la fórmula

$$\frac{dP}{P} + \frac{\Gamma_2}{1 - \Gamma_2} \frac{dT}{T} = 0, \quad (1.21)$$

Junto con las ecuaciones (1.10), (1.16), (1.18), (1.19) ó (1.20)
deben considerarse las siguientes ecuaciones de punto

$$\begin{aligned} P &= P(\rho, T, cq) \\ K &= K(\rho, T, cq) \\ \epsilon &= \epsilon(\rho, T, cq) \\ S &= S(\rho, T, cq) \\ \Gamma_2 &= \Gamma_2(\rho, T, cq), \end{aligned} \quad (1.22)$$

donde cq representa la composición química.

Ambos conjuntos de ecuaciones (diferenciales y de punto)
se resuelven simultáneamente por métodos numéricos con condicio-
nes a la frontera adecuadas. Entre estas condiciones, se re-
quiere que en el centro de la estrella ($R=0$) se cumpla

$$M(r=0)=0, \quad L(=0)=0, \quad (1.23)$$

Las condiciones de frontera correspondientes en la superficie
de la estrella, no son tan inmediatas porque no se conoce el -
radio fotosférico a-priori, ni la presión y temperatura. Sin

embargo, cuando la atmósfera se encuentra en equilibrio radiativo, la estructura interna no depende fuertemente de los valores de temperatura y presión atmosféricas, por lo que se escogen las condiciones mas simples, esto es,

$$P(r=R)=0, \quad T(r=R)=0. \quad (1.24)$$

Generalmente se espera que el radio de un modelo sea un resultado de la teoría y por ello se acostumbra cambiar el radio por la masa como variable independiente en las ecuaciones diferenciales. Así, el conjunto de ecuaciones a resolver es el siguiente:

ECUACIONES DIFERENCIALES

$$\frac{dr}{dm} = -(4\pi r^2 (m) (m))^{-1}$$

$$\frac{dP}{dm} = - \frac{Gm}{4\pi r^4 (m)}$$

$$\frac{dL(m)}{dm} = \epsilon - T \frac{dS}{dT}$$

$$\frac{dT}{dm} = \begin{cases} -\frac{3}{64ac} & \frac{K}{T^3} & -\frac{L}{\pi^2 r^4} \\ \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} & \frac{T}{P} & \frac{dP}{dm} \end{cases}$$

ECUACIONES DE PUNTO

$$P = P(\rho, T, c, q)$$

$$K = K(\rho, T, c, q)$$

$$\epsilon = \epsilon(\rho, T, c, q)$$

$$S = S(\rho, T, c, q)$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_2(\rho, T, c, q)$$

con condiciones a la frontera $r(m=0)=0$, $L(m=0)=0$, $T(M)=T_{\text{Superficie}}$, $P(M)=P_{\text{Superficie}}$

Estas ecuaciones constituyen el conjunto de relaciones físicas que gobiernan el interior de las estrellas. Aunque su deducción no es difícil, determinar la forma explícita de las relaciones de punto aplicables a un estado particular involucra un profundo conocimiento de la física. Artículos de revisión del modelaje estelar y sus resultados se presentan en Iben (1967, 1974).

Podemos separar la evolución estelar en tres etapas. Una etapa presecuencia principal que caracteriza a la serie de estados evolutivos por los que atravieza una distribución de gas y polvo desde que se vuelve gravitacionalmente inestable, e inicia su colapso, hasta que se genera una estructura de equilibrio hidrostático y comienza la transmutación termonuclear de hidrógeno a helio (secuencia principal de edad cero). Durante la secuencia principal (segunda etapa), la estrella se mantiene básicamente en equilibrio hidrostático sufriendo pequeños y lentos cambios de estructura. En secuencia principal la estrella invierte cerca del 90% de su vida hasta que al agotarse el hidrógeno en su núcleo comienza a sufrir cambios evolutivos de escalas temporales mucho menores hasta convertirse en alguno de los distintos cuerpos opacos con los que termina la evolución postsecuencia principal.

El tiempo de llegada a la secuencia principal es muy corto variando típicamente entre 2×10^4 años para estrellas de 100 masas solares hasta 3×10^8 años para aquellas de 0.5 masas solares. La figura I.1, tomada de Clayton (1968), muestra las trayectorias teóricas de modelos con masas entre 0.5 y 15 masas solares. En ella se numeran distintos puntos cuyo tiempo evolutivo correspondiente se señala en la tabla I.1.

En lo que respecta a la secuencia principal (SP) de éste mismo trabajo original de Schönberg y Chandrasekhar de 1972 se propone

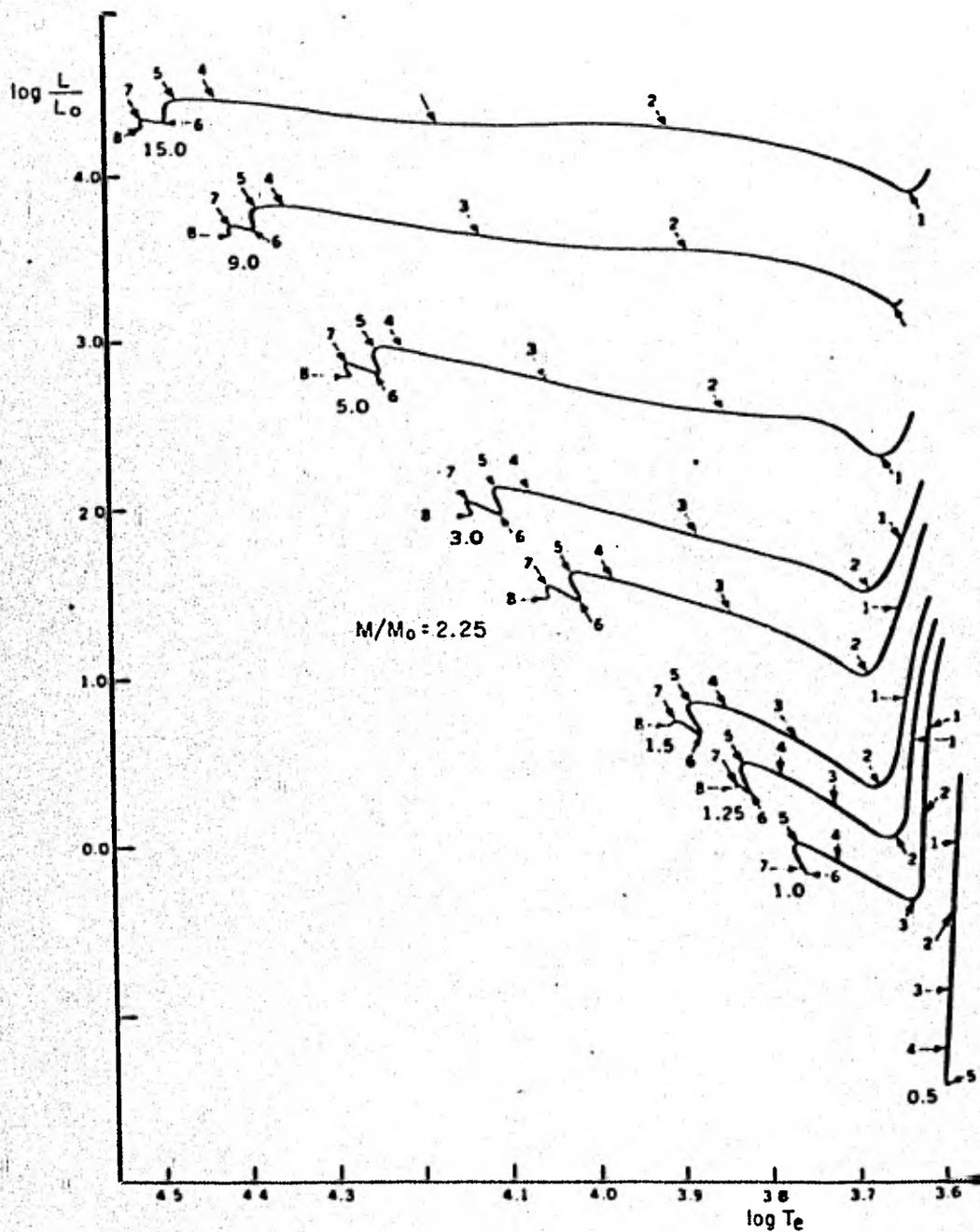


Fig. (I.1). Trayectorias de contracción presecuencia principal de modelos con $m/m_0 = 0.5, 1, 1.25, 1.5, 2.25, 3.0, 5.0, 9.0$ y 15.0 . Los intervalos de tiempo requerido en el modelo para alcanzar los puntos marcados se presentan en la Tabla 1.2.

Table 6-1 Evolutionary lifetimes, years†

Point	M/M_{\odot}									
	15.0	9.0	5.0	3.0	2.25	1.5	1.25	1.0	0.5	
1	6.740×10^8	1.443×10^9	2.036×10^9	3.420×10^9	7.862×10^9	2.347×10^{10}	4.508×10^{10}	1.189×10^{11}	3.195×10^{11}	3.195×10^{11}
2	3.766×10^8	1.473×10^9	1.069×10^9	2.078×10^9	5.940×10^9	2.363×10^{10}	3.957×10^{10}	1.058×10^{11}	1.786×10^{11}	1.786×10^{11}
3	9.350×10^7	3.645×10^8	2.001×10^8	7.633×10^8	1.883×10^9	5.801×10^9	8.800×10^9	8.910×10^9	8.711×10^9	8.711×10^9
4	2.203×10^8	6.987×10^8	2.860×10^8	1.135×10^9	2.505×10^9	7.584×10^9	1.155×10^{10}	1.821×10^{10}	3.092×10^{10}	3.092×10^{10}
5	2.657×10^8	7.922×10^8	3.137×10^8	1.250×10^9	2.818×10^9	8.620×10^9	1.404×10^{10}	2.529×10^{10}	1.550×10^{11}	1.550×10^{11}
6	3.984×10^8	1.019×10^9	3.880×10^8	1.465×10^9	3.310×10^9	1.043×10^{10}	1.755×10^{10}	3.418×10^{10}	3.418×10^{10}	3.418×10^{10}
7	4.585×10^8	1.195×10^9	4.559×10^8	1.741×10^9	3.993×10^9	1.339×10^{10}	2.796×10^{10}	5.016×10^{10}	5.016×10^{10}	5.016×10^{10}
8	6.170×10^8	1.505×10^9	5.759×10^8	2.514×10^9	5.855×10^9	1.821×10^{10}	2.954×10^{10}	2.954×10^{10}	2.954×10^{10}	2.954×10^{10}

† I. Iben, Jr., *Astrophys. J.*, 141:993 (1965). By permission of The University of Chicago Press. Copyright 1965 by The University of Chicago.

definir un tiempo de vida TSP, como la razón entre la tasa de generación de energía por quemado de hidrógeno y la potencia que se escapa a través de la superficie (luminosidad). Así, si una estrella deja la SP con un núcleo de helio de masa fM (M masa total inicial) podemos escribir t_{sp} en unidades solares como

$$t_{sp} = 1.1 \times 10^8 f X \frac{M/M_{\odot}}{L/L_{\odot}} \text{ años,} \quad (1.25)$$

donde X representa la fracción por peso del hidrógeno de la composición química original (para una estrella de $M \approx M_{\odot}$, f es del orden del 15%).

La dependencia de t_{sp} con la composición química puede ejemplificarse con ayuda de la relación masa-luminosidad teórica de un modelo estandar (politropo de índice 3), con opacidad de Kramers ($\kappa = \kappa_0 \rho T^{3.5}$)

$$\alpha \frac{\mu^{7.5}}{\kappa_0} M^{5.5}, \quad (1.26)$$

donde μ es el peso molecular medio de la distribución homogénea en SPEC. Sustituyendo (1.26) en (1.25) tenemos que

$$t_{sp} \propto \frac{\kappa_0^{1/5}}{\mu^{1.4}} X, \quad (1.27)$$

de donde se puede ver que los errores en el cálculo de la opacidad no son determinantes en el fechado de cúmulos utilizando t_{sp} , sin embargo errores en la composición química pueden llegar a ser importantes.

En la figura 1.2 y la tabla 1.3² se presentan los resultados teóricos típicos de la evolución post-secuencia principal

de modelos con composición $X=0.71, 0.27, 0.02$ de Iben (1967).

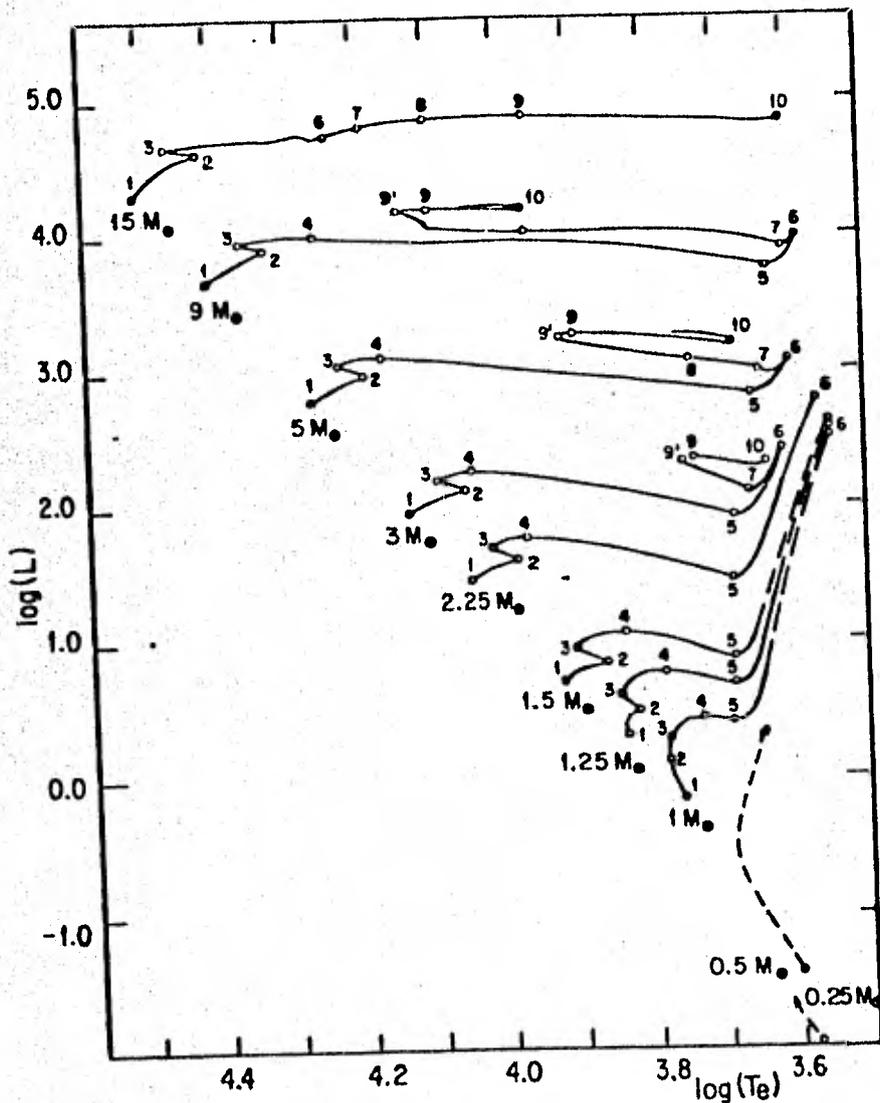


Fig. I.2. Trayectorias evolutivas en el diagrama HR de modelos con composición $(X, Y, Z) = (0.71, 0.27, 0.02)$ con masas $0.25 \leq \frac{M}{M_{\odot}} \leq 15$. Los tiempos de evolución entre puntos marcados se detallan en la Tabla I.3 (Iben, 1967).

Table 3-9. Stellar-Evolution Times (Years)

Evolution-track interval	Mass (M_{\odot})							
	1.0	1.25	1.5	2.25	3	5	9	15
1-2	7×10^9	2.8×10^9	1.5×10^9	4.8×10^8	2.2×10^8	6.5×10^7	2.1×10^7	1.0×10^7
2-3	2×10^9	1.8×10^8	8.1×10^7	1.6×10^7	1.0×10^7	2.2×10^6	6.1×10^5	2.3×10^5
3-4	1.2×10^9	1.0×10^9	3.5×10^8	3.7×10^7	1.0×10^7	1.4×10^6	9.1×10^4	} 7.5×10^4
4-5	1.6×10^8	1.5×10^8	1.0×10^8	1.3×10^7	4.5×10^6	7.5×10^5	1.5×10^5	
5-6	$\geq 10^9$	$\geq 4 \times 10^8$	$\geq 2 \times 10^8$	3.8×10^7	4.2×10^6	4.9×10^5	6.6×10^4	
6-7	-	-	-	-	2.5×10^7	6.1×10^6	4.9×10^5	7.2×10^5
7-8	-	-	-	-	} 4.1×10^7	1.0×10^6	9.5×10^4	6.2×10^5
8-9	-	-	-	-		9.0×10^6	3.3×10^6	1.9×10^5
9-10	-	-	-	-	6.0×10^6	9.3×10^5	1.6×10^5	3.5×10^5

SOURCE: (13). Reproduced, with permission, from the *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Volume 5. © 1967 by Annual Reviews, Inc.

La hipótesis coeval consiste en la suposición de que las estrellas miembros de un grupo estelar, se formaron al mismo tiempo. Bajo esta suposición, el diagrama HR observado de un cúmulo estelar, arroja información de los estadios evolutivos relativos de estrellas de distintas masas a un mismo tiempo t , después de la formación estelar. En la figura I.3 (tomada de Clayton, 1968), realizada originalmente por Sandage en 1957 se presenta una composición de los diagramas magnitud color de 10 cúmulos galácticos y un globular. La escala temporal de la derecha se construye en base a la edad T_{sp} de las estrellas que se encuentran "saliendo" de la secuencia principal (turn-off point).

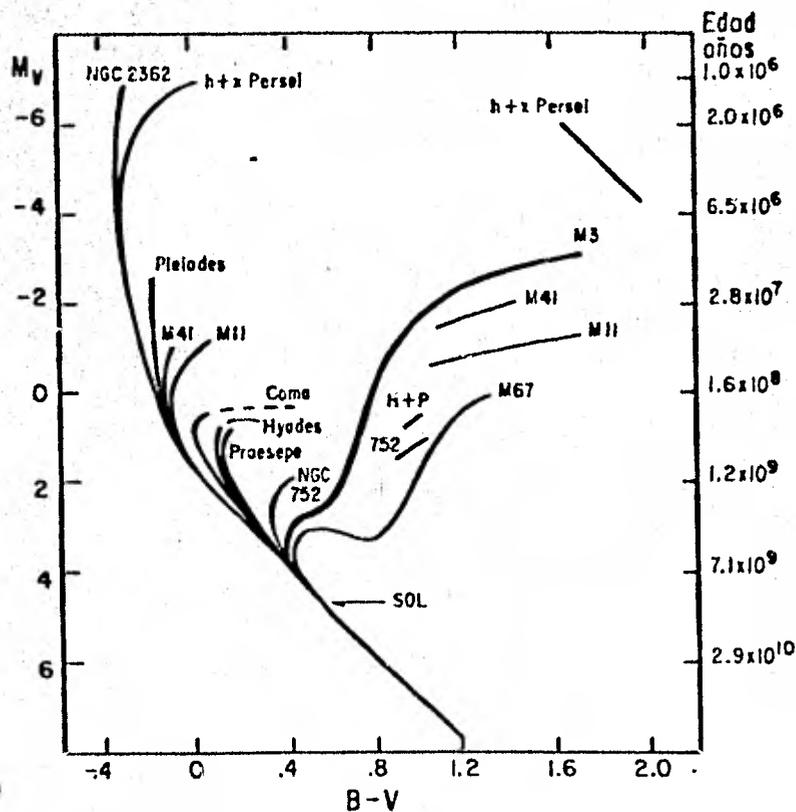


Fig. I.3. Diagrama Color-Magnitud de 10 cúmulos galácticos y 1 Globular. La escala de la derecha corresponde a la edad de los distintos puntos de salida de secuencia principal. (Tomada de Clayton, 1968 cuya fuente original es un trabajo de Sandage en 1957).

La hipótesis coeval no se cumple exactamente. Sin embargo, cuando la edad del cúmulo es mucho mayor que el tiempo durante el cual se da la formación estelar, se puede calcular la edad del grupo comparando distintos aspectos de su diagrama HR (turn-off point, gap, etc.) con isocronas teóricas coevales. La figura I.4 (de Tinsley y Larson (1977)) muestra el caso para el cúmulo globular M92 para el cual se puede estimar una edad entre 1.4 y 1.6×10^{10} años.

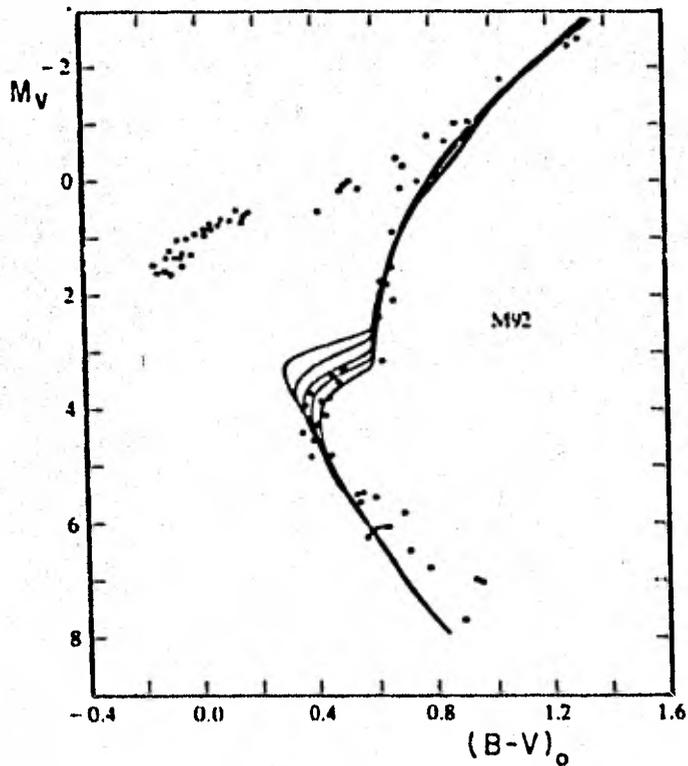


Fig. I.4. Diagrama Color-Magnitud observado e isocronas teóricas para el cúmulo globular M92. Las isocronas son para modelos con $(X,Y,Z)=(0.80, 0.20, .0001)$ a edades - (de arriba hacia abajo) de $10, 12, 14, 16$ y 18×10^9 años. El punto de salida (turn off) indica una edad entre 14 y 16×10^9 años (de Tinsley y Larson, 1977).

Determinar edades nucleares de cúmulos muy jóvenes y asociaciones, presenta una serie de problemas especiales. En estos, casos el tiempo de evolución no ha sido lo suficientemente largo para que ni siquiera las estrellas más masivas salgan de la secuencia principal definiendo un "turn-off". Por su parte las estrellas de baja masa aun no han alcanzado la secuencia principal de edad cero. Podemos calcular dos tiempos independientemente, un tiempo t_n igual al tiempo de evolución en secuencia principal T_{sp} de las estrellas más brillantes, y un tiempo de contracción t_c dado por el tiempo de contracción pre-secuencia principal correspondiente al tipo estelar más débil que ya ha alcanzado la SPEC. Si la hipótesis coeval se cumple se entonces $t_n \approx t_c$, sin embargo se encuentra siempre que $t_n < t_c$ y que por tanto la formación estelar se ha venido realizando por escalas del orden de $t_c - t_n$. Como por ejemplo, en el caso de NGC2264 Warner et al. (1977) encuentran $t_c - t_n \approx 10^7$ que es del orden de la edad nuclear del cúmulo.

Por estas razones conviene analizar estrellas individualmente para conocer las escalas temporales en cúmulos de juventud extrema.

Los errores en el fechado de grupos estelares por métodos basados en el diagrama color-luminosidad son subestimados en general. Las fuentes principales de error podrían resumirse en:

- Errores de medición fotométrica.
- Errores en la estimación de la extinción.
- Errores en la determinación de distancia.
- Errores internos en el modelaje isocrónico.
- Mala determinación de la composición química.
- Diferencias intrínsecas entre modelos y estrellas reales como: rotación, campo magnético y pérdida de masa.
- Comparación de resultados teóricos a observados.

Algunos de estos pueden cuantificarse pero otros simplemente pueden ser calificados cualitativamente.

La conexión teoría-observación se facilita cuando el modelaje de trazas evolutivas e isocronas se realiza en el plano $\log T_{ef}$ -temperatura efectiva, $\log g$ -gravedad superficial. Por un lado, tanto la gravedad superficial g como la temperatura efectiva, pueden estimarse espectroscópicamente de una forma independiente de la distancia y la extinción interestelar. Hejlesen et al. (1972) presentan una serie de isocronas en el diagrama HR teórico ($\log T_{ef}$, $\log g$) para modelos con composición $(X, Y, Z) = (0.7, 0.27, 0.03)$ (Figura I.6). Los autores hacen notar que el valor del logaritmo de la gravedad superficial correspondiente a la secuencia principal de edad cero, es prácticamente constante (del orden de 4.3) para temperaturas mayores a 6900°K (que corresponden a tipos espectrales más tempranos que F4), esto es, a lo largo de la secuencia principal superior (masas $\geq 1.5\mu_{\odot}$). Comparando con modelos de distinta composición química encuentran que el valor de $\log g$ de SPEC no cambia apreciablemente con X y que por su parte un cambio en la fracción Z de elementos pesados $\Delta Z = -0.01$ corresponde a tan sólo un cambio $\Delta \log g = +0.06$ en la gravedad superficial.

Las figuras I.5 y I.6 muestran isocronas calculadas por los autores citados en un diagrama magnitud bolométrica-temperatura efectiva y ($\log T_{ef}$, $\log g$) respectivamente.

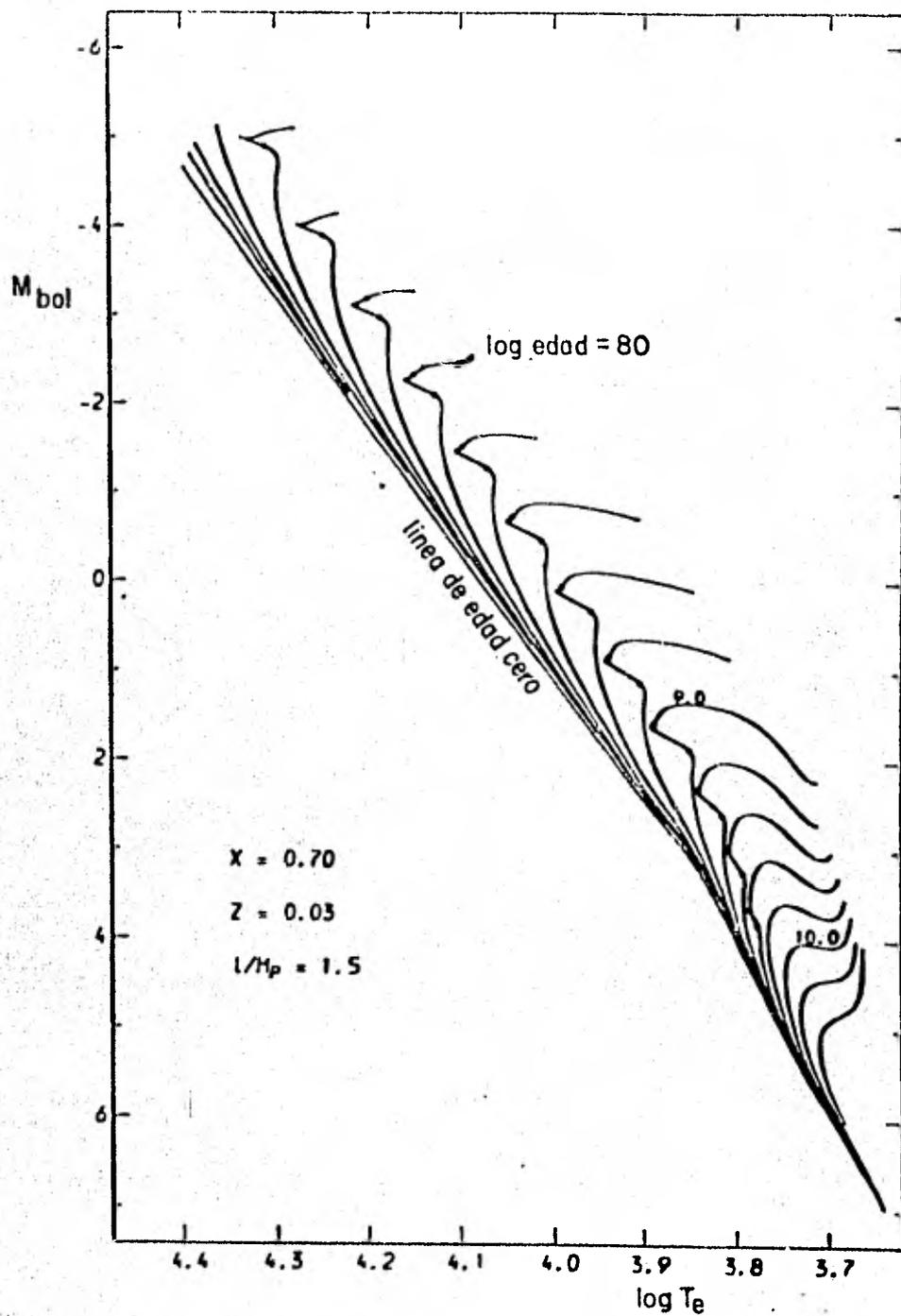


Fig. 1.5. Isocronas en el diagrama HR derivadas para una composición $(X, Y, Z) = (0.70, 0.27, 0.03)$. El logaritmo de la edad en años se especifica para 3 de las curvas. (Hejlesen, 1972).

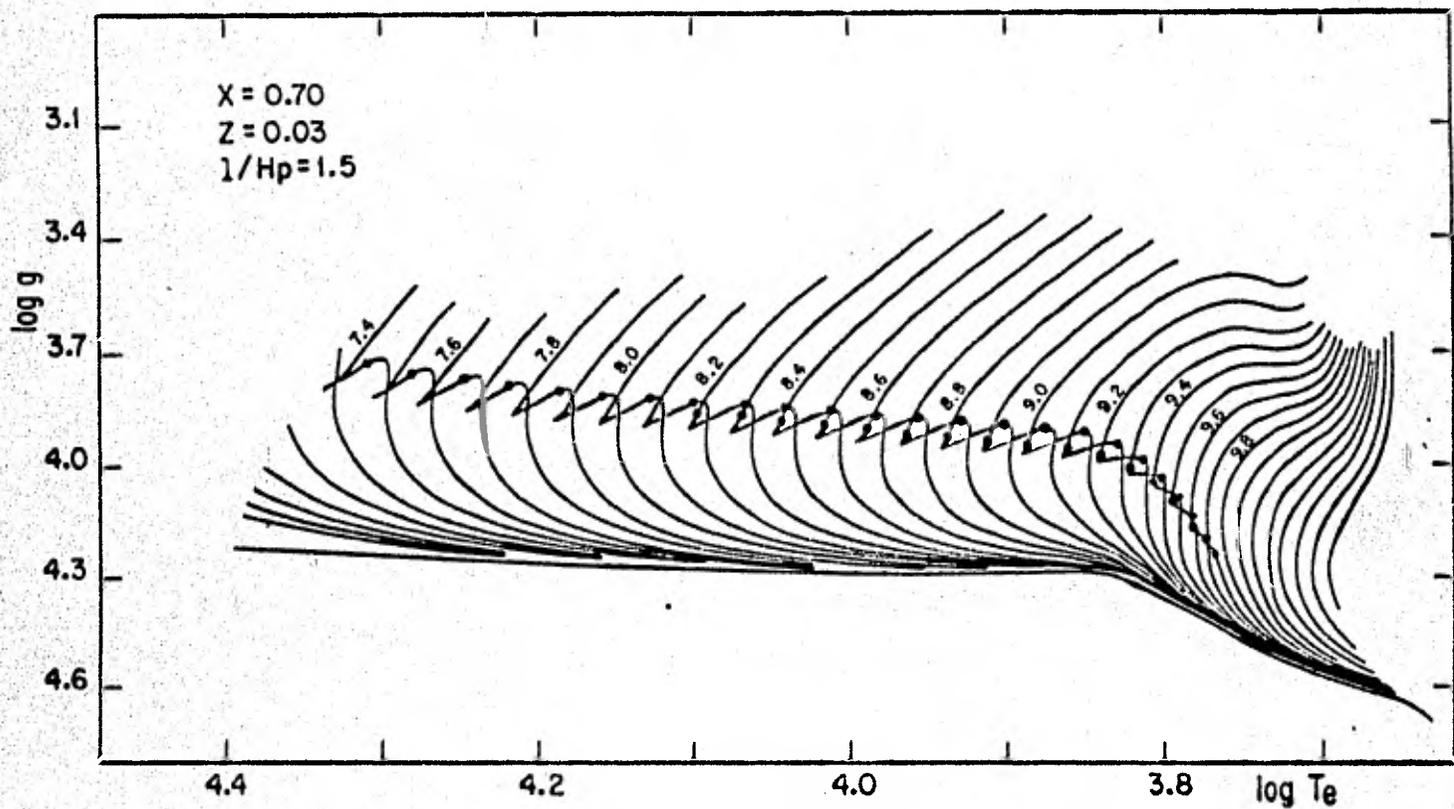


Fig. I.6. Isocronas derivadas para $(X, Y, Z) = (0.70, 0.27, 0.03)$ en el diagrama $\log T_e - \log g$. Los números sobre las curvas dan el logaritmo de la edad en años.

II. POLVO INTERESTELAR.

A simple vista el espacio entre estrellas parece vacío. A medida que observamos el cielo con mayor detenimiento se hacen patentes nebulosidades brillantes que sugieren la existencia de un medio interestelar. Hartmann en 1904 detectó la presencia de líneas de absorción en binarias espectroscópicas que no compartían el desplazamiento Doppler periódico del sistema. Estudios posteriores mostraron la fuerte correlación de la intensidad de dichas absorciones con la distancia, en espectros de una gran variedad de objetos. Estas líneas interestelares dan una de las tempranas evidencias de la rotación galáctica.

Hoy en día, el gas interestelar se estudia a través de un gran número de sus manifestaciones con observaciones en radiofrecuencia, en visible y en infrarrojo. Sin embargo, el medio interestelar no se compone únicamente de material gaseoso. Sir William Herschel desde 1784 había señalado la asociación de nebulosas brillantes con las zonas oscurecidas del cielo, para las cuales la densidad de estrellas cae abruptamente respecto a las zonas vecinas y que hoy se identifican como grandes nubes oscuras compuestas de gas y polvo.

El medio interestelar se compone de un conjunto de nubes de gas y polvo de distintos tamaños y densidades, las cuales producen una disminución en la intensidad de la radiación de las estrellas a medida que atravieza el medio interestelar.

