



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“Variaciones rápidas espectroscópicas y
fotométricas de la estrella HD 32633”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

FÍSICO

PRESENTA:

ISIDRO RAMÍREZ BALLINAS

DIRECTOR DE TESIS:

M. EN C. JOSÉ HERMÉGENILDO PEÑA SAINT MARTIN



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



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.



AD NACIONAL
NºMA DE
MEXICO

EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA
de la División de Estudios Profesionales de la
ltad de Ciencias
ente

unicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:

riaciones rápidas espectroscópicas y fotométricas de la estrella HD 32633"

zado por **RAMIREZ BALLINAS ISIDRO**

número de cuenta 9561649-0 , pasante de la carrera de Física.

o trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

ctor de Tesis
ietario

M. EN C. JOSE HERMENEGILDO PEÑA SAINT MARTIN
ietario

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
ietario

DR. ROBERTO ORTEGA MARTINEZ
ente

M. EN C. IGNACIO CAMPOS FLORES
ente

M. EN C. JULIETA FIERRO GOSSMAN

Consejo Departamental de Física.



DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHÉ
Coordinadora de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA

A mi Madre,
quien con su apoyo y
cariño hizo posible la
gran ilusión de mi vida.

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi más profundo agradecimiento a aquellas personas e instituciones que, de una forma u otra, contribuyeron en mi formación, sin las cuales no habría sido posible este resultado.

A LA UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO, POR LA EDUCACIÓN

A LA FACULTAD DE CIENCIAS, POR LA FORMACIÓN ACADÉMICA

AL INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, POR LAS FACILIDADES OTORGADAS PARA LA REALIZACIÓN DE ESTE TRABAJO Y POR HABERME DADO LA OPORTUNIDAD DE HACER POSIBLE MI VIAJE AL OBSERVATORIO DE SAN PEDRO MÁRTIR B.C.

AL M. EN C. JOSÉ H. PEÑA SAINT MARTÍN, POR SU PACIENCIA Y COMPRENSIÓN EN EL ASESORAMIENTO DE ESTE TRABAJO

A LA DRA. ROSARIO PENICHE †, QUE DESCANSE EN PAZ, POR SU APOYO QUE ME BRINDÓ Y POR SUS CONSEJOS QUE ME DIO DURANTE LA CARRERA

A MIS SINODALES: DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA, DR. ROBERTO ORTEGA MARTÍNEZ, M. EN C. IGNACIO CAMPOS FLORES, M. EN C. JULIETA FIERRO GOSSMAN, POR EL TIEMPO QUE DEDICARON EN LA REVISIÓN DE ESTE TRABAJO Y POR LAS SUGERENCIAS QUE ME DIERON PARA PODER MEJORARLO

A LA UNIVERSIDAD DE ESTRASBURGO, POR LAS FACILIDADES OTORGADAS PARA EL ACCESO A SU BASE DE DATOS SIMBAD, QUE FUE DE GRAN AYUDA PARA LA REALIZACIÓN DE ESTE TRABAJO

AL PROYECTO PAPITT IN100199, POR EL APOYO ECONÓMICO QUE ME OTORGÓ PARA CONCLUIR ESTE PROYECTO

A FUNDACIÓN UNAM, POR LA BECA OTORGADA PARA LA ELABORACIÓN DE ESTA TESIS

A MI MADRE, LA SRA. ESTHER BALLINAS PÉREZ POR HABERME AYUDADO A CONCLUIR LA CARRERA, YA QUE GRACIAS A SU ESFUERZO ESTOY HACIENDO ESTE SUEÑO REALIDAD

A MIS HERMANAS MARIA EUGENIA Y MARTHA ESTHER POR EL BUEN TRATO Y COMPRENSIÓN QUE HAN TENIDO CONMIGO

A MIS AMIGAS YUYIN, KARLITA, SARAH Y ADRIANA POR SU AMISTAD SINCERA Y POR HABER ESTADO CONMIGO EN LOS MOMENTOS MÁS DIFÍCILES

A MIS AMIGOS ISRAEL, MARIO, ALEJANDRO, HÉCTOR, SAMUEL, OSWALDO, EDUARDO, VICENTE Y RICARDO, POR HABER CONVIVIDO Y APRENDIDO CON ELLOS EN LOS MOMENTOS MÁS TRASCENDENTES DE MI VIDA.

A TODOS ELLOS Y A QUIENES NO ESTÁN CONMIGO...

GRACIAS

Índice general

<i>Resumen</i>	3
<i>Introducción</i>	4
<i>Capítulo I – Fotometría estelar</i>	5
1.1.- Elementos de la teoría de la fotometría estelar.....	6
1.2.- Distribución de energías de las estrellas.....	6
1.2.1.- Comportamiento termodinámico de la radiación.....	7
1.2.2.- Definición de intensidad específica o brillo.....	9
1.2.3.- Las magnitudes aparentes.....	10
1.2.4.- Los colores de las estrellas.....	11
1.2.5.- Las magnitudes absolutas.....	12
<i>Capítulo II – Espectroscopía</i>	13
2.1.- Producción de líneas espectrales.....	14
2.2.- Los niveles de energía.....	15
2.3.- Las líneas espectrales.....	16
2.3.1.- Forma de las líneas – ensanchamiento.....	17
2.4.- Identificación de líneas espectrales.....	18
2.5.- Entendimiento de la secuencia espectral.....	19
2.5.1.- El cambio de intensidades de las líneas del hidrógeno para diferentes tipos espectrales.....	19
<i>Capítulo III – Campos magnéticos estelares</i>	20
3.1.- Campos magnéticos estelares.....	21
3.1.1.- El efecto Zeeman.....	21
3.2.- Estrellas con espectros peculiares.....	23
3.2.1.- Estrellas peculiares del tipo A, o estrellas magnéticas.....	23
3.2.2.- La hipótesis del rotor oblicuo.....	25
3.3.- Modelos de estrellas Ap.....	30
3.3.1.- La hipótesis de la estrella binaria.....	30
3.3.2.- La difusión en estrellas binarias.....	31
3.4.- Antecedentes de la estrella HD 32633.....	33

Capítulo IV – Método de observación y reducción de datos.....	34
4.1.- Fotometría diferencial como método de observación.....	35
4.2.- Magnitudes instrumentales.....	36
4.3.- Obtención y reducción de datos fotométricos.....	38
4.4.- Observaciones espectroscópicas.....	40
4.4.1.- Reducción de los datos.....	40
Capítulo V – Obtención de resultados.....	47
5.1.- Análisis de frecuencias.....	48
5.2.- Análisis de espectros.....	49
5.3.- Discusiones y conclusiones.....	50
Apéndice A.- Tipos espectrales de las estrellas.....	55
Apéndice B.- Diagrama H-R.....	56
Apéndice C.- Fecha Juliana.....	59
Fecha Juliana Heliocéntrica.....	59
Apéndice D.- Determinación de la variación de la estrella mediante el análisis de Fourier.....	61
La superposición de ondas como base para el método <i>Pre-whitening</i>.....	62
Apéndice E.- Datos recientes de la estrella HD 32633.....	65

Resumen

El presente trabajo está dividido en cinco partes:

En el primer capítulo se da una introducción al conocimiento de la fotometría estelar, en donde se analiza el comportamiento termodinámico de la radiación y la distribución de energías de las estrellas. También se revisan los conceptos de flujo, luminosidad, magnitud aparente y absoluta.

En el segundo capítulo se exponen los conceptos observacionales básicos de la espectroscopia. En donde se hace mención de la producción de líneas espectrales, los niveles de energía y los factores que generan el ensanchamiento de las líneas. También se da una breve descripción del entendimiento de la secuencia espectral.

En el tercer capítulo se hace mención de los campos magnéticos estelares y de las estrellas con espectros peculiares y al final se exponen los modelos que tratan de explicar el fenómeno de las estrellas Ap.

En el capítulo cuatro, se explican los métodos de observación de la estrella tanto espectroscópica como fotométrica, así como las respectivas reducciones de los datos obtenidos.

En el último capítulo se exponen los resultados del presente trabajo, después se hace una discusión sobre como se obtuvieron las cantidades y se concluye con respecto a los resultados que se esperaban obtener.

Nota: En cada pie de figura, se encuentran números entre corchetes [] que denotan la referencia consultada.

Introducción

Hemos estudiado en el laboratorio las fuentes de luz espectrales, los cuales sabemos tienen iones y átomos de cierto elemento, por decir, el hierro. Comparamos el espectro de una fuente de luz con líneas que han sido vistas en el espectro solar. Si vemos las mismas líneas, que fueron vistas en el laboratorio con el espectro del hierro, sabemos que esas líneas en el espectro estelar son causadas por este elemento. Actualmente no podemos identificar todas las líneas espectrales, ya sea las que se observan en el laboratorio o en el espectro estelar. Pero la mayoría de las líneas, sabemos que elementos las generan. Existen tablas disponibles, en donde se listan las longitudes de onda de las líneas y dan su identificación en términos de que átomo o ión se han generado. En algunas ocasiones diferentes elementos forman líneas que se encuentran casi a la misma longitud de onda. Uno tiene que estudiar con más detalle que otras líneas pueden ser vistas.

En particular las estrellas clasificadas como tipo "A", presentan líneas intensas de Hidrógeno, líneas débiles de Magnesio ionizado y Silicio ionizado, y se espera que todas las estrellas del mismo tipo, muestren en sus espectros las líneas mencionadas anteriormente.

Pero el estudio de algunas estrellas con campos magnéticos muy intensos son encontrados entre las estrellas tempranas del tipo A. Estas estrellas fueron previamente conocidas como estrellas peculiares A o estrellas Ap debido a su espectro peculiar. Estos espectros presentan inusualmente líneas intensas de Silicio, Estroncio, Cromo y Europio. Así como la presencia de otras tierras raras. Estas peculiaridades son claramente reconocibles en espectros de baja resolución, los cuales son usados para su clasificación. También se han propuesto modelos para explicar el fenómeno, tales como: *la hipótesis del rotor oblicuo*, el de *la estrella binaria* o el de *difusión en estrellas*.

Desde hace mucho tiempo se conoce que los espectros de estrellas Ap muestran variaciones en intervalos relativamente cortos de tiempo del orden de días y, en consecuencia el muestreo en los estudios de variabilidad ha tenido siempre, como meta, el determinar variaciones en estas escalas temporales. Así se han construido modelos para explicar estos descubrimientos. Aún más, recientemente se han encontrado que fotométricamente algunas de estas estrellas muestran variaciones rápidas semejantes, o más rápidas a las variaciones registradas en estrellas del tipo Delta Scuti, del orden de horas y, en algunos casos de minutos con amplitudes del orden de centésimas de magnitud. Por lo tanto, el objetivo de este trabajo es verificar si las variaciones fotométricas rápidas corresponden a variaciones espectroscópicas de las mismas escalas de tiempo. Se presentan las observaciones espectroscópicas y fotométricas de la estrella químicamente peculiar HD 32633. Ésta se seleccionó de una compilación de Weiss (1994). De acuerdo con esto, la estrella tiene una magnitud de 6.9, tiene un tipo espectral B8p y un período relativamente corto de 1 hora 46 minutos.

Capítulo I

Fotometría

Estelar

1.1.- ELEMENTOS DE LA TEORÍA DE LA FOTOMETRÍA ESTELAR

En este capítulo introduciremos el tema de la fotometría que involucra la definición, la medida y la calibración de las cantidades físicas asociadas con la energía transportada por la radiación electromagnética.

Las cantidades fotométricas y unidades son adaptadas a la sensibilidad del ojo humano en la longitud de onda del visible; éstas no son particularmente convenientes para observaciones astronómicas. La radiación de cuerpo negro es el tema central en astrofísica, y revisaremos algunas de sus propiedades.

En este tema se requiere la conversión de una medición astronómica para obtener el valor absoluto de la energía emitida a una u otra longitud de onda del objeto en estudio: estrellas, nubes interestelares, granos de polvo o moléculas, pulsares, núcleos galácticos, fuentes de rayos X de acreción, fondo cósmico, etc... Estos valores fijan en detalle el balance global de masa y energía en el universo y por lo tanto las escalas de tiempo en la evolución, y algunas veces muestran la existencia de fenómenos físicos previamente desconocidos.

Es extremadamente difícil construir fuentes de calibración en las condiciones de un laboratorio, las cuales sean exactas en todas las longitudes de onda. Aún si estas pueden ser obtenidas hay también un problema entre comparar estas fuentes exactas con las observaciones astronómicas, tomando en cuenta los efectos de la atmósfera, o las diferentes condiciones de observación encontradas por la instrumentación espacial.

El objetivo de la fotometría es medir la energía transportada por la radiación electromagnética. La terminología es tomada del tema de fotometría visual, el cual trató exclusivamente de la luz visible. Esto, junto con el hecho de que diferentes terminologías se han desarrollado por la medición y la transferencia de radiación, que pueden hacer el tema confuso.

1.2 DISTRIBUCIÓN DE ENERGÍAS DE LAS ESTRELLAS

El espectro de un objeto es una medida de su emisión como función de la longitud de onda λ (o la frecuencia ν). Definimos el espectro de la intensidad $I(\lambda)$, tal como $I(\lambda)d\lambda$ es la ((energía/unidad de tiempo)/unidad de área superficial)/unidad de ángulo sólido emitida por un objeto en el intervalo de longitud de onda λ a $\lambda + d\lambda$. En una manera similar, $I(\nu)d\nu$ es la intensidad en el intervalo de frecuencia ν a $\nu + d\nu$.

Cuando graficamos $I(\lambda)$ contra λ para una estrella, vemos que varía suavemente sobre muchas longitudes de onda. Sin embargo, hay algunas longitudes de onda en donde se ven cambios muy repentinos en el espectro dentro de un rango muy corto de λ . Estas se llaman *líneas espectrales* y se discutirán más adelante. Por el momento nos ocuparemos de la parte suave del espectro, que se llama el continuo.

Cuando observamos las estrellas, vemos que tienen diferentes colores, es decir, tienen diferentes espectros continuos. Las estrellas que se ven rojas tienen espectros que forman un pico alrededor de 6500 Å, mientras las que se ven azules tienen espectros que forman un pico a longitudes de onda más cortas. El color de una estrella depende de la temperatura de su superficie. Las estrellas más calientes emiten más radiación a longitudes de onda cortas.

1.2.1 COMPORTAMIENTO TERMODINÁMICO DE LA RADIACIÓN

Para entender la relación entre color y temperatura, consideramos objetos que se llaman *cuerpos negros*. Esta es una idea teórica que aproxima muchos objetos reales en *equilibrio termodinámico*.

Un objeto está en equilibrio termodinámico con su ambiente si hay intercambio de energía y se llega a un estado estacionario donde no hay flujo de energía. Un cuerpo negro es un objeto que absorbe toda la radiación incidente sobre sí. Una manera de construir un objeto que se aproxima a un cuerpo negro es hacer una cavidad con un hoyo muy pequeño en una de las paredes. Cualquier radiación que entra por el hoyo se rebota dentro de la cavidad antes de ser absorbida por una pared. Esta calienta las paredes, que entonces emiten radiación, una proporción muy pequeña de la cual escapa por el hoyo. Una vez que el flujo de esta fuga lenta balancea el flujo que entra, la cavidad está en equilibrio y no se calienta más.

El espectro de un cuerpo negro nada más depende de su temperatura T, y sigue la *ley de Planck* (ver figura 1.1)

$$I(\nu) = \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} \right) \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.1)$$

ó

$$I(\lambda) = \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5} \right) \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (1.2)$$

donde la $k \cong 1.38 \times 10^{-16}$ erg K⁻¹ es la constante de Boltzmann. En este contexto, la intensidad I, también se llama el *brillo superficial* o simplemente *brillo*.

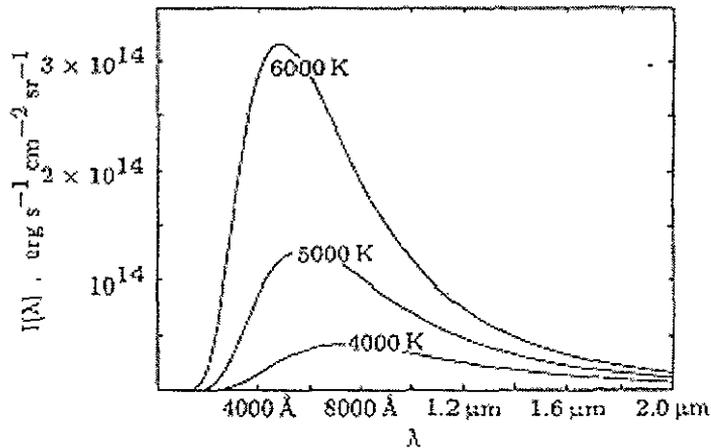


Figura 1.1.- Espectro de emisión de un cuerpo negro a distintas temperaturas [8].

Al diferenciar la ley de Planck, se puede encontrar λ_{max} , que es la longitud de onda en donde la intensidad del cuerpo negro es máxima. La relación entre λ_{max} y T se llama la *ley de desplazamiento de Wien*:

$$\lambda_{max} = \frac{2.9 \times 10^7}{T} \text{ \AA} \quad (1.3)$$

donde la T se mide en Kelvins (escala absoluta). El espectro de nuestro Sol forma un pico alrededor de 5000 Å y por lo tanto debe tener una temperatura de 5800 K.