No fue hasta 1930 cuando se dió la primera estimación de la absorción interestelar a cierta longitud de onda. Trumpler (1930 a,b) notó que el tamaño lineal aparente de cúmulos galácticos similares en concentración y número de estrellas, aumentaba con

la distancia al cúmulo. Si el medio interestelar fuese transparente, el diámetro de un cúmulo a una distancia r estaría dado por

$$D = \alpha 10^{.2(m-M)+1} \quad , \quad (II.1)$$

donde α es el ángulo que subtiende el cúmulo, y donde hemos utilizado la relación que existe entre magnitudes y distancias (módulo de distancia), que viene dada por

$$m - M = 5 \log r - 5 \quad . \quad (II.2)$$

Para corregir el aumento de D debido a la no transparencia del medio interestelar, Trumpler sumó en la ecuación (II.1) un término ar , proporcional a la distancia, para eliminar el efecto sistemático observado, de tal forma que los cúmulos de un mismo tipo aparecieran con el mismo diámetro lineal, y así obtuvo

$$D = cte = \alpha 10^{.2(m-M-ar)+1} \quad , \quad (II.3)$$

donde $a=0.79$ mag/kpc en la banda fotográfica.

Utilizando métodos alternativos para medir la absorción monocromática en distintas direcciones se pudo estimar la absorción promedio en el visual ($\sim 5500\text{\AA}$) en 1 mag/kpc. Dicho valor no depende fuertemente de la dirección en que se observe de tal forma que las propiedades físicas del material extintor son muy similares en las distintas regiones de la galaxia.

Stebbins, Huffer y Whitford (1939) haciendo fotometría UBV de más de mil estrellas B encontraron que para un mismo tipo espectral existían una variedad de colores B-V. La observación de Stebbins et al. es consistente con un "enrojeci-

miento" debido al polvo que absorbe preferencialmente fotones B ($\sim 4400 \text{ \AA}$). La dependencia de la absorción con la longitud de onda se estima comparando la distribución espectral de estrellas muy enrojecidas con la de estrellas relativamente no enrojecidas del mismo tipo espectral. La extinción en magnitudes varía aproximadamente como λ^{-1} en las bandas U, B, V.

La importancia del polvo interestelar en la Astronomía va más allá de la estimación de correcciones en la distribución espectral de los objetos que se observan. Dada su alta opacidad, proporciona una fuerte contribución al campo de radiación difusa de la galaxia. Juega un papel importante en los procesos térmicos del medio interestelar. En la formación de moléculas interestelares, actúa como un sumidero de energía y las protege de disociaciones por fotones ultravioletas o rayos cósmicos. Dada su gran concentración en regiones de alta densidad, debe estar íntimamente ligado a los procesos de formación estelar. Por último, parece que gran parte del material sólido en el sistema solar se formó a partir del polvo original en la nebulosa presolar.

El presente capítulo consiste en una presentación somera de los aspectos teóricos y observacionales más importantes del estudio del polvo interestelar. Dicha presentación pretende crear un esquema de las condiciones físicas de los granos de polvo en regiones de reciente formación estelar.

II.1 INTERACCIÓN DEL POLVO INTERESTELAR CON LA RADIACIÓN.

La radiación de los objetos celestes que detectamos en la Tierra posee información tanto del material emisor como del material absorbente a lo largo de la línea de visión. Los átomos y moléculas libres en el material interestelar típico presentan secciones eficaces a la radiación muy selectivas,

produciendo principalmente absorciones en frecuencias específicas de anchos muy pequeños comparados con la longitud de onda de la luz. En contraste los granos de polvo interestelar, con dimensiones entre 10^{-4} y 10^{-6} cm típicamente, están formados por un gran número de átomos y moléculas que integran una estructura que posee los suficientes grados de libertad para abarcar un amplio rango de energías, absorbiendo radiación de distintas frecuencias en una forma continua.

Para caracterizar el campo de radiación en la materia se define la intensidad específica $I_{\nu}(\vec{k}, F, t)$ de tal forma que

$$I_{\nu} d\nu d\omega dA dt \quad (II.3)$$

representa la energía de los fotones con frecuencia entre ν y $\nu+d\nu$ que por en un tiempo dt atraviesan un área dA perpendicular a la dirección de propagación \vec{k} dentro de un ángulo sólido $d\omega$ alrededor de dicha dirección.

Cuando la energía (II.3) atraviesa un cilindro de sección dA y de largo dl se ve afectada por la interacción de los fotones con el material dentro del cilindro. Por un lado una fracción $K_{\nu} I_{\nu}$ es removida del haz en la dirección por efectos de absorción y dispersión*. Por otro lado el material contribuirá con una energía $j_{\nu} dA d\nu d\omega dl dt$, a dicho haz donde j_{ν} se conoce como el coeficiente de emisión del material.

El balance de energías a la entrada y salida del cilindro requiere que

$$dI_{\nu} = -K_{\nu} I_{\nu} dl + j_{\nu} dl. \quad (II.4)$$

Definiendo la profundidad óptica τ_{ν} como $d\tau_{\nu} = -K_{\nu} dl$

* K_{ν} representa el coeficiente de extinción.

podemos expresar la ecuación de transporte, ecuación (II.4), en su forma integral como

$$I_\nu(r) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(r)} + \int_0^{\tau_\nu(r)} \frac{j_\nu}{K_\nu} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (II.5)$$

donde $I_\nu(r)$ será la intensidad específica que se mide en un punto r después de que un haz de intensidad $I_\nu(0)$ ha atravesado una profundidad óptica $\tau_\nu(r)$.

Se definen los factores de eficiencia ${}_jQ_a(\nu)$ a la absorción y ${}_jQ_d(\nu)$ a la dispersión de un tipo j de partículas j , como los cocientes de las secciones ópticas ${}_jS_a(\nu)$, ${}_jS_d(\nu)$ a las geométricas ${}_j\sigma$ (${}_j\sigma = 4\pi r_j^2$ en el caso de que las partículas j sean esféricas con radio r_j), es decir,

$$\begin{aligned} {}_jQ_a(\nu) &= \frac{{}_jS_a(\nu)}{{}_j\sigma} \\ {}_jQ_d(\nu) &= \frac{{}_jS_d(\nu)}{{}_j\sigma} \end{aligned} \quad (II.6)$$

y en términos de éstas se define un factor de eficiencia total a la extinción

$${}_jQ_{ext}(\nu) = {}_jQ_a + {}_jQ_d = \frac{{}_jS_{ext}}{\sigma_d}, \quad (II.7)$$

donde ${}_jS_{ext}$ es la sección óptica total a la extinción de los granos " j " confinados en una cilindro de sección dA y largo dl , estos removerán a un haz de intensidad específica I_ν una fracción de energía dada por

$$I_\nu d\nu d\omega {}_jS_{ext} {}_jN_g dAdl; \quad (II.8)$$

de modo que el coeficiente de absorción K_ν de la ecuación (II.4)

para los efectos de la extinción se escribe como

$$j^{K_{ext}}(\nu) = j^{\sigma} j^{Q_{ext}}(\nu) j^{N_g} \quad (II.9)$$

y el espesor óptico $\tau_{\nu}(r)$ de un cilindro de largo L será

$$j^{\tau_{\nu}}(r) = - \int_0^L j^{K_{ext}}(\nu) dl = - j^{\sigma} j^{Q_{ext}}(\nu) j^{N_g} L \quad (II.10)$$

Se denota $j^{N_g} L$ como j^N que llamaremos densidad columnar de granos j y representa el número total de dichos granos por unidad de área que se encuentran a lo largo de una distancia L .

Quando el intercambio de energía de los modos vibracionales del sólido es mucho más rápido que el intercambio entre la radiación y dichos modos, el grano emitirá radiación térmica gobernada por la ley de Kirchoff. Así la fracción de energía removida por absorción se reemitirá de acuerdo con dicha ley contribuyendo al coeficiente de emisión con una fracción $J_a(\nu)$ dada por

$$j^{J_a}(\nu) = j^{N_g} j^{Q_a}(\nu) j^{\sigma} B_{\nu}(T_g) \quad (II.11)$$

donde $B_{\nu}(T_g)$ es una función determinada por la temperatura T_g del material sólido y es conocida como la función de Planck.

$$B_{\nu}(T_g) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{c}{e} h\nu/kT_{g-1}} \quad (II.12)$$

Por su parte la luz dispersada por granos externos a la dirección considerada contribuye al coeficiente de emisión con aquellos fotones que son dispersados dentro del ángulo só-

lido alrededor de la dirección dada. Tenemos que

$$J_d(\nu, \hat{k}) = j N_j Q_a \int I_\nu(\hat{k}') F(\hat{k}-\hat{k}') dw'. \quad (II.13)$$

donde \hat{k}' representa la dirección del fotón incidente dispersado a la dirección \hat{k} y la integral se realiza sobre el ángulo sólido alrededor de la dirección observada \hat{k} . La función $F(\hat{k}-\hat{k}')$ se conoce como la función de fase y depende del ángulo entre las direcciones \hat{k} y \hat{k}' y de las propiedades ópticas de los granos.

Cuando observamos la luz proveniente de una estrella podemos considerarla una fuente puntual. En dicho caso se está midiendo, más que la intensidad específica I_ν , a la integral de ésta sobre el ángulo sólido de la imagen estelar, o sea el flujo F_ν . Siendo dicho ángulo sólido muy pequeño y considerando que la emisión térmica del polvo es despreciable respecto a la intensidad del haz estelar, podemos expresar el cociente entre el flujo que sale de la estrella y el observado como

$$\frac{F_\nu}{F_\nu(0)} = e^{-j\tau_\nu} + \frac{1}{F_\nu(0)} \int_0^{j\tau_\nu} \frac{j I_\nu}{j I_\nu} d\tau = e^{-j\tau_\nu} \quad (II.14)$$

o en magnitudes

$$A_\nu = -2.5 \log \frac{F_\nu}{F_\nu(0)} = 2.5 \log(e) j\tau_\nu = 1.086 j\tau_\nu \quad (II.15)$$

Así pues, la extinción monocromática en magnitudes A_ν debida a los granos de polvo tipo j es proporcional a la profundidad óptica de la colección de dichos granos a lo largo de la trayectoria de la luz desde que sale de la atmósfera estelar hasta

la superficie de la atmósfera terrestre.

Como el polvo interestelar se compone de una variedad de granos de distintos tamaños y propiedades ópticas, la extinción total en magnitudes será la suma de contribuciones (II.15) sobre los distintos tipos de granos j , esto es

$$A_v = 1.086 \int_{\text{composición química}} \int_{\text{formas}} \int_{\text{orientaciones}} \int_{\text{tamaños}} Q_{\text{ext}}^\sigma dN \quad (\text{II.16})$$

En principio, para estimar los valores de ${}_j Q(\nu)$ y ${}_j F(\hat{k}-\hat{k}')$ necesitamos conocer la forma y el índice de refracción $m(m=n-jk)$ de los granos j y resolver las ecuaciones de Maxwell con condiciones de frontera apropiadas en la superficie del grano.

La solución analítica a dicho problema ha sido encontrada por Mie (1908) y Debye (1909) para granos esféricos homogéneos. En especial Van de Hulst (1957) presenta la solución para granos esféricos de radio a e índice de refracción m

$$Q_d = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [|a_n|^2 + |b_n|^2] \quad (\text{II.17a})$$

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n)$$

donde X es un parámetro adimensional del tamaño ($X \equiv \frac{2\pi a}{\lambda}$) y los coeficientes a_n y b_n están dados en función de las funciones de Riccati-Bessel $\phi_n(z)$ y $\zeta_n(z)$ como

$$a_n = \frac{\psi'_n(m\tilde{x})\psi_n(\tilde{x}) - m\psi_n(m\tilde{x})\psi'_n(\tilde{x})}{\psi'_n(m\tilde{x})\zeta_n(\tilde{x}) - m\psi_n(m\tilde{x})\zeta'_n(\tilde{x})} \quad (\text{II.17b})$$

$$b_n = \frac{m\psi'_n(m\tilde{x})\psi_n(\tilde{x}) - \psi_n(m\tilde{x})\psi'_n(\tilde{x})}{m\psi'_n(m\tilde{x})\zeta_n(\tilde{x}) - \psi_n(m\tilde{x})\zeta'_n(\tilde{x})}.$$

Así el problema computacional de la llamada teoría de Mie se reduce a encontrar los valores de a_n y b_n para valores dados de $x(\lambda)$ y m . En general las series (II.17a) convergen rápidamente (Wickramasinghe, 1967).

Cuando el tamaño de las partículas es pequeño comparado con la longitud de onda ($x \ll 1$) podemos ver el comportamiento asintótico de los factores de eficiencia (II.17a)

$$Q_a \approx -4 \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \quad (\text{II.18})$$

$$Q_d \approx \frac{8}{3} x^4 \operatorname{Re} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2,$$

donde puede verse que la dispersión es tipo Rayleigh ($Q_d \propto \alpha^{-4}$). El valor máximo de x para el cual las formas (II.18) son aplicables, varía de $\tilde{x}=0.2$ para $m=.28-2.22i$ hasta $\tilde{x}=.06$ para $m=8.18-1.96i$ (Van de Hulst, 1957).

Para partículas dieléctricas no conductoras (m real), la extinción esta dominada por la contribución dispersiva como puede verse en (II.18), esto es

$$Q_a \approx 0 \quad m \text{ real}$$

$$Q_d \approx Q_{\text{ext}} \frac{8}{3} x^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2. \quad (\text{II.19})$$

Extensos resultados numéricos para granos esféricos homogéneos, para granos cilíndricos con distintos ángulos de incidencia, así como para granos compuestos de hielo, grafito y fierro, se presentan en Wickramasinghe (1973).

II.2 MANIFESTACIONES DEL POLVO INTERESTELAR.

II.2a La curva de extinción.

Las observaciones de extinción interestelar proveen información importante para determinar las propiedades físicas de los granos de polvo. Estos estudios se basan en comparaciones espectrales de estrellas similares con distintos grados de enrojecimiento.

La magnitud monocromática aparente $m_1(\lambda)$ fuera de la atmósfera terrestre de una estrella de magnitud absoluta $M(\lambda)$ a una distancia d_1 está dada por

$$m_1(\lambda) = M(\lambda) - 5 + 5 \log d_1 + A(\lambda), \quad (\text{II.20})$$

donde $A(\lambda)$ es la extinción en magnitudes a longitud de onda λ . Por otra parte si observamos otra estrella de la misma magnitud absoluta $M(\lambda)$ a una distancia d_2 que no esté enrojecida, su magnitud aparente correspondiente será

$$m_2(\lambda) = M(\lambda) - 5 + 5 \log d_2 \quad (\text{II.21})$$

y la diferencia en magnitudes aparentes será $\Delta m = m_1 - m_2$

$$\Delta m = 5 \log \left(\frac{d_1}{d_2} \right) - A(\lambda). \quad (\text{II.22})$$

Por lo tanto podemos conocer la forma de la extinción en magnitudes $A(\lambda)$ para distintas longitudes de onda comparando las magnitudes aparentes monocromáticas de ambas estrellas si conocemos sus respectivas distancias

$$A(\lambda) = \Delta m(\lambda) - 5 \log\left(\frac{d_1}{d_2}\right). \quad (\text{II.23})$$

Con el objeto de eliminar el término de distancias en (II.23) y poder comparar la dependencia en λ de la extinción de regiones con distintos grados de enrojecimiento, se define la extinción normalizada

$$E(\lambda) = \frac{A(\lambda) - A(\lambda_1)}{A(\lambda_1) - A(\lambda_2)}, \quad (\text{II.24})$$

donde λ_1 y λ_2 son dos longitudes de onda de referencia arbitrarias. De este modo $E(\lambda)$ está dada por

$$E(\lambda) = \frac{\Delta m(\lambda) - \Delta m(\lambda_1)}{\Delta m(\lambda_1) - \Delta m(\lambda_2)}, \quad (\text{II.25})$$

A la dependencia $E(\lambda)$ con λ se le llama curva de extinción normalizada y para su determinación se emplean principalmente técnicas fotométricas y espectrofotométricas.

La fotometría de banda ancha consiste en medir la luz en un rango amplio de longitudes de onda via la utilización de filtros específicos. Esta técnica tiene la ventaja de que se pueden obtener medidas de alto cociente señal a ruido con una rapidez considerable. Sin embargo, se pierde resolución espectral y los resultados deben interpretarse con mucho cuidado. En Golay (1974) se encuentra una excelente presentación y discusión de las diferentes técnicas fotométricas así como de sus

logros y alcances.

$E(\lambda)$ ha sido medida por técnicas fotométricas para un gran número de regiones por varios autores (Nandy, 1964, 1965, 1976; Johnson, 1968; Stecher, 1969; Bless and Savage, 1972, entre otros muchos). La figura (II.1) presenta $E(\lambda^{-1})$ para varias regiones. En la figura (II.2) y la Tabla II.1 se presenta la curva de extinción promedio según Savage y Mathis (1979).

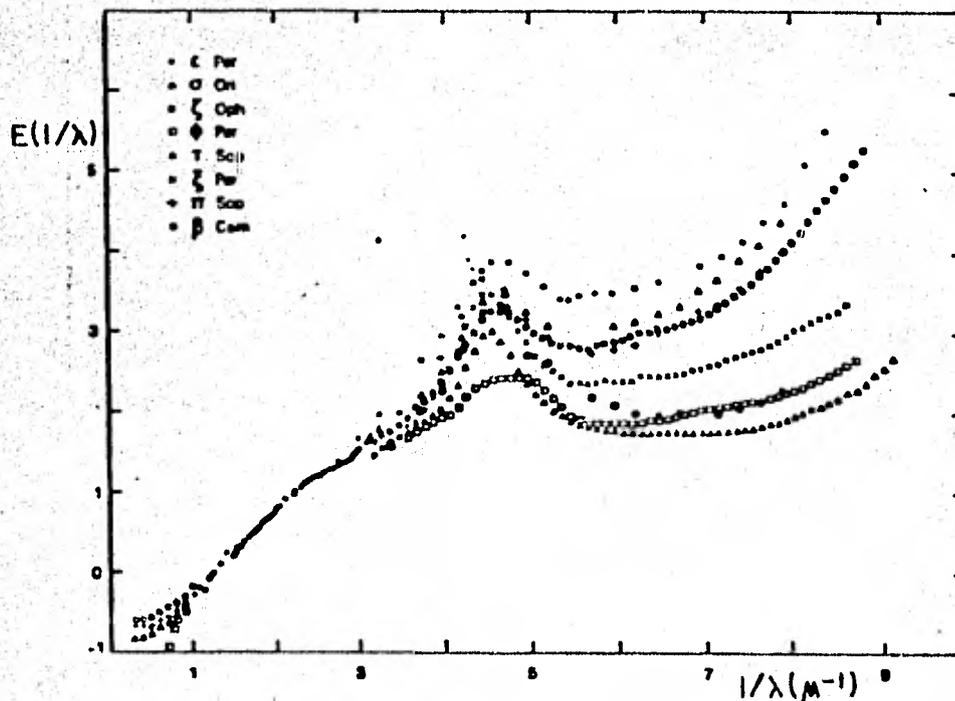
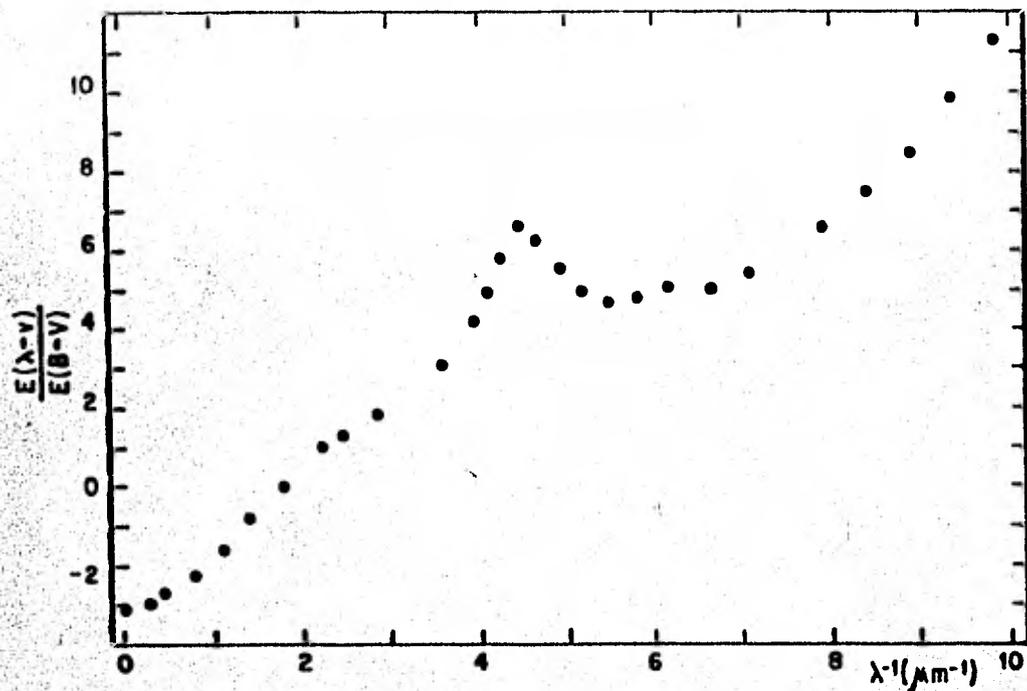


Fig. II.1. Curva de extinción $E(\lambda)$ como función de λ^{-1} para distintas regiones. Las curvas son muy parecidas en el rango visual, y las diferencias en el infrarrojo y ultravioleta se deben a distintos tamaños, composiciones y distribuciones del polvo en las distintas regiones (Wickramasinghe, 1973).



	$\lambda(\mu\text{m})$	$\lambda^{-1}(\mu\text{m}^{-1})$	$E(\lambda-V)/E(B-V)$	$A_{\lambda}/E(B-V)$
	∞	0	-3.10	0.00
L	3.4	0.29	-2.94	0.16
K	2.2	0.45	-2.72	0.38
J	1.25	0.80	-2.23	0.87
I	0.90	1.11	-1.60	1.50
R	0.70	1.43	-0.78	2.32
I'	0.55	1.82	0	3.10
B	0.44	2.27	1.00	4.10
	0.40	2.50	1.30	4.40
	0.344	2.91	1.80	4.90
	0.274	3.65	3.10	6.20
	0.250	4.00	4.19	7.29
	0.240	4.17	4.90	8.00
	0.230	4.35	5.77	8.87
	0.219	4.57	6.57	9.67
	0.210	4.76	6.23	9.33
	0.200	5.00	5.52	8.62
	0.190	5.26	4.90	8.00
	0.180	5.56	4.65	7.75
	0.170	5.88	4.77	7.87
	0.160	6.25	5.02	8.12
	0.149	6.71	5.05	8.15
	0.139	7.18	5.39	8.49
	0.125	8.00	6.55	9.65
	0.118	8.50	7.45	10.55
	0.111	9.00	8.45	11.55
	0.105	9.50	9.80	12.90
	0.100	10.00	11.30	14.40

La figura (II.3) muestra una comparación típica de las observaciones con predicciones numéricas de la teoría de Mie de mezcla de granos compuestos de grafito, hierro y silicatos (Wickramasinghe, 1973).

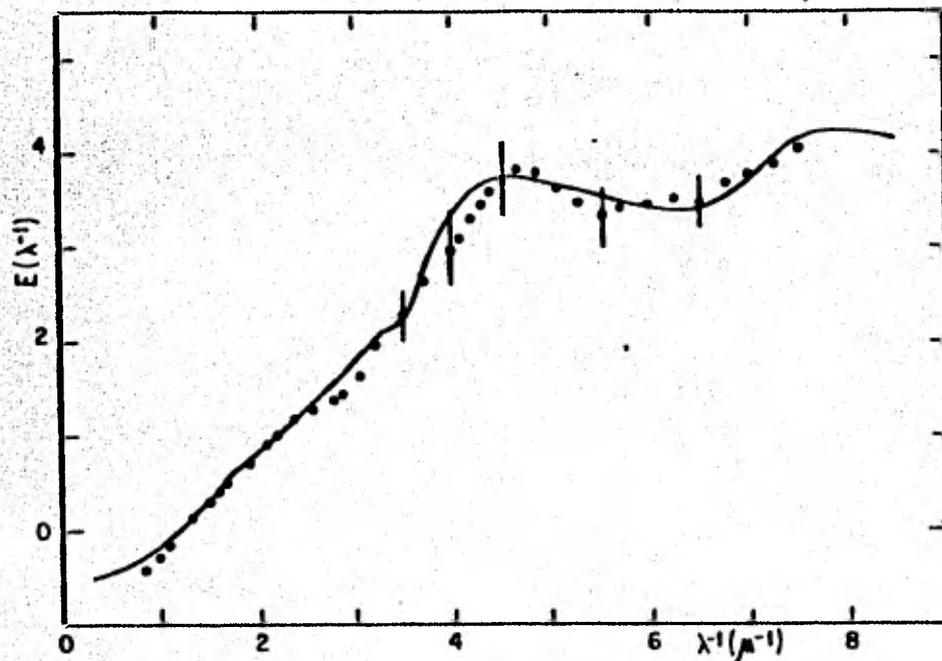


Fig. II.3. Comparación de la dependencia con la longitud de onda de la extinción interestelar modelada para granos formado con mezcla de grafito, hierro y silicatos con las observaciones de Nandy (1964), puntos sin barras, y Stecher (1969), puntos con barras de errores de la observación ultravioleta con satélite. (Wickramasinghe, 1973).

En las gráficas anteriores la curva de extinción se ha normalizado con las longitudes de onda

$$\lambda_1 \approx 5500\text{\AA}$$

$$\lambda_2 \approx 4400\text{\AA},$$

que corresponden a las longitudes de onda efectivas de las bandas V (visual) y B (azul) de Johnson (1965).

Los colores de una estrella se definen como la diferencia en magnitudes a dos longitudes de onda fuera de la atmósfera terrestre, así, el color A-B correspondiente a las bandas A y B estará dado por

$$A-B = m_A - m_B = -2.5 \log \frac{\int_A F(\lambda) I_A(\lambda) d\lambda}{\int_B F(\lambda) I_B(\lambda) d\lambda}, \quad (II.26)$$

donde $F(\lambda)$ es el flujo estelar fuera de la atmósfera terrestre y $I(\lambda)$ es la respuesta del instrumento utilizado que se compone de la reflectancia del telescopio $T(\lambda)$, la respuesta del filtro correspondiente $R(\lambda)$ y la respuesta del detector utilizado $D(\lambda)$, es decir,

$$I(\lambda) = R(\lambda)T(\lambda)D(\lambda) \quad (II.27)$$

El exceso de color se define como la diferencia del color medido de una estrella enrojecida con su color intrínseco

$$E(A-B) = (A-B)_{\text{obs}} - (A-B)_{\text{int}} \quad (II.28)$$

que en términos de las absorciones $A(\lambda_A)$ y $A(\lambda_B)$ es simplemente

$$E(A-B) = A(\lambda_A) - A(\lambda_B),$$

y por tanto podemos definir una extinción normalizada (II.24) como

$$E(\lambda) = \frac{A(\lambda) - A(V)}{E(B-V)} \quad (\text{II.29})$$

Por último para determinar la distancia a los cúmulos estelares por métodos fotométricos se requiere corregir por la extinción total. La razón de extinción total a selectiva se define como

$$R_V = \frac{A(V)}{E(B-V)}. \quad (\text{II.30})$$

que no es más que $-E(\infty)$ (ecuación (II.29)) donde la absorción es cero. El conocimiento del valor R_V provee una forma directa de estimar la extinción visual $A(V)$ vfa la medición del exceso de color $E(B-V)$ por observación fotométrica.

El valor de R_V en distintas regiones se puede estimar extrapolando los valores observados de $E(\lambda)$ en el infrarrojo con modelos teóricos que ajusten los datos observados. Dadas las grandes dificultades para determinar magnitudes infrarrojas con precisión, se han utilizado métodos independientes para estimar R_V . Determinando la distancia a cúmulos galácticos (por diámetros aparentes p. ej.) o a estrellas brillantes (por velocidad radial debida a rotación galáctica), se puede encontrar A_V directamente y por tanto estimar R_V midiendo los excesos de color de las estrellas observadas. El valor promedio que se encuentra para la mayoría de las regiones de la galaxia

fluctúa alrededor de 3.0 y es el valor medio generalmente aceptado. Sin embargo, para algunas regiones se encuentra un valor R_V muy distinto (p. ej. Ori $R_V \approx 6$). Estas diferencias son una manifestación de granos de dimensión media anormal respecto a los que producen la extinción típica del medio interestelar.

II.2b Polarización interestelar.

Hiltner y Hall (1949) descubren otro de los fenómenos astronómicos que se atribuyen al polvo interestelar, al notar que la luz de la mayoría de las estrellas de la galaxia está parcialmente plano-polarizada.

Al medir la intensidad I_λ en una longitud de onda dada, de una estrella enrojecida, a través de un polarizador lineal, se observará un cambio de I_λ , como función de la dirección del eje del polarizador, que varía como se muestra en la siguiente figura.

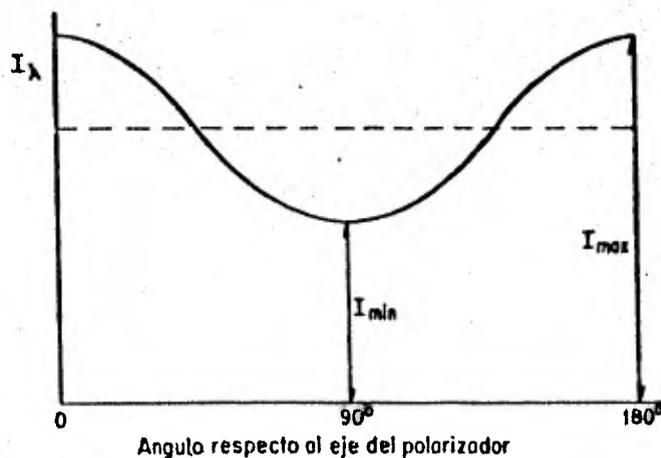


Fig. II.4. Representación esquemática de la variación de la intensidad de la luz de una estrella, I_λ , con la orientación del eje de polarizador. (Wickramasinghe, 1967).

Una medida del grado de polarización lineal se da por el llamado porcentaje de polarización P_λ que se define como

$$P_\lambda = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} . \quad (\text{II.31})$$

Los valores observados de P_λ varían, dentro del rango visible, entre 0 y 7% típicamente. Observaciones para un gran número de estrellas de campo han sido efectuadas por Mathewson y Ford (1970) y Schröder (1976) para estrellas con latitudes galácticas $\leq -45^\circ$, por Krautter (1980) para 313 estrellas cercanas, y Tinbergen (1979) quien provee una lista de estrellas estándares de cero polarización.

La polarización interestelar se puede entender como el resultado de la diferente absorción que producen granos de polvo alargados, con un cierto alineamiento colectivo, para las direcciones ortogonales de vibración de campo eléctrico. Tenemos

$$I_{\max} = I_0 e^{-\tau_1} \quad (\text{II.32})$$

$$I_{\min} = I_0 e^{-\tau_2}$$

de modo que

$$P_\lambda = \frac{1 - e^{-(\tau_2 - \tau_1)}}{1 + e^{-(\tau_2 - \tau_1)}} \quad \text{y como } P_\lambda \ll 1 \text{ en general}$$

$$P_\lambda \approx \frac{\tau_2 - \tau_1}{2} , \quad (\text{II.33})$$

y recordando la relación (II.15), la diferencia en extinción -

entre las dos direcciones de polarización, en magnitudes, será

$$\Delta m_{\lambda} = 2.172 P_{\lambda} \quad (\text{II.34})$$

Las direcciones de los vectores de polarización son - en menor o mayor grado paralelos al plano galáctico (Mathewson y Ford 1970) mostrando la conexión de los mecanismos de alineamiento con la presencia del campo magnético galáctico.

Se identifica a los granos polarizantes con los extintores en el visible debido a la correlación que existe de P_V con el exceso de color $E(B-V)$ y por lo tanto con la extinción A_V . Aún cuando estrellas con el mismo $E(B-V)$ presentan distintos porcentajes de polarización, se encuentra que tiene una cota máxima dada por

$$\frac{P_V}{E(B-V)} \leq 0.090 \text{ mag}^{-1} \quad (\text{II.35})$$

La variación de P_{λ} como función de λ para distintas regiones se ajusta muy bien con la relación encontrada por - Serkowski (1972)

$$\frac{P(\lambda)}{P(\lambda_{\max})} = e^{-2.15 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\max}} \right)^2} \quad (\text{II.36})$$

donde λ_{\max} representa la longitud de onda en la que se encuen-tra el máximo valor del porcentaje de polarización.

La figura (II.5) presenta las observaciones de - $P(\lambda)/P(\lambda_{\max})$ junto con un modelo teórico para cilindros dieléctricos parcialmente alineados con índice de refracción 1.33 (hielo de agua).

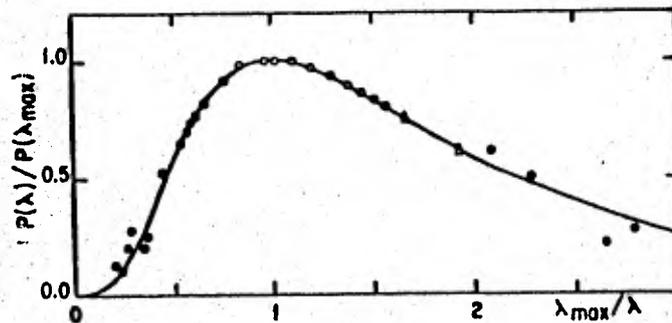


Fig. II.5. Dependencia en longitud de onda de la polarización normalizada. (Spitzer, 1979).

La forma $P(\lambda)$ es muy parecida a la forma teórica del valor $(iQ_{\text{ext}} - iQ_{\text{ext}})(\lambda)$, donde iQ_{ext} representa el factor de eficiencia a la extinción en la dirección paralela al plano de oscilación del vector eléctrico E y iQ_{ext} la correspondiente a la dirección normal. De la curva teórica se puede ver que el valor de λ_{max} se relaciona directamente con el tamaño promedio de las partículas polarizantes. La correlación entre λ_{max} y R_V dada por Serkowski et al. (1975)

$$R_V = 5.5 \lambda_{\text{max}}, \text{ con } \lambda_{\text{max}} \text{ en micras, (II.37)}$$

indica que tanto las valoraciones de λ_{max} como en R_V para distintas regiones son indicadores observacionales de las diferentes dimensiones medias de los granos involucrados.

II.2c Luz difusa. Nebulosas de reflexión.

La luz que es dispersada por los granos de polvo se manifiesta en fenómenos observables astronómicamente como la luz difusa en la Galaxia y el brillo de las nebulosas de reflexión. La información que estos fenómenos pueden aportar permiten acotar las características y valores del albedo y la función de fase de los granos dispersores.

El albedo γ se define como la refracción de energía que es removida de un haz por el efecto de la dispersión

$${}_j\gamma(\lambda) = \frac{{}_jQ_d(\lambda)}{{}_jQ_{\text{ext}}(\lambda)}, \quad \text{para un tipo de grupos } j. \quad (\text{II.38})$$

Lillie y Witt (1973, 1976) han realizado mediciones fotométricas del campo de radiación difusa en la galaxia. Separando vía un análisis detallado de las expectativas teóricas y extrapolaciones observacionales la contribución estelar a dicha radiación, han estudiado la contribución de la dispersión a la curva de extinción. En la figura (II.6) se presenta el resultado gráfico de dichos autores junto con la curva de extinción media de Savage y Mathis (1979) y la restante contribución por absorción.

Bajo un conjunto de aproximaciones muy generales se puede ver que la razón entre la intensidad de la radiación difusa D_p debida al polvo y a la intensidad total (suma de contribuciones estelar y del polvo) se relaciona con el albedo y la función de fase en la forma (Wickramasinghe 1967)

$$\frac{D_p}{D_p + D_\star} = \gamma \int_0^{2\pi} F(\phi) d\phi \quad (\text{II.39})$$

donde la integral de la función de fase varía entre $\frac{1}{2}$, para dispersión isotrópica, y 1.0 para el caso extremo de dispersión monodirigida.

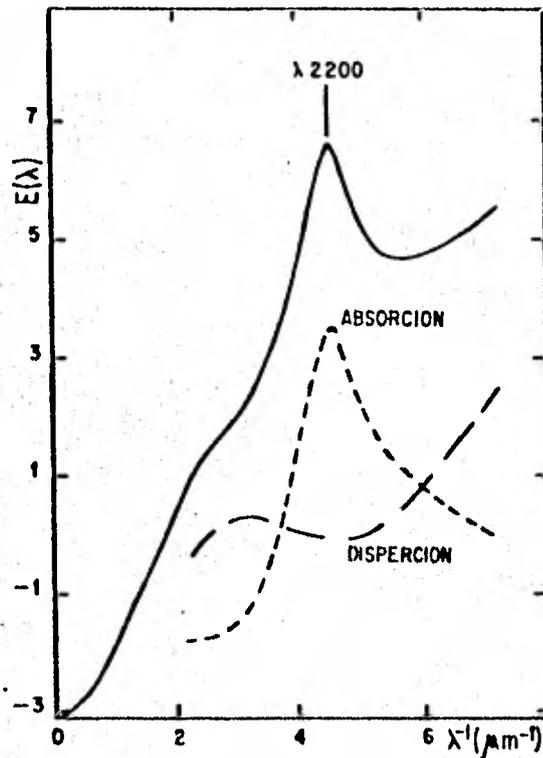


Fig. II.6. La curva de extinción promedio de Savage y Mathis 1979 mostrando la contribución por absorción y por dispersión según Lillie y Witt 1976. (Adaptada de Whittet 1981).

Por otra parte Hubble dividió las nebulosas brillantes en dos tipos. Las nebulosas de reflexión debían su brillo a que los granos de polvo que contienen dispersan la luz difusamente. Por su parte, las nebulosas de emisión presentan un continuo muy débil y fuertes líneas de emisión provocadas por el gran número de fotones ionizantes de las estrellas asociadas con la nebulosa.

Hubble (1922) encontró que existía una correlación entre la magnitud aparente de la estrella iluminante y la distancia angular máxima desde la estrella a la cual la nebulosa dejaba de ser detectable fotográficamente (el límite de Hubble era alrededor de 23.25 mag/segundo de arco cuadrado),

$$m_{pg} + 4.9 \log a \approx 19.74, \quad (II.40)$$

donde a es la máxima separación angular descrita en el párrafo anterior y m_{pg} la magnitud fotográfica de la estrella asociada a la nebulosa de reflexión. Cederblad (1946) presenta un catálogo de 215 nebulosas brillantes con sus respectivas estrellas asociadas.

Al igual que la relación (II.39), la ley de Hubble proporciona información sobre γ y $F(\phi)$. Aun cuando varias combinaciones de γ y F pueden reproducir las observaciones el consenso general puede resumirse en que el albedo del polvo interestelar típico es alto (≥ 0.5 en general) y que la función de fase es tal que la dispersión es fuertemente favorecida hacia la dirección de propagación del fotón incidente, ambos resultados para el rango de frecuencias del visible. El mínimo de γ en 2200Å indica que el pico correspondiente en la curva de extinción se debe al efecto de absorción, posiblemente por partículas de grafito. Para longitudes de onda menores a 1900Å aproximadamente la dispersión se vuelve isotrópica tipo Rayleigh (proporcional a λ^{-4}).

Interpretaciones de la luz difusa del disco en términos de distintos modelos para el disco galáctico son discutida por Van de Hulst y de Jong (1969). Predicciones teóricas de γ y $F(\phi)$ se presentan en Wickramasinghe (1973) para distintos índices de refracción y formas de granos teóricos.

II.2d Otras manifestaciones del polvo interestelar.

Además de los efectos de enrojecimiento, polarización y dispersión de la radiación estelar, existen otros tipos de observaciones astronómicas que añaden información de las propiedades físicas y químicas de los granos de polvo.

Por un lado la comparación de las abundancias de elementos pesados en la componente gaseosa con la cósmica indica que una gran parte de dichos elementos deben encontrarse en el material sólido interestelar. Las mediciones indican una mayor carencia (Depletion) de dichos elementos en zonas de mayor obscuración, alcanzando valores hasta del 70% en algunas nubes moleculares.

Por otro lado la curva de extinción no es una curva lisa como muestran los datos fotométricos. En dicha curva se encuentran una serie de estructuras de absorción con una variedad de anchos e intensidades que se correlacionan con el exceso de color y por tanto se identifican con un origen interestelar. Una serie de líneas y bandas en el intervalo visible es reportada por Herbig(1975) y York (1971). Estructuras de ancho hasta de varios cientos de angstroms son reportadas por Rex(1975) y van Breda y Witter (1981). La identificación de distintas bandas en el infrarrojo ha sido estudiada por varios autores vía observaciones fotométricas y experiencias de laboratorio y son resumidas por Whittet (1981).

Todas estas observaciones aunadas a los resultados teóricos y experimentales así como de análisis de muestras meteoríticas y planetarias, no nos han llevado aún a un esquema único y claro de los procesos de evolución, distribución del polvo interestelar ni de su composición, forma o dimensiones.

Artículos de revisión actualizados sobre las diferentes problemáticas observacionales y teóricas del polvo interestelar se pueden encontrar, por ejemplo, en Savage y Mathis (1979) y Whittet (1981).

II.3 DISTRIBUCION DEL POLVO INTERESTELAR.

El hecho de que estrellas a una misma distancia del Sol presenten distintos grados de extinción implica que el polvo no se distribuye uniformemente en la Galaxia. Observaciones en galaxias similares a la nuestra indican que el polvo se reduce a ocupar el plano galáctico en forma de nubes y agrupaciones extensas de estas.

Las irregularidades en la distribución del material extintor pueden determinarse con un análisis estadístico de los excesos de color de estrellas de distancia conocida.

Ambartsumian (1950) propone que el medio interestelar se concentra en nubes semejantes que se distribuyen homogéneamente y al azar en el plano galáctico. Bajo esta hipótesis Münch (1952) analiza los datos fotométricos de Stebbins et al. (1940) de una muestra de estrellas dentro de un radio de 1 kpc con alturas al plano menores a 100 pc, para las cuales Morgan proporciona los excesos de color y módulos de distancia.

Siguiendo el análisis de Münch podemos ver que el exceso de color en dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 se relacionan con la distribución de densidad $\rho(\vec{r})$ del polvo extintor en la forma

$$\begin{aligned}
E(\lambda_1 - \lambda_2)(\vec{r}) &= 1.086 \int_r^0 (\tau_{\lambda_1}(\vec{r}) - \tau_{\lambda_2}(\vec{r})) dr = \\
&= 1.086 \int_0^r \rho(r) [\kappa(\lambda_1, \vec{r}) - \kappa(\lambda_2, r)] dr \\
&\equiv \int_0^r \eta(\vec{r}) dr = -2.5 \log \frac{F_{\lambda_1}(r)}{F_{\lambda_2}(r)} \frac{F_{\lambda_2}(0)}{F_{\lambda_1}(0)}, \quad (II.41)
\end{aligned}$$

donde $\rho(\vec{r})$ representa la densidad del polvo como función de r a lo largo de la línea de visión en dirección de la estrella, $\kappa(\lambda, \vec{r})$ es el coeficiente de extinción por unidad de masa, $\tau_\lambda(\vec{r})$ la profundidad óptica atravesada por la radiación estelar de longitud de onda λ , $F_\lambda(r)$ representa el flujo estelar medido fuera de la atmósfera terrestre y $F_\lambda(0)$ dicho flujo en ausencia de extinción y $\eta(\vec{r})$ podemos definirla como un coeficiente volumétrico de extinción.

Si la distribución $\rho(\vec{r})$ del polvo interestelar es discreta como propone Ambartsumian, podemos escribir la ecuación anterior simplemente como

$$E(\lambda_2 - \lambda_1)(\vec{r}) = \int_0^r \eta(\vec{r}) dr = \sum_{j=1}^{n(r)} E_j(\lambda_2 - \lambda_1), \quad (II.42)$$

donde $n(r)$ es el número total de nubes extintoras intersectadas entre la tierra y la estrella, y $E_j(\lambda_2 - \lambda_1)$ el exceso de color que produce la nube particular j . Suponiendo que $n(r)$ es una variable azarosa, entonces la probabilidad P_n de intersectar n nubes a una distancia r está dada por la llamada distribución de Poisson

$$P_n = e^{-\nu r} \frac{(\nu r)^n}{n!}, \quad (\text{II.43})$$

donde ν es el número esperado de nubes por unidad de distancia.

En el caso ideal de nubes idénticas que producen un exceso de color E_0 entonces $E(r) = E_0 n(r)$ y el valor promedio de los excesos de color observados y su dispersión serán

$$\langle E(B-V) \rangle = E_0 \langle n(r) \rangle = E_0 \nu r$$

$$\delta^2(r) = \langle E^2(B-V) \rangle - \langle E(B-V) \rangle^2 = E_0^2 \nu r; \quad (\text{II.44})$$

de tal forma, resolviendo el sistema de ecuaciones, se encuentra que el exceso $E(B-V)$ promedio por nube E_0 y el número promedio de nubes por unidad de distancia ν tiene el valor

$$E_0(B-V) = 0.14 \text{ mag}$$

$$\nu = 4.3 \text{ nubes kpc}^{-1}. \quad (\text{II.45})$$

Münch desarrolló un análisis estadístico más completo basado en una distribución bimodal de nubes extintoras. Para ello consideró hasta el tercer momento de la distribución de los excesos de color para la muestra observada. Dado que a una distancia fija r se tienen mediciones de pocos excesos de color dentro de la muestra, Münch desarrolló la estadística que proporcionara la probabilidad de un exceso de color para un rango de distancias. Dividiendo la muestra en dos grupos caracterizados por $\langle r \rangle = 375 \Delta r = 250 \text{ pc}$, (Grupo I), y $\langle r \rangle = 720 \text{ pc}$ $\Delta r = 480 \text{ pc}$ (Grupo II) encuentra que ambas muestras delatan la existencia de dos tipos promedio de nubes. Los resultados de Münch para ambas muestras y el promedio entre ambas se resume

en la tabla II.2.

TABLA II.2

	CARACTERISTICA	GRUPO I	GRUPO II	PROMEDIO ENTRE LOS 2 GRUPOS
nubes difusas	Absorción A_V por nube	0.22 mg	0.18 mg	$0^m.20$
	$E(B-V)$ por nube	0.067 mg	0.054 mg	$0^m.060$
	ν	6.5 nubes/kp	6.0 nubes/kp	6.28 kpc^{-1}
	$E(B-V)\nu$	0.43 mg kpc^{-1}	0.32 mg kpc^{-1}	0.38 mg kpc^{-1}
nubes densas	Absorción A_V	1.2 mg/nube	0.79 mg	$0^m.995$
	$E(B-V)/\text{nube}$	0.36 mg	0.24 mg	$0^m.30$
	ν	0.6 kpc^{-1}	1 kpc^{-1}	0.8 kpc^{-1}
	$E(B-V)\nu$	0.22 mg/kpc	0.24 mg/kpc	0.24

De estos resultados se deduce que el exceso de color por unidad de distancia del medio interestelar típico es de

$$\frac{\langle E(B-V) \rangle}{r} \approx 0.61 \text{ mag/kpc}^{-1} \quad (\text{II.46})$$

En el análisis de Münch se ha considerado a las nubes extintoras como puntos estadísticos sin dimensión y no arroja información de la forma ni del tamaño de las nubes. Por otro lado los resultados serán representativos en la medida que la dimensión media de las nubes sea pequeña respecto a su separación para que la aproximación puntual sea válida.

Strömgren (1972) realiza un estudio similar considerando únicamente las estrellas A0 dentro de un radio de 250 parsecs, encontrando evidencias de una distribución similar a base de nubes. De su muestra tan sólo un 10% de las estrellas presentan excesos $E(B-V)$ mayores a 0.05 magnitudes. Un valor tan pequeño del enrojecimiento en un radio de 250 pc indica por un lado que la separación entre nubes es del orden de cientos de pc. Por otro lado el resultado de Strömgren representa una de las evidencias de que el Sol se encuentra en el medio entre las nubes. En este sentido se citan evidencias como el hecho de que la densidad del polvo en el Sistema Solar es al menos cuatro ordenes de magnitud más pequeña que el valor estimado en la vecindad solar (~ 1 kpc) (Bertaux y Blamont 1976) y la observación de FitzGerald (1968) de que en un radio de cien parsecs no se encuentren estrellas con enrojecimiento apreciable.

En 1975 Bohlin mide densidades columnares del hidrógeno N_H en la dirección de 40 distintas estrellas tipo O y B a partir de la absorción Lyman Alfa con observaciones de satélite. Bohlin encuentra una clara correlación entre dicha columna de densidad y los excesos de color $E(B-V)$ de las estrellas involucradas,

$$\frac{N_H}{E(B-V)} \approx 5.4 \times 10^{21} \text{ átomos cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}, \quad (\text{II.47})$$

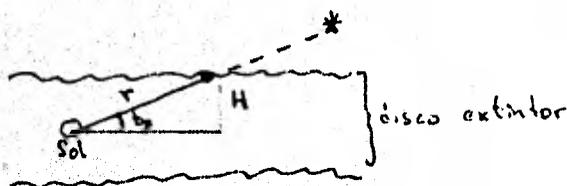
donde N_H es la suma de las columnas de hidrógeno atómico $N(\text{HI})$ determinada a partir de la absorción Lyman Alfa y la del hidrógeno molecular $2N(\text{H}_2)$ estimada en base a la intensidad de líneas moleculares y una abundancia cósmica. Haciendo una corrección del 10% sugerida por Jenkins (1977) por el Hidrógeno ionizado no considerado en (II.47) tenemos

$$\left\langle \frac{N_H(\text{total})}{E(B-V)} \right\rangle \sim 5.9 \times 10^{21} \text{ átomos cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (\text{II.48})$$

Otras determinaciones por diversos métodos del cociente gas a polvo se encuentran en Ryter y colaboradores (1975), Jenkins y Savage (1974) y Knapp y Kerr (1974) entre otras. Los resultados confirman la correlación entre la cantidad de gas y la del polvo indicando que una nube de gas es a la vez una de polvo y viceversa. El valor promedio del cociente de gas a polvo consistente con un exceso de color por unidad de distancia 0.6 mag/kpc^{-1} , una densidad volumétrica de hidrógeno $n_H = 1.2 \text{ cm}^{-3}$ y un cociente en masa de gas a polvo de alrededor de 100 es (Martin 1978).

$$\left\langle \frac{N_H(\text{total})}{E(B-V)} \right\rangle = (6.0 \pm 1.5) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1} \quad (\text{II.49})$$

Spitzer (1978) estima el ancho efectivo del disco de gas en 250 pc. El ancho del disco galáctico extintor se puede calcular por un análisis estadístico de los excesos de color $E(B-V)$ de objetos fuera del disco. Consideremos un disco de ancho $2H$. Al observar un objeto sobre el plano, la luz emitida por el objeto atravesará una distancia r dentro del disco. De la figura (II.7) podemos ver que



$$\text{Sen } b_* = \frac{H}{r} \quad (\text{II.50})$$

de modo que, $E(B-V)_* \text{Sen} b_* = H \frac{E(B-V)_*}{r}$ y promediando para varios objetos podemos determinar el ancho total del disco extintor con la relación

$$2H = \frac{2 \langle E(B-V)_* \text{Sen} b_* \rangle}{\langle \frac{E(B-V)_*}{r} \rangle} \quad (II.51)$$

Utilizando este método Knapp y Kerr (1974) con excesos $E(B-V)$ de 38 cúmulos globulares con $|b| \leq 10^\circ$ encuentran que $E(B-V) \text{Sen} b \sim .059 \text{ mg}$, de modo que el ancho efectivo del disco de polvo es

$$2H \approx 2 \frac{0.059}{0.61} \text{ kpc} = 0.19 \text{ kpc} \approx 200 \text{ pc}, \quad (II.51)$$

valor que a primera aproximación, considerando la pobreza numérica de la muestra, puede identificarse con el ancho del disco gaseoso mostrando una vez más la asociación entre polvo y gas en el Medio Interestelar.

II.4 EL POLVO INTERESTELAR EN ZONAS DE FORMACION ESTELAR.

En la sección anterior se hizo notar que la extinción promedio del disco galáctico ($A_V \sim 1.8 \text{ mag/kpc}^{-1}$) se debía a una distribución de nubes de gas y polvo conocidas como nubes difusas. Estas nubes tienen radios de unos cuantos parsecs, 5 típicamente, temperaturas cinéticas del orden de los 80°K y densidades de Hidrógeno n_H alrededor de 20 partículas por cm^3 . y una masa total entre 100 y $300 M_\odot$. Por su parte el medio entre nubes se caracteriza por densidades n_H entre un décimo y un centésimo de partículas por cm^3 y temperaturas del orden de 6000°K . Ambos estados en el medio interestelar coexisten por equilibrio

de presión.

Sin embargo el esquema real del Medio Interestelar se presenta más complejo, en él coexisten nebulosidades y conjuntos de estas cubriendo un amplio rango de formas, características espectrales, tamaños, densidades y obscurecimiento. El tamaño angular medio de nubes de extinción A_V varía, a primera aproximación, como A_V^{-3} mostrando que en general las nubes de mayor densidad y obscurecimiento son más pequeñas. Las densidades n_H en M.I. varían desde 10^{-2} cm^{-3} para el medio entre nubes hasta densidades mayores a 10^8 cm^{-3} para nebulosidades y fuentes compactas como maseres de OH (Moran, 1981). La extinción del medio entre nubes no es detectable, aunque en él pueden existir granos de polvo de tamaño pequeño, mientras que en las envolventes circumestelares pueden alcanzarse extinciones - hasta de 13 mag en estrellas OB (Borgman et al. 1970), 10 mags. en estrellas Wolf-Rayet (Reddish, 1968) y algunas regiones HII compactas, donde no ha sido posible detectar la o las estrellas excitadoras, sugieren extinciones hasta de 21 magnitudes en el visual.

En el Palomar Sky Survey se han identificado 1800 de las llamadas nubes oscuras. Estas nubes presentan $A_V \approx 4$ mag de extinción - típicamente, $n_H \approx 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, temperaturas medias de 10°K , radios típicos de 1 pc y masas del orden de $300 M_\odot$. En estas nubes el hidrógeno se encuentra predominantemente en forma molecular de tal forma que no existe una correlación entre la densidad de hidrógeno y la intensidad de la línea de 21 cm. Un examen de la distribución de estas nubes en el cielo muestra que una gran mayoría de ellas se encuentran formando parte de extensos complejos.

En las regiones de activa formación estelar generalmen

te se encuentran algunos o la totalidad de los siguientes objetos:

- Cúmulos estelares jóvenes y asociaciones OB.
- Asociaciones T, compuestas de estrellas T Tauri.
- Regiones HII típicas, compactas y ultracompactas.
- Nubes moleculares, oscuras y complejos de estas.
- Fuentes infrarrojas.
- Fuentes de emisión maser.
- Estrellas altamente oscurecidas.
- Nebulosas de reflexión.
- Estrellas que presentan líneas de hidrógeno en emisión.

En especial para la nube oscura cercana a la estrella ρ 0ph Carrasco y colaboradores (1973) encuentran que el cociente R_V de extinción normal a selectiva aumenta con la profundidad óptica en la nube al igual que la longitud de onda de máxima polarización λ_{max} . Esto aunado a la observación de Greenberg (1968) de que la pendiente ultravioleta de la curva de extinción decrece por R_V , son evidencias de que el tamaño medio de los granos de polvo aumenta con la densidad dentro de las nubes moleculares. ρ 0ph es una región vecina a la asociación OB en la región entre el Escorpión y el Centauro con edades cinemáticas entre algunos millones de años y 10^7 años (Borgman y Blaauw 1963, Blaauw 1964). Carrasco et al. (1973) calculan una mínima escala temporal de crecimiento de los granos de polvo en 7×10^5 años para las partes densas de la nube.

Si el esquema de granos anormalmente grandes resulta ser común en nubes moleculares, a partir de las cuales se condensan las estrellas, y siendo que las evidencias observaciona

les en grupos estelares de edades mayores a algunas decenas de millones de años no muestran granos anormales, debe existir una etapa durante la formación estelar durante la cual el polvo regrese a una distribución normal de tamaños.

En el presente trabajo se realizaron observaciones espectroscópicas en regiones de reciente formación estelar con el objeto de determinar cotas a dicha escala temporal de reajuste de los granos de polvo en nubes moleculares una vez que se inicia el complejo proceso de formación estelar.

III. OBSERVACION Y REDUCCION ESPECTROFOTOMETRICA

III.1 INSTRUMENTO.

Para obtener espectros estelares digitalizados se ha empleado el espectrógrafo Boller & Chivens, construido especialmente -- para el Observatorio Astronómico Nacional (OAN), al cual se ha instalado un tubo de televisión SII como detector y un analizador multicanal óptico (OMA) modificado para uso astronómico, que controla la lectura de datos así como el manejo de los mismos.

El espectrógrafo, tipo cassegrain de colimador f/15, está dotado de tres rejillas difractoras intercambiables optimizadas para trabajar en el 1er. orden en el rojo ($\lambda > 6500 \text{ \AA}$) y 2do. en el azul ($3000 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 6000 \text{ \AA}$) alrededor de su respectivo ángulo de resplandor (Blaze Angle).

TABLA III.1

líneas/mm ⁻¹	Angulo de Resplandor	Longitud de onda de 1er. orden	Resplandor 2do. orden
200	6° 00'	9473. Å	4737 Å
400	9° 44'	9661. Å	3831 Å
830	20° 34'	7560 Å	3980 Å

La distribución angular del espectro que genera una rejilla de difracción esta gobernada por la ecuación de la red

$$a(\text{sen}\beta_m - \text{Sen}\alpha) = m\lambda \quad (\text{III.1})$$

donde α y β_m representan el ángulo que forman respecto a la normal de la red (Fig. III.1) el haz incidente y el refractado respectivamente; a representa la separación entre las líneas del rayado y m , (número entero) que responde a la condición de máxima interferencia constructiva que requiere de una diferencia de fase entre los haces considerados sea un múltiplo de λ

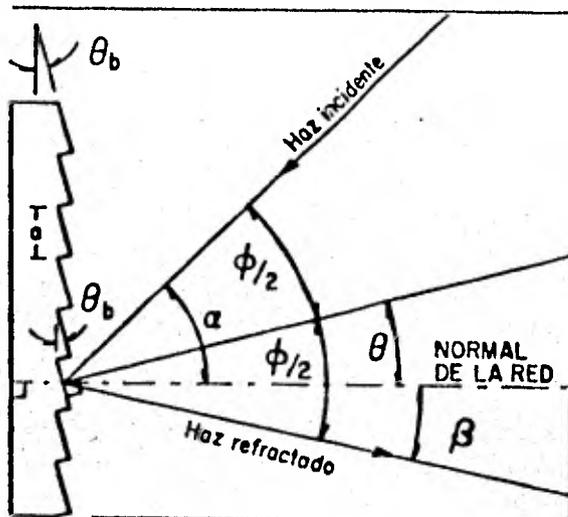


Fig. III.1 Sección de una rejilla de difracción. Los ángulos son medidos respecto a la normal de la red. θ = ángulo de la bisectriz de los haces incidentes y refractado. α = ángulo del haz incidente; β = ángulo del haz refractado; $\phi \equiv \alpha + \beta$; θ_b = ángulo de resplandor.

En términos del ángulo de la rejilla θ_c y recordando que - en nuestro espectrógrafo el ángulo ϕ_c entre la cámara y el colimador es de 50° , la longitud de onda central λ_c en angstroms puede derivarse de la ecuación III.1,

$$\lambda_c = \frac{2a}{m} \left(\text{sen} \theta_c \cos \frac{\phi_c}{2} \right) \approx 1.8126 \times 10^7 \frac{\text{Sen} \theta_c}{mn} \text{ \AA} \quad (\text{III.2})$$

donde m es el orden al que se observa y n ($n \approx \frac{1}{a}$) el número de líneas por milímetro de la rejilla utilizada. En la gráfica III.1 se presenta la predicción de la ecuación anterior para los dos primeros ordenes de las tres rejillas con que se cuenta.

La dispersión angular D_β se define como

$$D_\beta \equiv \frac{d\beta}{d\lambda}, \quad (\text{III.3})$$

que de acuerdo a la ec. (III.1)

$$D_\beta = \frac{m}{a \cos \beta}. \quad (\text{III.4})$$

Por su parte la dispersión lineal recíproca en el plano focal de la cámara está dada por

$$K = \frac{1}{f_c D_\beta} = \frac{mn}{f_c} \cos \beta \quad (\text{III.5})$$

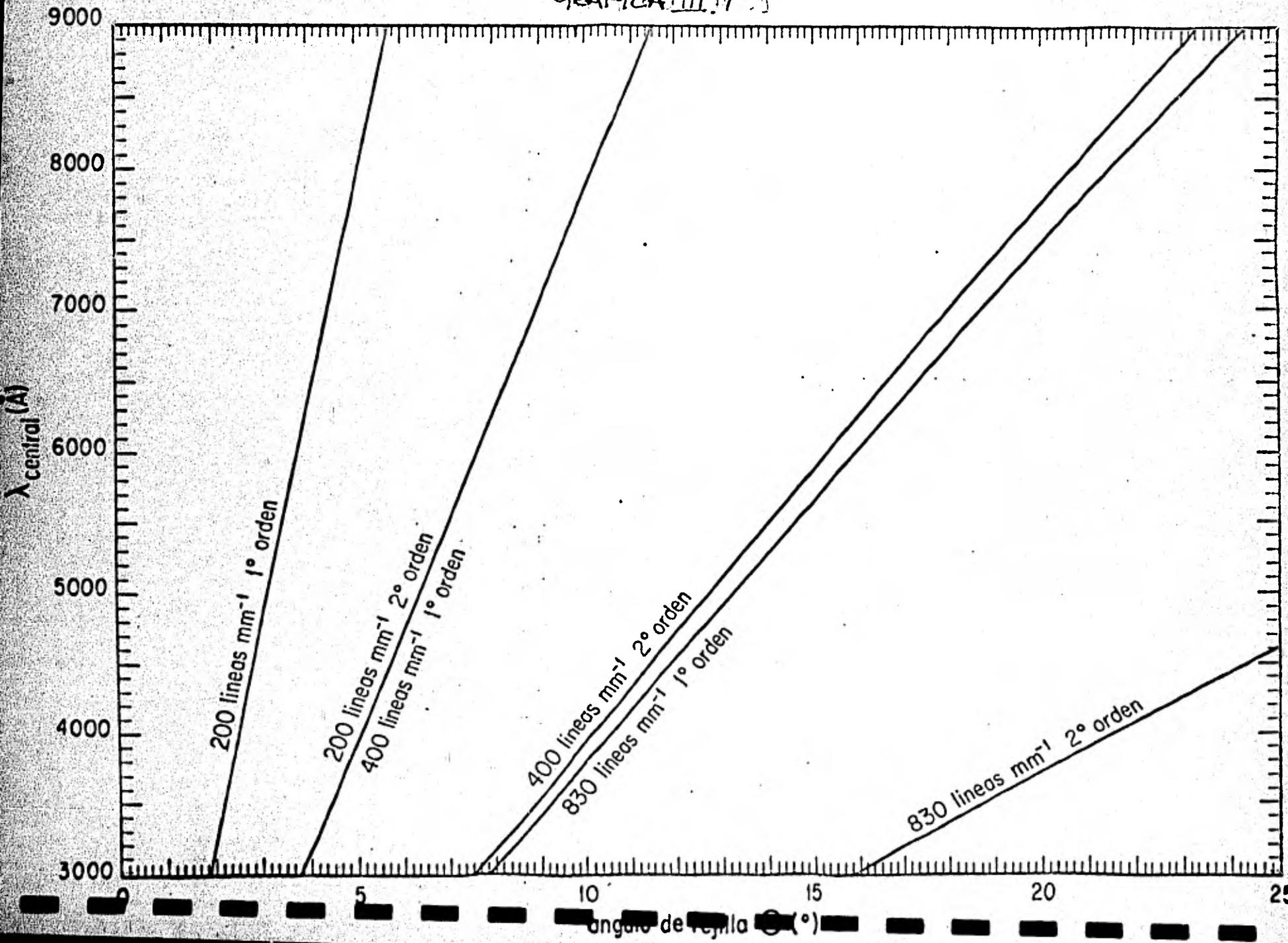
donde f_c es la distancia focal de la cámara con la que se enfoca el espectro generado por la rejilla. La dispersión alrededor de la longitud de onda central y en términos de θ_c y ϕ_c se escribe como:

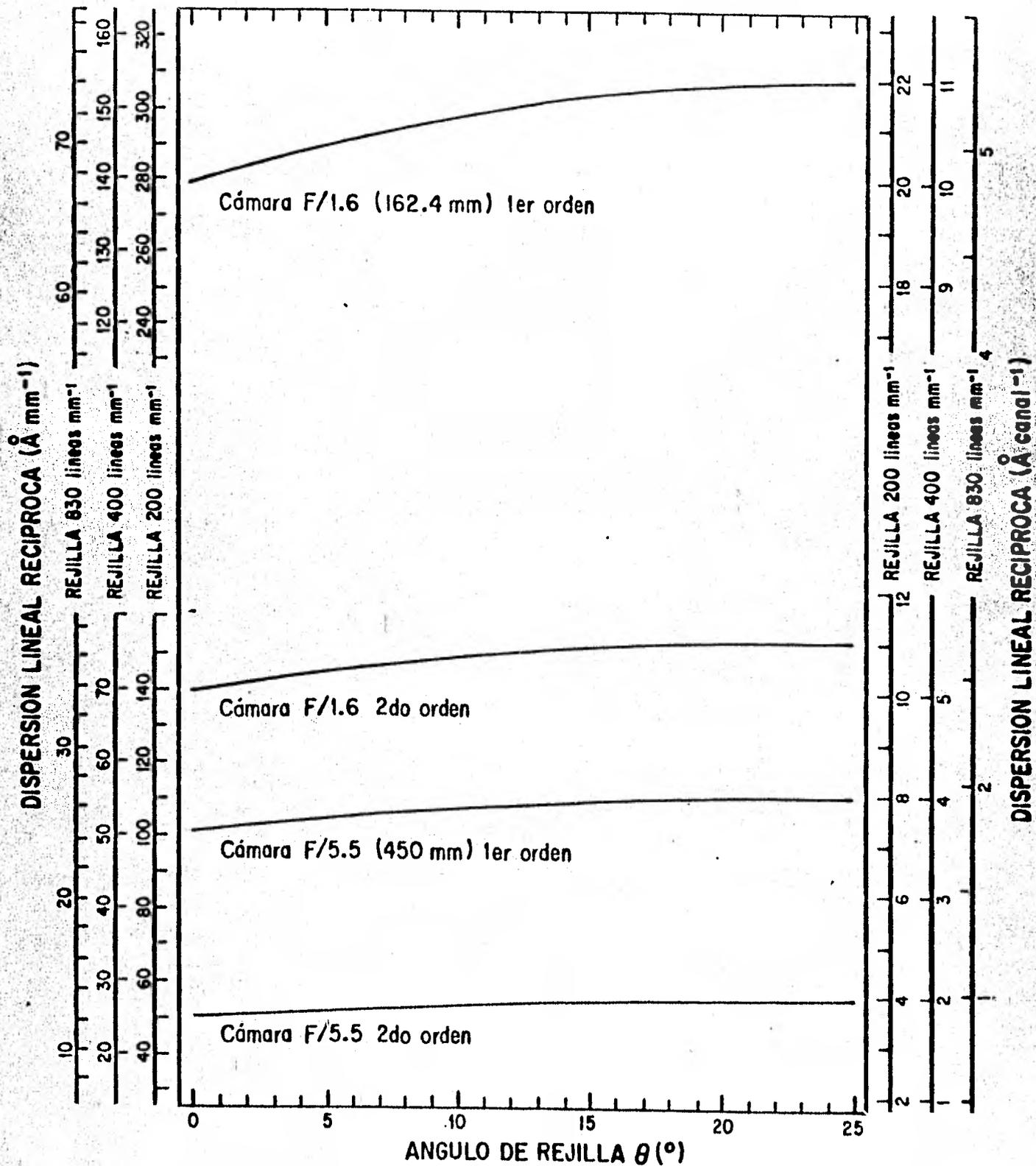
$$K_{\lambda_c} = \frac{\lambda_c}{2f_c} [\cot \theta_c + \tan \frac{\phi_c}{2}] = \frac{10^7}{mn f_c [\text{mm}]} \cos(25^\circ - \theta_c) \text{ \AA mm}^{-1} \quad (\text{III.6})$$

El OMA cuenta con dos cámaras de distancias focales 450 mm (F/5.5) y 162.4 mm (F/1.6) respectivamente. Esta última fue diseñada por F. Cobos y R. Noble y construida en los talleres del Instituto de Astronomía, UNAM. En la Gráfica III.2 se da la dispersión lineal recíproca del espectrógrafo para el conjunto disponible de cámaras y rejillas.