De la figura 1.1 se puede apreciar que a cada frecuencia la emisión de un cuerpo negro caliente es mayor que un cuerpo más frío. Al integrar la ley de Planck sobre ν o sobre λ , uno encuentra el brillo bolométrico (es decir total) del cuerpo. Para encontrar el *flujo emergente* F, de la superficie del cuerpo hay que multiplicar el brillo por π . Esto nos da la *ley de Stefan-Boltzmann*.

$$F = \sigma T^4 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (1.4)$$

en donde $\sigma \cong 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ se llama la constante de Stefan-Boltzmann.

La luminosidad total de una estrella será su flujo bolométrico multiplicado por el área de su superficie $4\pi R_*^2$, donde R_* es el radio de la estrella:

$$L = 4\pi R_*^2 \sigma T^4 \text{ erg s}^{-1} \quad (1.5)$$

Podemos usar esta ecuación para encontrar la luminosidad del Sol L_{\odot} , usando la temperatura superficial arriba determinada y dado que su radio es $R_{\odot} = 7 \times 10^{10}$ cm:

$$\begin{aligned} L_{\odot} &= 4\pi (7 \times 10^{10} \text{ cm})^2 \times (5.67 \times 10^{-5} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}) \times (5800 \text{ K})^4 \\ &= 4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Esta luminosidad solar es una unidad conveniente para expresar las luminosidades de otras estrellas.

1.2.2 DEFINICIÓN DE INTENSIDAD ESPECÍFICA O BRILLO

El flujo es una medida de la energía llevada por todos los rayos que pasan a través de un área dada. Una descripción considerablemente más detallada de la radiación es analizar la energía llevada por rayos individuales. El primer punto es que un rayo en particular no transporta energía, así que necesitamos considerar la energía transportada por conjuntos de rayos, los cuales difieren infinitesimalmente de un rayo dado. La definición apropiada es la siguiente: Construir un área dA normal a la dirección de un rayo y considerar todos los rayos pasando a través de dA cuya dirección esta contenida dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ del rayo dado (ver figura 1.2). La energía cruzando dA en un tiempo dt y en rango de frecuencia dv es entonces definida por la relación

$$dE = I_{\nu} dA dt d\Omega dv \quad (1.7)$$

donde I_{ν} es la intensidad específica o brillo. La intensidad específica tiene las dimensiones

$$\begin{aligned} I_{\nu}(\nu, \Omega) &= \text{energía (time)}^{-1} (\text{area})^{-1} (\text{ángulo sólido})^{-1} (\text{frecuencia})^{-1} \\ &= \text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ ster}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Nótese que I_{ν} depende de la localización en el espacio (dA), de la dirección ($d\Omega$) y de la frecuencia (dv).

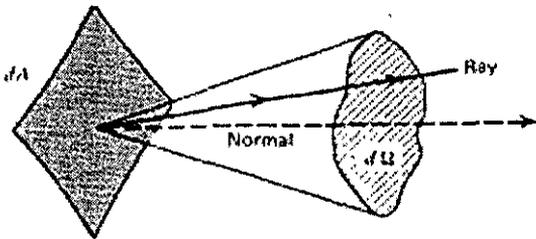


Fig. 1.2.- Geometría para rayos normalmente incidentes [28].

1.2.3 LAS MAGNITUDES APARENTES

El brillo de una estrella es una cantidad que puede ser medida fácilmente, al menos en forma cualitativa, mediante la comparación del brillo de otras estrellas. Aun a simple vista podemos ver si la estrella A es más brillante que la estrella B o viceversa. Los primeros astrónomos llamaron a las estrellas más brillantes, estrellas de primera magnitud, las que seguían en brillo fueron estrellas de segunda magnitud y así sucesivamente. Estas magnitudes fueron determinadas por la sensibilidad de los ojos porque las observaciones fueron hechas a simple vista. La sensibilidad del ojo es logarítmica, lo cual, nos permite ver grandes rangos de la intensidad de la luz. La escala de magnitud es por lo tanto logarítmica. Una diferencia dada en brillo corresponde a la cantidad de energía recibida.

Cuando los astrónomos aprendieron a hacer mediciones de la intensidad en forma cuantitativa, no quisieron partir con la escala de magnitud ya establecida. Por lo tanto establecieron una escala de magnitud sobre una base cuantitativa. Ya que es una escala logarítmica, como vimos, encontraron que la antigua escala pudo ser mejor expresada por la siguiente fórmula

$$\Delta m_v = -2.5 \cdot \Delta \log I_v, \quad (1.9)$$

donde Δm_v es la diferencia de magnitudes como si fuera vista por el ojo, i.e. con la observación visual, e I_v es la intensidad recibida con un instrumento que tiene una sensibilidad similar a nuestro ojo. Para dos estrellas A y B, obtenemos

$$m_v(A) - m_v(B) = -2.5[\log I_v(A) - \log I_v(B)]. \quad (1.10)$$

El signo menos del lado derecho se escribe por el hecho de que las magnitudes llegan a ser más grandes cuando las estrellas son más débiles. Si actualmente queremos saber la magnitud de la estrella B, tenemos que saber la magnitud de la estrella A.

$$m_v(B) = m_v(A) + 2.5[\log I_v(A) - \log I_v(B)] \quad (1.11)$$

La escala de magnitudes fue originalmente definida por la estrella polar. Actualmente es definido por un número de estrellas medidas aproximadamente por Johnson y Morgan en 1953. Para todos los propósitos prácticos, podemos decir que la escala de magnitud está definida mediante la asignación de magnitud 0 a la estrella α Lira, también llamada Vega. De este modo si la estrella A es Vega, entonces $m_v(A) = 0$ y

$$m_v(B) = 2.5[\log I_v(Vega) - \log I_v(B)] \quad (1.12)$$

En la práctica, comparamos el brillo de todas las estrellas con Vega. Si una estrella es más débil que Vega, entonces $m_v > 0$, si una estrella es más brillante que Vega entonces $m_v < 0$. Hay algunas estrellas más brillantes que Vega, por ejemplo Sirio, estas estrellas tienen magnitudes negativas. Sirio tiene $m_v = -1.6$.

Este tipo de magnitudes que hemos citado se refieren al brillo como las vemos, que son llamados brillo aparente o magnitud aparente. Estos brillos aparentes se tienen que distinguir del brillo intrínseco, llamado brillo absoluto o magnitud absoluta el cual se designa con la letra M.

1.2.4 LOS COLORES DE LAS ESTRELLAS

Hemos enfatizado que las magnitudes o brillos aparentes discutidos arriba se refieren a las observaciones visuales. En donde se comparan los brillos tal como son vistos por el ojo y por lo tanto son llamadas magnitudes visuales.

Las mediciones cuantitativas son hechas junto con placas fotográficas o más frecuentemente con instrumentos fotoeléctricos. Estos dispositivos de medición tienen una diferente sensibilidad respecto a la que tienen nuestros ojos. Originalmente las placas fotográficas fueron principalmente sensibles a la luz azul. Con las placas fotográficas comparamos el brillo de otras estrellas en la banda de longitud de onda del azul. Una estrella que en el visual tiene el mismo brillo que Vega y por lo tanto $m_v = 0$, puede actualmente ser más brillante que Vega en el azul, si es una estrella azul, en este caso la magnitud será $m_B < 0$. Una estrella dada generalmente tiene diferentes magnitudes para las distintas longitudes de onda. Si es más azul que Vega, su magnitud azul será más pequeña que su magnitud visual, una estrella que relativamente tiene más energía en el rojo comparado con Vega tendrá una magnitud azul más grande que en el visual. La diferencia en magnitud de una estrella dada para diferentes longitudes de onda nos dice algo acerca del color de la estrella. Para $m_B > m_v$ la estrella es más débil en el azul, i.e. la estrella se ve más roja que Vega. Para Vega todas las magnitudes aparentes son cero por definición, que se aplica en todas las longitudes de onda. (Esto **no** significa que Vega tenga el mismo brillo en todas las longitudes de onda).

El sistema de magnitudes aparentes más usado es el llamado sistema UBV que mide magnitudes aparentes en el ultravioleta U, refiriéndose a $\sim 3600 \text{ \AA}$, en el azul B en $\sim 4300 \text{ \AA}$, y en el visual V en $\sim 5500 \text{ \AA}$. La sensibilidad del instrumento en las bandas anteriormente mencionadas (UBV) se muestra en la figura 1.3. Cada banda utiliza una gran fracción del espectro (1000 \AA) y puede por lo tanto ser usado para medir magnitudes de estrellas bastante débiles.

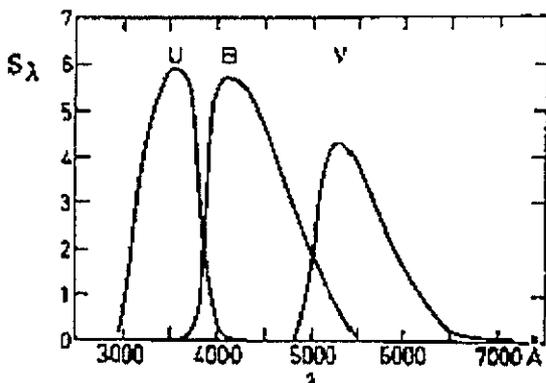


Fig. 1.3.- La función de sensibilidad para las magnitudes de escala U, B, V, i.e. las intensidades relativas que serían medidas a través de los filtros U, B, V, para intensidades constantes [14].

1.2.5 LAS MAGNITUDES ABSOLUTAS

Como mencionamos anteriormente la magnitud aparente no nos da información acerca del brillo intrínseco de las estrellas el cual es más importante para el astrofísico que el brillo aparente. Una estrella puede ser intrínsecamente muy brillante y parecer débil por el hecho de que es muy distante. Si podemos determinar la distancia podemos corregir este efecto. Podemos mentalmente colocar a todas las estrellas a la misma distancia y comparar el brillo intrínseco. Las magnitudes que las estrellas tendrían a una distancia de 10 pc son llamadas magnitudes absolutas. De nuevo tenemos magnitudes absolutas M_V , M_B , M_U para las diferentes bandas de longitud de onda.

Vega está a una distancia de 8.4 pc, i.e. es más cercana que 10 pc. Si Vega estuviera a una distancia de 10 pc, se observaría más débil. Su magnitud absoluta es más grande que su magnitud aparente $M_V(\text{Vega}) > 0$. Para determinar la magnitud absoluta tenemos que saber la distancia d de la estrella

$$\frac{I(10pc)}{I(d)} = \left(\frac{d}{10pc} \right)^2 \text{ porque } I \propto \frac{1}{d^2} \quad (1.13)$$

$$M_V = m_v(10pc)$$

$$\begin{aligned} M_V - m_v &= -2.5[\log I(10pc) - \log I(d)] \\ &= -2.5[2\log(d) - 2\log 10pc] \\ &= -5[\log d(pc) - 1] \\ &= -5\log d(pc) + 5 \end{aligned}$$

$m_v - M_V$ es llamado módulo de distancia de la estrella porque es determinado por la distancia hacia la estrella. Las distancias pueden ser determinadas mediante sus paralajes. Para estrellas con ángulos de paralaje $\pi > 0.05''$ podemos medir π con bastante exactitud. Para estas estrellas podemos determinar también sus magnitudes absolutas M_U , M_V , M_B .

De la ecuación anterior vemos que

$$\begin{aligned} M_V &= m_v - 5\log d(pc) + 5 \\ M_B &= m_B - 5\log d(pc) + 5 \end{aligned} \quad (1.14)$$

y

$$M_B - M_V = B - V = m_B - m_v \quad (1.15)$$

Esto significa, que siempre podemos determinar los colores de las magnitudes aparentes. Los colores absolutos representan lo mismo que los aparentes. También cabe mencionar, que para la determinación de la magnitud absoluta se debe tomar en cuenta la absorción, la cual, será discutida en la sección 4.2 de este trabajo.

2.1 PRODUCCIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES

A finales del siglo XIX se descubrió que las longitudes de onda presentes en un espectro atómico caen dentro de determinados conjuntos llamados series espectrales. Las longitudes de onda de cada serie se pueden establecer por una fórmula empírica simple, existiendo una notable similitud entre las fórmulas de las diversas series que abarca al espectro completo de un elemento. La primera de estas series la encontró J.J. Balmer, en 1885, en el curso de un estudio sobre la parte visible del espectro del hidrógeno. La figura 2.1 muestra la serie de Balmer. La línea de mayor longitud de onda 6,563 Å, se presenta por H_α, la siguiente, de longitud de onda 4,863 Å, por H_β, y así sucesivamente. Al disminuir la longitud de onda, las líneas se aproximan unas a otras y la intensidad se hace más débil, hasta que se alcanza el límite de la serie, en 3,646 Å, más allá del cual no hay líneas sino un tenue espectro continuo. La fórmula de Balmer para las longitudes de onda de esta serie es

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (2.1)$$

La cantidad R, conocida como constante de Rydberg, tiene el valor

$$R = 1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \\ = 1.097 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$$

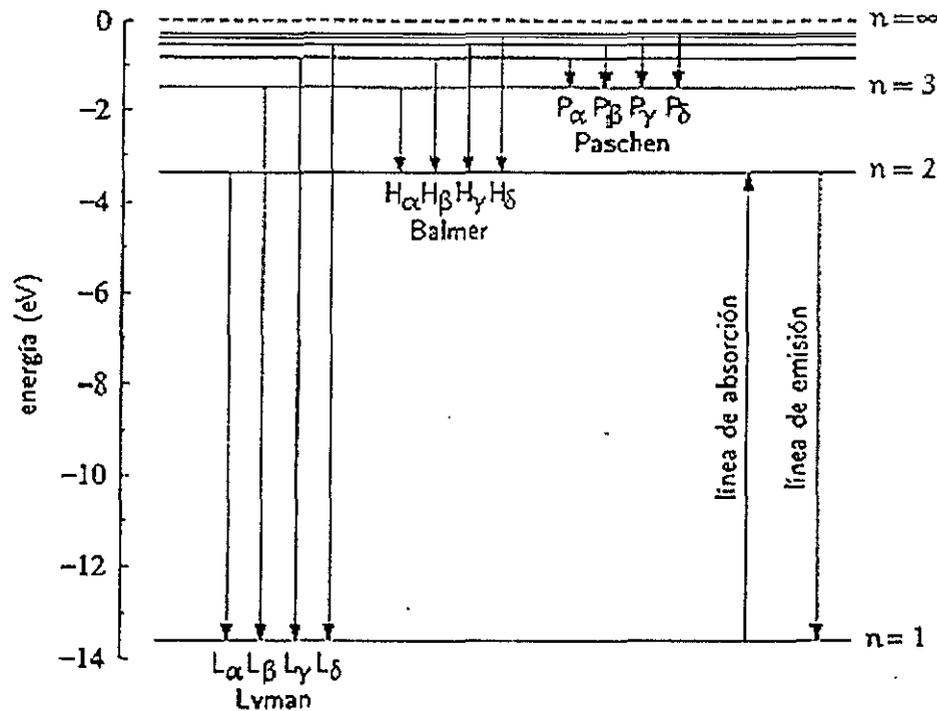


Figura 2.1.- Transiciones de un átomo de Hidrógeno, donde se incluyen las series de Lyman, Balmer y Paschen [5].

La línea H_{α} corresponde a $n=3$, la H_{β} a $n=4$ y así sucesivamente. El límite de la serie corresponde a $n = \infty$, de modo que se presenta para una longitud de onda de $4/R$, de acuerdo con la experiencia.

La serie de Balmer contiene solamente longitudes de onda en la parte visible del espectro de hidrógeno. Las líneas espectrales del hidrógeno en las regiones ultravioleta y del infrarrojo caen dentro de otras series. En el ultravioleta, la serie de Lyman contiene las longitudes de onda dadas por la fórmula

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad \text{Lyman} \quad (2.2)$$

En el infrarrojo, tres series espectrales con líneas cuyas longitudes de onda vienen dadas por las fórmulas

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 4, 5, 6, \dots \quad \text{Paschen} \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 5, 6, 7, \dots \quad \text{Brackett} \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 6, 7, 8, \dots \quad \text{Pfund} \quad (2.5)$$

Estas series espectrales del hidrógeno se representan en función de la longitud de onda. El valor de R es el mismo en las ecuaciones anteriores.

La existencia de regularidades tan notables en el espectro del hidrógeno, lo mismo que en el espectro de elementos más complejos, supone una prueba definitiva para cualquier teoría de la estructura atómica.

2.2 LOS NIVELES DE ENERGÍA

Cuando un fotón es absorbido por la materia, la energía del fotón induce una transición entre dos niveles de energía de la materia. Entonces para entender la interacción entre la radiación y la materia, hay que entender la estructura de estos niveles de energía y los procesos físicos que pueden causar transiciones entre ellos.