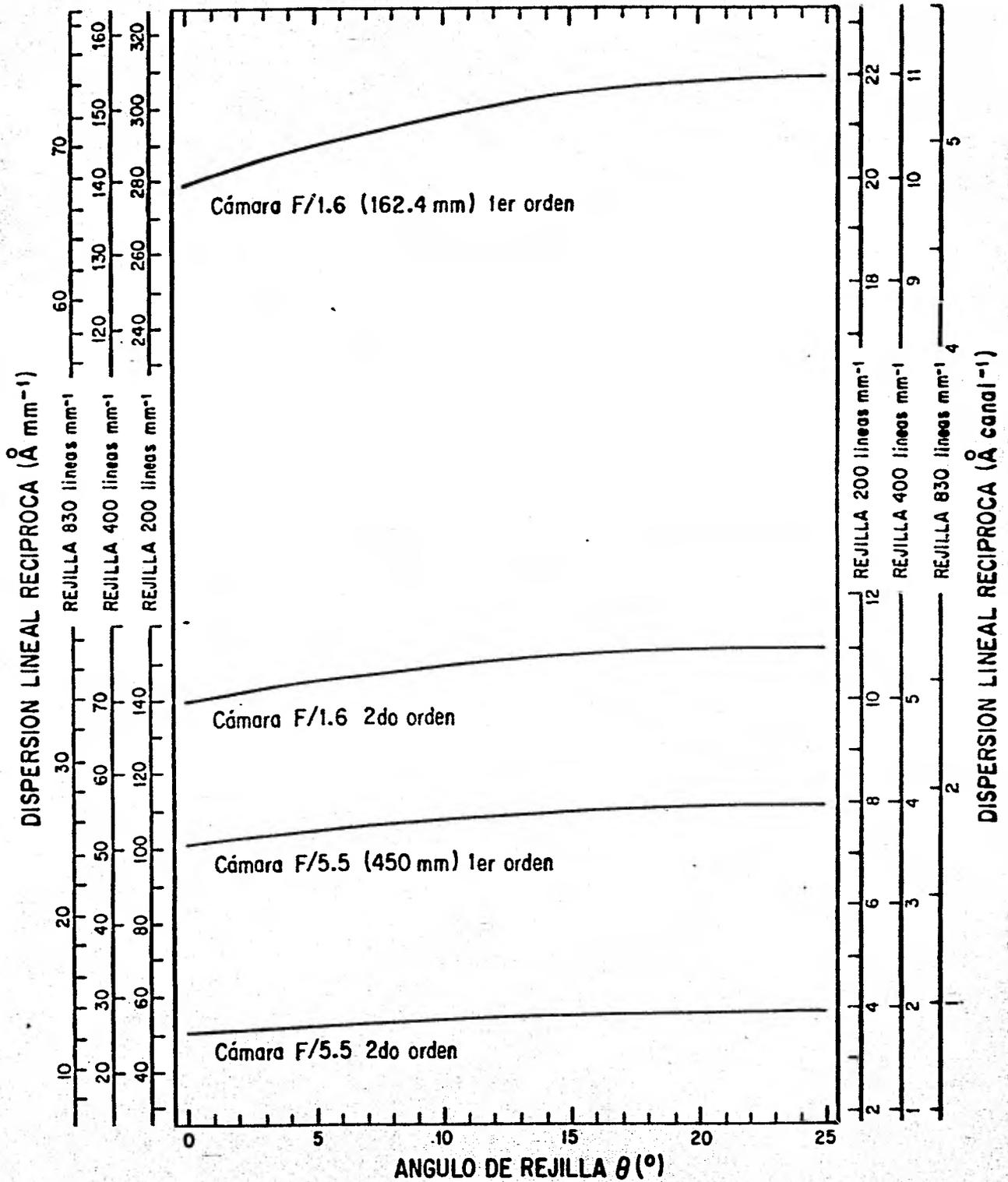
Por su parte el detector puede describirse simplificada mente por etapas. Inicialmente el espectro es enfocado a la entrada de un tubo intensificador el cual convierte la imagen de fotones en una imagen de electrones los cuales son multiplicados, acelerados y enfocados a una pantalla de fósforo, que se acopla ópticamente a la entrada del SIT (Silicon Intensified Target). De nuevo en el fotocodo del SIT se genera una imagen de electrones que se proyecta sobre un blanco de Silicio. La cara posterior del blanco consiste de un arreglo bidimensional de junturas P-N. Para cuantificar el número de electrones que inciden sobre cada elemento de área del blanco se establece inicialmente una diferencia de potencial de polaridad inversa a los diodos. Los fotoelectrones incidentes generan pares (electrón-hoyo) de portadores de carga en el sustrado N provocando que el poten-

GRAFICA III





GRAFICA. III.2. Dispersión Lineal Recíproca alrededor de la longitud de onda central con función del ángulo de la rejilla. (Las relaciones y distancias focales fueron proporcionadas por Claudio Firmani y Francisco Cobos en comunicación personal).



GRAFICA. III.2. Dispersión Lineal Recíproca alrededor de la longitud de onda central con función del ángulo de la rejilla. (Las relaciones y distancias focales fueron proporcionadas por Claudio Firmani y Francisco Cobos en comunicación personal).

cial establecido disminuya a medida que los hoyos se depositan en el material P. Barriendo el arreglo diódico con un haz colimado de electrones se estima la carga positiva de exceso acumulada en los diodos de cada sección del blanco midiendo la corriente (corriente de señal) que el cañón electrónico deposita para restablecer el potencial inicial. Una descripción completa del sistema se encuentra en el Solar (1977) y Ruiz (1974).

El barrido de lectura se realiza de modo que el blanco queda dividido en dos zonas sensibles independientes (α y β). El cuadro de lectura es ajustable con el objeto de que ambas zonas se extiendan paralelamente a la dispersión y sean cubiertas con 500 barridos normales a la apertura de la rendija del espectrógrafo.

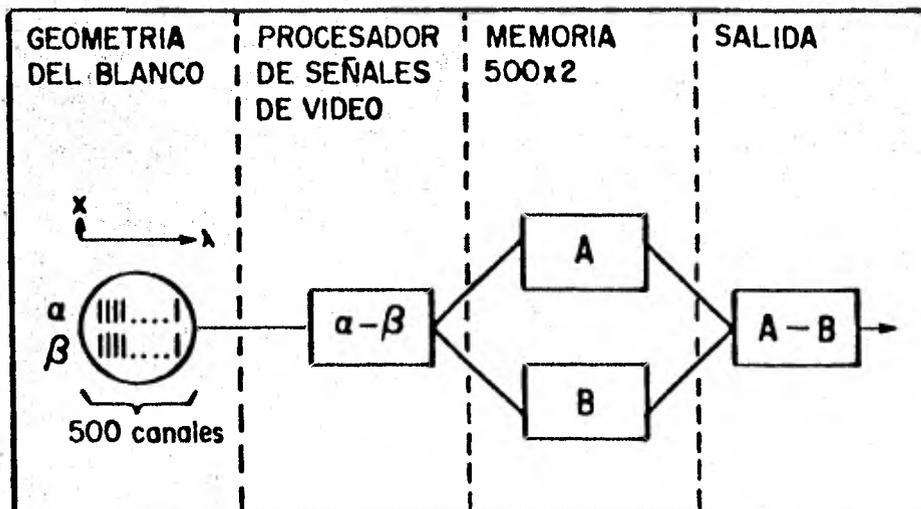


Fig. III.2 Esquemmatización del manejo de los datos con el OMA. (Tomada de - Firmani y Ruiz, 1981).

La figura III.2 tomada de Firmani y Ruiz (1981) esquematiza el manejo de los datos. La señal integrada de cada uno de los segmentos β es restada a la señal del segmento α correspondiente. Una vez digitalizada, la diferencia ($\alpha - \beta$) se acumula durante el tiempo de integración en alguna de las memorias A y B. Terminada la exposición se puede guardar la información almacenada en A, en B o la diferencia A-B en cinta de papel.

De esta forma al proyectar el espectro estelar sobre la zona α del detector, la señal ($\alpha - \beta$), que acumularemos en la memoria A, será la suma de la contribución de señales

$$A = E_{\alpha} + Ci_{\alpha} + Co_{\alpha} - Ci_{\beta} - Co_{\beta},$$

donde E_{α} = Espectro estelar en α
 Ci_{α}, Ci_{β} = Señal del cielo en α, β .
 Co_{α}, Co_{β} = Corriente oscura del detector en α, β .

Proyectando ahora el espectro en la zona β , la señal ($\alpha - \beta$) correspondiente, almacenada en la memoria B, será

$$B = -E_{\beta} - Ci_{\beta} - Co_{\beta} + Ci_{\alpha} + Co_{\alpha}$$

de tal forma que la diferencia de las memorias A-B será

$$\begin{aligned} A-B &= E_{\alpha} + E_{\beta} + Ci_{\alpha} - Ci_{\alpha} + Ci_{\beta} - Ci_{\beta} + Co_{\alpha} - Co_{\alpha} + Co_{\beta} - Co_{\beta} = \\ &= E_{\alpha} + E_{\beta} = 2E, \end{aligned}$$

eliminandose así de una manera eficiente las contribuciones del cielo y de la señal oscura en ambas zonas.

El número de conteos $CONT_i$ obtenido en cada canal una vez finalizada la exposición esta determinado por

$$CONT_i = t_{ex} S f_r \int_{\Delta\lambda_i} e(\lambda)N(\lambda)d\lambda \text{ conteos } (i=1,500), \text{ (III.7)}$$

donde n_λ es el número de fotones de la estrella con longitud de onda en el intervalo $d\lambda$ que por unidad de tiempo y área inciden sobre el telescopio; t_{ex} en el tiempo neto de exposición; S la superficie del telescopio, f_r la fracción de la imagen estelar que entra en la rendija del espectrógrafo, $\Delta\lambda_i$ representa el ancho de la banda óptico del canal dentro del cual se realiza la integral y $e(\lambda)$ el factor de eficiencia total del sistema telescopio espectrógrafo-detector y no es más que el inverso del número de fotones de longitud de onda λ que son necesarios para producir un conteo, en el factor $e(\lambda)$ se incluyen los efectos de reflexión y transmisión a través de las componentes ópticas del filtro que se utilice, la eficiencia cuántica del detector y el factor de transferencia de corriente de señal a conteos.

Por el teorema del valor medio pesado sabemos que existe una longitud de onda isofónica λ_{s_i} dentro del canal de ancho óptico $\Delta\lambda_i$ tal que

($i=1,500$)

$$\int_{\Delta\lambda_i} N(\lambda) e(\lambda) d\lambda = N(\lambda_{s_i}) \int_{\Delta\lambda_i} e(\lambda) d\lambda \quad \text{con } \lambda_{s_i} \in \Delta\lambda_i \quad (\text{III.8})$$

En el proceso de detección se borra toda información acerca de la dependencia en λ del producto $N(\lambda) e(\lambda)$ dentro de cada canal (ec. III.7). Por ello resulta imposible determinar la longitud de onda isofónica sin conocer a priori la forma de $N(\lambda)$ que es lo que precisamente se intenta medir. En fotometría de banda intermedia y ancha se acostumbra asignar a λ_s el valor de la longitud de onda promedio* λ_0 determinada por la respuesta de cada una de las bandas del sistema fotométrico

*Algunos autores llaman a λ_0 longitud de onda efectiva λ_{eff} . Otros (Pay, 1974) distinguen a λ_{eff} de λ_0 definiendo a la primera como

$\lambda_{eff} \equiv \frac{\int_0^\infty N(\lambda) e(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty N(\lambda) d\lambda}$, que aunque en algunos casos puede ser mejor aproximación a la longitud de onda isofónica depende del objeto que se observa y por tanto no está definida por el sistema fotométrico.

$$\lambda_0 \equiv \frac{\int_0^{\infty} \lambda e(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} e(\lambda) d\lambda} \quad (\text{III.9})$$

donde $e(\lambda)$ representa la eficiencia combinada del telescopio, el detector y el filtro de la banda en cuestión. λ_0 caracteriza al sistema fotométrico ya que no depende del espectro que se observe. Sin embargo, la validez de la aproximación $\lambda_s \approx \lambda_0$ depende tanto del ancho de banda como de la pendiente y curvatura del espectro $N(\lambda)$ dentro del intervalo A :

$$\lambda_s - \lambda_0 \approx \frac{1}{2} \mu^2 \frac{N''(\lambda_0)}{N'(\lambda_0)} \quad (\text{III.10})$$

En nuestro caso particular el ancho óptico $\Delta\lambda_i \leq \mu_i$ de los canales, el cual depende de la dispersión y la resolución espectrales, varía entre unas décimas de angstrom hasta 20 angstroms típicamente. Por ello podemos considerar que el producto $N(\lambda)e(\lambda)$ en la ecuación (III.7) es constante dentro de cada canal,

$$\text{CONT}_i \approx t_{\text{ex}} S_f e(\lambda_i) N(\lambda_i) \Delta\lambda_i, \text{ conteos } (i=1,500) \quad (\text{III.11})$$

donde λ_i representa cualquier longitud de onda dentro del ancho óptico $\Delta\lambda_i$.

Si no cae una línea intensa dentro del canal λ_i la pendiente de $N(\lambda)$ dentro del canal es esencialmente la pendiente del continuo. Considerando un valor de 20 Å para $\Delta\lambda_i$, el error máximo introducido por la aproximación (III.11) en el visible es del orden del 1%, para el caso extremo de una estrella tipo M5I. Este error está muy por debajo del introducido por las fluctuaciones de $e(\lambda)$ por ejemplo, el ruido del detector, las flecciones y las variaciones térmicas durante la observación.

Estrictamente los distintos canales pueden considerarse como detectores independientes. Por ello las eficiencias $e(\lambda)$ de dos canales pueden ser diferentes para una misma longitud de onda. Por esta razón se acostumbra dividir el espectro (III.11) por un espectro de calibración que elimine o minimise esas diferencias. Dicha calibración puede obtenerse mediante la observación de una fuente estable. De modo que

$$CC_i \equiv \frac{CONT_i}{Calib_i} = T_{ex} S_f e_c(\lambda_i) N(\lambda_i) A\lambda_i \quad \text{conteos } (i=1,500) \quad (III.12)$$

Donde la respuesta calibrada $e_c(\lambda_i) \equiv \frac{e(\lambda_i)}{Calib_i}$ no es mas que un valor proporcional a la eficiencia promedio del sistema de detección.

III.2 LINEARIZACION.

Para determinar las longitudes de onda λ_i del espectro (III.12), se toma el espectro de comparación de una lámpara incandescente (Helio-Argón en nuestro caso). Se ajusta una curva suave que pase por los puntos de dicho espectro y se determina la posición en canales y fracción de canal de los máximos de las líneas de comparación.

Se obtiene una función de dispersión ajustando un polinomio al conjunto de puntos canal-longitud de onda de las líneas de comparación identificadas.

La figura III.3 muestra el espectro de comparación He-Ar en el rango entre 3000 y 8500Å. En la figura se presentan las líneas mas conspicuas que se observan en el OMA. La altura en el dibujo representa aproximadamente la intensidad relativa entre las líneas. Los números marcados dan la longitud de onda de identificación que han sido calificados de acuerdo con la seguridad de la identificación. Las líneas marcadas con números menores poseen en gene

A I 5032.2773 (1)
A I 5043.2732 (2)
A I 5053.3730 (2)
A I 5103.5045 (1)
A II 5114.5000 (1)
A I 5145.3035 (2)
A I 5170.3738 (2)
A I 5212.5470 (2)
A I 5215.0450 (2)
A I 5295.8739 (3)
A I 5307.5531 (2)

A I 5398.7150 (1)
A I 5416.3034 (2)

A II 5483.1000 (3)

A II 5533.2400 (4)
A II 5543.7200 (2)
He I 5578.1490 (2)
A I 5593.8500 (2)
A I 6752.8747 (1)
A I 6765.5500 (2)

A I 6871.2838 (1)
A I 6898.2700 (3)
A I 6937.6558 (1)
A I 6965.4304 (1)

A I 7030.2519 (2)
He I 7055.3980 (3)

A I 7147.0408 (1)

A I 7277.9350 (2)
He I 7281.3400 (2)

A I 7353.3160 (2)
A I 7372.2183 (1)
A I 7383.9795 (1)
A I 7503.8565 (1)

A I 7514.5514 (2)
A I 7635.1056 (2)

A I 7723.7600 (3)

A I 7948.1754 (1)

A I 8006.1556 (1)
A I 8014.7956 (1)
A I 8103.5322 (1)

A I 8115.3115 (1)
A I 8254.5209 (1)

A I 8408.2030 (1)

A I 8424.6470 (1)

A II 3729.2900 (1)
A 3850.5700 (1)
He I 3883.6400 (2)
A II 3928.6250 (1)
A I 3948.9785 (2)
He I 3964.7270 (1)
He I 4026.1890 (2)
A I 4044.4180 (1)
A II 4072.0100 (1)
A 4103.9100 (2)
He I 4120.8120 (2)
A II 4131.7300 (1)
A I 4158.5905 (1)
A I 4164.1734 (1)
A I 4181.8333 (1)
A I 4191.0292 (2)
A I 4200.6745 (2)
A 4228.1800 (3)
A I 4251.1848 (2)
A I 4259.3515 (2)
A I 4266.2867 (1)
A I 4272.1628 (1)
A II 4277.5500 (2)
A I 4300.1005 (1)
A I 4333.5611 (3)
A I 4345.1679 (1)
A II 4348.1100 (2)
A 4352.2300 (4)
A II 4371.3500 (2)
A II 4375.9600 (2)
A II 4379.7400 (2)
He I 4387.9280 (1)
A II 4401.0200 (2)
A II 4426.0100 (1)
A II 4430.1800 (2)
He I 4471.6280 (1)
A II 4481.8300 (2)
A I 4510.7332 (1)
A I 4522.3238 (1)
A II 4545.6800 (1)
A II 4579.3900 (1)
A II 4589.9300 (1)
A II 4609.6000 (1)
A II 4657.9400 (1)
A I 4702.3150 (2)
He I 4713.1430 (2)
A II 4726.9100 (2)
A II 4735.9300 (2)
A II 4764.8000 (1)
A II 4806.0700 (1)
A II 4847.9000 (1)
A II 4879.9000 (1)
A I 4887.9470 (3)
He I 4921.9290 (1)
A II 4955.1200 (1)
He I 5015.6750 (1)
He I 5047.7350 (2)
A II 5062.0700 (2)
A I 5141.8100 (2)
A II 5145.3600 (1)
A I 5151.3943 (2)
A I 5162.2947 (2)
A I 5187.7467 (2)
A I 5221.2650 (2)
A I 5257.7857 (2)
A I 5421.3400 (1)
A I 5451.6505 (1)
A I 5457.4158 (1)
A I 5495.8728 (1)
A I 5503.1105 (1)
A II 5524.9300 (2)
A I 5558.7015 (1)
A I 5577.5406 (1)
A I 5606.7328 (1)
A I 5650.7042 (1)
A I 5730.5191 (1)
A I 5834.2640 (1)
A I 5840.5033 (1)
He I 5875.6020 (2)
A I 5882.6245 (3)
A I 5883.9300 (1)
A I 5917.8048 (2)
A I 5926.8110 (1)



ral una identificación más segura. Dependiendo de la dispersión y la resolución se toman distintas líneas para ajustar el polinomio de dispersión tomando las líneas adecuadas un grado entre 4 y 5 es suficiente para obtener un buen ajuste.

Dada la variación de la dispersión lineal recíproca (ec. III.5) a lo largo del espectro aunada a los efectos de distorsiones ópticas y electrónicas, las longitudes de onda λ_i asociadas, por ejemplo, al extremo izquierdo, de cada canal i , no están igualmente espaciadas y por ende los distintos canales definen anchos ópticos $\Delta\lambda_i$ diferentes.

La linearización consiste en definir, en base a la curva de dispersión, nuevos canales equidistantes de ancho óptico constante. El espectro linearizado CL_j se obtiene a partir de los conteos del espectro (III.12) divididos por el tiempo de exposición.

$$CL_j = \sum_{i=1}^{500} g_i \frac{CC}{t_{ex}} = Sf e_i(\lambda_j) N(\lambda_j) \Delta\lambda \quad \text{conteos seg}^{-1} \quad (\text{III.13})$$

donde g_i es la fracción del canal inicial que entra dentro del nuevo canal j y $\Delta\lambda$ el ancho de banda al que se lineariza.

III.3 EXTINCIÓN ATMOSFERICA.

El flujo estelar $F_\lambda(0)$ sufre pérdidas a medida que atraviesa la atmósfera terrestre antes de ser colectado por un telescopio en la superficie de la tierra. Dicha disminución se debe principalmente a la dispersión de Rayleigh causada por las moléculas de aire, las absorciones en líneas y bandas moleculares del agua y del ozono, y por la dispersión tipo aerosol debida al polvo mineral, partículas de sal, gotas de agua, así como de todo tipo de contaminantes.

Recordando la ecuación de transporte (II.14) el flujo inci

dente en el telescopio $F(\lambda, Z)$ de una estrella que es observada a una distancia cenital Z esta dado por:

$$F(\lambda, Z) = F_{\lambda}(0) e^{-\tau_{\lambda}(Z)} \quad (\text{III.14})$$

donde $F_{\lambda}(0)$ es el flujo estelar fuera de la atmósfera terrestre y $\tau_{\lambda}(Z)$ representa el espesor óptico de la capa de atmósfera - atravesada en la dirección de observación.

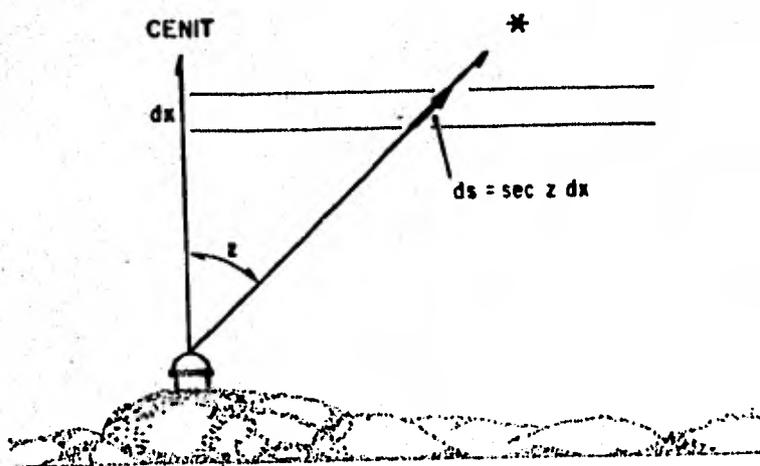
Definiendo el coeficiente de absorción atmosférica K_{λ} como el espesor óptico en la dirección cenital tenemos que

$$F(\lambda, Z) = F_{\lambda}(0) e^{-K_{\lambda} M(Z)} \quad (\text{III.15})$$

donde la llamada masa de aire $M(Z)$ a la distancia cenital Z , representa la densidad columnar atmosférica en unidades del va-lor respectivo en la dirección del cenit

$$M(Z) = \frac{\int_0^{\infty} \rho_{\text{Atm}} \cdot d\vec{s}}{M_0} \quad \text{donde} \quad M_0 = \int_0^{\infty} \rho \cdot d\vec{x} \quad (\text{III.16})$$

con \vec{x} en la dirección cenital.



Si aproximamos la estructura atmosférica por una estructura plano-paralela (Fig. III.4) tenemos que

$$M(Z) = \frac{1}{M_0} \int_0^{\infty} \rho \cdot d\bar{s} = \frac{1}{M_0} \int_0^{\infty} \text{Sec} Z \rho dx = \frac{\text{Sec} Z}{M_0} \int_0^{\infty} \sigma dx \quad (\text{III.17})$$

de donde $M(Z) = \text{Sec}(Z)$, (III.18)

fórmula que da $M(Z)$ con una aproximación mayor al 0.25% hasta $Z = 60^\circ$. A. Benporad (según Golay, 1974) da la siguiente aproximación polinomial al caso no plano-paralelo

$$M(Z) = \text{Sec} Z - 0.0018167(\text{Sec} Z - 1) - 0.002875(\text{Sec} Z - 1)^2 - 0.0008083(\text{Sec} Z - 1)^3 \quad (\text{III.19})$$

que arroja un valor de $M(Z)$ aproximado dentro de un 0.1% hasta $Z \approx 81^\circ$.

Por su parte la $\text{Sec} Z$ en términos de la latitud ϕ del observador, la declinación δ de la estrella y el ángulo horario A.H. al que se observa esta dada por

$$\text{Sec} Z = (\text{Sen} \phi \text{ Sen} \delta + \text{Cos} \phi \text{ Cos} \delta \text{ Cos A.H.})^{-1} \quad (\text{III.20})$$

Debido a que el ángulo horario aumenta o disminuye dependiendo si la estrella se observa después o antes del meridiano, la masa de aire en la ec. III.15 varía a lo largo de la exposición. En el programa de reducción se calcula la corrección por extinción cada cuatro minutos y se corrige el espectro linealizado (III.13) por el promedio de las correcciones en el tiempo de integración.

$$COR_{ATM_j} = \frac{1}{N_c} \sum_{i=1}^{NC} e^{-K_{\lambda_j} M(Z_i)} \quad (III.21)$$

donde K_{λ_j} es el coeficiente de extinción atmosférica a la longitud de onda del canal en cuestión, y el número de correcciones NC esta dado por

$$NC = \text{Valor entero} \left(\frac{\text{Tiempo de exposición}}{\text{unidades de cuatro minutos}} \right) + 1 \quad (III.22)$$

Schuster (1981) basado en observaciones fotométricas de 212 noches en San Pedro Mártir, B.C. discute la extinción atmosférica en dicho observatorio y calcula los valores promedio del coeficiente de extinción en magnitudes ($K_{\lambda} [\text{mag}] = 1.0857 K_{\lambda_j}$) para las bandas del sistema fotométrico de 13 colores.

La Tabla III.2 presenta los valores de la extinción atmosférica en San Pedro Mártir interpolados de los resultados de Schuster siguiendo la extinción selectiva del observatorio de Lick. Dicha interpolación se calcula con la subrutina de corrección atmosférica del programa. REDUCE desarrollado por J. Ballwin de la Universidad de California Sta. Cruz. En la gráfica III.3 se muestra la extinción en San Pedro Mártir descrita donde los puntos de Schuster se han marcado con un círculo.

A partir de los valores K_{λ} así determinados, el espectro I_j nearizado y corregido por extinción atmosférica esta dado por

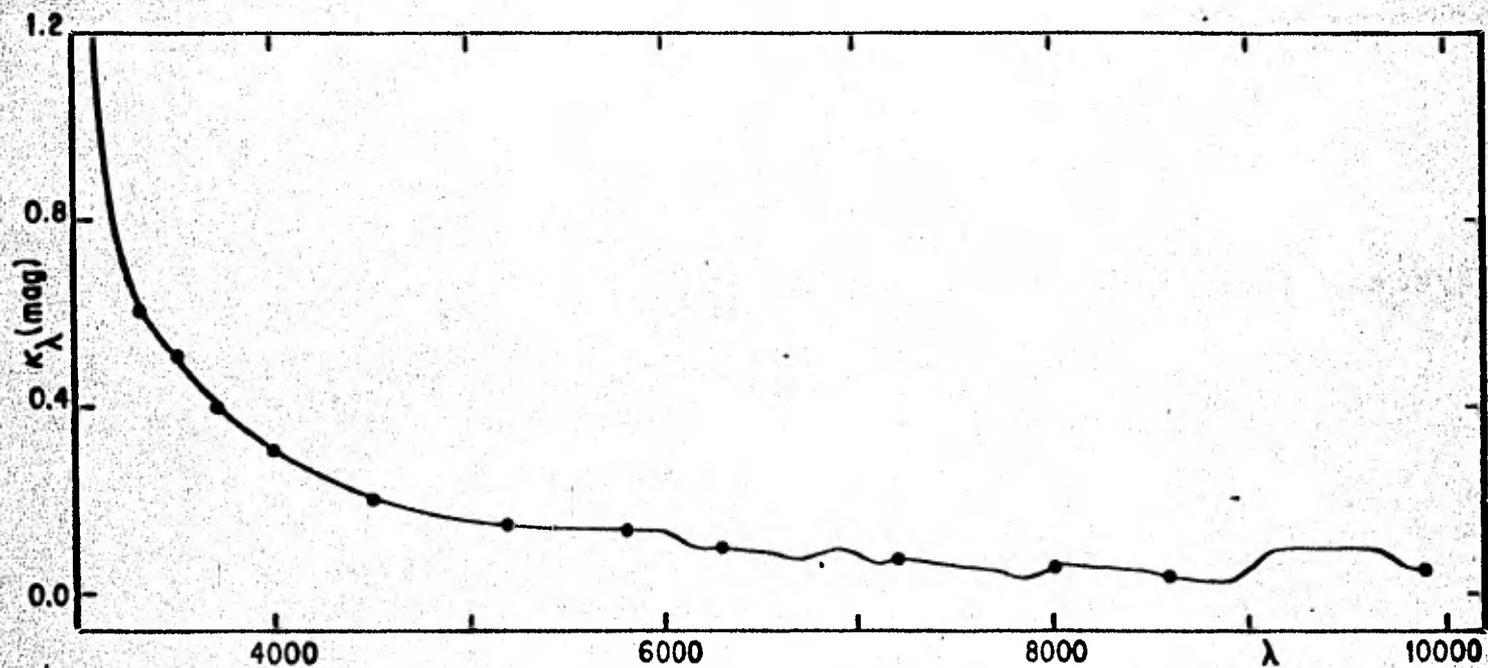
$$CLA_j \equiv \frac{CL_j}{COR_{ATM_j}} = S_f e_c(\lambda_j) \Delta_{\lambda} N(\lambda_j) \text{ conteos seg}^{-1} \quad (j=1, NP) \quad (III.23)$$

donde a diferencia del espectro (III.13) $N(\lambda_j)$ representa el flujo de fotones con longitudes de onda λ_j provenientes de la estrella que incide fuera de la atmósfera terrestre.

EXTINCION ATMOSFERICA S.P.M.

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

TABLA III.2. Extinción atmosférica en S.P.M. Los datos marcados son los resultados de -- Schuster (1981). Los puntos restantes son - interpolación de los anteriores siguiendo la extinción selectiva del Observatorio de Lick.



[Faint handwritten notes, possibly including the name 'M. J. ...' and other illegible text.]

III.4 ESTRELLAS PATRON DE ESPECTROFOTOMETRIA

El espectro (III.23) se relaciona con el flujo real fuera de la atmósfera terrestre a través de la curva de respuesta

$$\text{Resp}_j \equiv S f e_c(\lambda_j) \Delta\lambda \quad (j=1,500) \quad (\text{III.24})$$

La respuesta (III.24) depende, en principio, únicamente del paso $\Delta\lambda$ de linearización así como de las condiciones instrumentales de observación tales como el ancho de la rendija, el ángulo y densidad de líneas de la rejilla de difracción y del ajuste del cuadro de lectura en el detector. Así, la respuesta aplicable a una serie de espectros problema obtenidos y linearizados bajo las mismas condiciones se puede determinar observando una estrella cuyo flujo F_λ^{st} sea conocido. En términos del espectro (III.23) linearizado y corregido por extinción atmosférica de la estrella patrón, la curva de respuesta está dada por

$$\text{Resp}_j = \frac{C L A_j^{\text{st}}}{F_\lambda^{\text{st}}(\lambda_j)} = S f e_c(\lambda_j) \Delta\lambda \quad (j= L, NP) \quad (\text{III.25})$$

D.S. Hayes (1970) publica la distribución espectral de doce estrellas patrón B-A brillantes. Para ello utilizó el espectrofotómetro diseñado por E.J. Wampler (1966) montado al telescopio de 36 pulgadas del observatorio de Lick; como fuente patrón utilizó un par de lámparas, cuidadosamente calibradas, colocadas sobre un edificio a 400 metros de distancia aproximadamente. Hayes cubría el rango espectral de 3200 Å a 10870 Å con una serie de 36 bandas independientes de 30 Å (para $\lambda \geq 5556$ Å) y 45 Å ($\lambda \leq 5556$ Å) de ancho.

La escala de magnitudes adoptada se basa el flujo en 5556 Å de la escala α 1yr (Vega). Hayes y Lathan (1975) redistribuyen la extinción atmosférica en Lick redefiniendo la distribución absoluta de energía de Vega. El cero en la escala de mag-

nitudes adoptada corresponde al flujo monocromático de Vega en 5556 Å, cuyo valor dado por estos autores es

$$F_{\lambda} = 3.39 \times 10^{-9} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1} \text{ seg}^{-1} \quad (\text{III.26})$$

o por unidad de frecuencia

$$F_{\nu} = 3.50 \times 10^{-20} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ H}_z^{-1}$$

que es equivalente a un flujo de fotones de

$$N_{\lambda} = 948 \text{ fotones cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$$

Para evitar problemas de saturación, así como por la posible no linealidad del detector, es conveniente que la estrella patrón observada para calcular la respuesta (III.25) sea de una magnitud cercada a la de las estrellas problema.

Las estrellas patrón presentadas por Hayes (1975) resultan ser demasiado brillantes para telescopios de gran apertura como el 2 metros de San Pedro Martir. Stone (1977) proporciona una lista de estrellas estándares secundarias de brillo intermedio para utilizarse con el telescopio de 3 m de Lick y el espectrofotómetro de Wampler.

En la Tabla III.3 se presentan los flujos absolutos en distintas unidades para las estrellas patrón de la muestra de Stone (1977).

Para obtener la respuesta se promedia el espectro de la estrella patrón dentro de cada una de las bandas de Stone dentro del intervalo espectral observado. La curva de respuesta se obtiene interpolando una cúbica suave cada cuatro puntos de calibración. En los extremos de la curva puede extrapolarse lineal o cuadráticamente dependiendo del caso particular.

De este modo, la distribución espectral del flujo de energía absoluta fuera de la atmósfera terrestre de una estrella problema se obtiene dividiendo su espectro (III.19) por la curva de respuesta (III.25)

$$F_{\lambda}^*(\lambda_j) = F_{\nu}^*(\nu_j) \frac{c}{\lambda_j^2} = N_{\lambda}(\lambda_j) \frac{hc}{\lambda_j} = \frac{cL\Lambda_j}{\text{Resp}_j} \quad (j= 1, NP) \quad (\text{III.27})$$

donde c y h representan la velocidad de la luz y la constante de Planck respectivamente.

III.5 MODELOS ATMOSFERICOS DE KURUCZ

Como se mencionó en el capítulo II la técnica para determinar la curva de extinción interestelar se basa en la comparación de las distribuciones de flujo de un par de estrellas, similares en el tipo espectral, pero con distinto grado de enrojecimiento.

En nuestro caso cambiamos a la estrella desenrojada de comparación por el flujo $F_m(\lambda)$ resultante de un modelo atmosférico compatible con el tipo de estrella problema en cuestión. Con este método se estiman los efectos de la extinción de la estrella de comparación a cambio de los problemas de selección del modelo adecuado.

Robert L. Kurucz, del Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, ha venido trabajando en el modelaje atmosférico de estrellas tempranas, perfeccionando los métodos numéricos y mejorando el tratamiento del transporte convectivo y las opacidades de los modelos. Kurucz ha alcanzado a través de los años un alto grado de refinamiento en sus resultados, los cuales se ajustan adecuadamente a las observaciones en estrellas patrón como el Sol y α Lyra.

En Kurucz (1979), el autor presenta un resumen de sus resultados para atmósferas de estrellas G, F, A, B, y O. El doctor Kurucz, gentilmente nos envió, en cinta magnética, los flujos de sus modelos más recientes. Los primeros 284 modelos en la cinta son los publicados en el artículo de 1979. La serie restante consiste de un primer grupo de modelos puramente radiativos, con temperaturas efectivas entre 8000 °K y 20000°K, y un segundo grupo de modelos semiconvectivos, bajo un tratamiento convectivo mejorado, con temperaturas entre los 5500°K y los 8500°K. En la malla de modelos se añade un modelo para el sol, 5700°K y $\log g = 4.44$, y uno para Vega, 9400°K $\log g = 3.95$.

Los primeros modelos cubren los rangos entre 5500°k y 50 000°K en temperatura y de $\log g = 0$ a $\log g = 4.5$ en gravedad superficial para metalicidades 1/100, 1/10 y la solar. Los grupos restantes cubren los rangos citados en T_{eff} y $\log g$ con metalicidades $\log \frac{Z}{Z_{\odot}} = -1, -0.5, 0, 0.5, 1$ el primer grupo, y $\log \frac{Z}{Z_{\odot}} = -10, -3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, 0, 0.5, 1$ el último grupo.

Para determinar cuál de los modelos es el adecuado es conveniente estimar a primera aproximación una temperatura efectiva y una gravedad superficial a partir del aspecto del espectro observado. De existir datos fotométricos de las estrellas problema el trabajo se simplifica notoriamente.

En la gráfica III.4 se representa la dependencia del ancho equivalente de la línea H_{β} como función de la temperatura efectiva según las predicciones Kurucz para distintas gravedades superficiales

La elección final del modelo puede lograrse comparando de manera iterativa mediciones de anchos equivalentes, perfi-

les de líneas y colores con las predicciones del modelo hasta alcanzar el mejor ajuste.

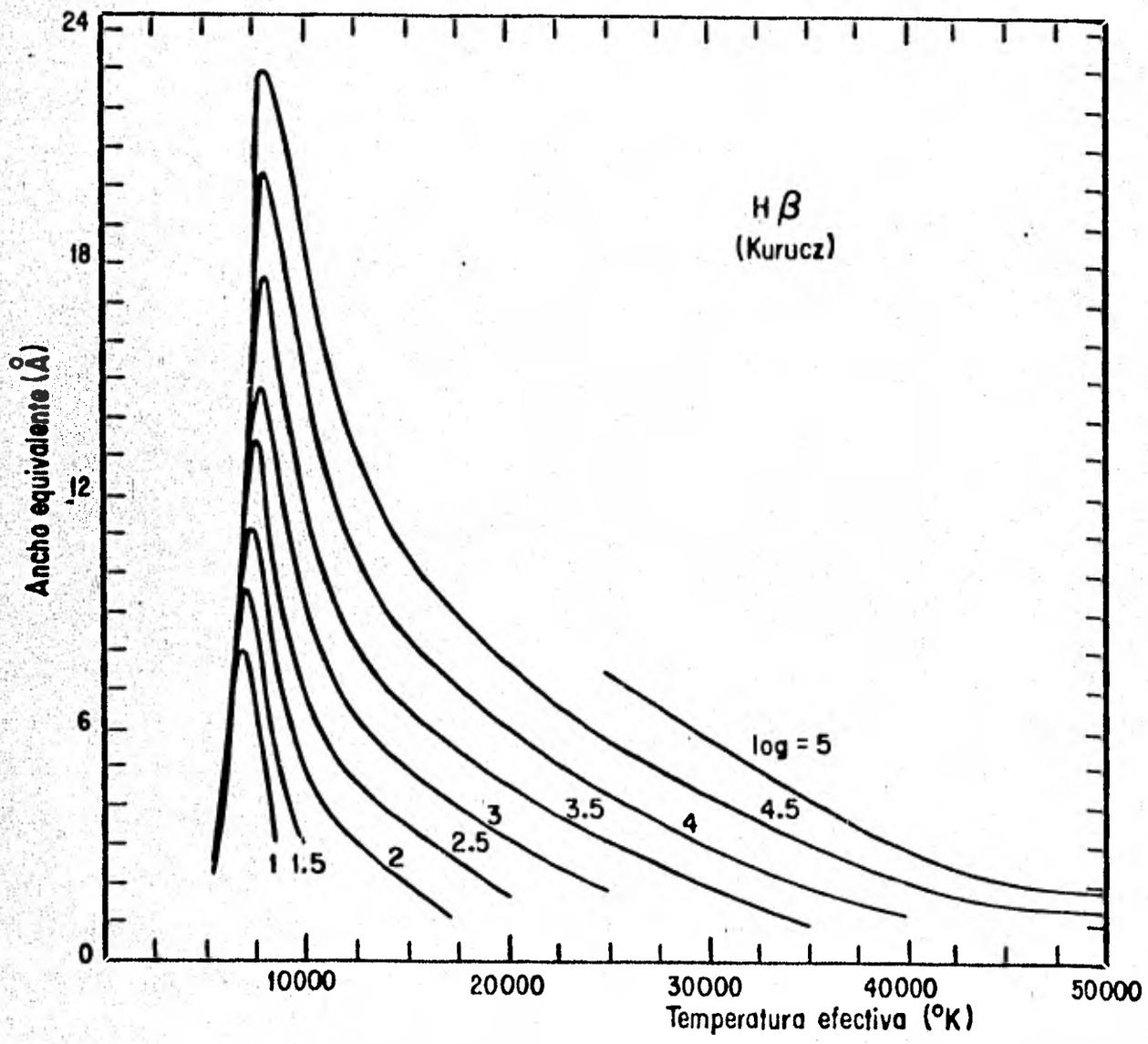
En particular, el ancho equivalente de w de una línea se define como

$$w \equiv \int \frac{E_c(\lambda) - E_l(\lambda)}{E_c(\lambda)} d\lambda \quad (\text{III.28})$$

donde $E_c(\lambda)$ y $E_l(\lambda)$ representan la distribución del continuo y la línea respectivamente. El ancho equivalente recibe tal nombre ya que es el ancho que tendría una línea perfectamente opaca que removiese del continuo la misma cantidad de energía que la línea considerada.

En la gráfica III.4 se representa la dependencia del ancho equivalente de la línea H_β como función de la temperatura efectiva de los modelos de Kurucz para distintas gravedades superficiales. En la Tabla III.4 se resumen los datos correspondientes para las líneas H_β , H_γ , H_δ según las predicciones de Kurucz (1979). Una versión observacional de la gráfica III.4 esta dada por Sinnerstand (1961) y se presenta en la gráfica III.5. De ambas gráficas puede verse que es posible asignar una gravedad midiendo el ancho equivalente de la líneas del Hidrógeno si se tiene una buena estimación de la temperatura efectiva en estrellas tempranas.

La posibilidad de ajustar perfiles teóricos a los observados está limitada por la resolución del espectro observado. Para ésto es necesario observar con alta dispersión, una rendija muy angosta y con un alto cociente señal a ruido, lo cual nos limita a estrellas brillantes. Por su parte, el ancho equivalente, aunque no posea tanta información como el perfil, nos da una idea de los parámetros atmosféricos en estrellas débiles.



LINEAS DE BALMER: ANCHO EQUIVALENTE SEGUN LOS MODELOS DE KURCZ.

T _{eff}	1.5			2.0			2.5			3.0			3.5			4.0			4.5		
	HB	H _γ	H _δ	HB	H _γ	H _δ	HB	H _γ	H _δ	HB	H _γ	H _δ	HB	H _γ	H _δ	HB	H _γ	H _δ	HB	H _γ	H _δ
5500	2.81	2.84	2.99	2.70	2.73	2.84	2.53	2.59	2.67	2.42	2.45	2.53	2.28	2.28	2.37	2.19	2.17	2.22	2.13	2.08	2.12
5770																			2.85	2.80	2.86
6000	4.59	4.62	4.83	4.46	4.55	4.72	4.30	4.36	4.52	4.12	4.16	4.78	3.91	3.93	4.04	3.71	3.69	3.79	3.55	3.49	3.57
6500	6.52	6.49	6.74	6.71	6.75	6.93	6.71	6.75	6.94	6.62	6.66	6.84	6.36	6.40	6.57	6.02	6.03	6.19	5.73	5.67	5.60
7000	8.26	8.37	8.70	8.79	8.81	9.07	9.12	9.17	9.39	9.36	9.41	9.64	9.33	9.39	9.63	9.18	9.17	9.41	8.84	8.80	9.03
7500	9.65	9.81	7.33	11.04	11.65	10.06	11.44	11.83	12.20	11.89	11.96	12.38	12.32	12.32	12.23	12.51	12.50	12.60	12.44	12.44	12.82
8000	8.23	7.92	7.89	10.77	10.83	11.01	13.32	13.78	14.22	14.59	15.38	16.15	14.99	15.28	15.83	15.50	15.54	15.89	15.80	15.84	16.21
8500	6.11	5.64	5.53	8.90	8.65	8.65	11.78	11.79	11.96	14.69	15.06	15.45	17.59	18.37	19.09	20.25	21.55	22.62	22.29	24.11	25.56
9000	4.50	4.07	3.99	7.13	6.80	6.75	9.93	9.76	9.82	12.99	13.04	13.25	16.29	16.66	17.10	19.71	20.53	21.28	22.84	24.21	25.36
9400																18.62	19.13	19.68			
9500	3.54	3.20	3.15	5.81	5.51	5.49	8.35	8.15	8.19	11.28	11.20	11.34	14.62	14.74	15.02	18.32	18.77	18.38	22.15	23.07	19.29
10000	2.94	2.66	2.63	4.97	4.72	4.71	7.19	7.02	7.07	9.79	9.71	9.83	12.88	12.92	13.14	16.58	16.82	17.21	20.70	21.29	21.94
10500																14.90	15.04	15.38			
11000				3.93	3.74	3.74	5.79	5.69	5.75	7.92	7.90	8.03	10.45	10.50	10.72	13.51	13.66	13.98	17.25	17.56	18.04
11500																12.41	12.58	12.90			
12000				3.26	3.10	3.10	4.93	4.86	4.92	6.78	6.80	6.94	8.95	9.05	9.27	11.54	11.73	12.05	14.68	14.99	15.44
12500																10.83	11.03	11.35			
13000				2.76	2.61	2.59	4.32	4.26	4.31	6.00	6.04	6.17	7.94	8.07	8.29	10.22	10.44	10.76	12.96	13.30	13.74
14000				2.33	2.17	2.15	3.84	3.78	3.82	5.40	5.44	5.57	7.18	7.32	7.53	9.27	9.50	9.81	11.73	12.08	12.51
15000				1.92	1.76	1.73	3.42	3.36	3.39	4.92	4.96	5.07	6.58	6.72	6.93	8.50	8.74	9.04	10.77	11.13	11.55
16000				1.50	1.35	1.30	3.05	2.97	2.99	4.50	4.53	4.63	6.07	6.21	6.40	7.87	8.11	8.40	9.99	10.34	10.75
17000				1.06	0.92	0.87	2.68	2.60	2.60	4.11	4.13	4.23	5.62	5.75	5.93	7.33	7.55	7.84	9.32	9.66	10.06
18000							2.33	2.23	2.22	3.75	3.76	3.84	5.21	5.33	5.50	6.84	7.06	7.33	8.72	9.06	9.44
20000							1.63	1.51	1.48	3.10	3.07	3.12	4.49	4.58	4.72	5.99	6.19	6.43	7.70	8.02	8.37
22500										2.33	2.28	2.30	3.68	3.73	3.83	5.09	5.24	5.44	6.65	6.91	7.22
25000										1.72	1.65	1.63	3.00	3.02	3.10	4.28	4.40	4.56	5.74	5.96	6.22
30000													1.89	1.83	1.84	3.14	3.19	3.28	4.35	4.50	4.66
35000													0.82	0.75	0.72	1.84	1.81	1.84	3.04	3.07	3.16
40000																1.49	1.16	1.17	1.87	1.90	1.95
45000																			1.50	1.51	1.55
50000																			1.28	1.28	1.30

realizarse una corrección en los colores para que el color sintético de una estrella patrón coincida con su color observado.

Muchas veces los espectros del OMA pueden no cubrir totalmente el ancho de los filtros, en estos casos la integral se realiza en el intervalo donde está definido el producto del espectro y la función de transmisión. Esto genera un nuevo sistema fotométrico. La constante de corrección de cada sistema fotométrico teórico se puede estimar ajustando los colores obtenidos del modelo de α Lyra a sus colores observados.

El exceso de color $E(\lambda_1 - \lambda_2)$ entre dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 , recordando la ec. (II.28) y (II.29), en función del flujo monocromático observado F_λ^* de la estrella problema y del flujo F_λ^{md} del modelo correspondiente, está dado por:

$$E(\lambda_1 - \lambda_2) = A_\lambda(\lambda_1) - A_\lambda(\lambda_2) = -2.5 \log \frac{F_\lambda^*(\lambda_1) F_\lambda^{\text{md}}(\lambda_2)}{F_\lambda^*(\lambda_2) F_\lambda^{\text{md}}(\lambda_1)} \quad (\text{III.30})$$

donde $A_\lambda(\lambda)$ representa la extinción interestelar en magnitudes a la longitud de onda λ . Así, en términos del cociente del espectro observado y el espectro modelado, la curva de extinción normalizada a las longitudes de onda λ_1 y λ_2 será (ec. III.30)

$$E(\lambda) = \frac{\log[F_\lambda^*(\lambda) / F_\lambda^{\text{md}}(\lambda)] - \log[F_\lambda^*(\lambda_1) / F_\lambda^{\text{md}}(\lambda_1)]}{\log \frac{F_\lambda^*(\lambda_1)}{F_\lambda^{\text{md}}(\lambda_1)} - \log \frac{F_\lambda^*(\lambda_2)}{F_\lambda^{\text{md}}(\lambda_2)}} = \quad (\text{III.31})$$

$$= \frac{1}{E(\lambda_1 - \lambda_2)} \log \frac{F_\lambda^*(\lambda) F_\lambda^{\text{md}}(\lambda_1)}{F_\lambda^{\text{md}}(\lambda) F_\lambda^*(\lambda_1)}$$

Todos los programas de reducción y análisis de datos se implementaron en el sistema NOVA 1200 del Centro de Cómputo del Instituto de Astronomía de la UNAM. En ello colaboraron los doctores Luis Carrasco, Claudio Firmani, Alfonso Serrano, los M. en C. Rafael Costero y Gianfranco Bissiachi y el físico Luis Salas.

IV. OBSERVACIONES Y RESULTADOS

IV.1 OBSERVACIONES

Las observaciones en el cúmulo NGC 225 se realizaron con el telescopio de 2.12 mts. del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Baja California. Para ello se utilizó el espectrógrafo y sistema de detección (OMA) descrito en el capítulo anterior.

Los espectros se obtuvieron bajo un ángulo $\theta = 5^{\circ}45'$ de la rejilla de 200 líneas mm^{-1} . Esto corresponde a una longitud de onda central (2° orden) de $\lambda_c \approx 4605 \text{ \AA}$ y una dispersión lineal recíproca $K_\lambda \approx 52.5 \text{ \AA mm}^{-1} = 4.086 \text{ \AA canal}^{-1}$ alrededor de λ_c con la cámara de 450 mm de distancia focal. El rango espectral cubierto es aproximadamente de 3650 \AA a 5580 \AA .

En la tabla IV.1. se resumen las características de la observación. En la primera columna aparece el nombre del objeto observado. Los numerales precedidos con H representan la identificación dada por Hoa y colaboradores (1961), por su parte L corresponde a nuestra asignación de acuerdo con Carrasco y colaboradores (1975). En las columnas siguientes aparecen: el número de Bitácora; las coordenadas de telescopio, el tiempo sideral, el tiempo universal y el ángulo horario a media exposición; el tiempo base de integración y la exposición total, ambos en segundos; la apertura, en micras, de la rendija del espectrógrafo y por último los conteos totales en tres zonas del espectro (canal 50, 250 y 450).

Todas las observaciones se realizaron el 4 de octubre de 1981 (tiempo universal) en colaboración con los doctores Carrasco, Alfonso Serrano y Octavio Cardona.

IV.2 REDUCCION DE LOS DATOS

Tanto la reducción como el análisis de los datos se realizó, en la ciudad de México, en base al sistema Nova instala

TABLA IV.1

NGC 225 - OBSERVACIONES

Objeto	Bitácora de observación	Coordenadas de telescopio			Tiempo sideral		Tiempo universal		Angulo horario		To	Temp	Apertura rendija	Conteos en el canal				
		h	m	s	°	'	h	m	h	m	h	m	(seg)	(seg)	(μ)	50	250	450
H-1	SPM 743	00	43	46	61	42.4	22	57	5	49	-1	46	1	20	600	645	4030	1031
H-2	" 744	00	43	31	61	40.5	23	07	5	58	-1	36	2	40	600	720	5715	1638
H-3	" 746	00	43	30	61	47.7	23	24	6	15	-1	19	2	40	600	614	5652	1581
H-4	" 754	00	42	16	61	39.2	00	36	7	27	-0	06	5	100	600	94	4515	316
H-5	" 751	00	42	50	61	37.9	00	09	6	59	-0	33	5	100	600	242	6631	3380
H-6	" 745	00	43	46	61	42.6	23	17	6	08	-1	26	2	40	600	390	4068	1091
H-7	" 747	00	43	27	61	38.8	23	36	6	27	-1	07	2	40	600	341	3482	905
H-8	" 755	00	42	08	61	40.9	00	45	7	35	0	03	5	100	600	479	6800	1850
H-9	" 753	00	42	24	61	33.5	00	28	7	19	-0	14	5	100	600	301	5257	1913
H-10	" 749	00	42	50	61	43.8	23	53	6	42	-0	49	5	100	600	397	5130	1313
H-11	" 748	00	43	03	61	42.8	23	44	6	34	-0	59	5	100	600	343	4665	1332
H-12	" 750	00	42	50	61	40.9	00	00	6	51	-0	42	5	100	600	352	4374	1164
H-13	" 752	00	42	38	61	37.9	00	18	7	09	-0	24	5	100	600	149	2920	1077
L-1	" 756	00	41	50	61	39.2	00	54	7	44	0	12	30	720	600	55	1061	1269
L-2 Sur	" 757	00	41	46	61	49.7	01	25	8	12	0	43	8	160	600	139	2398	933
L-2 Norte	" 758	00	41	46	61	49.7	01	37	8	27	0	55	8	160	600	67	1662	813
L-3	" 759	00	43	19	61	48.0	01	57	8	37	1	04	30	480	600	12	331	233
Hiltner 102	" 760	01	07	52	62	41.0	02	13	9	03	1	05	4	80	1000	200	3133	1899

Rejilla: 200 líneas por mm., ángulo: $5^{\circ}45'$; fecha: 4 octubre 1981 (TU); dispersión 4.08 \AA
 Longitud de onda central : 4605 \AA (2^oorden) ; rango espectral: $3650\text{-}5580 \text{ \AA}$; cámara: 450 mm (F/5.5)
 Observadores: J. Jesús González G., Luis Carrasco, Alfonso Serrano y Octavio Cardona. SPM, BC

do en el Instituto de Astronomía UNAM.

Los espectros se linearizaron con una dispersión de 4.0\AA canal^{-1} obteniéndose un total de 485 puntos. En la figura IV.1 se esquematiza la obtención del polinomio de dispersión en base al espectro de comparación del He-A tomada al final de las observaciones (Bitacora SMP 761). Para ello se utilizó el programa POIDISP desarrollado por Claudio Firmani.

La curva de respuesta se obtuvo en base al espectro SPM 760 de la estrella patrón Hiltner 102 y los valores de F_λ dados en la tabla III. Como los puntos de calibración no resultaban suficientes se interpolaron nuevos puntos de calibración, en base a los flujos de Stone de la tabla IV. Los puntos interpolados se presentan en la tabla IV.2. Los espectros reducidos, en flujo por unidad de longitud de onda ($\text{ergs cm}^{-1} \text{seg}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) se presentan en las figuras IV.2 a la IV - 19.

IV.3 ANALISIS Y RESULTADOS

Debido a que no se cuenta con un catálogo de estrellas patrón de clasificación MK tomadas con el instrumento utilizado, no es posible clasificar espectralmente de una manera directa por el aspecto general de nuestros espectros.

Para lograr una clasificación MK aproximada se tomaron en consideración los siguientes aspectos:

1. Fisonomía general del espectro. para lograr una clasificación aproximada se siguieron los lineamientos de clasificación de Morgan, Keenan y Kellman (1943) comparando los aspectos espectrales más sobresalientes de nuestros espectros con los del catálogo de Morgan y colaboradores (1943), el de Yamashita y colaboradores y el Atlas de Seitter (1970).

DIFERENCIA ENTRE λ
LINEA Y EL POLINOMIO

-2\AA 2\AA

3 8 8 8
 3 9 4 8
 4 0 4 4
 4 1 3 1
 4 1 5 2
 4 3 0 0
 4 3 3 3
 4 3 4 5
 4 4 7 1
 4 5 1 0
 4 5 7 9
 4 6 5 8
 4 7 6 5
 4 8 0 6
 4 8 4 8
 4 8 7 9
 4 9 6 5
 5 0 1 5
 5 1 6 2
 5 1 8 8
 5 2 2 1
 5 4 5 1
 5 4 9 5



Figura IV.1.

GRADO DEL POLINOMIO = 5
 LAMBDA INICIAL = 3645.03
 CANALES EXTREMOS CON IDENTIFICACION = 68 , 493
 COEFICIENTES DEL POLINOMIO:

0.364074E 4
 0.357494E 1
 0.625893E -3
 0.568696E -5
 -0.180512E -7
 0.132749E -10

ESPECTRO: PI743.F5

BITACORA: SP743

NOMBRE: NGC 225 - 01

FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 43.77MIN

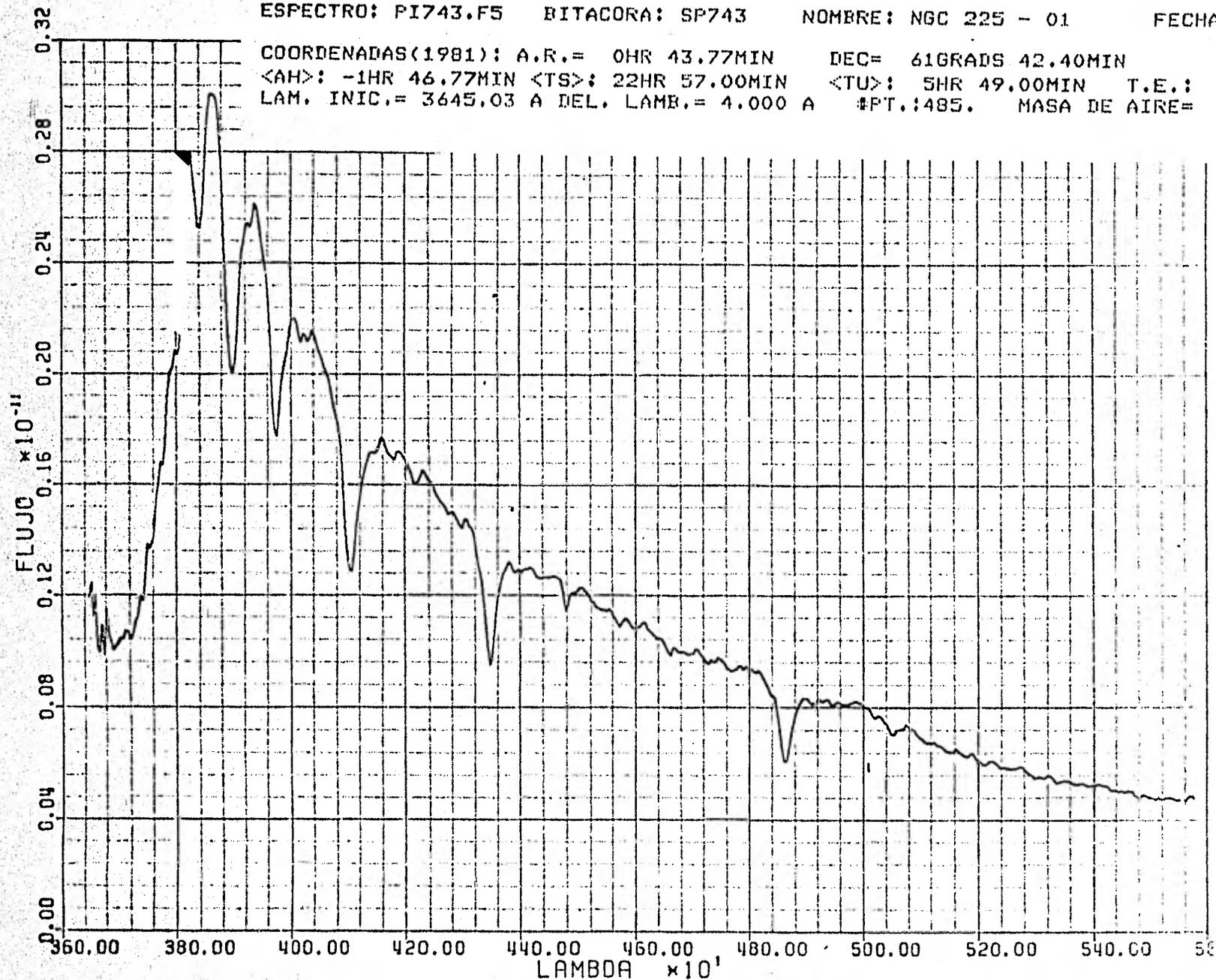
DEC= 61GRADS 42.40MIN

<AH>: -1HR 46.77MIN <TS>: 22HR 57.00MIN

<TU>: 5HR 49.00MIN T.E.: 0.33MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:485. MASA DE AIRE= 1.119226



ESPECTRO: PI744.F5

BITACORA: SP744

NOMBRE: NGC 225 - 02

FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 43.52MIN

DEC= 61GRADS 40.50MIN

<AH>: -1HR 36.52MIN <TS>: 23HR 7.00MIN

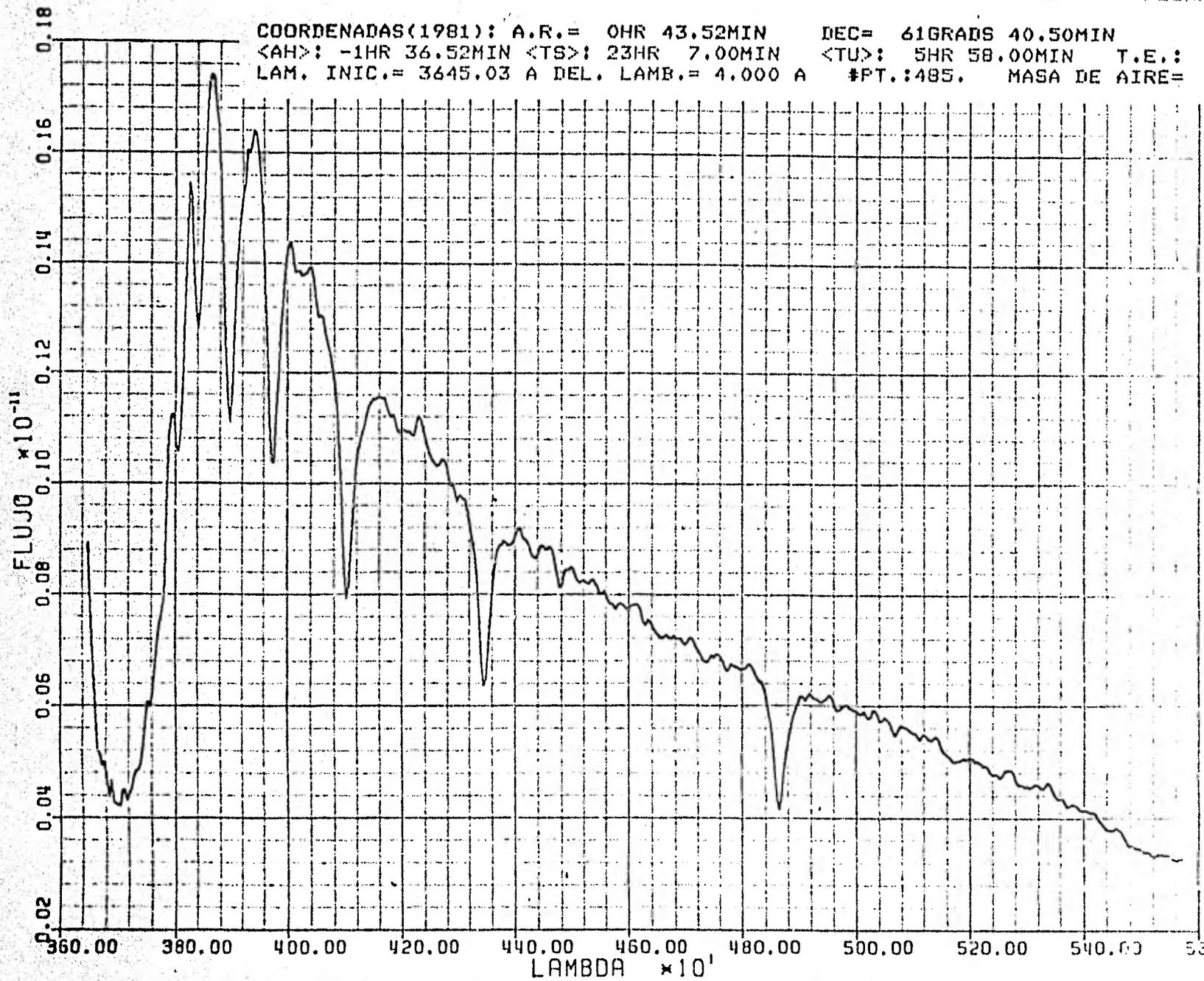
<TU>: 5HR 58.00MIN

T.E.: 0.67MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:485.

MASA DE AIRE= 1.108352



ESPECTRO: PI746.F5

BITACORA: SP746

NOMBRE: NGC 225 - 03

FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 43.67MIN

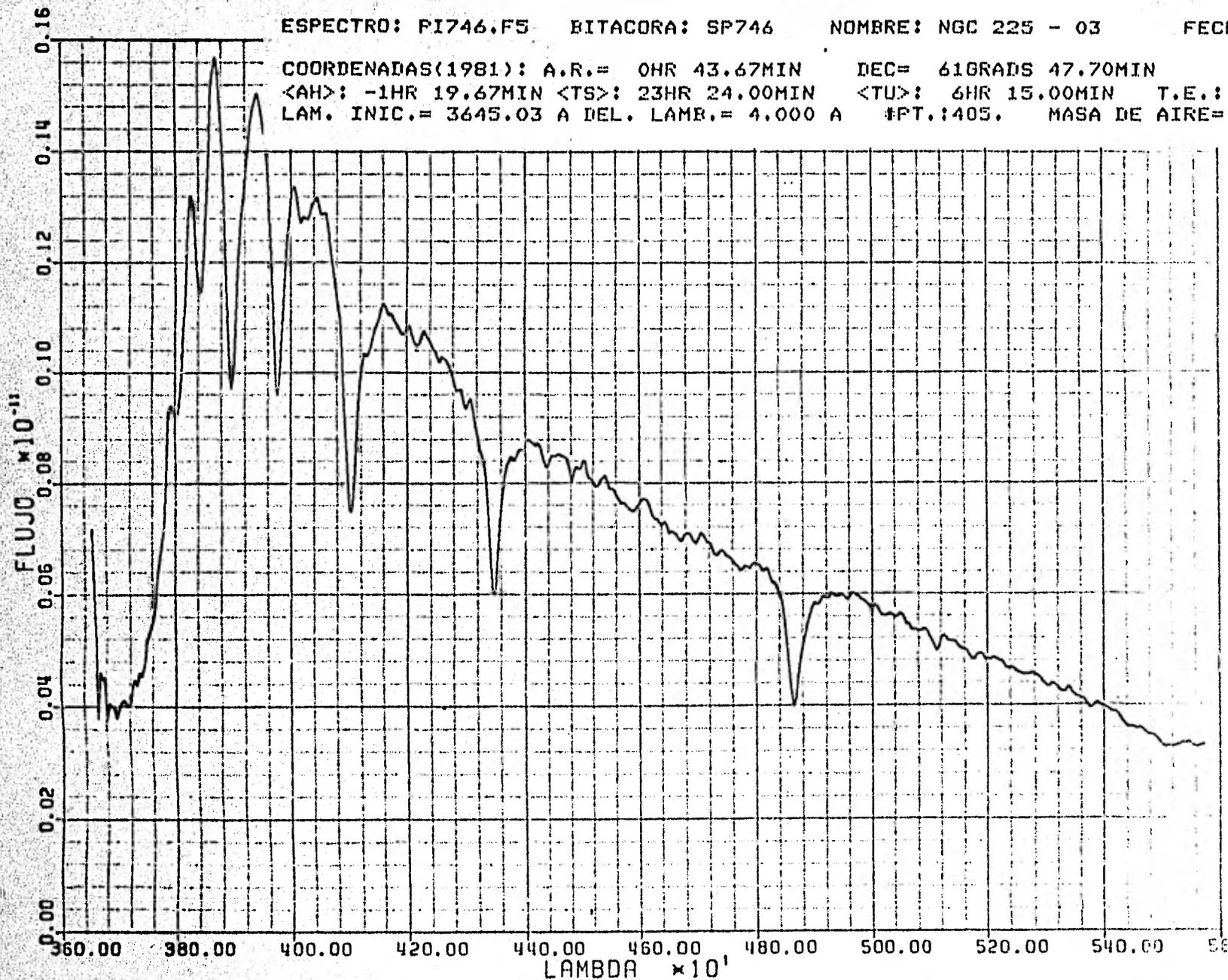
DEC= 61GRADS 47.70MIN

<AH>: -1HR 19.67MIN <TS>: 23HR 24.00MIN

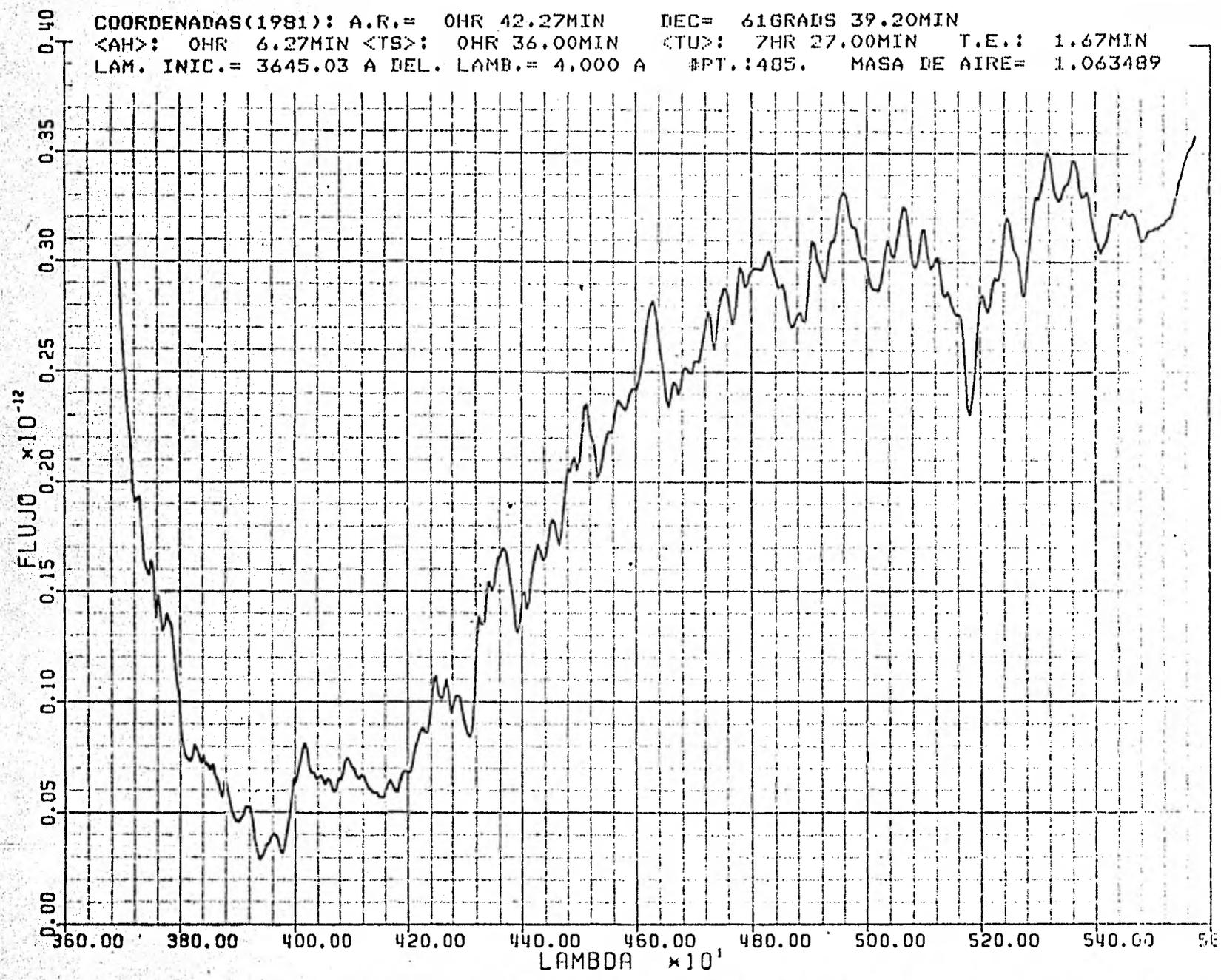
<TU>: 6HR 15.00MIN T.E.: 0.67MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:405. MASA DE AIRE= 1.095023