Si la materia es un gas (o un plasma), entonces los niveles más importantes son los niveles de los átomos y iones individuales. El estudio de su estructura, usando las técnicas de la mecánica cuántica se llama física atómica. Un átomo consiste en un núcleo, hecho de protones y neutrones, con tamaño de $\approx 10^{-13}$, rodeado por una nube de electrones a una distancia de $\approx 10^{-8}$ cm. Las transiciones entre los niveles de energía del núcleo son de muy alta energía y nada más interactúan con los fotones de rayos γ . En cambio, las transiciones entre los niveles electrónicos son de menor energía y pueden afectar todos los fotones desde

los rayos X hasta las ondas de radio. Para interacciones con la luz visible, el electrón exterior (o electrón de valencia) es el más importante.

La energía de un electrón que está ligado en un átomo no puede tomar cualquier valor, sino que está restringido a una serie de niveles discretos de energía. El nivel con la energía más baja se llama el nivel base del átomo. Cada nivel de energía puede contener varios *subniveles* o *estados* que a veces tienen energías ligeramente distintas.

Una transición entre dos niveles discretos del átomo se llama un *proceso ligado-ligado*. Usualmente, esto da origen a una *línea espectral*. Hay un límite sobre la energía que puede tener un electrón si todavía está ligado al átomo. Este límite se llama el *potencial de ionización*. Si un electrón recibe más energía que éste, entonces el átomo se ioniza y el electrón se libera. La energía del electrón libre no está restringida a niveles discretos, sino puede tener cualquier valor. Una transición entre un nivel discreto y un nivel libre se llama un *proceso ligado-libre* y contribuye a la *opacidad continua* de la materia. También hay *procesos libre-libre* en donde nada más cambia la energía del electrón libre.

2.3 LAS LÍNEAS ESPECTRALES

Las transiciones radiativas entre estados ligados de un átomo (o ión) dan origen a líneas espectrales. Estas pueden presentarse tanto en absorción como en emisión. Una línea de absorción ocurre cuando un gas de baja excitación se encuentra enfrente de una fuente de radiación continua. Una línea de emisión ocurre cuando el átomo ha sido excitado por algún medio, posiblemente por colisiones o por absorción de la radiación. La figura 2.2 muestra que el mismo proceso puede aparecer como una línea de emisión o de absorción, dependiendo de la posición del observador.

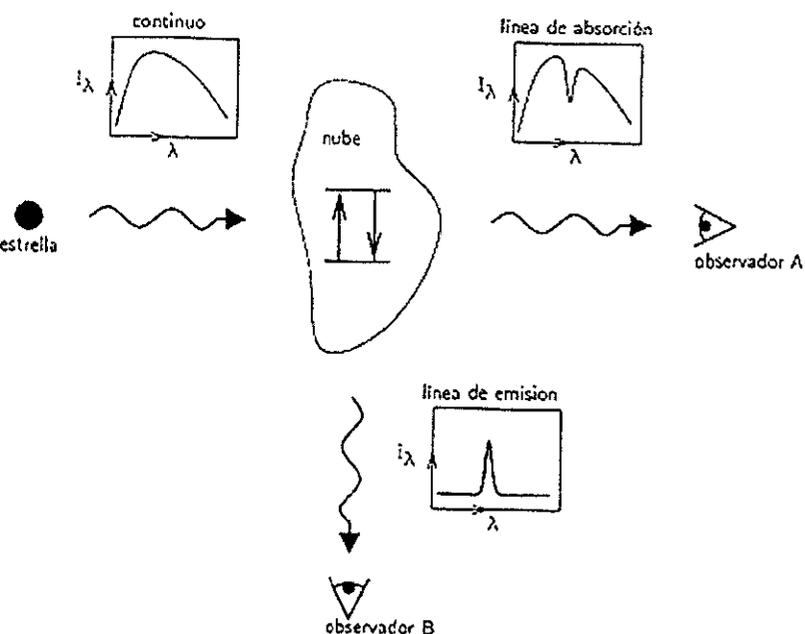


Figura 2.2.- Una línea puede ser de emisión o de absorción, dependiendo de la posición del observador (William Heney, 1999).

2.3.1 LA FORMA DE LAS LÍNEAS – ENSANCHAMIENTO

Si observamos las líneas de absorción o emisión con suficiente resolución espectral, nos enteramos de que no son infinitamente delgados, sino que tienen una forma que se llama *perfil de la línea*. Un mecanismo que está siempre presente se llama ensanchamiento natural de la línea. Este es debido al tiempo de vida finita Δt , de los niveles excitados del átomo. La relación de incertidumbre de Heisenberg nos dice que existe una incertidumbre en la energía de cualquier estado, $\Delta E \cong h/(2\pi\Delta t)$. Este da un ancho al perfil de la línea de aproximadamente $\Delta u \cong \lambda_0 / \Delta t \leq 0.1 \text{ kms}^{-1}$. La forma funcional del perfil se llama una Lorentziana

Otro mecanismo que puede dar forma al perfil de la línea es el efecto Doppler. Una manifestación particular de éste es el ensanchamiento térmico, lo cual se debe a los movimientos aleatorios de las partículas de un gas. Si las velocidades de un gas siguen una distribución Maxwelliana, entonces la forma funcional del perfil es una Gaussiana. En alas del perfil esta función cae mucho más rápido que una Lorentziana (ver figura 2.3). El ancho del perfil depende de la temperatura T , del gas y del peso atómico A , del átomo.

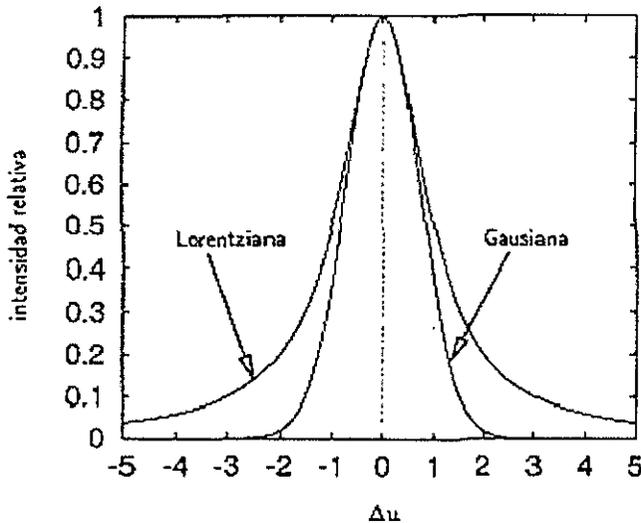


Fig. 2.3.- Perfil Gaussiano y Lorentziano para una línea espectral (William Heney, 1999)

Si hay movimientos macroscópicos sistemáticos en el gas, entonces el efecto Doppler dará perfiles de líneas que no son Gaussianas. Unos ejemplos son la rotación de estrellas y la expansión de las cáscaras de las remanentes de supernovas. También las líneas pueden ser ensanchadas por el efecto de colisiones con otras partículas. A esto se le llama ensanchamiento por presión y ocurre porque las colisiones reducen el tiempo de vida de los estados excitados. La forma del perfil en este caso también se aproxima a una Lorentziana.

En las líneas de emisión, el ensanchamiento Doppler (por el movimiento térmico o macroscópico) es usualmente el mecanismo más importante. Sin embargo en las líneas de absorción, el centro de la línea puede saturarse – la intensidad no se puede reducir abajo del cero, no importa cuanta opacidad haya. En este caso, las líneas muestran alas muy extensas. Por las formas funcionales de la Lorentziana y la Gaussiana, están dominadas por la presión

o por el ensanchamiento natural, aunque el ancho de estos sean mucho menor que el ancho del ensanchamiento Doppler.

2.4 IDENTIFICACIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES

Hemos estudiado en el laboratorio las fuentes de luz espectrales, los cuales sabemos tienen iones y átomos de cierto elemento, por decir, el hierro. Comparemos el espectro de una fuente de luz con líneas que han sido vistas en el espectro solar, si vemos las mismas líneas, que fueron vistas en el laboratorio con el espectro del hierro, sabemos que esas líneas en el espectro estelar son causadas por este elemento, siempre y cuando no estén presentes líneas muy próximas de otros elementos (si esto ocurre, tenemos que estudiar otras fuentes de luz, que contengan solamente átomos de otro elemento para identificar líneas que no pertenecen al hierro). Actualmente no podemos identificar aun todas las líneas espectrales, ya sea las que se observan en el laboratorio o en el espectro estelar, pero la mayoría de las líneas, si sabemos que elementos las generan. Existen tablas disponibles, en donde se listan las longitudes de onda de las líneas y dan su identificación en términos de que átomo o ión las han generado. En algunas ocasiones diferentes elementos forman líneas que se encuentran casi a la misma longitud de onda. Uno tiene que estudiar con más detalle, qué otras líneas pueden ser vistas. En la figura 2.4 se pueden apreciar las abundancias de las líneas espectrales observadas en diferentes tipos espectrales.

La presencia de líneas espectrales de un elemento dado en el espectro solar o estelar nos dice que un átomo está presente sobre la estrella, pero ¿la intensidad de las líneas nos dice qué cantidad de este elemento particular está presente? Por ejemplo, ¿la alta intensidad de las líneas de Ca^+ en el espectro solar nos dice que el sol consiste principalmente de calcio? ¿O que las estrellas A están hechas principalmente de hidrógeno? Para contestar estas preguntas, tenemos que discutir en detalle el origen de las líneas espectrales y determinar los factores que determinan sus intensidades. A continuación daremos los resultados principales.

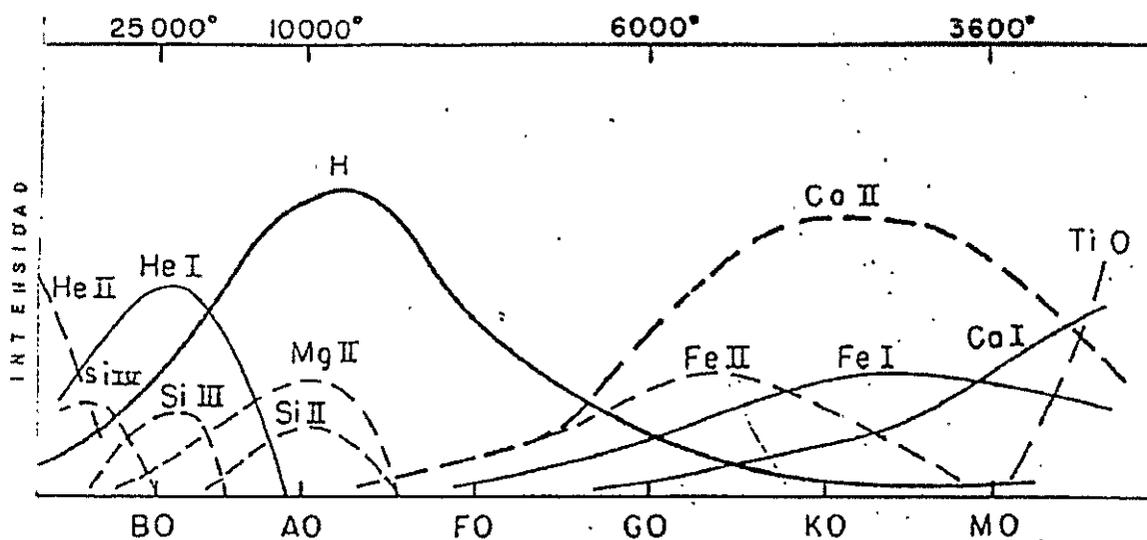


Fig. 2.4.- Diferentes abundancias encontradas para los distintos tipos espectrales (José Peña, 1996).

2.5 ENTENDIMIENTO DE LA SECUENCIA ESPECTRAL

En los apéndices A y B se estudia el diagrama H-R y la clase de luminosidad de las estrellas, en donde notamos que la mayoría de los espectros estelares pueden ser clasificados en un esquema de dos dimensiones. También se sugiere que la secuencia espectral es realmente una secuencia de temperatura, mientras que la clasificación de luminosidad describe principalmente el tamaño de la estrella. La secuencia de temperatura fue sugerida porque el tipo espectral está fuertemente correlacionado con los colores de las estrellas. Por otra parte vemos que líneas de elementos diferentes son vistas en diferentes tipos espectrales. ¿Esto sugiere que las estrellas con diferentes temperaturas tienen diferentes composiciones químicas? Un análisis detallado del espectro estelar muestra que este no es el caso. Casi todas las estrellas que se encuentran en una vecindad muy cercana al sol, tienen la misma composición química. Entonces, ¿cómo podemos entender los cambios de las intensidades de las líneas de diferentes elementos para estrellas con diferentes temperaturas?

2.5.1 EL CAMBIO DE INTENSIDADES DE LAS LÍNEAS DEL HIDRÓGENO PARA DIFERENTES TIPOS ESPECTRALES.

Discutimos anteriormente el hecho de que las líneas del hidrógeno muestran máximas intensidades para estrellas del tipo espectral A0, y decrecen sus intensidades para tipos espectrales tempranos (estrellas O y B) y para tipos espectrales tardíos (estrellas F, G, K y M). La razón por la cual decrecen las intensidades de las líneas del hidrógeno en los tipos espectrales tardíos es la disminución de temperatura. En los átomos de hidrógeno en el segundo nivel cuántico, pueden contribuir con líneas de absorción en la región espectral del visual. Estos átomos tienen que ser excitados en este nivel y le toma 10 eV para llevar a los átomos a un estado de excitación; que puede ocurrir debido a colisiones con electrones que requieren de altas energías para que suceda esto, y no hay muchos electrones con estas energías si la temperatura es muy baja. La excitación también puede ocurrir debido a la absorción de un fotón con una longitud de onda de 1216 Å. Debido a que la longitud de onda depende de la función de Planck, se advierte que para bajas temperaturas hay pocos fotones con longitudes de onda cortas. Por lo tanto para la disminución de temperaturas encontramos un decreciente número de átomos de H excitados; el segundo nivel cuántico puede absorber las líneas de Balmer las cuales observamos en la región espectral visual.

La razón para las intensidades decrecientes de las líneas de Balmer a altas temperaturas es más difícil de explicar en forma breve. Normalmente se tiende a decir que esto es debido a la ionización del hidrógeno el cual reduce el número de átomos de hidrógeno en el segundo nivel cuántico, porque muchos átomos pierden su electrón completamente. Mientras esto es verdad, no es la razón real para el decrecimiento de las intensidades de línea. Lo que realmente cuenta es la razón del número de átomos que absorben en las líneas del hidrógeno respecto al número de átomos que absorben en el subyacente continuo, que para las estrellas calientes son el número de átomos de hidrógeno en el tercer nivel cuántico.

Capítulo III

Campos

Magnéticos

Estelares

3.1 CAMPOS MAGNÉTICOS ESTELARES

Estamos acostumbrados al hecho de que la Tierra tiene un campo magnético el cual, tiene la forma dipolar, y con ejes magnéticos no muy diferentes en posición al del eje rotacional de la tierra. De lo anterior surge la idea de que el magnetismo es debido o al menos relacionado con la rotación de la Tierra. Por lo tanto podemos preguntarnos si las estrellas, las cuales tienen velocidades rotacionales más altas que la de nuestro planeta podrían tener campos magnéticos más intensos. La pregunta que surge es: ¿cómo podemos medir campos magnéticos en las estrellas? Claramente no podemos llevar un magnetómetro a la superficie de la estrella. Todo lo que podemos obtener de la estrella es su luz. Afortunadamente, la naturaleza ha proveído un efecto de un campo magnético sobre la luz la cual puede ser usada para medir campos magnéticos de estrellas. Este es el efecto Zeeman, llamado así por su descubridor.

3.1.1 EL EFECTO ZEEMAN

Zeeman descubrió que en una fuente de luz, la cual emite una línea de emisión espectral dentro de un campo magnético, las líneas espectrales generalmente se dividen en varias componentes. Si se observa la luz en una dirección arbitraria con respecto a la dirección del campo magnético se verá, en el más simple caso, que una línea se divide en tres componentes; el así llamado triplete de Lorentz. La componente central permanece a la longitud de onda original λ_0 , la cual es la misma que se observaría si el campo magnético no existiera. Las otras dos componentes son desplazadas simétricamente hacia ambos lados de la componente central. El desplazamiento en frecuencia $\Delta\nu$, está dado por

$$\Delta\nu = \pm \frac{e}{m} \cdot \frac{H}{4\pi c} = 4.66 \times 10^{-5} \cdot H, \quad (3.1)$$

$$\text{con } \nu = \frac{1}{\lambda}$$

o expresado en $\Delta\lambda$, encontramos que

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\nu} = -\frac{d}{d\nu} \frac{1}{\nu} = -\frac{1}{\nu^2} = -\lambda^2 \quad (3.2)$$

$$\Delta\lambda = +\lambda^2 \cdot 4.7 \cdot 10^{-5} \cdot H \quad (3.3)$$

donde H es la intensidad del campo magnético medido en Gauss, e es la carga del electrón medida en unidades electromagnéticas y m es su masa.