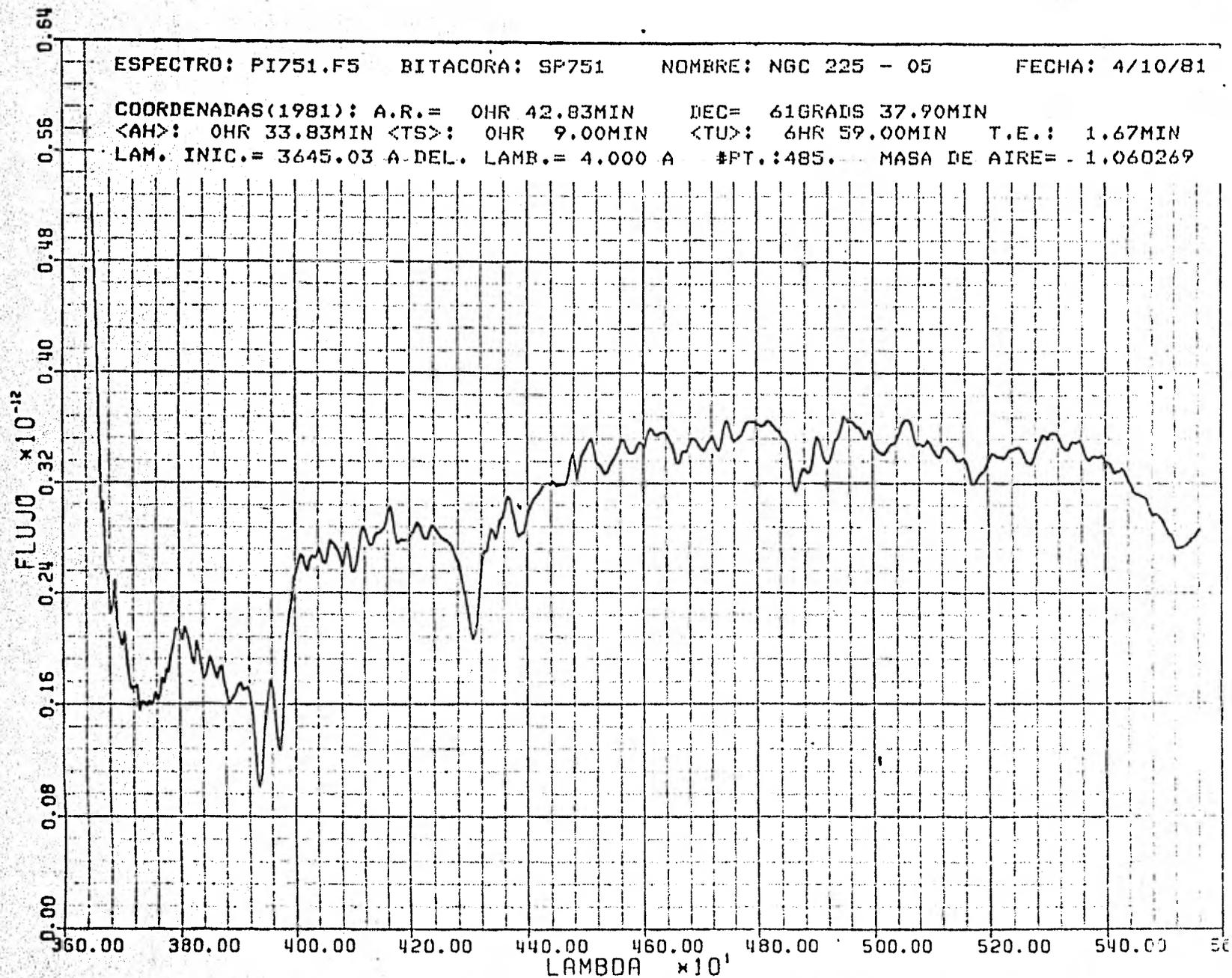


COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.27MIN DEC= 61GRADS 39.20MIN
<AH>: 0HR 6.27MIN <TS>: 0HR 36.00MIN <TU>: 7HR 27.00MIN T.E.: 1.67MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.063489



ESPECTRO: PI751.F5 BITACORA: SP751 NOMBRE: NGC 225 - 05 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.83MIN DEC= 61GRADS 37.90MIN
<AH>: 0HR 33.83MIN <TS>: 0HR 9.00MIN <TU>: 6HR 59.00MIN T.E.: 1.67MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A-DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= - 1.060269



ESPECTRO: PI745.F5

BITACORA: SF745

NOMBRE: NGC 225 - 06

FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 43.77MIN

DEC= 61GRADS 46.20MIN

<AH>: -1HR 26.77MIN <TS>: 23HR 17.00MIN

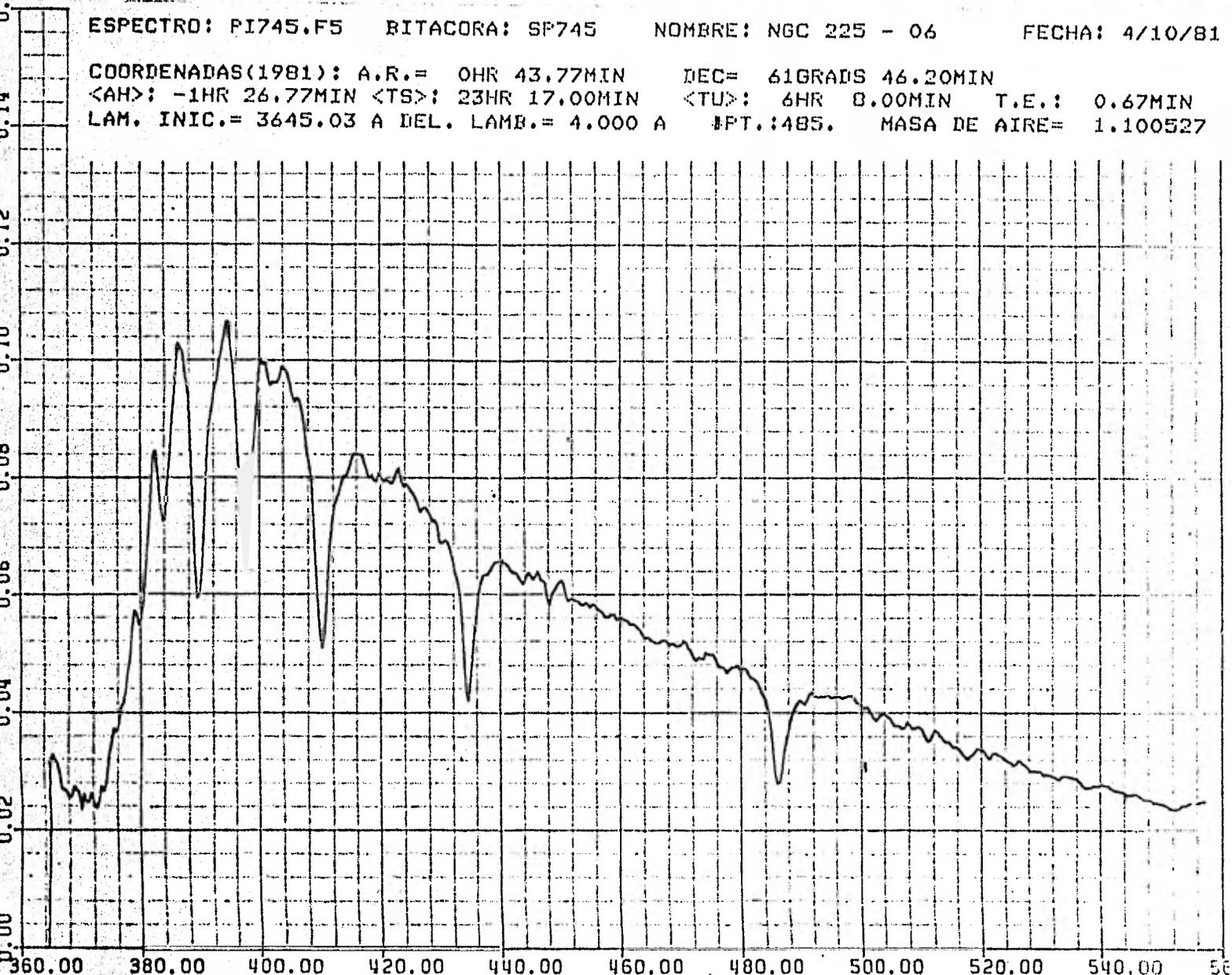
<TU>: 6HR 8.00MIN T.E.: 0.67MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:485. MASA DE AIRE= 1.100527

FLUJO $\times 10^{-11}$

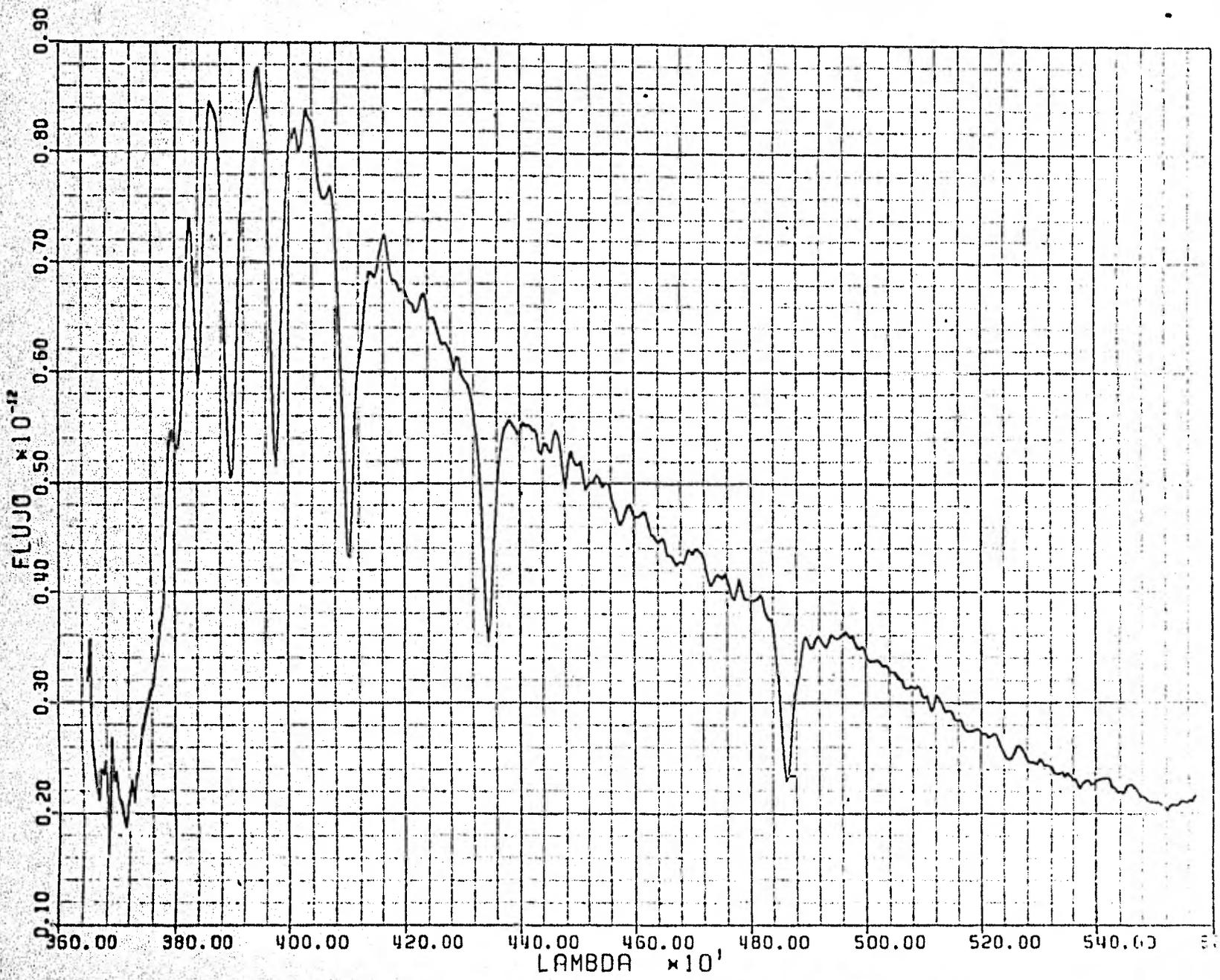
0.16
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
0.00



LAMBDA $\times 10^1$

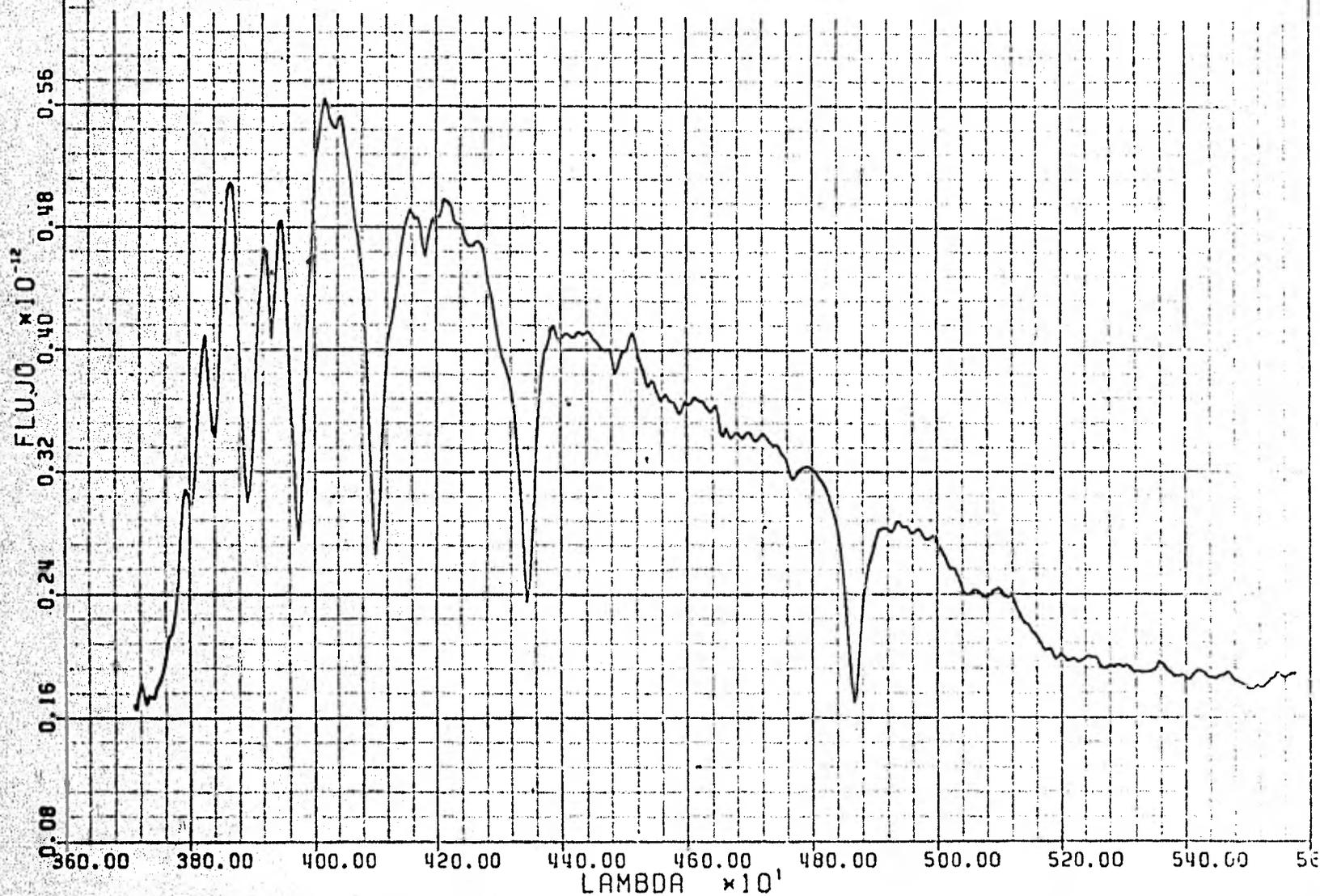
ESPECTRO: P1747.F5 RITACORA: SP747 NOMBRE: NGC 225 - 07 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R. = 0HR 43.45MIN DEC = 61GRAD5 38.80MIN
<AH>: -1HR 7.45MIN <TS>: 23HR 36.00MIN <TU>: 6HR 27.00MIN T.E.: 0.67MIN
AM. INIC. = 3645.03 A DEL. LAMB. = 4.000 A #PT.: 495. MASA DE AIRE = 1.084789



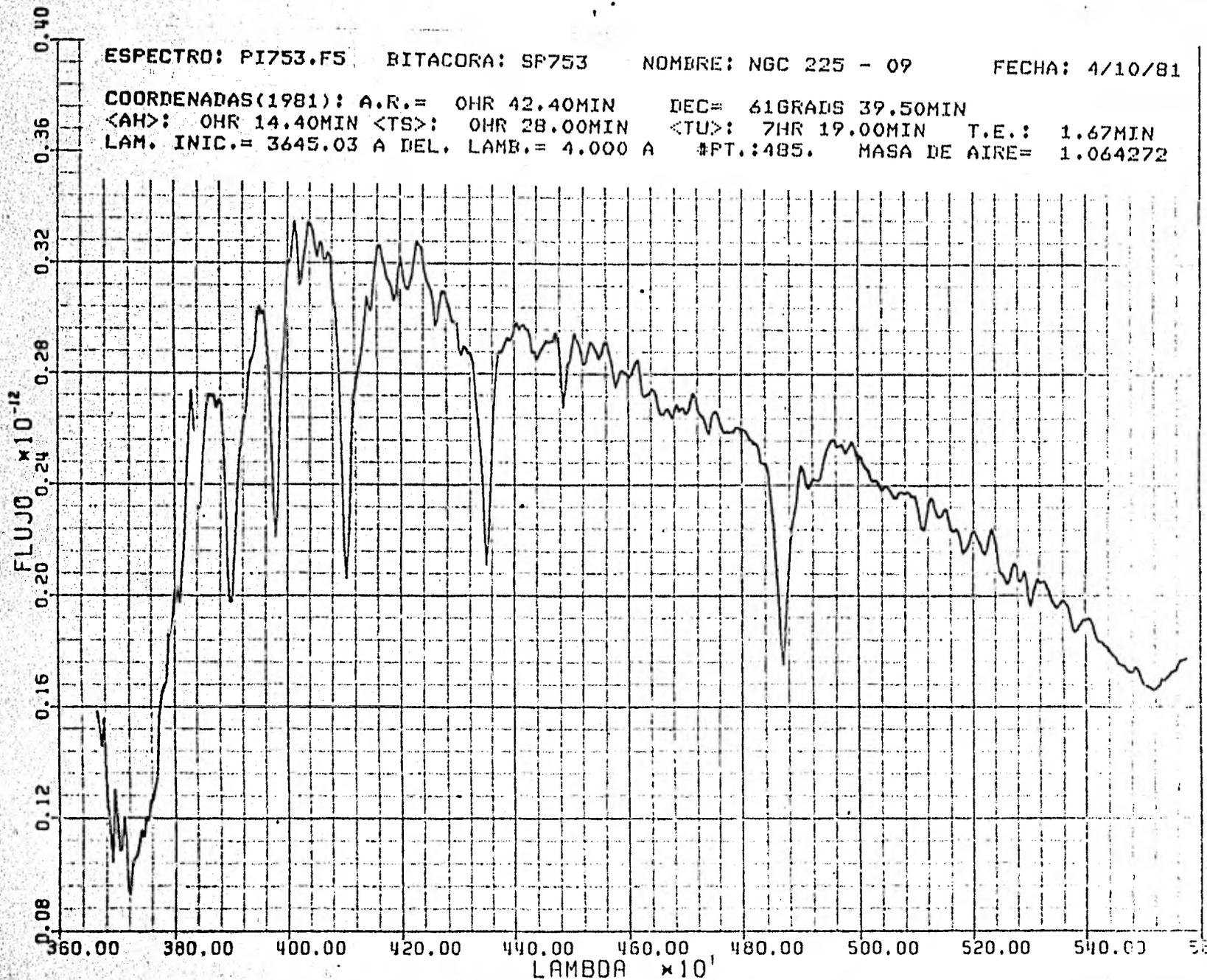
ESPECTRO: PI755.F5 BITACORA: SP755 NOMBRE: NGC 225 - 08 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.13MIN DEC= 61GRADS 40.90MIN
<AH>: 0HR 2.87MIN <TS>: 0HR 45.00MIN <TU>: 7HR 35.00MIN T.E.: 1.67MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.063718



ESPECTRO: PI753.F5 BITACORA: SF753 NOMBRE: NGC 225 - 09 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.40MIN DEC= 61GRADS 39.50MIN
<AH>: 0HR 14.40MIN <TS>: 0HR 28.00MIN <TU>: 7HR 19.00MIN T.E.: 1.67MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.064272



ESPECTRO: PI749.F5

BITACORA: SP749

NOMBRE: NGC 225 - 10

FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.83MIN

DEC= 61GRADS 43.80MIN

<AH>: 0HR 49.83MIN <TS>: 23HR 53.00MIN

<TU>: 6HR 42.00MIN

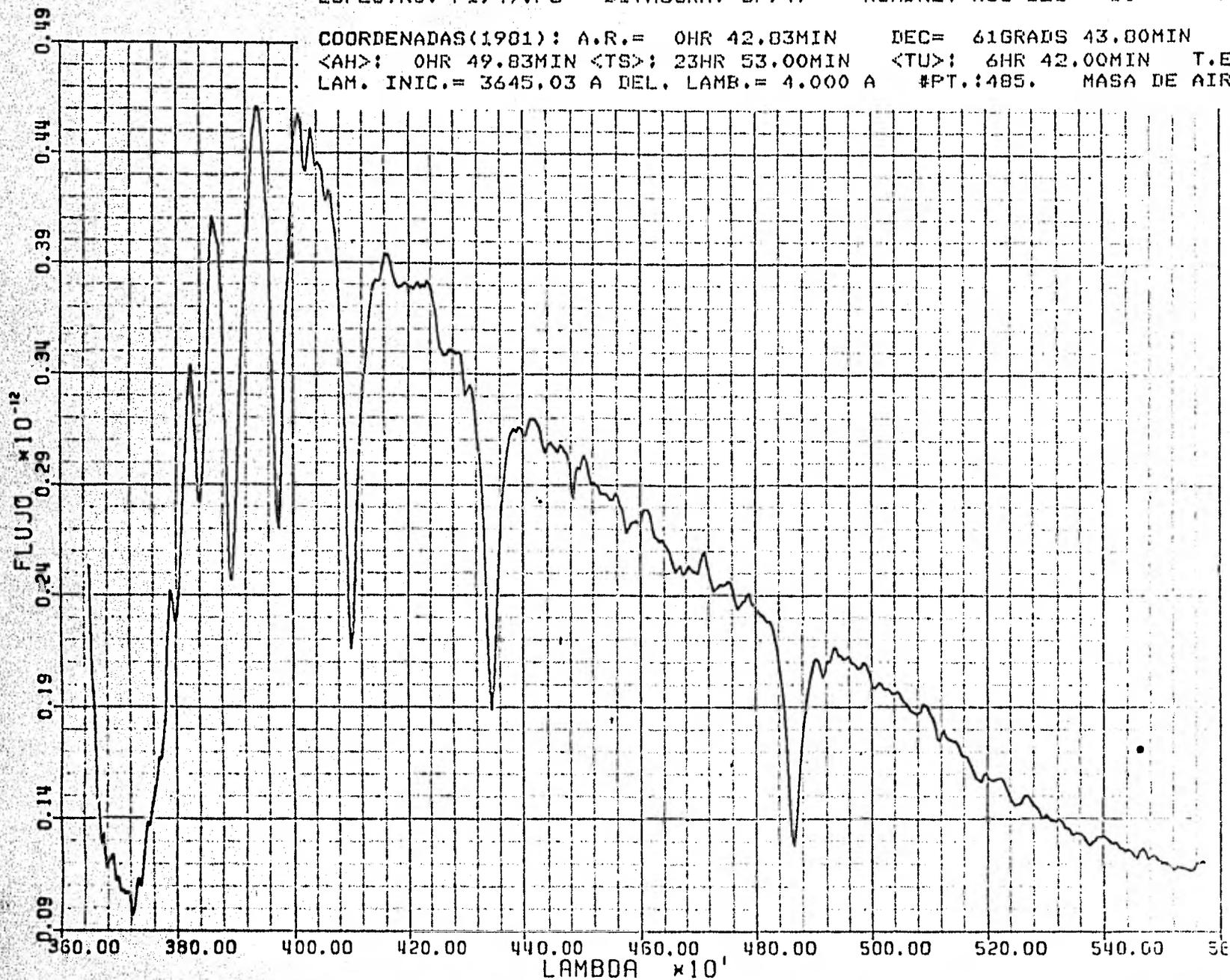
T.E.: 1.67MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:485.

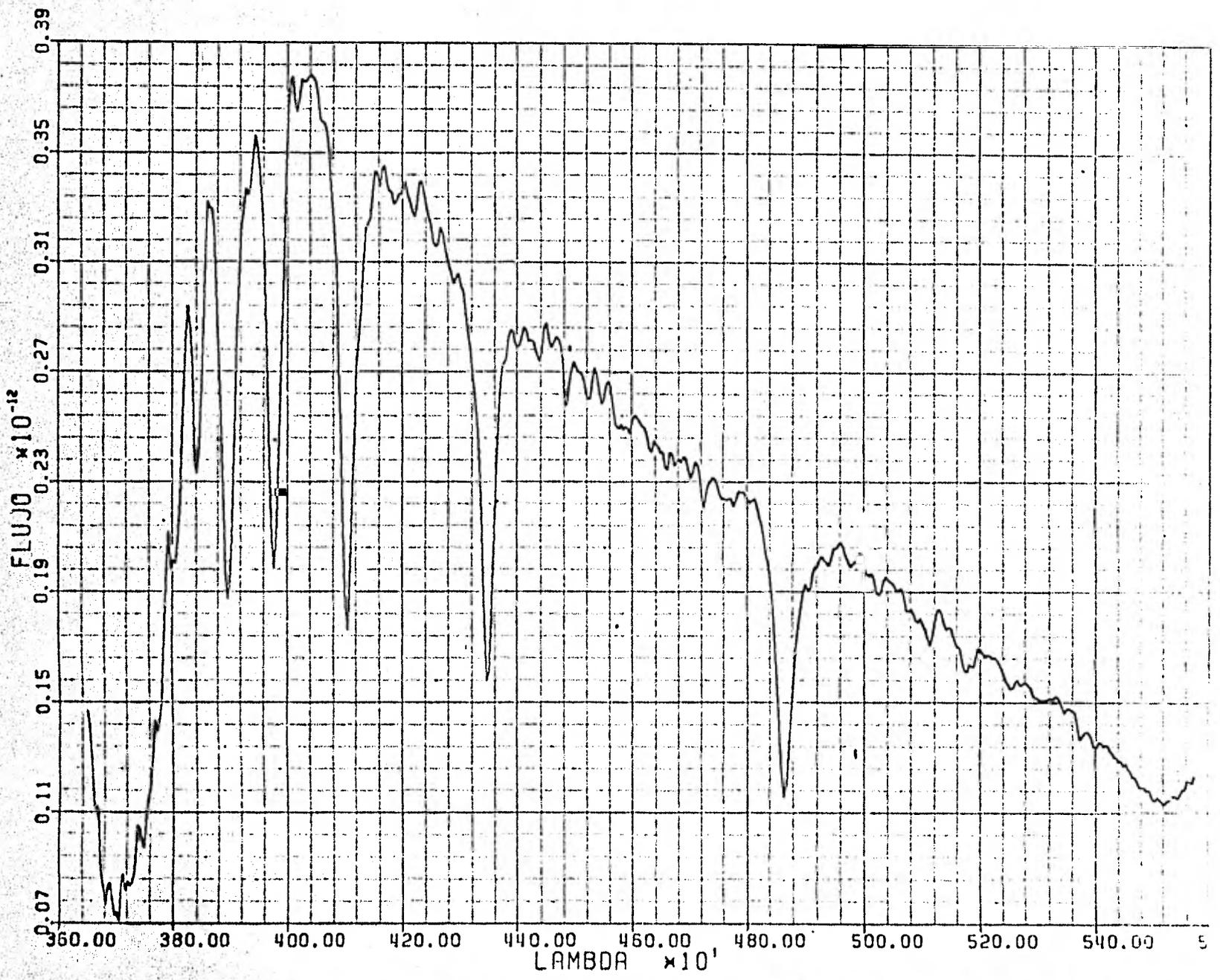
MASA DE AIRE=

1.075554



ESPECTRO: F1748.F5 BITACORA: SP748 NUMBRE: NGC 225 - 11 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 43.05MIN DEC= 61GRAUS 42.80MIN
<AH>: 0HR 59.05MIN <TS>: 23HR 44.00MIN <TU>: 6HR 34.00MIN T.E.: 1.67MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.080111



ESPECTRO: PI750.F5

BITACORA: SP750

NOMBRE: NGC 225 - 12

FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.83MIN

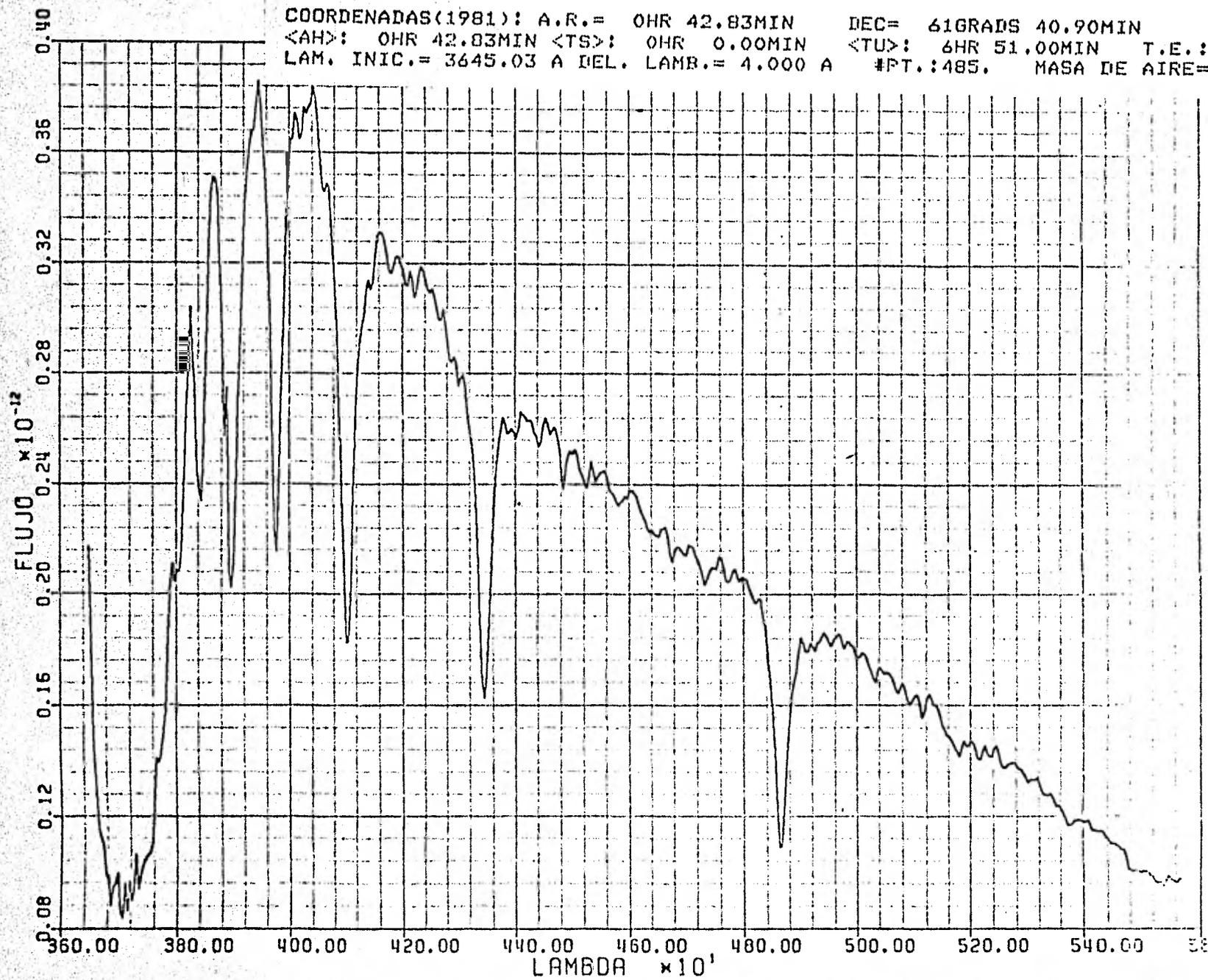
DEC= 61GRADS 40.90MIN

<AH>: 0HR 42.83MIN <TS>: 0HR 0.00MIN

<TU>: 6HR 51.00MIN T.E.: 1.67MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A IEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:485. MASA DE AIRE= 1.072007