Las intensidades relativas de las tres componentes cambian si observamos en diferentes direcciones. Al observar en una dirección paralela a las líneas del campo magnético, vemos lo que se llama *el efecto Zeeman longitudinal*. En este caso, vemos solamente las dos componentes desplazadas: la intensidad de la componente central decrece a cero (ver figura 3.1). La luz en las dos componentes desplazadas, llega circularmente polarizada, en direcciones opuestas. La dirección de la polarización circular para cada componente depende de la dirección del campo magnético. Si el campo magnético alrededor de la fuente de luz, apuntara en la dirección opuesta, las direcciones de la polarización circular para las dos líneas estaría invertido.

Si observáramos la luz de la fuente luminosa en dirección perpendicular a la dirección de el campo magnético, observaríamos lo que se llama *el efecto Zeeman transversal*, esto significa que vemos las tres componentes del triplete de Zeeman. La componente central, en este caso, es dos veces más intensa que las componentes desplazadas. Ahora las tres componentes llegan linealmente polarizadas. De las tres líneas que se observan, las que están desplazadas respecto a la central, están polarizadas en la dirección perpendicular a el campo magnético, mientras que la del centro está polarizada en la dirección paralela a el campo magnético (ver figura 3.1).

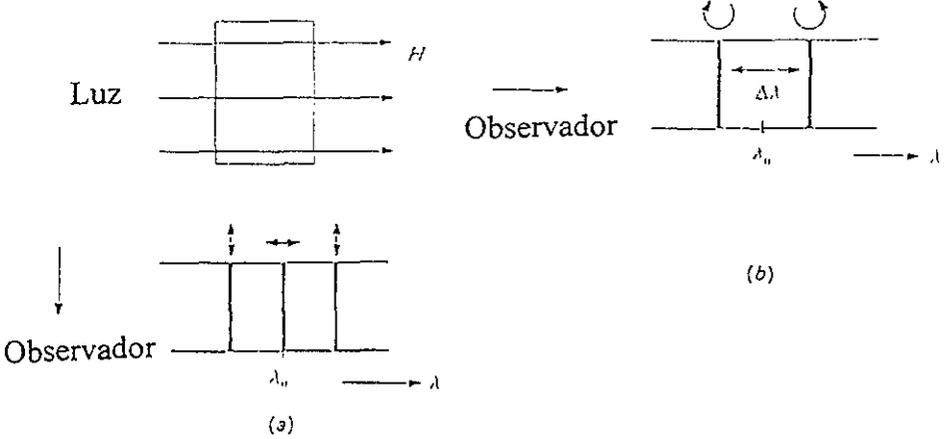


Fig. 3.1.- El desdoblamiento de una línea espectral debido al efecto Zeeman es mostrado en el caso donde observamos las fuentes de luz en la dirección paralela al campo magnético, i.e. observamos el efecto Zeeman longitudinal (a), y para el caso cuando observamos en dirección perpendicular al campo magnético, i.e. cuando observamos el efecto Zeeman transversal (b). Las direcciones de polarización circular y lineal de la luz emitida son indicadas mediante flechas [8].

Ya que la división de las líneas incrementa conforme el campo aumenta, una medición de la división de las líneas nos da una medida de la intensidad del campo magnético.

Para estrellas con campos magnéticos del orden de 1000 Gauss, como los que son observados en las manchas solares, y para velocidades rotacionales del orden de 50 km/s, las diferentes componentes no pueden ser resueltas. En estos casos solamente observamos líneas anchas (ver figura 3.2). Claramente tenemos la oportunidad de separar las componentes si observamos el efecto Zeeman longitudinal solamente, ya que de esta forma eliminamos la componente central. Otro problema que se presenta es que, aun cuando

observemos con el efecto anterior, las líneas siguen siendo tan anchas que se superponen unas con otras. Para evitar lo anterior se construyó un instrumento, el cual tiende a separar las componentes con polarización circular. Babcock, en el observatorio del Monte Wilson, fue el primero en diseñar un instrumento para la observación de los campos magnéticos de las estrellas.

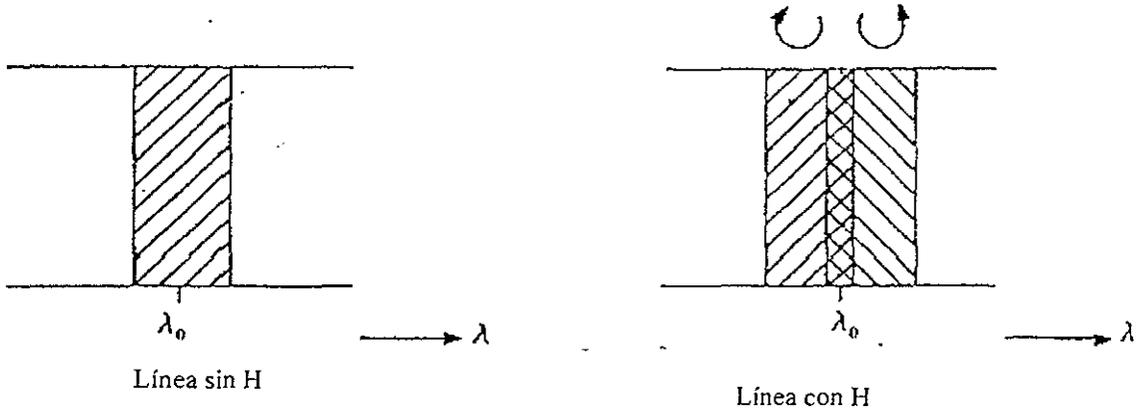


Fig. 3.2.- Para líneas espectrales anchas y campos magnéticos pequeños, no se observa un desdoblamiento, pero solamente un ensanchamiento de la línea puede ser vista debido a un campo magnético. La luz sobre los dos lados de la línea está circularmente polarizada en direcciones opuestas [8].

3.2 ESTRELLAS CON ESPECTROS PECULIARES

En el capítulo anterior hemos discutido acerca de las estrellas, las cuales son generalmente consideradas estrellas normales; esto significa que su espectro se ajusta dentro del esquema de clasificación de dos dimensiones, de acuerdo al tipo espectral y luminosidad. En realidad las estrellas con líneas débiles, no se ajustan en tal esquema, pero generalmente su peculiaridad puede ser entendida mediante el cambio de sólo un parámetro, el cociente de abundancia de metales entre la abundancia de hidrógeno, aunque recientemente ha sido encontrado que esto no puede ser siempre el caso. Más de un parámetro pueden actualmente ser necesarios para describir las abundancias de elementos pesados. Las estrellas que vamos a discutir ahora, al parecer no se refieren a este caso. Hay, por supuesto, un gran número de diferentes tipos de estrellas peculiares pero no los discutiremos todos en este trabajo. Solamente discutiremos los tipos más frecuentes de estrellas peculiares y aquellas que son de especial interés, para el entendimiento de la estructura estelar y evolución.

3.2.1 ESTRELLAS PECULIARES DEL TIPO A, O ESTRELLAS MAGNÉTICAS.

Hemos visto que algunas estrellas con campos magnéticos muy intensos son encontrados entre las estrellas tempranas del tipo A (localizadas entre los tipos espectrales B5 a F5). Estas estrellas fueron previamente conocidas como estrellas peculiares A o estrellas Ap debido a su espectro peculiar. Los espectros de estas estrellas, a diferencia de las tipo A normal, presentan inusualmente líneas intensas de Y, Si, Sr, Cr y Eu así como la presencia de otras tierras raras. Estas peculiaridades son claramente reconocibles en espectros de baja resolución, que es la dispersión normal usada para su clasificación. En la figura 3.3 se presenta el espectro de una estrella peculiar A, la cual, presenta líneas de estroncio y

silicio. En espectros de alta resolución, llega a ser obvio que las líneas de casi todos los elementos que representan las tierras raras son más intensas que en espectros normales. El análisis espectral indica abundancias que incrementan hasta un factor de 1000 para los elementos de tierras raras. Los astrónomos creen que es difícil que este tipo de elementos alcancen factores tan altos en este tipo de estrellas. Buscaron todas las explicaciones posibles por medio las estructuras peculiares de la fotosfera, las cuales pueden explicar la intensidad de las líneas peculiares, pero tal explicación no ha sido encontrada.

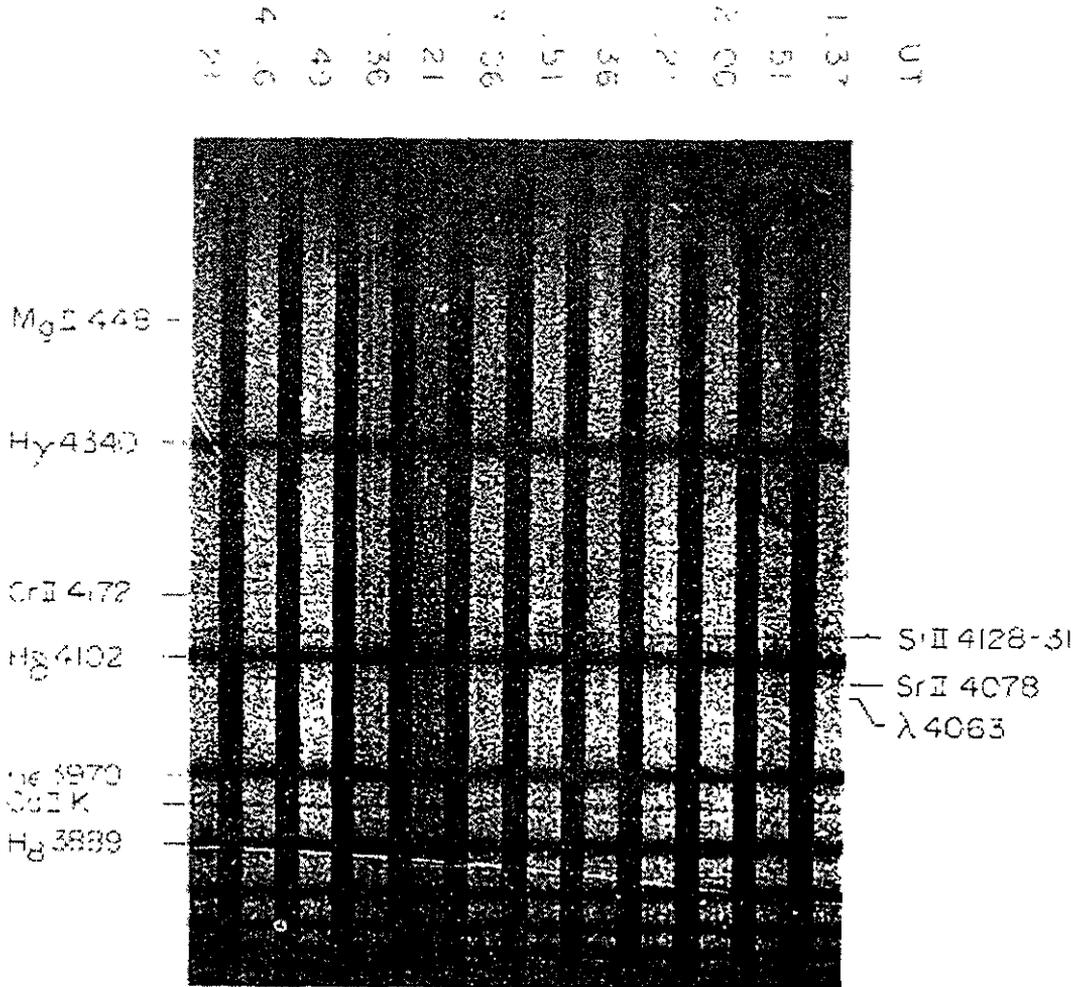


Fig. 3.3.- Se muestra un espectro de una estrella peculiar A . Este tipo de estrellas muestra líneas mucho más intensas de Silicio ($\lambda = 4128-31 \text{ \AA}$), Estroncio ($\lambda = 4078 \text{ y } 4215 \text{ \AA}$) y tierras raras [25].

Una estructura peculiar de las fotosferas fueron sugeridas por el hecho de que las intensidades de las líneas en estos espectros estelares son periódicamente variables. Las abundancias químicas pueden ser difícilmente variables en escalas de tiempo cortas. Sin embargo, si en diferentes partes de la superficie de la estrella tienen diferente estructura fotosférica, tal vez debido a la influencia del campo magnético y por la rotación estelar podríamos ver diferentes partes de la superficie de la estrella a tiempos distintos. Esto puede explicar las variaciones; esto es, si diferentes partes de la superficie estelar tienen diferentes composiciones químicas, esperamos, por supuesto, variaciones similares en su

espectro. El período de la variación de la intensidad de las líneas deben entonces ser el período de rotación. Hay solamente una dificultad, es decir, que algunas estrellas muestran diferentes períodos de variación para diferentes líneas. Algunas líneas muestran períodos los cuales fueron más cortos hasta por un factor de dos.

En 1950, cuando Babcock empezó a medir campos magnéticos estelares, él encontró que todas las estrellas A con campos magnéticos eran estrellas peculiares, y todas las estrellas Ap, en las cuales, $v_r \text{ sen } i$ era suficientemente pequeño, y cuyas líneas, por lo tanto, eran lo bastante angostas para ser medibles por el efecto Zeeman, tienen campos magnéticos intensos. Por lo tanto podemos concluir que todas las estrellas Ap tienen campos magnéticos intensos. Estos campos son periódicamente variables para la mayoría de estas estrellas, y también se encontró que los períodos concuerdan con los períodos espectroscópicos, es decir, con los grandes períodos de variaciones de intensidad de las líneas. Las velocidades radiales medidas de diferentes líneas en espectros estelares también llegan a ser periódicamente variables, pero diferentes tipos de variación fueron observadas para diferentes líneas. En las fases en donde se observa un incremento en la intensidad de las líneas, la velocidad radial es generalmente negativa; esto quiere decir que el material se está moviendo hacia nosotros. Cuando decrece la intensidad de las líneas el material generalmente se está alejando de nosotros.

3.2.2 LA HIPÓTESIS DEL ROTOR OBLÍCUO

Si suponemos que algunas líneas son especialmente intensas en alguna parte de la superficie estelar, entonces la velocidad rotacional de esa región está dirigida hacia nosotros donde la rotación la lleva alrededor del limbo estelar en el hemisferio visible (ver figura 3.4). Donde la región desaparece en el limbo opuesto, en ese momento la velocidad radial está dirigida en dirección opuesta, lo cual significa que es positiva. Con esta hipótesis del rotor oblicuo, también podemos entender porque algunas líneas intensas tienen la mitad del período que otras. Estas líneas son originadas en dos regiones sobre la estrella, y por lo tanto tienen dos máximos. Este modelo nos resulta útil, ya que conduce a cambios en la intensidad del campo solamente si el eje magnético está inclinado con respecto al eje de rotación (ver figura 3.5). Si suponemos que el campo magnético es similar a un campo dipolar, entonces podemos encontrar una polaridad inversa del mismo, como se ha medido en varias estrellas Ap: algunas veces observamos en un polo y en otras ocasiones se observa en el otro. Si el eje magnético y el eje de rotación fueran paralelos, siempre tendríamos el mismo aspecto del campo magnético, al menos si el campo magnético fuera simétrico alrededor del eje magnético.

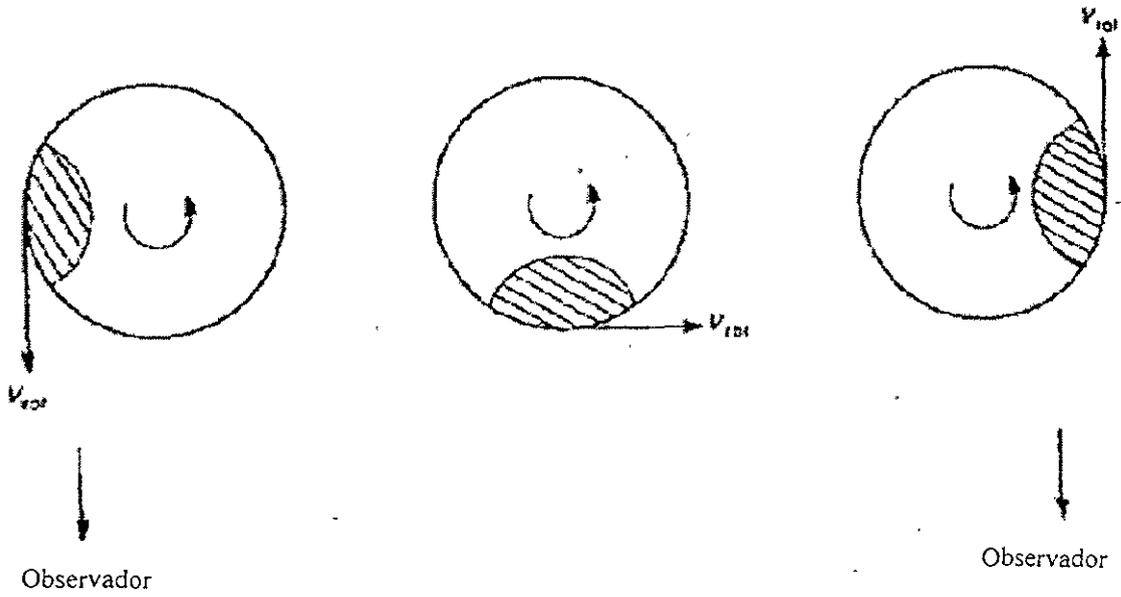


Fig. 3.4.- Si la rotación trae una mancha con una línea intensa hacia el hemisferio visible, i.e. cuando las líneas llegan a ser más intensas, la velocidad radial de esa línea está dirigida hacia nosotros, lo cual significa que es negativa. Si la mancha desaparece en el otro limbo y la línea se vuelve más débil, la velocidad radial se aleja de nosotros, lo cual significa que es positiva [8].

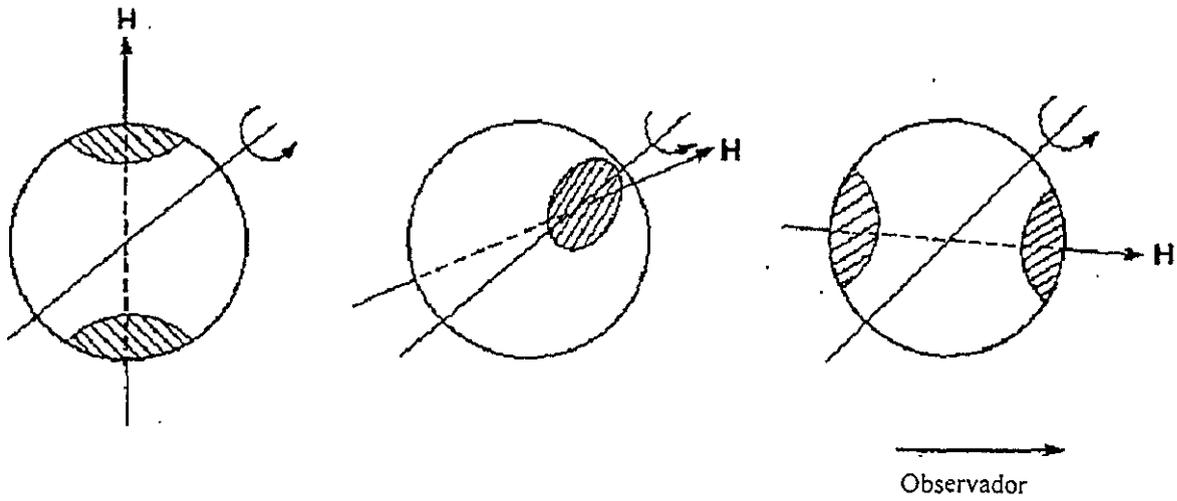


Fig. 3.5.- Solamente si el eje de rotación y el eje magnético están inclinados, uno con respecto al otro, la rotación conduce a cambios de aspectos del campo magnético, y por lo tanto se observa un cambio de valores de la intensidad del campo magnético medido [8].

Otro problema a tratar es si el campo magnético es, realmente, similar a un campo dipolar. Stibbs calculó que, para un campo dipolar y el modelo del rotor oblicuo, siempre debemos observar variaciones senoidales del campo magnético. Las mediciones de Babcock no mostraron este tipo de variaciones, pero las mediciones hechas, utilizando el

método de polarización de la línea del hidrógeno, sugiere que las variaciones pueden, realmente ser sinusoidales y que las mediciones del desdoblamiento de las líneas de Zeeman pueden conducir a variaciones del campo algo erróneas, debidas al cambio de intensidad de las líneas en diferentes partes de la superficie de la estrella, las cuales tienen diferentes intensidades del campo magnético. Actualmente, no se conoce muy bien la forma del campo magnético. Sin embargo, para muchas estrellas parece estar bien establecido que la intensidad del campo en un polo no es igual al del otro. Al parecer el campo consiste de al menos dos partes: la primera, muy próxima a ser dipolar y la segunda, muy parecida a un campo cuadrupolar como se ilustra en la figura 3.6. La suma de las dos muestra diferentes intensidades del campo en ambos polos, ya que en un polo, el dipolo y el cuadrupolo se suman, pero en el otro polo estos tienen signos puestos y la diferencia de las intensidades del campo es observada. Con este campo, simétrico alrededor del eje magnético y un eje de rotación inclinado, todas las variaciones observadas pueden estar bien entendidas. Concluimos que las líneas que muestran la mitad del período presentan líneas más intensas, ya que son originadas en ambas regiones polares, mientras que las otras líneas deben ser menos intensas en los polos y más intensas en el cinturón ecuatorial, donde "ecuatorial" significa, "con respecto al eje magnético".

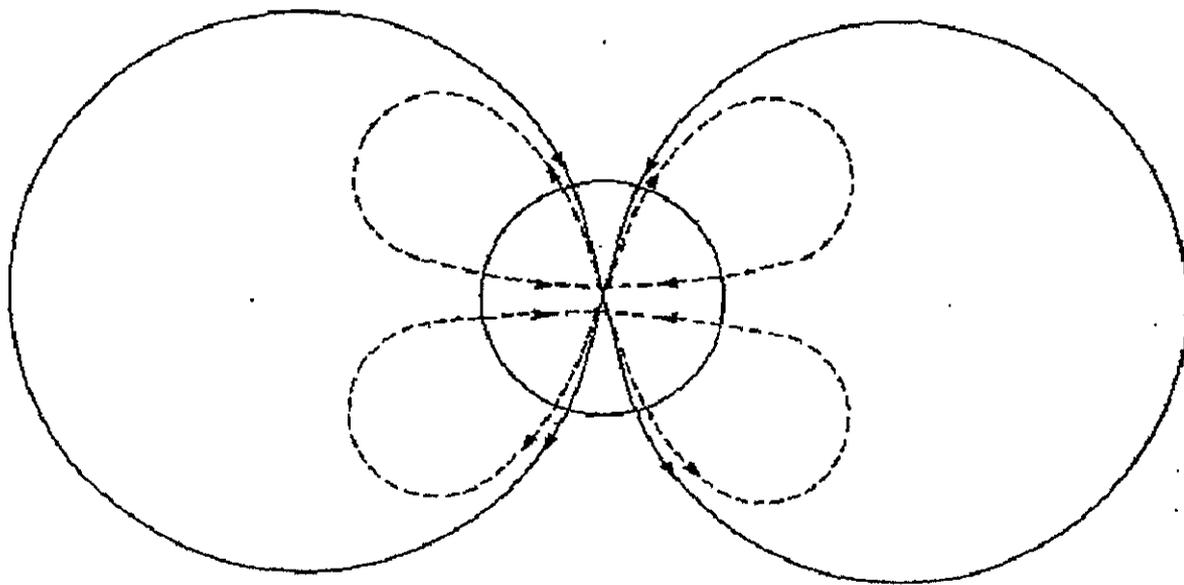


Figura 3.6.- La intensidad del campo magnético medida por Babcock en los dos polos de una estrella magnética no son iguales. Entonces tenemos que suponer que el campo actual es la suma de un dipolo y un cuadrupolo más débil cuyo eje está alineado con el del dipolo [8].

La hipótesis del rotor oblicuo puede ser explicada de otra forma. Estrellas con períodos cortos de rotación deben, generalmente, tener líneas anchas a menos que las veamos cerca de los polos (aquí se refiere al polo rotacional). Aquellas con grandes períodos de rotación deben tener líneas angostas. Si, realmente los períodos para las variaciones de las intensidades de las líneas son los períodos de rotación, entonces las estrellas con cortos períodos de variación deben generalmente tener líneas anchas, mientras que aquellas con grandes períodos deben tener líneas angostas. Mientras que esto no

necesariamente prueba que la hipótesis del rotor oblicuo sea correcta, sí prueba que esta hipótesis es una posibilidad viable para explicar todas las variaciones observadas.

¿De qué otra forma podemos entender las variaciones periódicas del campo magnético con periodos del orden de días a semanas? Los geólogos lo comparan con la inversión del campo magnético de la Tierra, que aunque no es dentro del intervalo de semanas, no obstante parece haber sobrepasado grandes intervalos de tiempo.

También sabemos de las inversiones del campo magnético solar, el cual ocurre cada 11 años aproximadamente, que no está dentro del intervalo de semanas, pero que si cambia lenta y regularmente sobre el período de años. ¿Puede esto pasar también con las estrellas magnéticas?

Para contestar esta pregunta, tenemos que recordar que el campo magnético general de la Tierra y también el del Sol, es del orden de 1 Gauss. También sabemos que la materia y el campo magnético pueden solamente moverse juntos, pero, ¿qué controla el movimiento la materia o el campo magnético? Podemos analizar esto cuando comparamos la energía magnética del campo, la cual es una medida de la resistencia de éste a ciertos cambios, con la energía cinética del gas. En donde es más fácil comparar la presión magnética P_M con la presión del gas P_g . En un campo magnético homogéneo, la presión magnética es

$$P_M = \frac{H^2}{8\pi} \quad (3.4)$$

donde H es la intensidad del campo magnético.

Para un campo de 1 gauss, la presión magnética, y por lo tanto las fuerzas magnéticas son muy pequeñas. En la atmósfera solar la presión del gas es del orden de 10^5 dn cm^{-2} . La energía cinética de la materia es mucho mayor que la energía magnética. La materia controla el movimiento y los cambios en el campo magnético, al menos en la superficie. Para un campo de 1000 Gauss, la situación cambia. Ahora encontramos $P_M = 10^6/8\pi \approx 10^5$. Ahora, la energía magnética y la cinética son comparables. En las manchas solares, el campo magnético determina la estructura. En las estrellas A, la presión del gas es solamente $10^3 - 10^4$ dn cm^{-2} . Para un campo de varios miles de Gauss, la energía magnética es mucho mayor que la energía cinética. El movimiento del material no es capaz de controlar la estructura del campo magnético, al menos no en la superficie estelar.

Sin embargo, consideramos una posibilidad de variación de la intensidad del campo magnético, el cual ha sido discutido en la literatura. Para incrementar la intensidad del campo magnético, el material tiene que comprimir las líneas de campo (ver figura 3.7). En una estrella magnética, uno puede imaginar que la intensidad del campo incrementa cuando el material se mueve hacia los polos, lo cual daría un incremento en la intensidad del campo cerca de los polos y un decremento en el ecuador (ver figura 3.8). Sin embargo, vemos que, mientras obtengamos un cambio en el campo magnético en esta forma, nunca podemos obtener una inversión de la polaridad, como es observada. Mientras esto fue inicialmente

discutido para explicar las variaciones de campo magnético, actualmente la mayoría de los astrónomos están convencidos de que este mecanismo no trabaja adecuadamente.

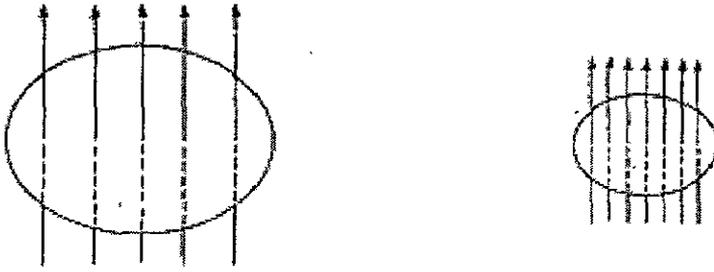


Fig. 3.7.- El campo magnético en el material estelar puede incrementar si el material se contrae [8].

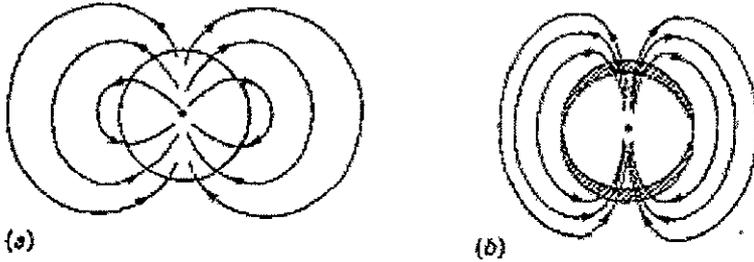


Fig. 3.8.- Si el material ecuatorial de la estrella se moviera hacia los polos, la intensidad del campo magnético en los polos aumentaría, mientras que en el ecuador tendería a disminuir. La figura (a) muestra la estrella originalmente y su campo y (b) la forma y campo de la estrella después de que el material se ha movido del ecuador a los polos [7].

La otra posibilidad es, entonces la de un rotor oblicuo (ver figura 3.5). Si el eje de rotación presenta una inclinación respecto al eje vertical (que en la imagen representa al eje magnético) y la estrella tiene un campo dipolar, el observador nota una variación sinusoidal del campo magnético con cambio de polaridad. El periodo de variación es el periodo de rotación. Si algunas líneas espectrales son más intensas en los polos magnéticos, esperamos dos máximos de intensidades de las líneas durante un periodo magnético.

Pero, ¿por qué algunas líneas son más intensas en los polos y otras en el ecuador? A principios se discutía si las reacciones nucleares podrían tener lugar en las regiones polares, pero las abundancias observadas no están de acuerdo con lo que se espera de estas reacciones. Hay dificultades en acelerar partículas a energías lo suficientemente altas para generar reacciones nucleares. Para obtener altas velocidades las densidades deben de ser lo suficientemente bajas, con el fin de que las colisiones no ocurran, pero a tales densidades las reacciones del tipo nuclear tampoco ocurren. También se da la observación peculiar de que el aumento de las intensidades de líneas depende de la temperatura efectiva de las estrellas. Para las estrellas más calientes, vemos líneas intensas de Si, las estrellas más frías

se observan líneas intensas de Eu, Sr y Cr. Sería peculiar si las reacciones nucleares fueran dependientes de la temperatura efectiva de la estrella antes que depender de la intensidad del campo magnético de la estrella. La *difusión* es considerada una de las explicaciones posibles para las abundancias peculiares en las fotosferas de las estrellas Ap, aunque hay también algunos problemas si se quiere explicar las abundancias observadas en detalle.

3.3 MODELOS DE ESTRELLAS AP

Una teoría enteramente satisfactoria sobre el fenómeno Ap debe ser capaz de explicar dos grupos principales de fenómenos: Las abundancias anormales de ciertos elementos y la presencia de campos magnéticos intensos variables, junto con los fenómenos relacionados tales como las variaciones fotométricas, espectroscópicas y en la velocidad radial; pero hasta el momento no existe teoría alguna que explique o correlacione todos estos factores.

El desarrollo teórico en este campo sólo ha dado explicaciones parciales que se pueden agrupar en dos conjuntos: al primero pertenecen aquellos modelos que explican las abundancias anómalas y podemos citar principalmente:

- La hipótesis de la estrella binaria
- Reacciones nucleares internas
- Reacciones nucleares en la superficie estelar
- Procesos de difusión
- Acrecimiento Magnético

mientras que al segundo conjunto pertenecen aquellos modelos que explican las variaciones magnéticas y eventualmente las variaciones espectroscópicas y fotométricas. En este conjunto podemos citar:

- El rotor oblicuo
- El oscilador magnético
- Modelo del ciclo solar

De los modelos mencionados anteriormente, ya hemos tratado el del *rotor oblicuo* y a continuación se tratarán con los modelos de *la estrella binaria* y el de *difusión*, sin ahondar en la descripción del modelo en sí, sino evaluando sus resultados.

3.3.1 LA HIPÓTESIS DE LA ESTRELLA BINARIA

En su primera presentación la “hipótesis de la estrella binaria” fue introducida por Renson (1963). De acuerdo a este modelo, las mareas producidas por una estrella secundaria sobre la superficie de la estrella primaria que se observa, pudo haber intensificado el campo magnético de la estrella primaria si la rotación y las revoluciones no estuviesen sincronizadas.

Cuando se tienen excentricidades grandes en la órbita de las estrellas binarias, a la mitad del período de revolución se puede dar un cambio en la polaridad del campo magnético. A

partir de que no se ha tenido evidencia observacional de los eclipses que tendrían lugar entre ambas estrellas, se concluye que la estrella secundaria tendría que ser muy pequeña. Por otra parte dicha estrella debe ser lo suficientemente masiva para que pueda producir efectos de marea sobre la estrella primaria por lo que la estrella secundaria debe ser un tipo degenerado de estrella, la cual ha evolucionado más rápido que la primaria; parte de la materia perdida por la estrella secundaria cae sobre la primaria originando las anomalías que se observan. Supuestamente el campo magnético es el causante de la segregación de los elementos a partir de que las partículas cargadas fluyan a lo largo de las líneas de campo magnético (ver Fowler, et al., 1965).

3.3.2 LA DIFUSIÓN EN ESTRELLAS

Generalmente, sabemos que la difusión es un proceso lento del movimiento de una sustancia a otro lugar mediante el movimiento molecular. Las partículas ligeras se pueden difundir a través de una membrana hacia el interior de una mezcla con partículas pesadas, o un gas de un tipo puede mezclarse con un gran volumen de un gas diferente por difusión lo cual, realmente significa, movimiento térmico. Cuando pensamos en una estrella, usualmente pensamos en una esfera de gas bien mezclado. En el caso de las estrellas Ap no pensamos en una mezcla de material, aunque si más bien en una sedimentación. En la naturaleza eso nunca sucederá sin la acción de una fuerza externa. En las estrellas, las únicas fuerzas que aparecen son la presión de gas y la gravitación. Bajo la influencia de la gravitación, encontramos una estratificación de la presión de gas. Por ejemplo, en una montaña alta, la presión del gas es mucho más baja que en el nivel del mar. Podemos calcular como la presión del gas cambia con la altura en la atmósfera si consideramos el equilibrio entre presión y gravitación. A cada nivel el peso del material de esa capa tiene que ser balanceado mediante la presión de gas P_g .