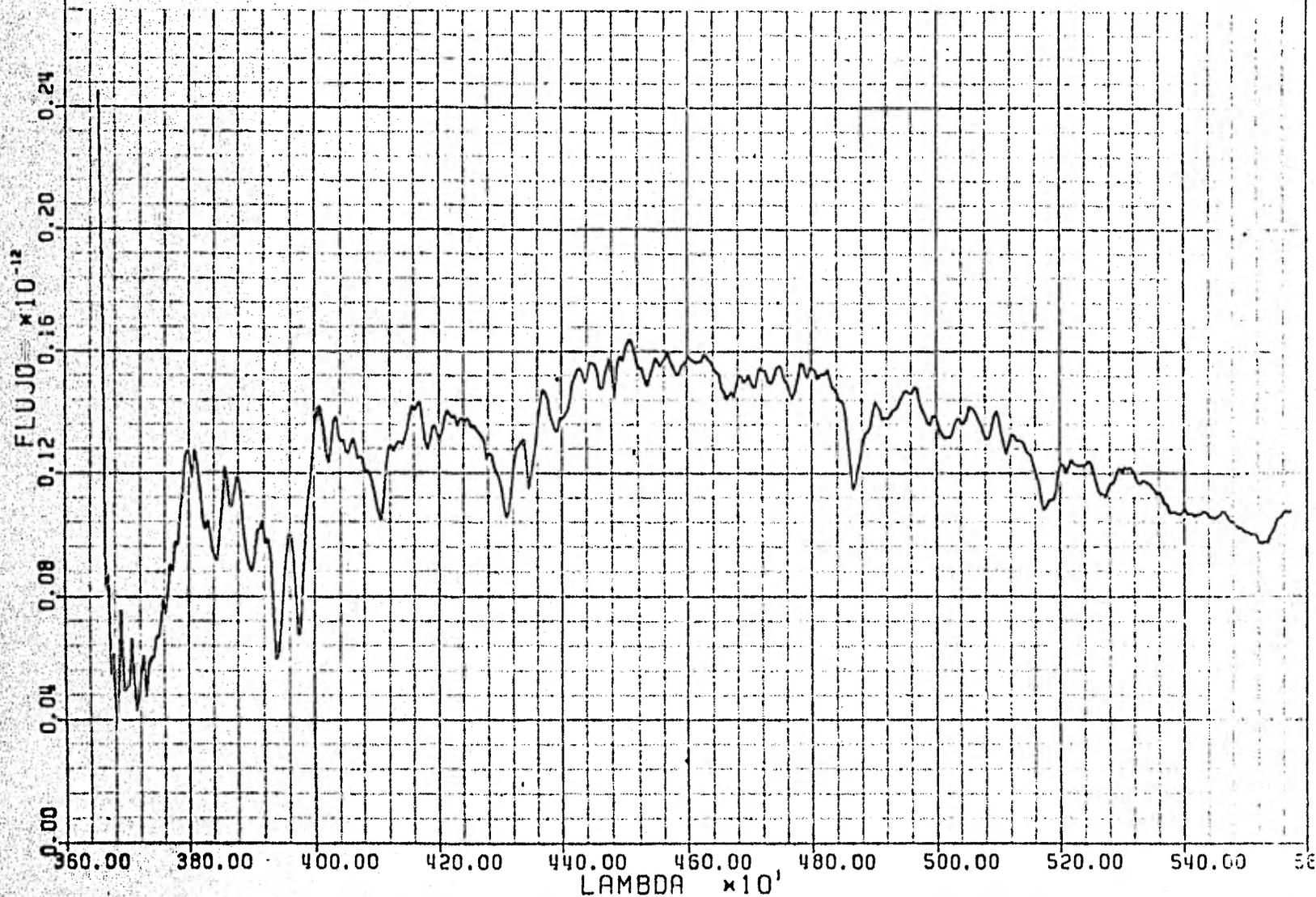


ESPECTRO: PI752.F5 BITACORA: SP752 NOMBRE: NGC 225 - 13 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 42.63MIN DEC= 61GRADS 37.90MIN

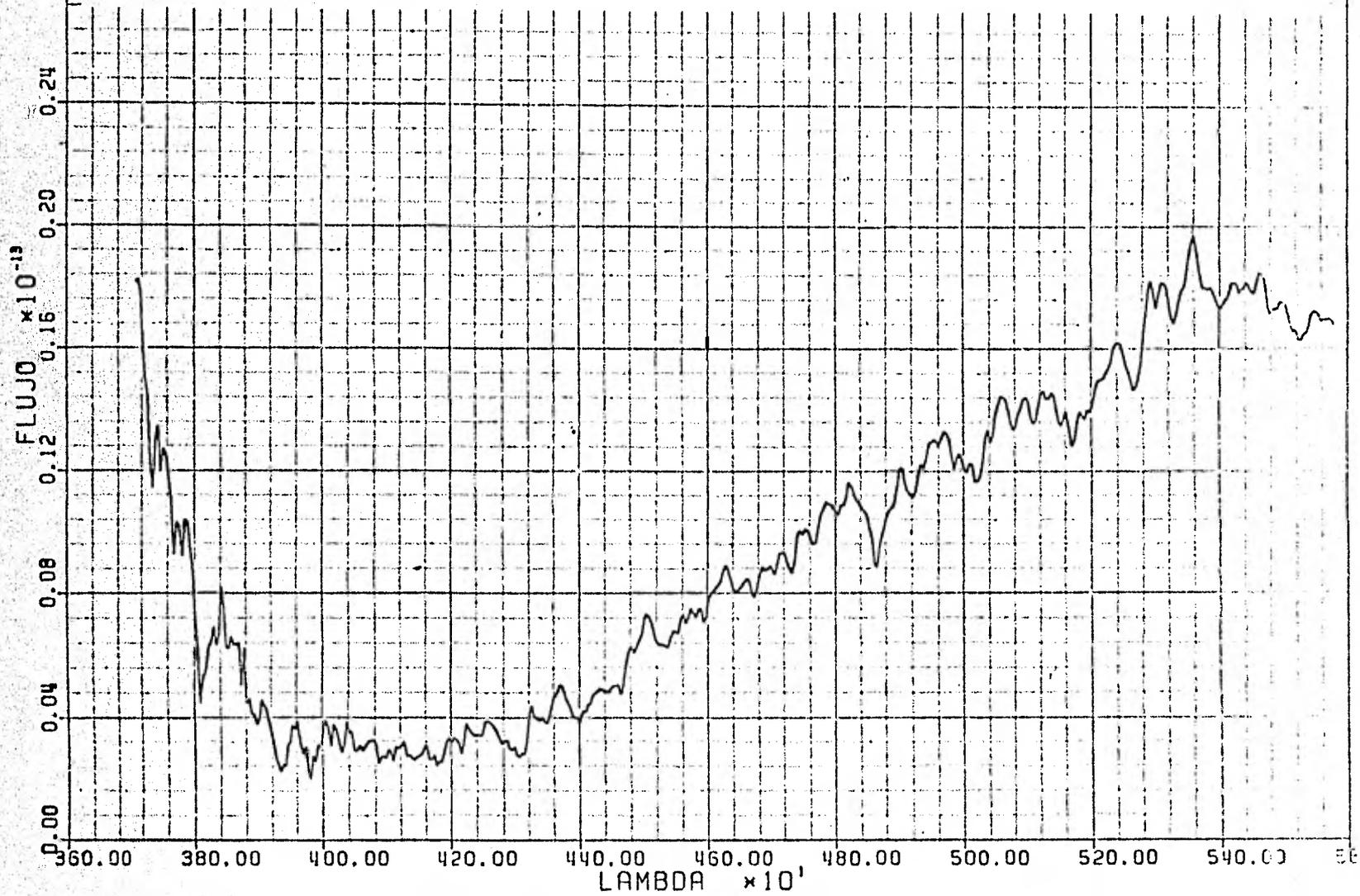
<AH>: 0HR 24.63MIN <TS>: 0HR 18.00MIN <TU>: 7HR 9.00MIN T.E.: 1.67MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.065793



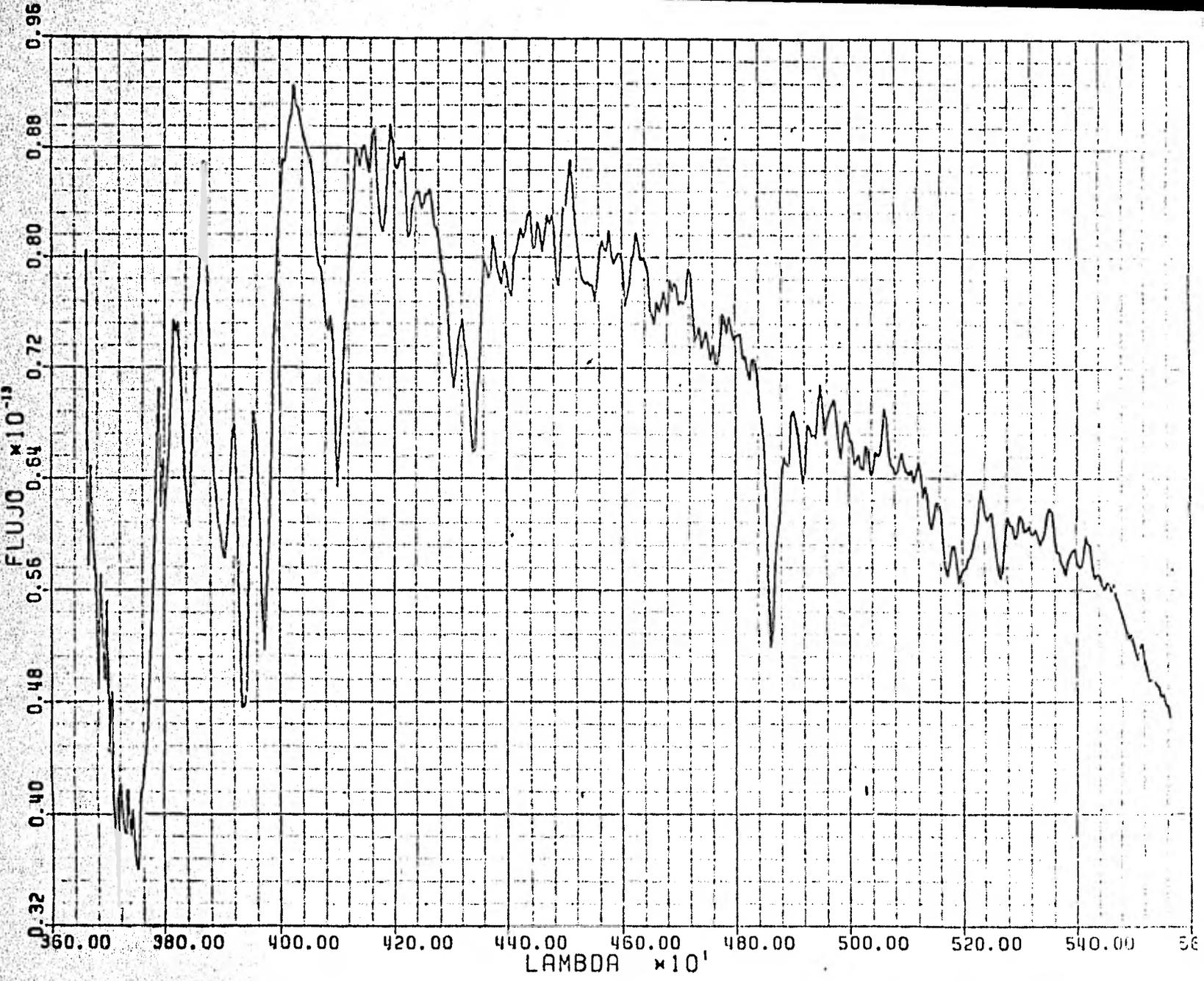
ESPECTRO: PI756.F5 BITACORA: SP756. NOMBRE: NGC 225 - L1 FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 41.83MIN DEC= 61GRADS 39.20MIN
<AH>: 0HR 12.17MIN <TS>: 0HR 54.00MIN <TU>: 7HR 44.00MIN T.E.: 12.00MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.065776



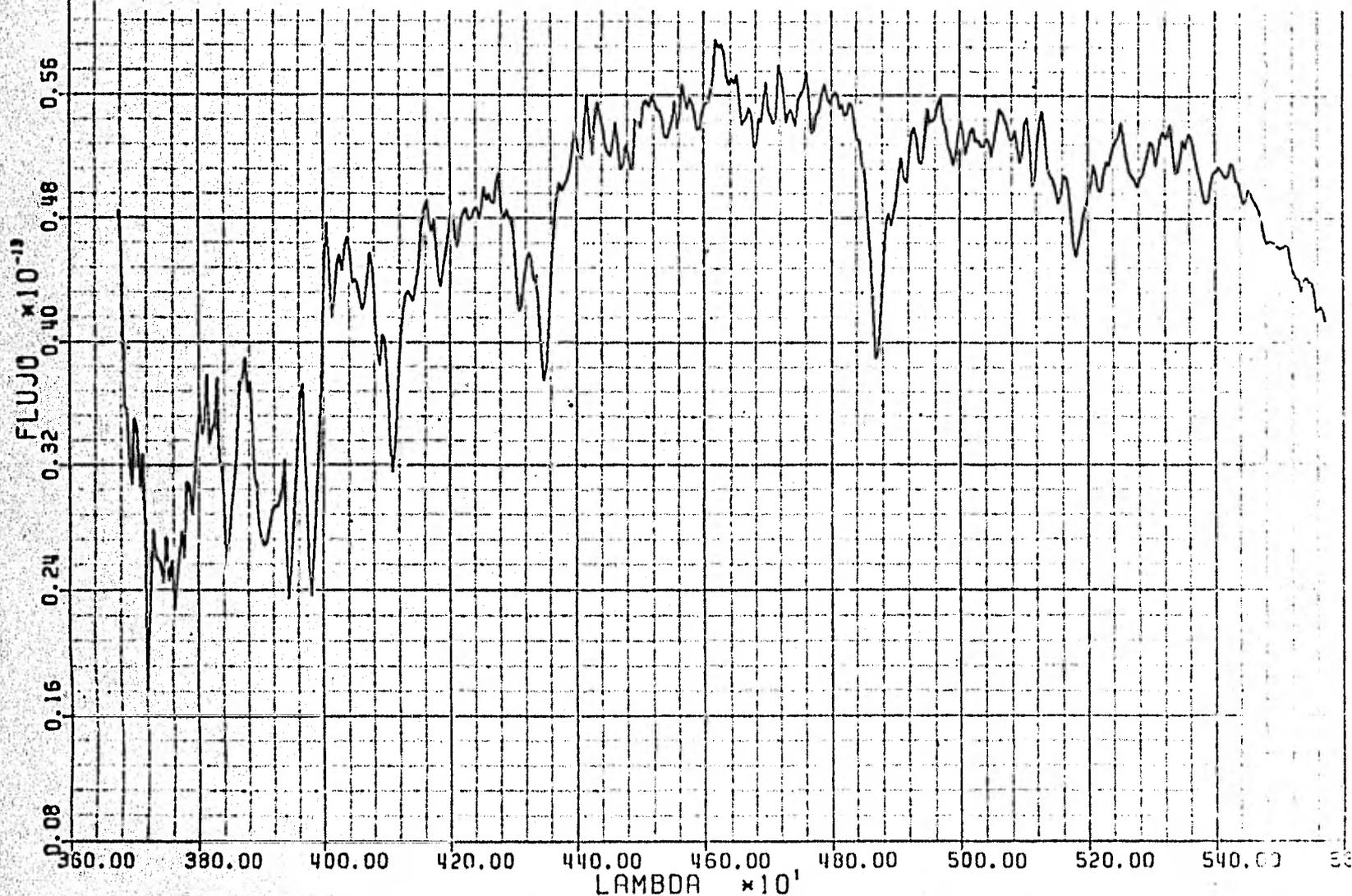
ESPECTRO: P1757.F5 BITACORA: SP757 NUMERE: RD161 164-S FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R. = 0HR 41.77MIN DEC= 61GRADS 49.70MIN
<AH>: 0HR 43.23MIN <TS>: 1HR 25.00MIN <TU>: 8HR 12.00MIN T.E.: 2.67MIN
LAM. INIC. = 3645.03 A DEL. LAMB. = 4.000 A #PT.: 485. MASA DE AIRE = 1.074623



ESPECTRO: PI758.F5 BITACORA: SP758 NOMBRE: BD+61 164-N FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 41.77MIN DEC= 61GRADS 49.70MIN
<AH>: 0HR 55.23MIN <TS>: 1HR 37.00MIN <TU>: 8HR 27.00MIN T.E.: 2.67MIN
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A IPT.:485. MASA DE AIRE= 1.080416



ESPECTRO: PI759.F5

BITACORA: SP759

NOMBRE: NGC225-DOBLE INCB FECHA: 4/10/81

COORDENADAS(1981): A.R.= 0HR 43.32MIN

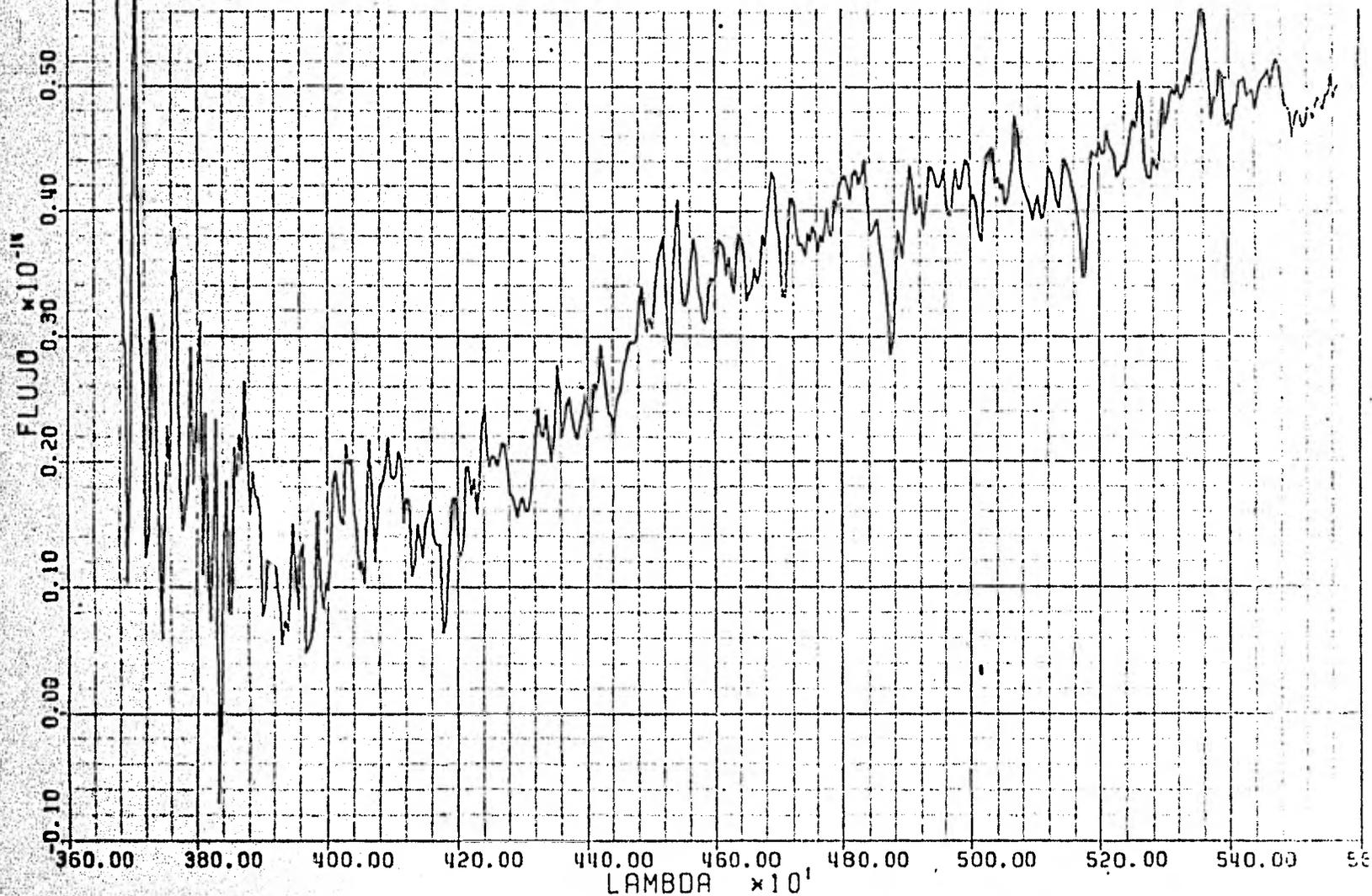
DEC= 61GRADS 48.00MIN

<AH>: 1HR 3.68MIN <TS>: 1HR 47.00MIN

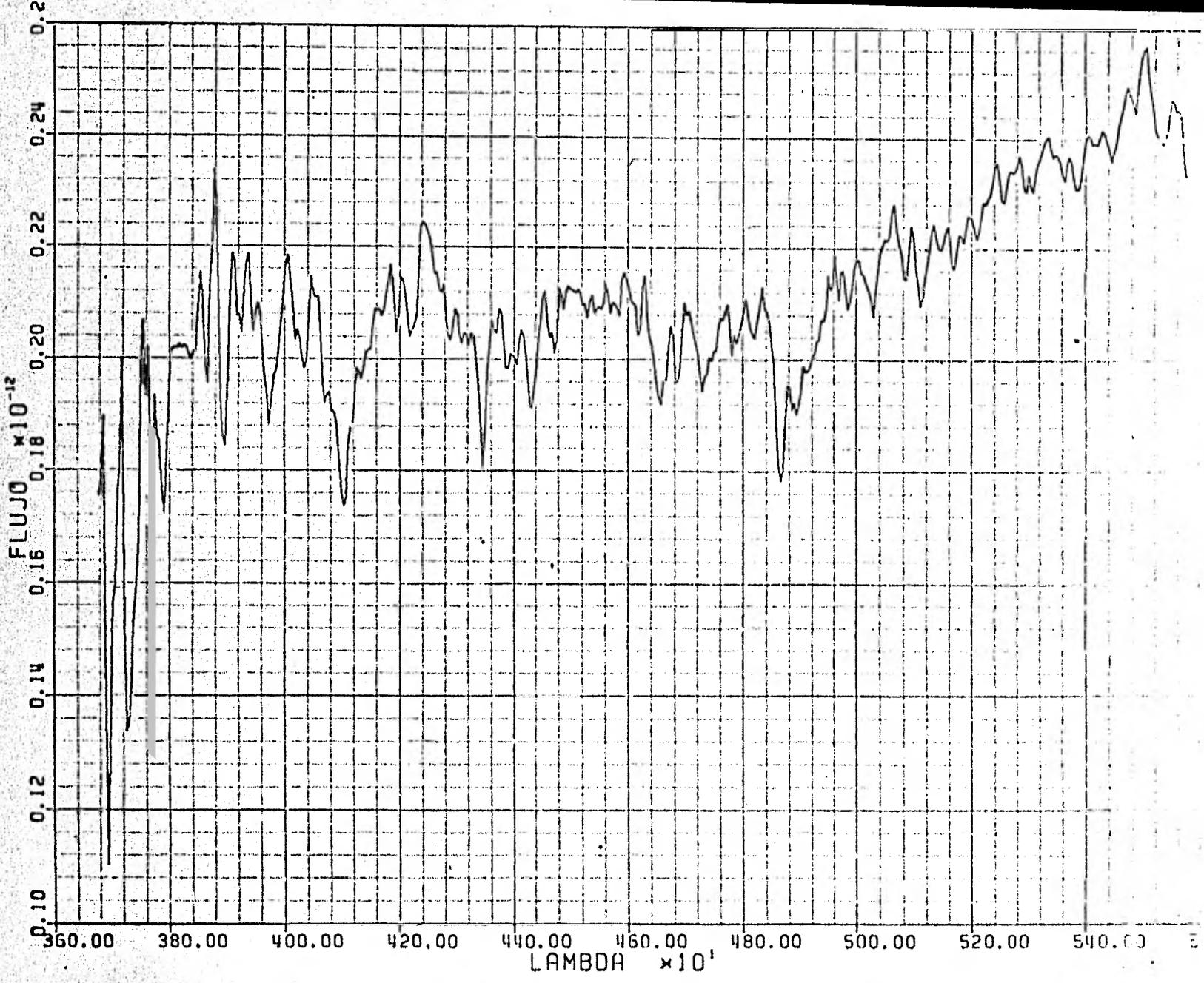
<TU>: 0HR 37.00MIN T.E.: 8.00MIN

LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A

#PT.:485. MASA DE AIRE= 1.088539



ESPECTRO: F1760.F5 BITACORA: SF760 NOMBRE: HILTNER 102-ST FECHA: 4/10/81
COORDENADAS(1981): A.R.= 1HR 7.87MIN DEC= 62GRADS 41.00MIN T.E.: 1.33MIN
<AH>: 1HR 5.13MIN <TS>: 2HR 13.00MIN <TU>: 9HR 3.00MIN #PT.:485. MASA DE AIRE= 1.095042
LAM. INIC.= 3645.03 A DEL. LAMB.= 4.000 A



2. El parámetro Q de Johnson y Morgan (1953). El parámetro Q definido como

$$Q \equiv (U-B) - \frac{E(U-B)}{E(B-V)} (B-V) = (U-B) - 0.72 (B-V) \quad (IV.1)$$

es básicamente independiente del enrojecimiento y esta relacionado unívocamente con la temperatura efectiva para tipos espectrales O y B.

Nuestras observaciones cubren únicamente el rango espectral del filtro B de Johnson por lo que para estimar el parámetro Q utilizamos los datos fotométricos de Hoag y colaboradores (1961). Los valores así estimados se compararon con las calibraciones de Q con el tipo espectral de Johnson (1958) y de Heintze (1973) así como con las relaciones de Q con $(B-V)_0$ y de Q con M_V de Becker (1963).

3. Colores intrínsecos. Corrigiendo los colores de Hoag y colaboradores (1961) por el exceso de color promedio del grupo $E(B-V) = 0.29$ mag. (Johnson y colaboradores 1960), se compararon los colores intrínsecos $(U-B)_0$ y $(B-V)_0$ con las calibraciones de color y tipo espectral de Johnson (1963), Schmidt-Kaler (1965), FitzGerald (1970) y Heintze (1973). Estas calibraciones se encuentran resumidas en la tabla 3.3 de Mihalas y Binney (1981) y en la tabla 2.1 de Underhill y Doazan (1982).
4. Anchos equivalentes de las líneas de Balmer. Se midieron los anchos equivalentes de H_β , H_γ y H_δ . Especialmente se utilizó la relación entre el tipo MK y el ancho equivalente de H_γ dada por Balona y Crampton (1974).
5. Profundidad de las líneas de Balmer. Este criterio se utilizó únicamente para clasificación relativa de

nuestras observaciones ya que no se encontró en la literatura una calibración de la intensidad de dichas líneas para estándares MK.

La clasificación espectral final se alcanzó vía un com - promiso entre los 5 aspectos citados y se logró sólo para 10 de los 17 objetos observados. En la Tabla IV. 2 se resumen los resultados fotométricos de Hoag y colaboradores (1961) -- considerando $E(B-V) = 0.29$ y una distancia al grupo de 630 pc (Johnson y colaboradores, 1960). En la Tabla IV.3 se resumen nuestras mediciones para las líneas de Balmer y en la Tabla IV.4 se presenta para cada una de las estrellas clasificadas su tipo espectral MK, los valores promedio de T_e y $\log g$ de dicho tipo espectral y por último los valores respectivos del modelo atmosférico que mejor se adapta al caso particular.

Comparando la profundidad de las líneas de Balmer respecto a la Tabla IV.3 con los perfiles de los modelos correspondientes con abundancia solar notamos claramente que las líneas observadas son menos profundas. Esto puede deberse a una me - nor metalicidad que provoca un gradiente de temperatura menor en la atmósfera y por tanto menos intensidad de las líneas de Balmer.

El tiempo de vida en secuencia principal de la estrella más brillante nos da una cota máxima a la edad nuclear del grupo, siendo esta una estrella B6V 12.7×10^6 años $\leq t_{sp} \leq 67.7 \times 10^6$ años. En la figura IV.20 se presenta el diagrama H-R teórico así como las isocromas de Cayrel y Delplace, AM.M. (1972) que lo envuelven.

TABLA IV.2 FOTOMETRIA NGC225 (Johnsosn y colaboradores 1960)

OBJETO	V	B	B-V	U-B	Q	(B-V) _o	(U-B) _o	Vo ¹	Mvo ²	SP ³ (Aprox)
H- 1	9.26	9.42	0.16	-0.23	-0.35	- .13	-0.44	8.39	-0.61	B6V
H- 2	9.64	9.84	0.20	-0.14	-0.29	- .09	-0.35	8.77	-0.23	B8V
H- 3	9.67	9.84	0.17	-0.15	-0.27	-0.12	-0.36	8.80	-0.20	B7V
H- 4	9.75	11.40	1.65	-	-	1.36	-	8.88	-0.12	?
H- 5	9.87	10.84	0.97	0.39	-0.31	0.68	0.182	9.00	0.00	?
H- 6	9.99	10.14	0.15	-0.05	-0.16	-0.14	-0.26	9.12	0.12	B9V
H- 7	10.12	10.31	0.19	-0.08	-0.22	-0.10	-0.29	9.25	0.25	B8V
H- 8	10.13	10.64	0.51	0.44	0.07	0.22	0.23	9.26	0.26	F?
H- 9	10.29	10.81	0.52	0.03	-0.35	0.23	-0.18	9.42	0.42	A7?
H-10	10.63	10.91	0.28	-0.02	-0.22	-0.01	-0.23	9.76	0.76	AOV-IV
H-11	10.67	10.94	0.27	0.12	-0.07	-0.02	-0.09	9.80	0.80	A0V
H-12	10.89	11.12	0.23	0.04	-0.13	-0.06	-0.17	10.02	1.02	A1V
H-13	10.92	11.52	0.60	0.06	-0.37	0.31	-0.15	10.05	1.05	?

1 = Se consideró $A_v = 3 E(B-V)$

2 = Se consideró un módulo de distancia $m-M = 9.0$ mg.

3 = Se tomaron en cuenta las calibraciones fotométricas descritas en el texto.

TABLA IV.3.5

LINEAS DE BALMER

Objeto	Línea	W(Å)	Area* 10 ⁻¹²	Contínuo** 10 ⁻¹³	Flujo al centro*** 10 ⁻¹³	Profundidad contínuo= 1000	Objeto	Línea	W(Å)	Area* 10 ⁻¹³	Contínuo** 10 ⁻¹³	Flujo al centro*** 10 ⁻¹³	Profundidad contínuo= 1000
H-1	H _β	7.82	6.77	8.67	6.05	698	H-10	H _β	13.61	3.06	2.256	1.28	567
	H _γ	7.83	10.72	13.70	9.48	692		H _γ	13.01	4.36	3.355	1.88	560
	H _δ	9.72	18.17	18.7	12.68	679		H _δ	15.68	6.48	4.129	2.15	520
H-2	H _β	10.34	6.61	6.40	4.14	647	H-11	H _β	18.98	4.12	2.170	1.15	530
	H _γ	8.59	8.15	9.48	6.35	670		H _γ	16.46	4.99	3.032	1.56	514
	H _δ	10.88	13.24	12.19	7.91	649		H _δ	18.14	6.55	3.611	1.75	484
H-3	H _β	12.44	7.78	6.249	3.97	635	H-12	H _β	14.42	2.82	1.956	1.08	552
	H _γ	10.13	9.36	9.241	5.96	645		H _γ	13.77	3.90	2.834	1.61	568
	H _δ	11.98	14.59	12.18	7.40	607		H _δ	17.73	6.27	3.538	1.80	509
H-4	H _β	2.63	0.812	3.08	2.69	873	H+13	H _β	2.80	1.02	1.509	1.14	755
	H _γ	0.58	0.092	1.60	1.50	937		H _γ	1.10	0.34	1.459	1.15	788
	H _δ							H _δ	1.90	0.54	1.412	1.04	736
H-5	H _β	2.80	1.024	3.654	3.14	859	L1	H _β	8.31	0.098	0.119	0.088	741
	H _γ	1.10	0.34	3.09	2.79	903		H _γ	3.00	0.014	0.048	0.038	798
	H _δ	1.90	0.54	2.864	2.54	887		H _δ					
H-6	H _β	12.11	5.44	4.491	2.77	617	L2-s	H _β	7.21	0.42	0.721	0.517	717
	H _γ	10.74	7.34	6.834	4.18	611		H _γ	7.30	0.64	0.872	0.657	753
	H _δ	14.47	12.98	8.985	5.06	563		H _δ	9.49	0.86	0.905	0.633	699
H-7	H _β	11.52	4.38	3.802	2.29	602	L2-N	H _β	9.10	0.51	0.558	0.389	697
	H _γ	10.67	6.23	5.836	3.53	605		H _γ	8.25	0.44	0.531	0.374	704
	H _δ	14.09	10.77	7.655	4.25	555		H _δ	8.26	0.40	0.483	0.313	349
H-8	H _β	11.96	5.18	3.082	1.68	545	L3	H _β	9.88	0.044	0.044	0.028	587
	H _γ	17.97	7.99	4.464	2.33	522		H _γ	3.57	0.0098	0.028	0.020	727
	H _δ	21.69	11.61	5.355	2.63	491		H _δ	2.05	0.0046	0.022	0.019	427
H-9	H _β	9.80	2.54	2.587	1.74	673	Hiltner 102	H _β	4.05	0.87	2.143	1.78	830
	H _γ	10.22	3.15	3.081	2.11	685		H _γ	3.3	0.67	2.135	1.81	848
	H _δ	10.77	3.54	3.288	2.06	626		H _δ	6.02	1.28	2.119	1.74	821

* unidades en 10⁻¹² ergs cm⁻² seg⁻¹ Å
 ** unidades en 10⁻¹³ ergs cm⁻² seg⁻¹
 *** unidades en 10⁻¹³ ergs seg⁻¹ cm⁻²

TABLA IV.4

OBJETO	TIPO ESPECTRAL	Te (ok)	Log. g	MODELO	
				TE	Log. g
H- 1	B6IV-V	13700 ^U -14700 ^L	3.79 ^{UD}	13000	3.5
H- 2	B7V	12980 ^U -13500 ^L	3.84 ^{UD}	13000	4.0
H- 3	B8V	11900 ^U -12400 ^L	3.83 ^{UD}	12500	4.0
H- 6	B8V-B9V	10920 ^U -12400 ^L	3.83 ^{UD}	11500	4.0
H- 7	B9V-B8V	10800 ^L -11900 ^U	3.89 ^{UD}	11000	4.0
H- 8	A3V	8300 ^A - 9500 ^C	4.06 ^A	8500	4.0
H- 9	B9.5 V	10200 ^U -10700 ^L	3.99 ^{UD}	10000	3.5
H-10	A0V-IV	9500 ^C	4.15 ^A	10000	3.5
H-11	A2V	8300 ^A - 9500 ^C	4.20 ^A	9000	4.0
H-12	A0V	9500 ^C	4.15 ^A	10000	4.0

U = Underhill y colaboradores (1979)

L = Lesh (1977)

A = Allen (1973)

C = Code y colaboradores (1976)

UD= Underhill y Doazan (1982)

El cociente del modelo atmosférico y la observación mostraba un efecto peculiar, pues se encontraba que:

$$\frac{F_{\lambda}^{\text{mod}}(\lambda_1)}{F_{\lambda}^*(\lambda_1)} < \frac{F_{\lambda}^{\text{mod}}(\lambda_2)}{F_{\lambda}^*(\lambda_2)} \quad \text{donde } \lambda_2 > \lambda_1, \quad (\text{IV.2})$$

contrario al efecto esperado por la presencia del enrojecimiento interestelar.

Este efecto puede deberse a las siguientes causas:

- Conjunción de la estrella Hiltner 102 con una estrella más azul en el campo.
- Variación de la respuesta instrumental o la geometría del barrido de lectura.
- Distintas condiciones del cielo para las estrellas problema y para la estrella patrón.

La forma del campo alrededor de Hiltner 102 es muy especial haciendo difícil confundirse. Por otro lado el tipo espectral B0 III y grado de enrojecimiento $E(b-v) = 1.07$ mag. de dicha estrella no son comunes. Una revisión somera del campo en las cartas del Palomar Sky Survey no muestra una estrella en las cercanías, con la que hubiese podido confundirse, de un color claramente más azul.