El material estelar consiste de H, He y partículas más pesadas y electrones. Si no hubiera mezcla, los electrones tenderían a “flotar” sobre esa atmósfera. Sin embargo, esto generaría una separación de cargas (ver figura 3.9). Los electrones y iones se mantienen unidos mediante fuerzas eléctricas. Pero no hay fuerza que inhiba la caída de iones más pesados que los protones. Los átomos de helio y sus iones caen mejor que los de hidrógeno, pero la densidad de las estrellas bajo la superficie es tan grande que hay muchas colisiones las cuales impiden que las partículas caigan o se difundan rápidamente hacia abajo.

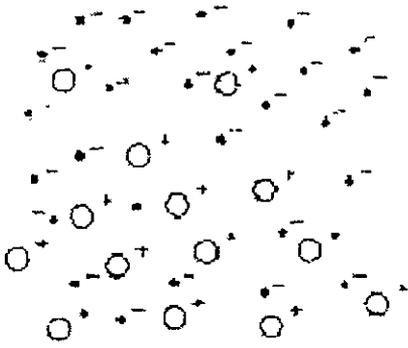


Fig. 3.9.- En una atmósfera con electrones y protones libres, los electrones tenderían a dirigirse a la parte superior. Esto produciría una separación de carga, produciendo un campo eléctrico, lo cual previene una mayor separación [8].

Para el caso de las estrellas Ap, que muestran un enriquecimiento, en lugar de un agotamiento de elementos pesados como las tierras raras y el Si, Cr y Eu en la superficie. ¿Cuál es la causa de esta abundancia?

Este es otro proceso de difusión el cual se opone a la sedimentación debida a la gravedad. Este proceso es llamado difusión relativa, y la fuerza causante de esta difusión es la presión de radiación.

En una estrella, la energía es transportada del interior hacia fuera mediante la radiación. Esto significa que hay más radiación viniendo desde abajo que de arriba (fig. 3.10), de otra forma no habría flujo neto en la superficie y al exterior (ver fig. 3.11). Los átomos en la atmósfera absorben y re-emiten fotones.

Parte superior
de la atmósfera

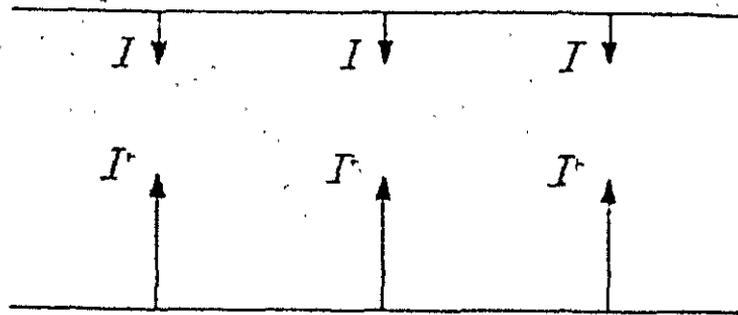


Fig. 3.10.- Para transportar la energía radiativa del interior de la estrella hacia la superficie, la mayor parte de la radiación tiene un flujo hacia el exterior que hacia el interior. En la figura I es la intensidad dirigida hacia abajo e I' es la intensidad que sale [7].

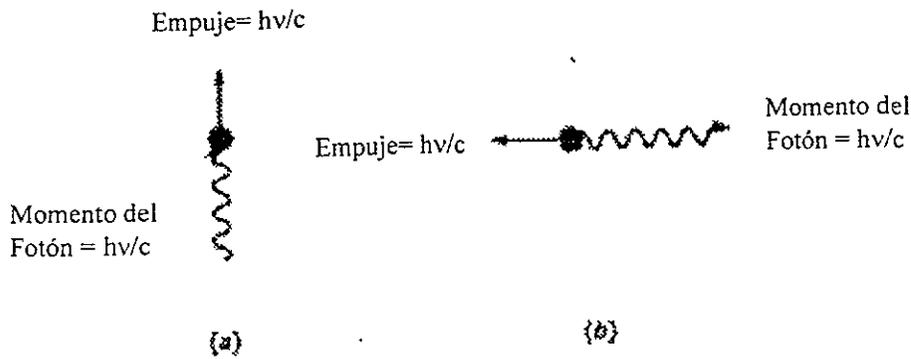


Fig. 3.11.- (a) Cuando un átomo o ión absorbe un fotón proveniente del interior, recibe un empuje hacia la superficie. (b) Cuando el fotón es re-emitido en otra dirección, el átomo o ión recibe un empuje en una dirección diferente a la recibida durante la absorción [8].

3.4.- ANTECEDENTES DE LA ESTRELLA HD 32633

Según los datos encontrados en la literatura, la estrella es también conocida como HZ Auriga, y tiene coordenadas:

$$\alpha = 05 \text{ h } 02 \text{ m } 50.9 \text{ s} \quad (\text{ascensión recta})$$

$$\delta = +33^\circ 51' 08'' \quad (\text{declinación})$$

presenta una magnitud aparente de 6.9 y un tipo espectral de B8. Entre otros aspectos, la estrella muestra peculiaridades en las líneas de Silicio y Cromo, y se detectó una variación espectroscópica de 1 hora 46 minutos (Weiss, 1994). En el apéndice E, se reportan nuevos resultados para esta estrella, así como las referencias que se pueden consultar.

Capítulo IV

Método de observación y reducción de datos

4.1 FOTOMETRÍA DIFERENCIAL COMO MÉTODO DE OBSERVACIÓN

Los patrones actuales de observación dependen de la meta del proyecto y de la forma en que los datos finales son necesitados. En general se siguen dos técnicas, la más sencilla de éstas, es la *fotometría diferencial*. Además de su simplicidad, es la técnica más apropiada para medir pequeñas variaciones en brillo. Esta técnica es ampliamente usada en estrellas variables, especialmente las de corto período y sistemas binarios eclipsantes. Mientras que en la segunda técnica, la fotometría absoluta, es más general y comúnmente usada por los astrónomos. Es también la que más demanda la calidad de las condiciones del cielo. En este esquema, numerosos programas de estrellas, situadas en diferentes lugares del cielo, son medidas para determinar su magnitud y color.

Regresando a la técnica de la fotometría diferencial, en donde una segunda estrella de casi el mismo color y brillo como la estrella variable es usada como estrella de comparación, esta estrella debe estar tan cerca de la estrella variable como sea posible, preferentemente dentro de un grado del campo de observación. Esto permite al observador cambiar rápidamente de una estrella a otra. Otra razón importante para elegir una estrella de comparación cercana es que la corrección por extinción, a menudo puede ser ignorada, porque ambas estrellas son vistas a través de capas atmosféricas casi idénticas. Todos los cambios en la estrella variable son determinados como diferencias de magnitud entre ésta y la estrella de comparación. Es importante que la estrella de comparación sea medida frecuentemente porque la altitud de estos objetos está continuamente cambiando a través del cielo. Este tipo de fotometría puede ser muy exacta (0.005 magnitudes) y es altamente recomendada donde las condiciones atmosféricas pueden ser muy variables. Cualquier estrella que reúna las condiciones mencionadas anteriormente puede ser estrella de comparación. Sin embargo, es una buena idea seleccionar una segunda estrella llamada estrella de chequeo, como una evaluación de la invariabilidad de la estrella de comparación. La estrella de chequeo necesita ser medida sólo ocasionalmente durante la noche.

El procedimiento observacional es alternar la medición entre la estrella variable y la de comparación en breves lapsos, en cada filtro. Una medición consiste en el centrado de la estrella en el diafragma y entonces mover el espejo fuera de la trayectoria luminosa, así la luz puede llegar al detector (Henden, 1982). Entonces se registra la lectura del contador del amplificador junto con el tiempo. Una vez que esto ha sido hecho para cada filtro, la estrella se saca del diafragma y se registra el conteo del fondo celeste a través de cada filtro. Esto es necesario ya que las mediciones de la estrella, realmente incluyen la estrella y el fondo celeste.

Las diferencias de magnitud entre la estrella variable y la de comparación, en cada filtro pueden ser calculados usando la expresión

$$m_x - m_c = -2.5 \log(d_x / d_c) \quad (4.1)$$

donde d_x y d_c representan la medición de la estrella variable y la de comparación menos el fondo celeste respectivamente. Si fueron usados distintos amplificadores para las dos estrellas, esto también debe de ser incluido. Una ventaja de la fotometría diferencial es que la calibración del sistema fotométrico estándar no es necesaria para muchos proyectos. La

desventaja es que la diferencia de magnitudes no será exactamente la misma que la que se midió con el sistema estándar. Sin embargo si se está usando el detector y filtros especificados y hemos relacionado el color de las estrellas variable y de comparación, el resultado no difiere mucho, como veremos más adelante. Otra desventaja es que los resultados finales se dan en *diferencias*. No seremos capaces de especificar las magnitudes actuales o colores de la estrella variable a menos que se estandarice la estrella de comparación. Sin embargo estos resultados son suficientemente buenos para muchos proyectos, tal como la determinación de las formas de las curvas de luz o los tiempos de mínima luz de una binaria eclipsante o de estrellas variables tales como las RR de Lira.

4.2 MAGNITUDES INSTRUMENTALES

Le podría parecer al principiante que la determinación de la magnitud de una estrella es muy fácil y además, que la magnitud puede ser simplemente relacionada con el flujo de luz de la estrella. Desafortunadamente, éste hecho está muy lejos de ser cierto. Para ver esto más claramente, escribimos la ecuación 4.1.

$$m_1 = m_2 - 2.5 \log F_1 + 2.5 \log F_2 \quad (4.2)$$

Supongamos que la estrella "2" es una estrella de referencia de magnitud cero y la estrella "1" es una estrella desconocida. Entonces

$$m_1 = q - 2.5 \log F_1 \quad (4.3)$$

donde q es una constante. Ya que en este momento hay una sola estrella, el subíndice "1" puede ser sustituido por λ para recordarnos que la magnitud depende de la longitud de onda de observación. De esta forma,

$$m_\lambda = q_\lambda - 2.5 \log F_\lambda \quad (4.4)$$

De nuevo esta ecuación parece verificar la relación entre magnitud y flujo. Sin embargo la ecuación de arriba se refiere al flujo observado. Éste se relaciona con el flujo actual en una forma muy complicada. Los problemas pueden ser divididos en dos grupos: (1) la extinción debida a la absorción o la dispersión de la radiación estelar en su camino hacia el detector y (2) el enfoque de la detección instrumental con características ideales.

Hay dos fuentes de absorción del flujo estelar: la absorción interestelar debido al polvo y la absorción en la atmósfera de la tierra. El primero no es considerado generalmente para la publicación de observaciones, pero el segundo es usualmente tomado en cuenta. La atmósfera de la tierra no transmite todas las longitudes de onda libremente. Por ejemplo, la luz ultravioleta es fuertemente absorbida. Los observatorios que se encuentran a gran altura sobre el nivel del mar tienen menos material absorbente sobre ellos, mientras que aquellos que se encuentran a baja altura tienen el problema de que se encuentra más vapor de agua absorbiendo la radiación. Además la atmósfera dispersa la luz azul mucho más que la luz roja.

No todos los telescopios reciben luz en la misma forma y esto puede ser una función de la longitud de onda. Por ejemplo, el vidrio absorbe fuertemente la luz ultravioleta, y varias cubiertas de aluminio y plata tienen diferentes dependencias de longitud de onda sobre la reflectividad. También, en la práctica no es posible medir el flujo de una estrella a una determinada longitud de onda. Cualquier filtro transmite luz sobre un intervalo de longitud de onda. A pesar del mejor esfuerzo de la elaboración, dos filtros o detectores de luz no pueden ser hechos con exactamente las mismas características de longitud de onda. Como resultado, dos observatorios no miden el mismo flujo para una estrella dada.

En un proceso de calibración es necesario diseñar instrumentos que produzcan los mismos resultados. El flujo observado F_λ , está relacionado con el flujo estelar actual F_λ^* , fuera de la atmósfera terrestre, mediante la ecuación

$$F_\lambda = \int_0^\infty \phi_A(\lambda)\phi_T(\lambda)\phi_F(\lambda)\phi_D(\lambda)F_\lambda^* d\lambda \quad (4.5)$$

donde

$\phi_A(\lambda)$ = transmisión fraccional de la atmósfera terrestre

$\phi_T(\lambda)$ = transmisión fraccional del telescopio

$\phi_F(\lambda)$ = transmisión fraccional del filtro

$\phi_D(\lambda)$ = eficiencia del detector (1.0 corresponde al 100%)

Esta ecuación resulta muy complicada y varios de estos factores son poco conocidos. Es por esta razón que los flujos estelares son muy difíciles de medir en forma exacta. Afortunadamente, la determinación de magnitudes estelares no requiere un conocimiento de otros factores más que éstos, excepto en una forma indirecta. El esquema de magnitudes requiere solamente que ciertas estrellas sean definidas para obtener determinadas magnitudes, así que las magnitudes de otras estrellas pueden ser determinadas de flujos observados, que son corregidos sólo por absorción atmosférica.

El problema restante es considerar las diferencias individuales entre las combinaciones del telescopio, el filtro y el detector. Mediante la observación de un conjunto de estrellas conocidas, es posible para cada observatorio determinar la transformación de coeficientes que convierte las magnitudes instrumentales en el sistema común estándar.

En la práctica, una estrella no es medida en unidades de flujo. El detector produce una corriente eléctrica que es directamente proporcional al flujo estelar observado. En la fotometría DC, la salida de la corriente amplificada del detector es medida, mientras que con las técnicas de conteo de pulso, el número de cuentas es grabada. En ambos casos, esta cantidad es solamente proporcional al flujo observado. Simbólicamente

$$F_\lambda = Kd_\lambda \quad (4.6)$$

donde d_λ es la medición práctica (i.e. la corriente o cuentas por segundo), y K es la constante de proporcionalidad. La ecuación 4.3 puede ser escrita como

$$m_{\lambda} = q_{\lambda} - 2.5 \log K - 2.5 \log d_{\lambda} \quad (4.7)$$

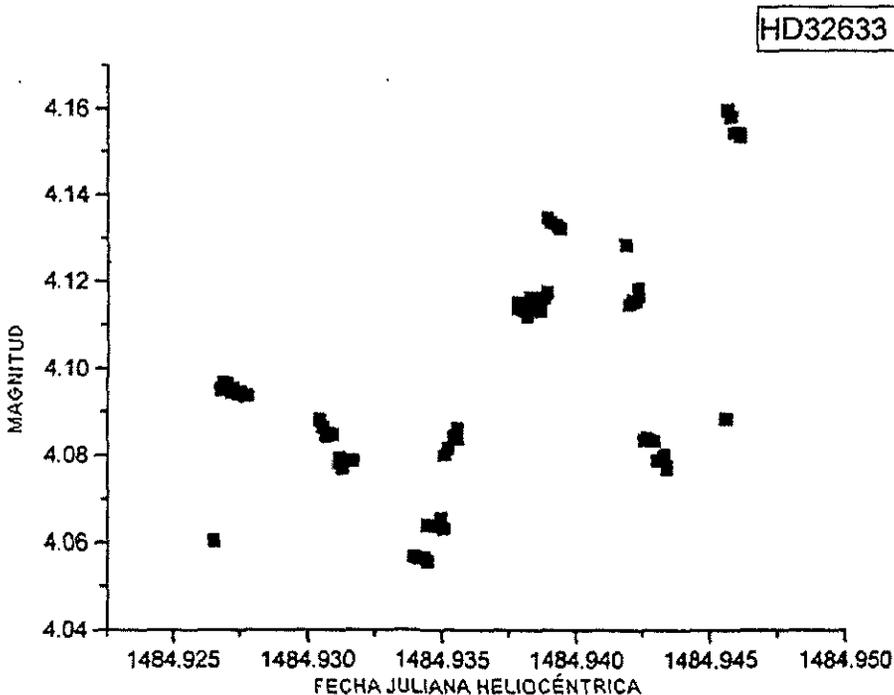
o

$$m_{\lambda} = q'_{\lambda} - 2.5 \log d_{\lambda} \quad (4.8)$$

Esto relaciona la medición actual d_{λ} , el punto cero instrumental q_{λ} y la magnitud instrumental m_{λ} .

4.3 OBTENCIÓN Y REDUCCIÓN DE DATOS FOTOMÉTRICOS

Las observaciones fotométricas fueron obtenidas en tres noches en el mes de Noviembre de 1999 usando el fotómetro cuenta-pulsos adjunto al telescopio de 84 cm del observatorio de San Pedro Mártir, las cuales, fueron realizadas por José H. Peña, Rosario Peniche †, Alejandro Carrillo e Isidro Ramírez. Las observaciones fueron hechas usando el método de *fotometría diferencial*. Para el proceso de reducción de los datos (realizado por Isidro Ramírez), se realizó el cálculo de las magnitudes instrumentales (mencionado en la sección 4.2) tanto para la estrella de comparación como para la estrella variable en el programa Excel y después se calculó la Fecha Juliana Heliocéntrica (ver apéndice C), obteniendo un factor de corrección de 0.00504 días, después se realizó el promedio de la magnitud instrumental, cada tres integraciones en el programa mag7 para PC. Por último se realizaron los diagramas que representan las curvas de luz de la estrella variable para cada noche incluyendo a la estrella de comparación. Estas gráficas son el resultado de graficar la magnitud instrumental contra la Fecha Juliana Heliocéntrica. Los diagramas obtenidos se muestran en la figura 4.1.



(a)

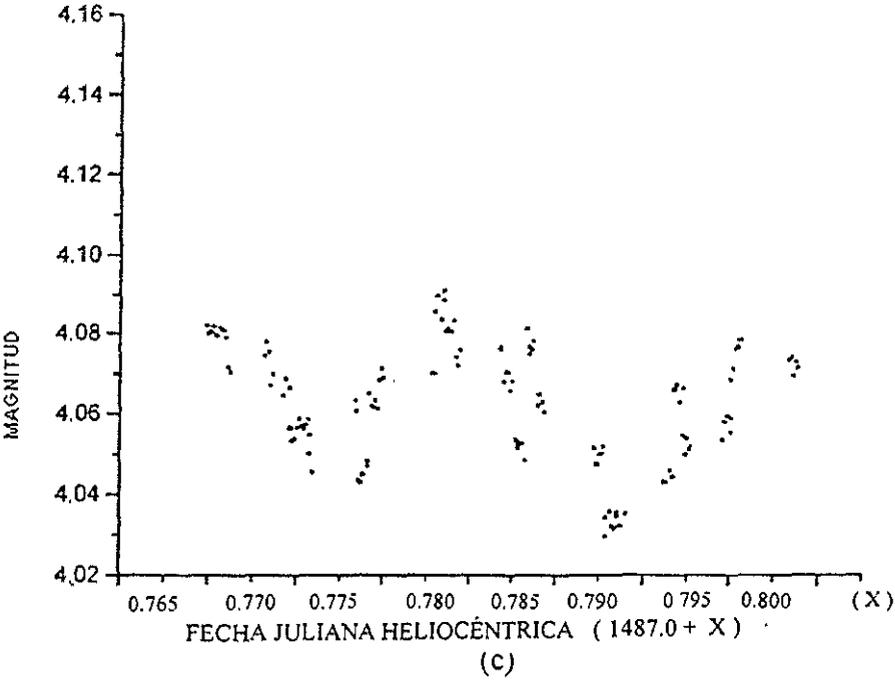
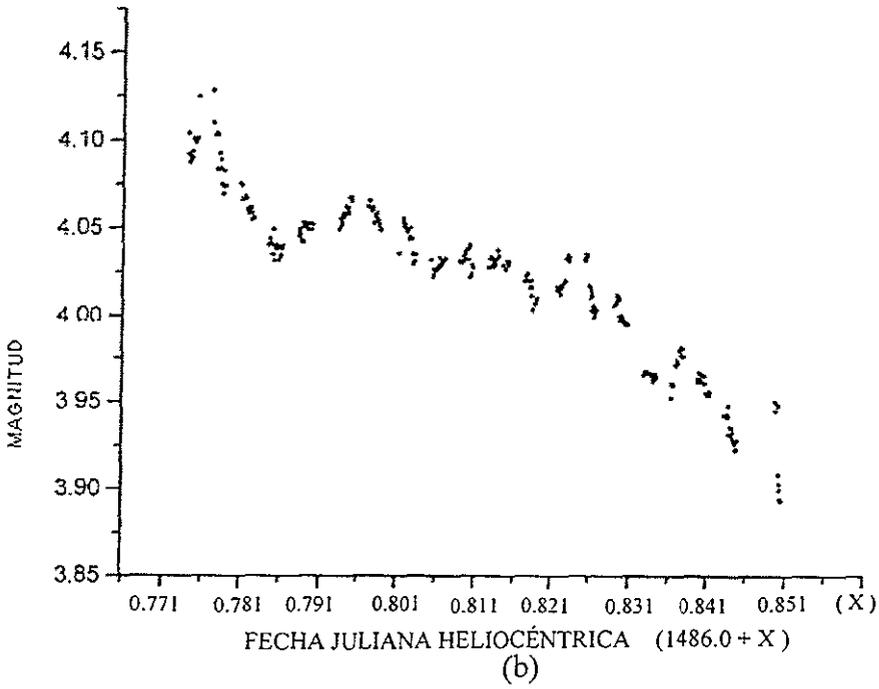


Fig. 4.1.- Curvas de luz obtenidas de las tres noches de observación de la estrella HD 32633

4.4.- OBSERVACIONES ESPECTROSCÓPICAS

Estas se llevaron a cabo en el telescopio de 1m del Observatorio de Tonantzintla al que se le acopló el Mexigraph, espectrógrafo con una dispersión 67 Å/mm centrada en H γ especialmente diseñado para clasificación espectral. Las observaciones fueron realizadas por José H. Peña, Rosario Peniche † y Marco Antonio Hobart. Se utilizó como detector una placa fotográfica del tipo IlaO. En ella se imprimieron en secuencia rápida, diez observaciones de las estrellas HD3326, una de la estrella A5 HR 4490 para efectos de comparación y, finalmente, cinco espectros de HD32633. También en la misma placa se imprimieron dos espectros de comparación de Ne-Ar, así como manchas sensitométricas, ambos para su calibración. Por tanto, dado que todos los espectros estelares, las comparaciones y las manchas se expusieron todos en la misma placa y sufrieron las mismas condiciones de revelado, las diferencias mostradas entre los espectros, una vez calibrados y normalizados los espectros, son reales. Dado que existen en la placa tanto espectros de comparación como manchas sensitométricas es posible determinar las variaciones de las intensidades, visibles a simple vista, a través de trazos microdensitométricos. El microdensitómetro que se utilizó fue el Perkin-Elmers de la Universidad de Wisconsin-Madison. Cada espectro se midió 40 veces en el eje Y y 3600 puntos en el eje X, a lo largo del espectro. Las trazas finales se obtuvieron del promedio del eje Y y de 3 puntos en el eje X dado que el corrimiento de cada medición en el eje X fue de un tercio del diámetro del haz utilizado. De la misma manera se trataron las manchas sensitométricas, el fondo de placa y los espectros de comparación.

4.4.1 REDUCCIÓN DE LOS DATOS

La calibración de los espectros (realizado por Isidro Ramírez) de pixel-densidad para transformarlos en la relación longitud de onda-intensidad se llevó a cabo en una forma canónica utilizando hoja de cálculo. Para realizar la conversión de número de pixel a longitud de onda, se realizó la calibración de la dispersión de placa; ésta se llevó a cabo con el espectro de comparación de Ne-Ar que se muestra en la figura 4.2 y en la tabla 4.1 se tabulan todas las longitudes de onda correspondiente a cada pixel. La ecuación que relaciona pixeles con longitud de onda es

$$\lambda(A) = 4966.7298 - 0.999879 X \text{ (pixel)} \quad (4.9)$$

con un coeficiente de correlación R de 0.9998. Para calibrar la placa de densidad fotográfica a intensidad relativa se utilizaron las manchas sensitométricas. Estas se imprimieron en la rueda dentada giratoria del calibrador de Tonantzintla. Dado que se disponía de la misma fuente luminosa, de la ecuación $E=It$ donde E es la exposición, I la intensidad y t el tiempo, los valores relativos de cada sector se pueden determinar fácilmente. Considerando que la rueda gira como cuerpo rígido, para una misma velocidad angular se tiene que

$$\omega=\theta/t \text{ o } t=\theta/\omega \quad (4.10)$$

por lo tanto, para cada sector

$$E_i = I\theta/\omega_i \quad (4.11)$$

Por tanto para los distintos sectores, las exposiciones relativas estarán dadas por $E_{i+1}/E_i = \theta_{i+1}/\theta_i$. Esto implica que las exposiciones relativas se obtienen midiendo directamente el ángulo subtendido por cada sector.

Después se calcularon los datos estadísticos tanto para el *fondo de placa* (véase fig. 4.3) como para cada uno de los escaloncitos que se presentan en el diagrama de las *manchas sensitométricas* (véase fig. 4.4) y los resultados se ven en la tabla 4.2.

El siguiente paso fue calcular las diferencias de las medias de cada escalón menos la media del *fondo de placa* esto es con el fin de restar los efectos de sensibilidad fotográfica de la placa. Al final de este proceso se obtienen imágenes del espectro estelar como la que se muestra en la figura 4.5. Los resultados obtenidos se muestran junto con los valores de la exposición relativa en la tabla 4.3, después se procedió a graficar estas cantidades y se realizó un ajuste con un polinomio de 4º grado obteniéndose una $R = 0.9999$. Cada espectro se transformó con las ecuaciones derivadas. Finalmente se normalizaron al continuo y se estandarizaron a $H\gamma$.

No. de línea	Pixel	Longitud de onda Asociada (Å)
1	255.37	4710.06
2	261.32	4704.39
3	431.13	4537.75
4	445.56	4522.32
5	458.30	4510.73
6	624.35	4345.17
7	635.02	4333.56
8	667.99	4300.10
9	697.09	4272.17
10	700.96	4266.29
11	707.75	4259.36
12	715.51	4251.19
13	765.00	4200.68
14	774.67	4191.03
15	784.37	4181.88
16	806.68	4158.89
17	917.35	4044.42
18	1009.9	3957.30

Tabla 4.1.- Las longitudes de onda de las líneas de emisión del espectro de Ne-Ar sirvieron para hacer la calibración de píxel a longitud de onda, las cuales se representan en la tercera columna de esta tabla.

Escalón	No. de puntos	Media	Desviación Estándar
2	424	2532.9	252.52
3	393	3265.1	170.64
4	414	4257.9	209.16
5	419	5646.8	250.31
6	464	7113.0	211.99
7	404	8582.3	204.11
8	411	10147	193.28
9	381	11727	202.06
10	426	13387	231.22
11	429	14946	310.44
12	406	16458	322.52
13	558	18100	331.14

Tabla 4.2.- Valores estadísticos para cada escalón de la figura 5.5. Los números de escalones se toman a partir de la parte inferior izquierda del diagrama.

Nota: Los valores estadísticos obtenidos para el escalón 1 que es el correspondiente al fondo de placa (figura 4.3) son:

Media: 834.84
 Desviación estándar: 230.22
 No. de puntos: 1267

Número de escalón (i)	Angulo $\theta_i(^{\circ})$	Densidad fotográfica	$\theta_i = \theta_i + \theta_{i-1}$	θ_i/θ_1
2	3.63	1698.06	3.63	1
3	1.40	2430.26	5.03	1.386
4	2.22	3423.06	7.25	1.997
5	3.02	4811.96	10.27	2.829
6	4.07	6278.16	14.34	3.950
7	5.57	7747.46	19.91	5.485
8	8.15	9312.16	28.06	7.730
9	11.65	10892.16	39.71	10.939
10	16.45	12552.16	56.16	15.471
11	23.43	14111.16	79.59	21.926
12	33.17	15623.16	112.76	31.063
13	46.95	17265.16	159.71	43.997

Tabla 4.3.- Obtención de los valores necesarios para realizar la calibración de *densidad fotográfica a intensidad relativa*.

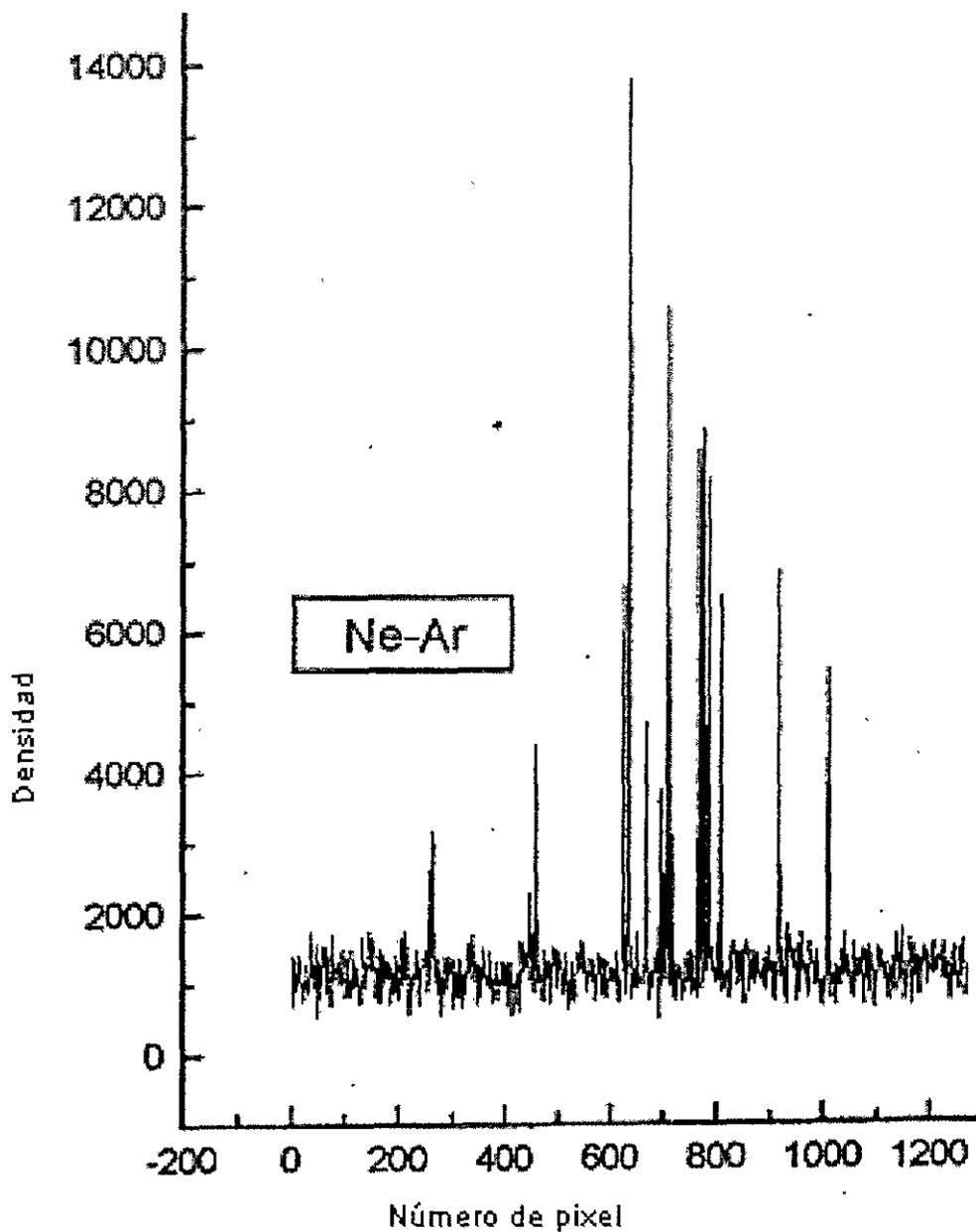


Fig. 4.2.- Representación del espectro de comparación, para realizar la calibración de número de pixel a longitud de onda.