En la tabla IV.5 se resume el análisis fotométrico de los espectros para los cuales Hoag y colaboradores (1961) proveen de fotometría UBV. En la primera columna se da la identificación del objeto, en la siguiente el flujo promedio dentro de la banda B, calculado en base a la transmisión de Buser (1978). En la tercera la magnitud a la que corresponde según la calibración absoluta de Johnson (1966). En la cuarta la magnitud B de Hoag y colaboradores (1961). En la columna 5 se presenta la diferencia Δm_B de la medición de Hoag et al. (1961) y la nuestra. Por su parte los valores respectivos a la banda V se presentan en las columnas 6,7,8

Objeto	Flujo medio ¹				Flujo medio ¹				Tiempo sidereal (horas)
	Banda B	V _G ² (mag)	B _H ³ (mag)	Δm _G ⁴ (mag)	Banda V	V _G ² (mag)	V _H ³ (mag)	Δm _V ⁴ (mag)	
H-1	13.55	9.31	9.42	0.11	7.63	9.29	9.26	- 0.02	22.95
H-2	9.09	9.75	9.84	0.09	4.63	9.82	9.64	- 0.18	23.12
H-3	8.70	9.79	9.84	0.05	4.46	9.86	9.67	- 0.19	23.40
H-4	1.71	11.56	11.40	-0.16	3.10	10.25	9.75	- 0.50	00.60
H-5	2.98	10.96	10.84	-0.12	3.31	10.18	9.87	- 0.31	00.15
H-6	6.32	10.14	10.14	0.0	3.11	10.25	9.99	- 0.26	23.28
H-7	5.32	10.33	10.31	-0.02	2.60	10.45	10.12	- 0.33	23.60
H-8	3.76	10.70	10.64	-0.06	2.07	10.69	10.13	- 0.56	00.75
H-9	2.76	11.04	10.81	-0.23	2.06	10.70	10.29	- 0.41	00.47
H-10	2.97	10.96	10.91	-0.05	1.51	11.03	10.63	- 0.40	23.88
H-11	2.63	11.09	10.94	-0.15	1.54	11.01	10.67	- 0.34	23.75
H-12	2.51	11.14	11.12	-0.02	1.35	11.16	10.89	- 0.27	00.00
H-13	1.34	11.82	11.52	-0.30	1.18	11.30	10.92	- 0.38	00.30
L1	0.065	15.11	-	-	0.16	13.49	-	-	00.90
L2S	0.76	12.45	-	-	0.59	12.05	-	-	1.41
L2N	0.48	17.94	-	-	0.50	12.23	-	-	01.62
L3	0.069	16.07	-	-	0.046	14.82	-	-	1.95

1. En unidades de 10^{-13} ergs cm^{-2} seg^{-1} \AA^{-1} . Calculado con b anexa de transmisión sugerida por Buser (1978) $\lambda(B) \approx 4.48 \text{ \AA}$ $\lambda_0(V) \approx 5300 \text{ \AA}$

2. Magnitud correspondiente segun la calibración de Johnson (1966): $F_{\lambda}(B) = 7.2 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$
 $F_{\lambda}(V) = 3.92 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$

3. Magnitud segun Hoag y colaboradores (1961)

4. $\Delta m_B = B_H - B_G$; $\Delta m_V = V_H - V_G$

y 9. En la columna 10 se presenta el tiempo sideral a la mitad de la exposición.

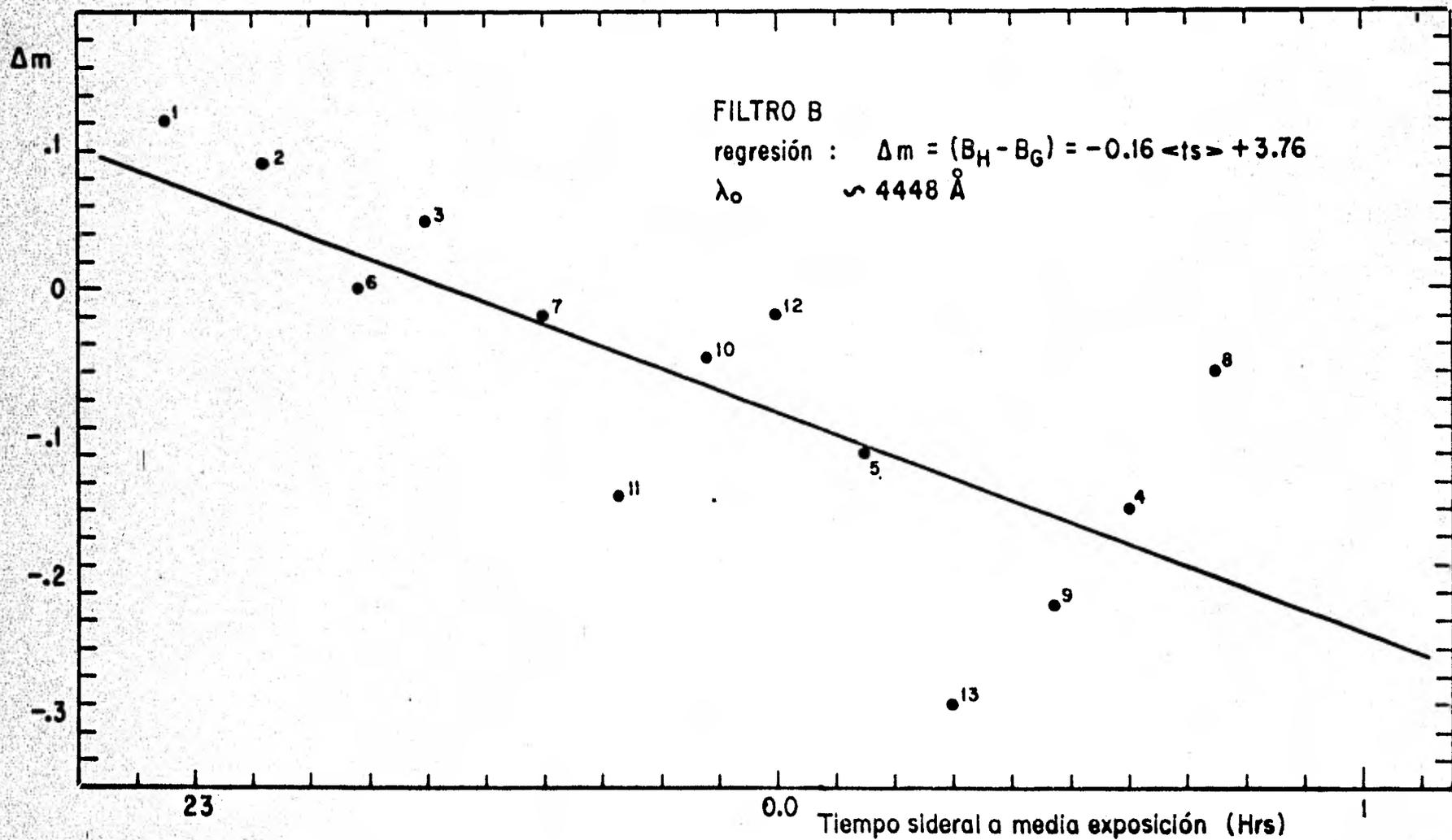
La gráfica IV.1 se presenta la diferencia m entre nosotros y Hoag (1961) en la banda B como función del tiempo a lo largo de la noche. La gráfica IV.2 muestra la misma relación para la banda V. En ambas gráficas se nota claramente la variación de la diferencia Δm a lo largo de la noche. Este efecto puede deberse a una deriva a un reflejo de no linealidad del instrumento ya que la observación siguió aproximadamente el orden de brillos. En ambas gráficas los números junto a los puntos representan el visuales aparentes de las estrellas observadas.

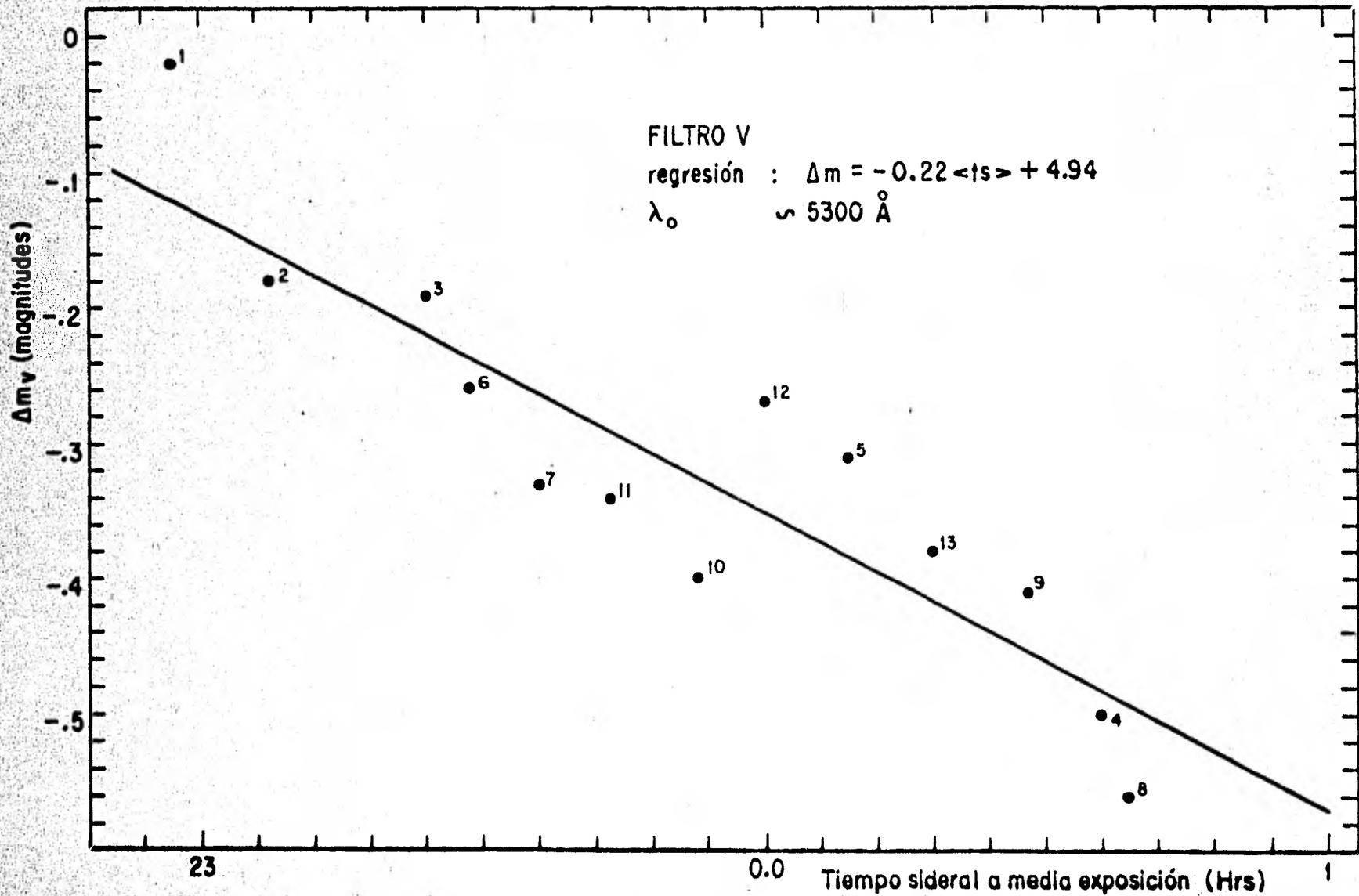
Las gráficas IV-3 y IV.4, donde se presenta Δm contra m en las bandas B y U respectivamente, a primera vista parecen indicar una no linealidad. Sin embargo analizando el orden de observación (números junto a los puntos), parece ser un reflejo de una deriva a lo largo de la noche y no un efecto de no linealidad.

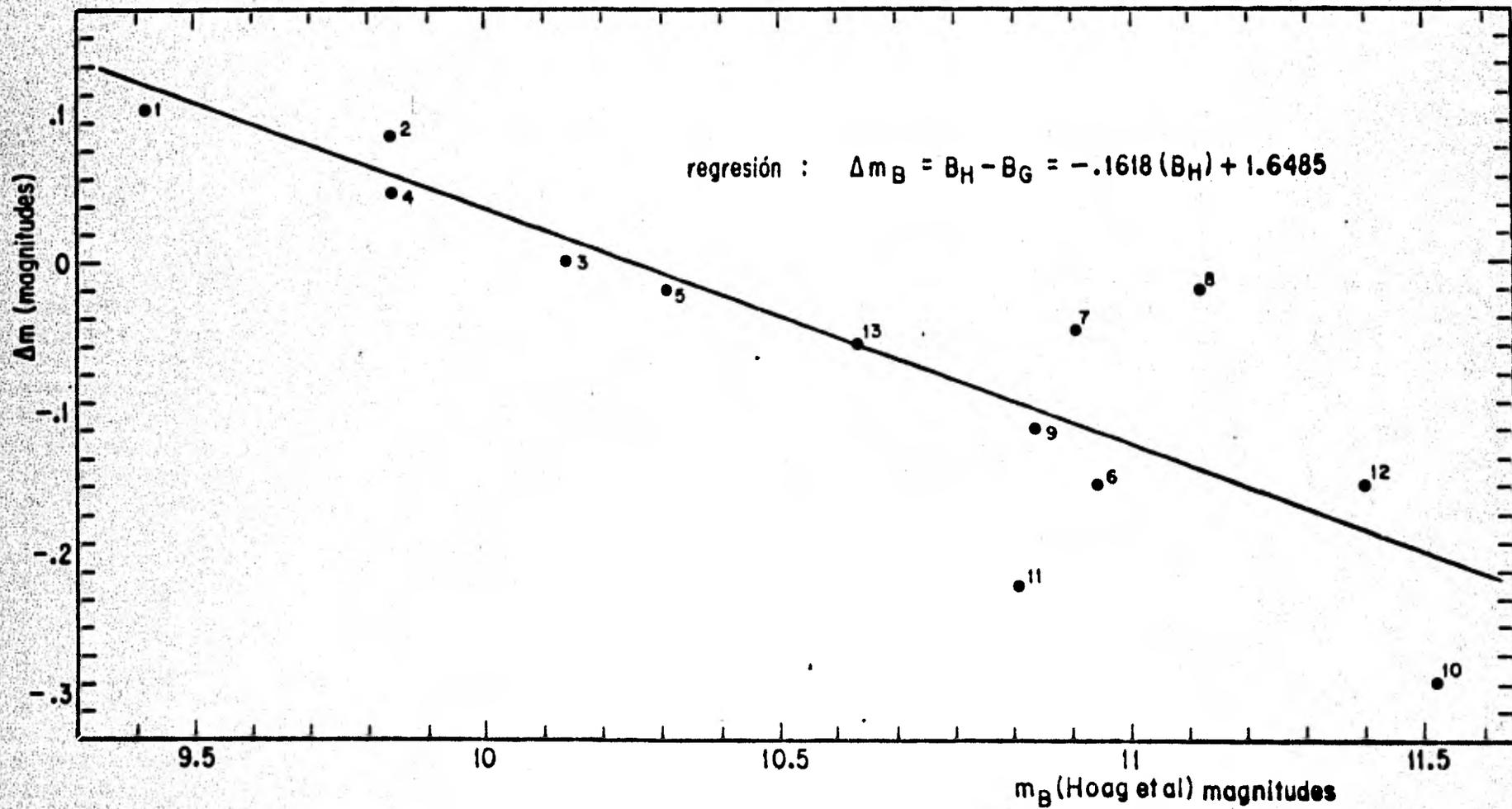
Como puede verse de las rectas de regresión, la deriva afecta no sólo al valor de las magnitudes monocromáticas sino también al color. Las estrellas a lo largo de la noche aparecen más azules respecto a la fotometría de Hoag y colaboradores.

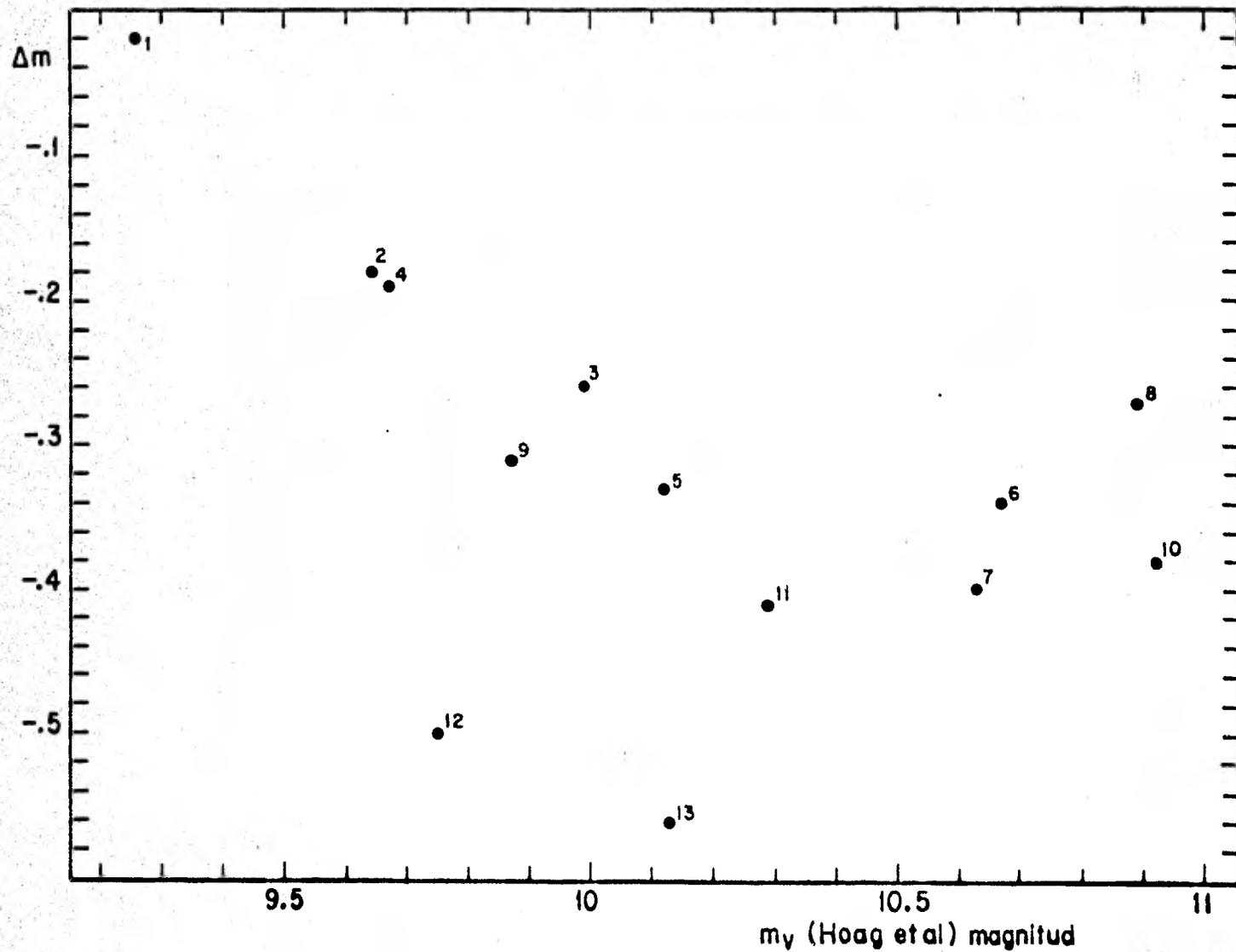
Dado que todas las observaciones se realizaron muy cerca del zenit con una masa de aire muy cercana a la unidad este efecto no puede atribuirse a errores en la extinción atmosférica. En principio no es fácil clasificar, en base a nuestros datos, si existe un problema instrumental o se trata de una deriva aparente debido a un deterioro sistemático de las condiciones del cielo, como el Seeing, y lo largo de la noche.

Como el instrumento no se había utilizado anteriormente









para realizar espectrofotometría absoluta no existen antecedentes de su efectividad para este tipo de trabajo. se propone realizar observaciones, por ejemplo del conjunto de estrellas patrón, en condiciones controladas para cuantificar los efectos de la posible no estabilidad temporal del instrumento (espectrógrafo más detector) así como de las posibles flecciones al observar en distintas direcciones.

Cualquiera que sea la causa real de la deriva, no tenemos elementos para realizar una corrección realista de sus efectos. Sin embargo con el objeto de conocer cualitativamente las características generales de la extinción al cúmulo NGC 225, realizamos una corrección dividiendo los espectros por una curva de la forma

$$C(\lambda) = m\lambda + b$$

donde tanto la pendiente m como la constante b son función de la hora de observación y se estiman en base a las rectas de regresión de las gráficas IV.1 y IV.2. Aun cuando los valores absolutos del flujo arrojados por esta corrección no deben tomarse con seriedad, nos permite al menos notar diferencias relativas tanto en la ley de extinción como en la extinción total.

Al comparar las distintas curvas de enrojecimiento (aquellas que se obtienen al dividir el espectro corregido entre su modelo respectivo) se encuentra que su forma difiere entre las distintas estrellas. Es claro notar que también se presentan distintos grados de extinción, así como diferentes excesos de color. Por un lado las diferencias en extinción total pueden interpretarse como una manifestación de que en grupos asociados con nubes de considerable concentración de material obscuro las estrellas se encuentran embebidas en dicho material en grados diferentes.

V. CONCLUSIONES.

- Se implementó, en el sistema NOVA 1200 del Instituto de Astronomía UNAM, una serie de programas de reducción, manejo y análisis de los datos espectrofotométricos digitalizados del OMA. Es notorio el hecho de que con un sistema computacional limitado es posible realizar este tipo de trabajo con una eficiencia y rapidez considerable.
- Se desarrolló una segunda serie de programas que permiten realizar análisis fotométrico de bandas angosta, intermedia y ancha a partir de los espectros reducidos en flujos absolutos. Sin embargo es necesario realizar un estudio comparativo de los resultados de la fotometría sintética con la fotometría observada para determinar las ecuaciones de color de los diferentes sistemas fotométricos sintéticos.
- Un tercer grupo de programas fué desarrollado, en el mismo sistema NOVA 1200, que permite estudiar la extinción interestelar via la comparación de los flujos absolutos observados con las predicciones de modelos de atmósferas estelares.
- Se utilizó la técnica de reducción espectrofotométrica a observaciones en el cúmulo galáctico NGC 225. A partir de los datos se estimó la edad aproximada del grupo, así como distintas características de la extinción y el enrojecimiento.
- Se encontró que la profundidad de las líneas de Balmer observada es considerablemente menor a la predicha en los perfiles teóricos de los modelos de abundancia solar de R. Kurucz. Esto representa una posible evidencia de que la metalicidad Z en NGC 225 es menor a la solar.
- Al realizar la clasificación MK en base a indicadores como el parámetro Q , anchos equivalentes de las líneas de Balmer y colores intrínsecos, se encontró una buena consistencia de las calibraciones de los distintos indicadores que conducían en general a la misma celda de clasificación.

- Se subraya la necesidad de realizar un catalogo de estrellas patrón de clasificación MK observadas con el OMA. Esto permitiría realizar una clasificación certera a partir de la fisonomía general del espectro sin tener que recurrir a mediciones de indicadores espectrales.
- Comparando nuestros resultados espectrofotométricos en NGC 225 con la fotometría UBV de la literatura, se detectaron anomalías en nuestras observaciones. Las diferencias entre - nuestros resultados y los publicados por Hoag y colaboradores (1960), tanto en color como en magnitudes monocromáticas, variaban entre un 10% y un 70%. Por un lado se detecto que los colores observados eran clara y sistemáticamente más azules (menor B-V) que los publicados. Por su parte las magnitud B eran muy cercanas, mientras que nuestras estrellas aparecían más débiles respecto a las publicadas. Dado que ambas diferencias aumentaban con el tiempo a lo largo de la noche de observación, pueden ser atribuidas a una deriva instrumental o a una variación sistemática de las condiciones del cielo a lo largo de la noche.
- Del punto anterior se concluye el apremio de realizar pruebas instrumentales con el OMA, antes de interpretar los resultados espectrofotométricos.
- De las diferencias relativas entre los miembros de NGC 225, tanto en extinción como en enrojecimiento, se infiere que las estrellas se encuentran asociadas en distinto grado con el material obscuro de la nube con la que el cúmulo esta asociado. Existe la posibilidad que el cociente de extinción total a selectiva varíe en el cúmulo indicando diferentes tamaños medios de los granos de polvo.

REFERENCIAS CAP. I

- Ambartsumian, V.A., Stellar Evolution and Astrophysics, Armenian Academy of Sci., 1947 (Versión en Alemán: Abhandl Sojetschen Astron., ser. 1, 9, c1951)
- _____, 1959, Endeavour, 18, 45
- Blaauw, A., 1952, Bull. Astron. Inst. Neth., 11, 405
- _____, 1961, Bull. Astron. Inst. Neth., 15, 265
- _____, 1964, Ann. Rev. Astr. and Ap., 2, 213
- Carrasco, L., Biciacchi, G.F., Cruz-González, C., Firmani, C. and Costero, R., 1980, Astron. Ap., 92, 253
- Clayton, D. D., 1968, Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, (New York: McGraw-H: II)
- Cox, J.P., Guili, R.T., 1968, Principles of Stellar Structure (New York: Gordon and Breach)
- Eggen, O.J., 1970, Vistas in Astronomy, 12, 367
- Garrison, R.F., 1967, Ap. J., 147 1003
- Gómez, A., 1972, I.A.U. Colloquium, no. 17, contr.No.XXVI
- Hejlesen, H.E., Jorgensen, J., Otzen Petersen y Romcke, L., 1972, I.A.U. Colloquium, no. 17, contribución no. XVII
- Iben, I., 1965, Ap. J., 141, 993
- _____, 1967, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 5, 571
- _____, 1974, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 12, 215
- Kuiper, G.P., 1937, Ap.5, 86, 176
- Lesh, J.R., 1968, Ap. J., 152, 905
- _____, 1969, Astron. J., 74, 891
- Martinel, L. & Major, M., 1969, Astron. Ap., 1, 1981.
- Mihalas, D. & Binney, J., Galactic Astronomy, (ed. W.H. Freeman & Company), cap. 7

Poveda, A., Ruiz, J., Allen., 1967, Bol. Obs. Tonanzintla
Tacubaya, 4, 86

Sancisi, R., 1972, I.A.U. Colloquium no. 17, contr. no. XXV

Sandage, A., 1957, Ap. J., 125, 435

Schönberg, M. & Chandrasekhar, S., 1942, Ap. J., 96, 161

Spitzer, L. & Schwarzschild, M., 1951, Ap. J., 114, 385

Strömngren, B., 1963, Q.J.R.A.S., 4, 8

Tinsley, B. & Larson, R.B. (eds.), 1977, Proceedings of Conference on the Evolution of Galaxies and Stellar Populations (New Haven: Yale University OBS)

Trumpler, R.J., 1925, P.A.S.P., 37, 307

_____, 1930, Lick Obs. Bull. 14, 154.

Van Alada, T.S., 1961, Bull, Astr. Inst. Neth., 15, 301.

Warner, J.W., Strom, K.M., Grasdalen, G.L., 1975, Ap.J., 197, 77

Wooley, R., 1970, Q.J.R.A.S., 11, 403.

_____, 1971, Structure and Evolution of the Galaxy (ed. L.N. Mauridis), 178.

REFERENCIAS CAP. II

- Ambarzumian, V.A., 1950, Trans. Internat. Astr. Union,
7_, 452.
- Bertaux, J. L. y Blamont, J.F., 1976 Nature, London,
262, 263.
- Blaauw, A., 1964, Ann. Rev. Astron. Ap., 2_, 213.
- Bless, R.C. y Savage, B.D., 1972 Ap. J., 171, 293.
- Bohlin, R.C., 1975, Ap. J., 200, 402.
- Borgman, J. y Blaauw, A., 1963, B.A.N., 17, 358.
- Borgman, J., Koornneef, J. y Slingerland, J. 1970,
Astrom. Ap., 4, 248.
- Carrasco, L., Strom, S.E. y Strom, K.M., 1973, Ap. J.,
182, 95.
- Cederblad, S., 1946, Med. F. Lunds. A. Obs., II-119.
- Debye, P., 1909, Ann. Physik, 30, 59.
- FitzGerald, M.P., 1968, Astron. J., 73, 983.
- Golay, M., 1974, Introduction to Astronomical
Photometry, D. Reidel-Astrophysics and Space
Library, 41.
- Hartman, J., 1904, Ap. J., 19, 268.
- Herbig, G.H., 1975. Ap. J., 196, 129.
- Hiltner, W.A., y Hall, J.S., 1949, Science, 109, 165.
- Hubble, F. E., 1922, Ap. J., 56, 162.
_____, 1922, Ap. J., 56, 400.
- Jenkins, E.B. y Savage, B.D., 1974, Ap. J., 187, 243.
- Jenkins, E.B., 1977 · The Structure and Content of the
Galaxy and Galactic Cosmic Rays, Fichtel and
Stecker, Editors, NASA-CP-002, 215.
- Johnson, H.L., 1965, Ap. J., 141, 923.

- Johnson, H.L., 1968, Stars and Stellar Systems,
University of Chicago Press, 7, 1967.
- Knapp, G.R., y Kerr, F.J., 1974, Astron. Ap., 35, 361.
- Krautter, J., 1980, Astron. Ap. Suppl., 39, 167.
- Lillie, C.F., y Witt, A.N., 1976, Ap. J., 208, 64.
- Mathewson, D.S. y Ford, V.L., 1970, Mem. R. Astron. Soc.,
74, 139.
- Mie, G., 1908, Ann. Physic, 25, 377.
- Münch, G., 1952. Ap. J., 116, 575.
- Nandy, K. 1964, Publ. Roy. Obs. Edin., 4, 57.
_____. 1965, Publ. Roy. Obs. Edin., 5, 13.
_____, Thompson, G.I., Jamar C., Monfils, A. y
Wilson, R., 1976, Astron. Ap., 51, 63.
- Reddish, V.C., 1968, Observatory, 88, 139.
- Reid, M.J., Moran, J.M., 1981, Ann. Rev. Astron. Ap.,
19, 231.
- Ryter, C., Cesarky, C.J. y Audouze, J., 1975, Ap. J.,
(letters), 198, 103.
- Savage, B.D. y Mathis, J.S., 1979, Ann. Rev. Astron.
Ap., 17, 73.
- Schröder, R., 1976, Astron. Ap. Suppl., 23, 125.
- Serkowski, K., Mathewson, D.S. y Ford, V.L., 1975,
Ap. J., 196, 261.
- Spitzer, L., 1978, Physical process in the Interstellar
Medium, John Wiley & Sons, 157.
- Stebbins, J., Huffer, C.H. y Whitford, A.E., 1939,
Ap. J., 90, 209.
- Stebbins, J.M., Huffer, C.M. y Whitford, A.E., 1940,
Ap. J., 92, 195.
- Stecher, T.P., 1969, Ap. J., (letters), 157, L 125.

- Strömberg, B., 1972, Q.J.R.A.U., 7, 452.
- Tinbergen, J. , 1979, Astrom. Ap. Suppl., 35, 325.
- Trumpler, R.J., 1930a, Lick Obs. Bull., 14, 154.
- _____, 1930, P.A.S.P., 42, 214.
- van Breda, I.G. y Whittet, D.C.B., 1981, M.N.R.A.S.,
195, 79.
- van de Hulst, H.C., 1957, Ligth Scattering by Small
Particles, John Wiley.
- van de Hulst, H.C. y de Yong, T., 1969, Physica,
41, 151.
- Wickramasinghe, N.C., 1967, Interstellar Grains, Chapman and
Hall Ltd., The International Astrophysics Series,
9, 10.
- _____, 1973, Light Scattering Functions
for Small Particles, Adam Hilger.
- Whittet, D.C.B., 1981. Q.J.R.A.S., 22, 3.
- Witt, A.N. y Lillie, C.F., 1973, Astrom. Ap., 25, 397.

REFERENCIAS CAP. III

- Firmani, C. & Ruiz, E., 1981, H.L. Johnson y C. Allen (eds.),
Symposium on Recent Advances in Observational Astronomy,
Ensenada, México.
- Golay, M., 1974, "Introduction to Astronomical Photometry",
D. Reidel, Astrophysics and Space Library, 21
- Hayes, D.S., 1970, Ap. J., 159, 165
_____, & Latham, D.W., 1975, Ap. J., 197, 593
- Kurucz, R.L., 1979, Ap. J., 218, 767
- Ruiz, E., 1974, "Aplicaciones de detectores optoelectrónicos
en Espectroscopía", Tesis Profesional, Facultad de Cien-
cias, UNAM
- Schuster, W.J., 1981, Contribuciones del Instituto de Astronomía
UNAM, cont. no. 34, a publicarse en Rev. Mex. Astron. Astro-
fis. vol. 5, no. 3
- Sinnerstand, V., 1961, Stockholm. Obs. Ann., 21, 6
- Solar, A., 1977, "Espectroscopía Digitalizada usando Detectores
Optoelectrónicos", Tesis profesional, Facultad de Ciencias,
UNAM
- Stone, R.P.S., 1977, Ap. J., 218, 767
- Wampler, E.J., 1966, Ap. J., 144, 921

REFERENCIAS CAP. IV.

- Allen, C.W., 1973, "Astrophysical Quantities", 3a. ed. Athlone Press.
- Balona, L. y Crampton, D. 1974, Mon. Not. R. Astr. Soc., 166, 203.
- Becker, W., 1963, Basic Astronomical Data, University of Chicago Press, p. 241.
- Buser, R., 1978, Astron. Astrophys., 62, 411.
- Carrasco, L., Strom, K.M. y Strom, S.E., 1975, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 1, 283.
- Cayrel de Strobel, G. y Delplace, A.M., 1972. L'Aye des Etoiles, I.AU. Colloquium, No. 17. (Meudon: Observatoire de Paris).
- Code, A.D., Davis, J., Bless, R.C. y Brown, R.H., 1976, Ap. J., 203, 417.
- Fitzgerald, M.P., 1970, Astron. Astrophys., 4, 234.
- Heintze, J.R.W., 1973, "in Problems of Calibration of Absolute Magnitudes and Temperatures of Stars", Dordrech Reidel, p. 231.
- Hoag, A.A., Johnson, H.L., Iriarte, B., Mitchell, R.I., Hallam, K.L. y Sharple-s, S., 1961, Pub. U.S. Nav. Obs. 17, 349.
- Johnson, H.L., 1958, Lowell. Obs. Bull., 4, 37.
- Johnson, H.L., 1963, Basic Astronomical Data, University of Chicago Press, p. 204.
- Johnson, H.L., 1966, Ann. Rev. Astron. Ap., 4, 193.
- Johnson, H.L., y Morgan, W.W., 1951, Ap. J., 114, 522.
- Johnson, H.L., Hoag, A.A., Iriarte, B., Mitchell, R.I. y Kallam, K.L., 1960, Lowell, Obs. Bull., 5, 133.
- Lesh, J.R., 1977, Highlights of Astronomy, 4-II, 339.
- Mihalas, D. y Binney, 1981 "Galactic Astronomy", W.H. Freeman
- Morgan, W.W., Keenan, P.C. y Kellman, E. 1943, "An Atlas of Stellar Spectra", The University of Chicago, Astrophysical Monographs.

- Schmidt-Kaler, Th., 1965, Landolt-Börnstein Tables, Springer-Verlag, Berlin, p. 298.
- Seitter, W.C., 1970, "Atlas für Objektiv Prismen Spektren", Fred. Dümmles Verlag, Bonn.
- Underhill, A.B., Divan, L., Prévot-Burnichon, M.L. y Doazan, V., 1979, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 189, 601.
- Underhill, A. y Doazan, V. 1981, "B Stars whit and whitout emission lines", Monographs series on non thermal Phenomena in Stellar Atmospheres, NASA SP-456
- Yamashita, Y., Nariai, K. y Norimoto, Y., 1976, "An Atlas of Representative Stellar Spectra". John Wiley & Sons, New York.