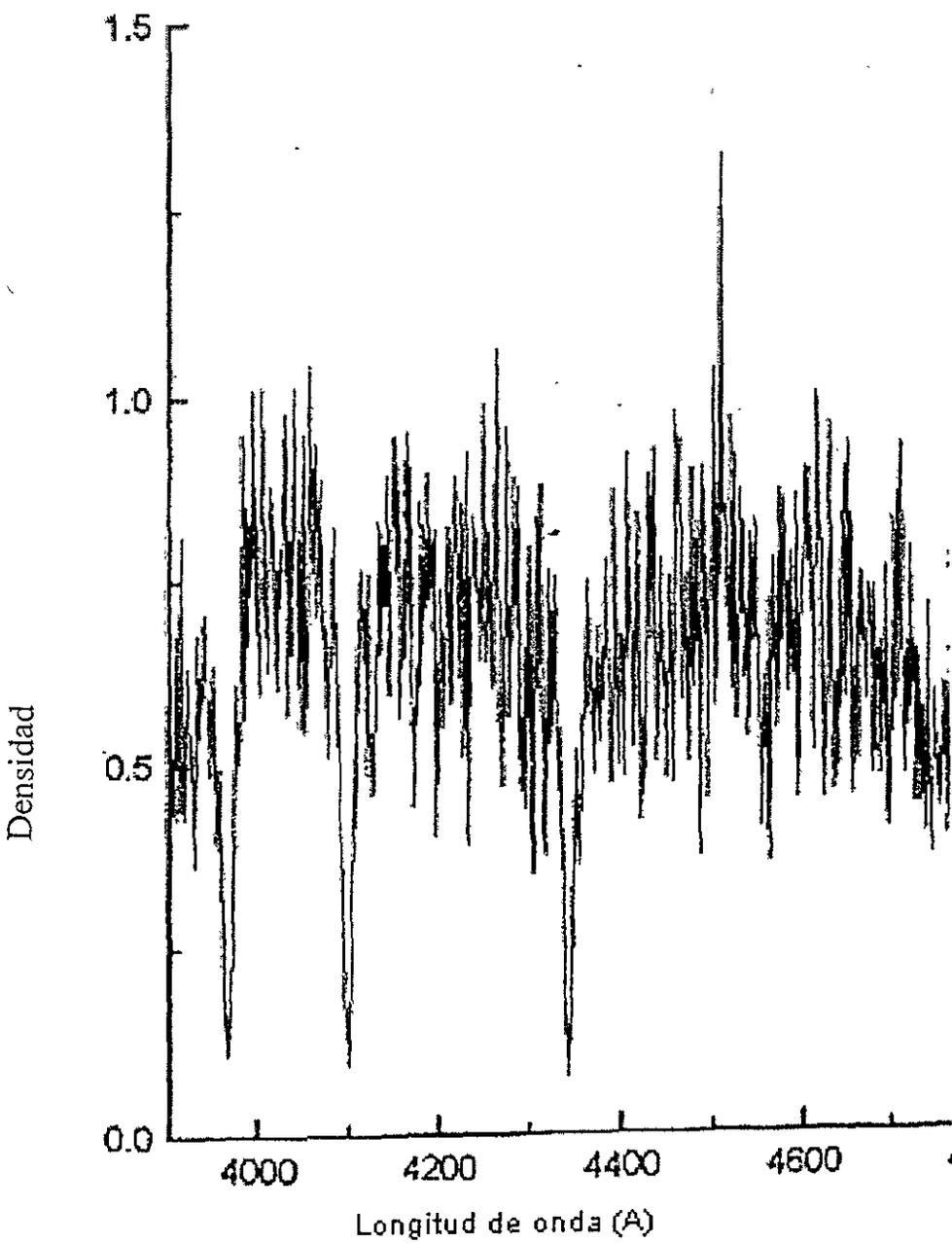


Fig. 4.3.- Representación de la intensidad del fondo de placa.

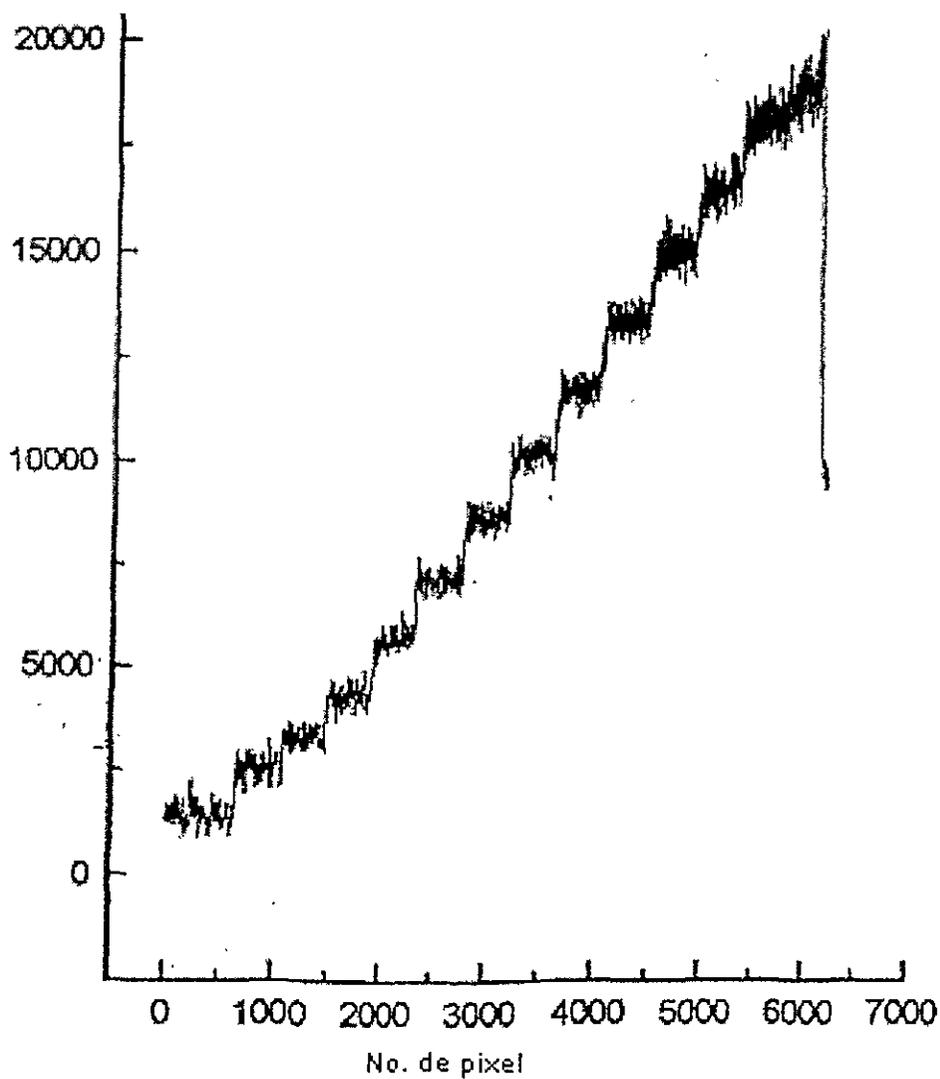


Fig. 4.4.- Representación de las manchas sensitométricas, en donde el primer escalón representa al fondo de placa mostrado en la figura 5.4. Para esta imagen, el eje de las ordenadas nos da la densidad fotográfica

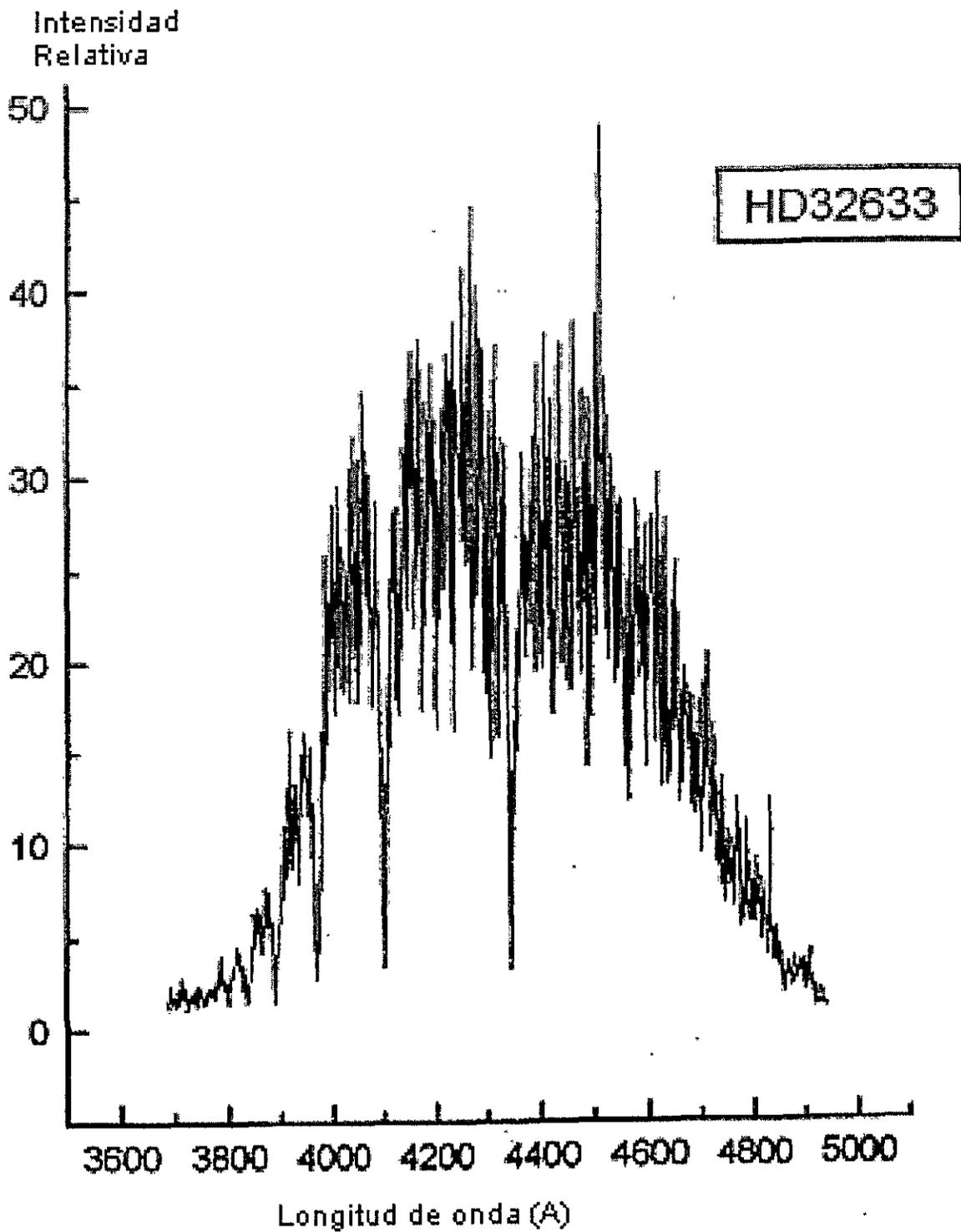


Fig. 4.5.- Ejemplo de un espectro obtenido de la estrella HD 32633.

Capítulo V

Obtención

de

Resultados

5.1 ANÁLISIS DE FRECUENCIAS

La primera parte de este trabajo consistió en analizar las curvas de luz obtenidas, tanto para la estrella variable, como para la estrella de comparación y observamos que la curva correspondiente a esta última, presentó variaciones de intensidad a lo largo del tiempo en que fue observada y se concluyó que muy probablemente esta estrella sea variable por lo tanto no la pudimos utilizar para aplicar el método de *fotometría diferencial*. Entonces se decidió realizar un análisis de HD32633 sin considerar la corrección por extinción.

Sin embargo, para los tres diagramas correspondientes a las noches de observación de la estrella se observó que en las noches JD 2451484 y JD2451487 la cantidad de datos es insuficiente para poder realizar un análisis de Fourier, debido a que en esas noches en que se realizaron las observaciones no hubo las condiciones atmosféricas adecuadas para obtener más datos, mientras que en la noche JD2451486 se dieron las condiciones necesarias y se pudo obtener la cantidad necesaria de datos para poder realizar un análisis.

El cálculo de las frecuencias de los datos fotométricos para HD32633 fue ejecutando un algoritmo rápido (Breger, 1991) y conocido como PERIOD para una Transformada de Fourier Discreta (TFD) basado en el método Deeming (1975).

El siguiente paso consistió en determinar cada frecuencia mediante la búsqueda del pico más alto en el espectro de amplitudes. Esta frecuencia fue ajustada mediante un programa de mínimos cuadrados, el cual ajusta las amplitudes y fases para minimizar la suma de los cuadrados de los residuos. Todas las frecuencias fueron removidas de la curva de luz de HD32633 y el espectro de amplitudes de los residuos fue producido para buscar las frecuencias adicionales, a este proceso se le llama "pre-whitening" (ver apéndice D).

Después de realizar el proceso anterior para determinar la frecuencia de más alta amplitud, $f_1 = 1.672$ ciclos/día, obtenemos el espectro de amplitudes de los residuos. Fue inmediatamente aparente de esto que HD32633 tiene tres frecuencias, las cuales están suficientemente separadas. Esto se demuestra en la figura 5:1 que muestra los espectros de amplitudes de la curva de luz. En este diagrama se pueden apreciar dos frecuencias más, $f_2 = 5.063$ ciclos/día y $f_3 = 156.91$ ciclos/día. La figura muestra la más alta amplitud de la señal que se obtuvo en la noche de observación, las amplitudes de las oscilaciones en HD32633 son por lo tanto bastante cortas. Al concluir esta fase es difícil encontrar otro pico significativo sobre el nivel de ruido

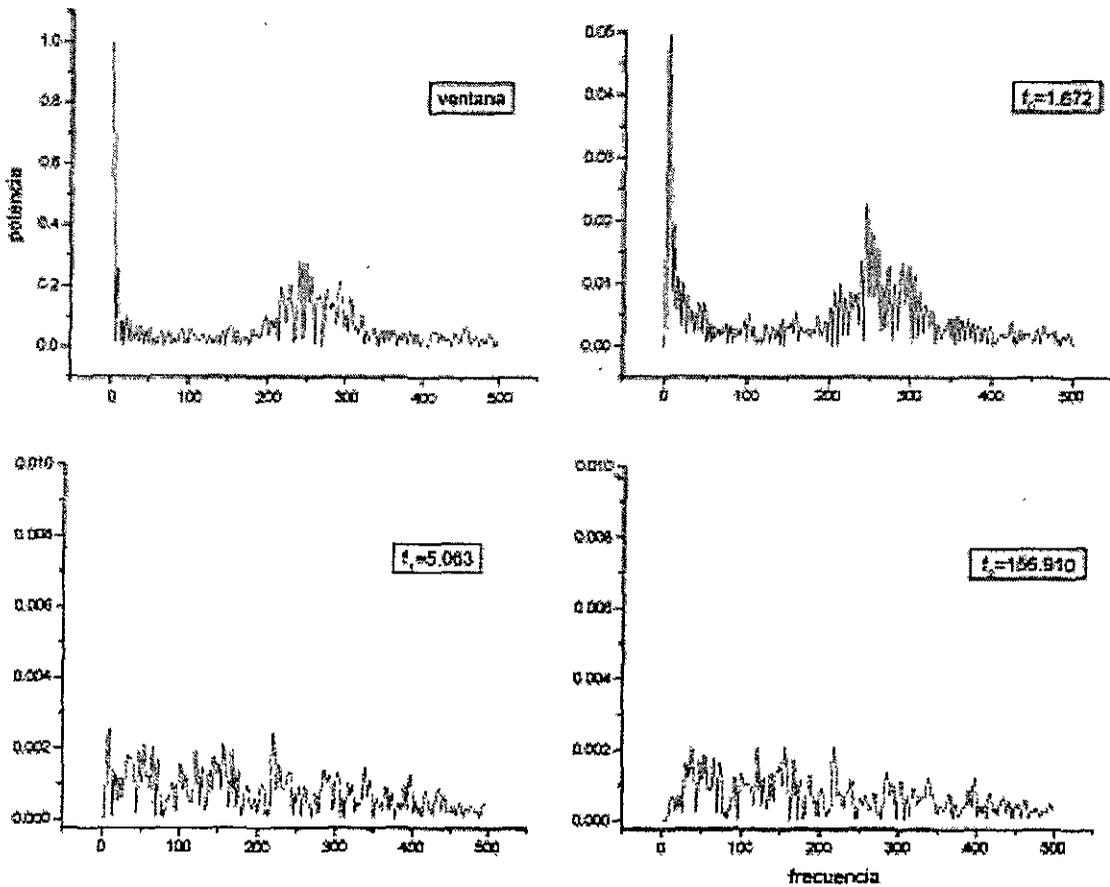


Fig. 5.1.- Representación de las frecuencias obtenidas para la estrella hasta el nivel de ruido.

5.2.- ANÁLISIS DE ESPECTROS.

Para observar las variaciones de las líneas espectrales se analizó el conjunto de espectros obtenidos, los cuales se ven en la figura 5.2. Después se procedió a hacer una amplificación de los espectros divididos en segmentos de 300 Å, los cuales se aprecian en la figura 5.3. En esas figuras están señaladas las líneas más conspicuas en variación (mediante rectas verticales numeradas); la forma en que se realizó el proceso es el siguiente.

Como primer paso se determinaron las líneas de referencia. Estas se escogieron de tal modo que las líneas de absorción estándares aparecieran en todos los espectros, y en referencia a ellas, se consideran dos tipos de variaciones: 1) líneas que aparecen en algunos espectros mientras que en otros no y 2) líneas que cambian temporalmente con respecto a las de referencia.

Debido a una relativa inhomogeneidad del cielo durante las observaciones existe una pequeña variación en la exposición entre los espectros. Esto provoca una ligera variación artificial fácilmente discernible en las líneas, pero como es costumbre en espectroscopia las variaciones no se tomaron de espectro a espectro, sino con respecto a las líneas de referencia. Por tanto las variaciones señaladas son reales.

En la tabla 5.1 se reportan las longitudes de las líneas observadas en los espectros; la longitud de onda teórica a la cual probablemente correspondan y al elemento que se le asocia.

No.	Longitud de onda Medida (Å)	Longitud de onda Teórica	Elemento correspondiente
1	3868.60	3870	CrI
2	4033.28	4033	MnI
3	4078.03	4078	SrII
4	4131.52	4130 4129	SiII EuII
5	4179.12	4178	FeII
6	4216.05	4216	SrII
7	4256.70	4254	CrI
8	4382.99	4383	FeI
9	4481.48	4481	MgII
10	4570.89	4571	MgI
11	4620.60	4621	SiII
12	4660.80	4661	EuI
13	4691.16	4691.6	BaI

Tabla 5.1.- Elementos químicos asociados a la variación de líneas que se muestran en la figura 5.4.

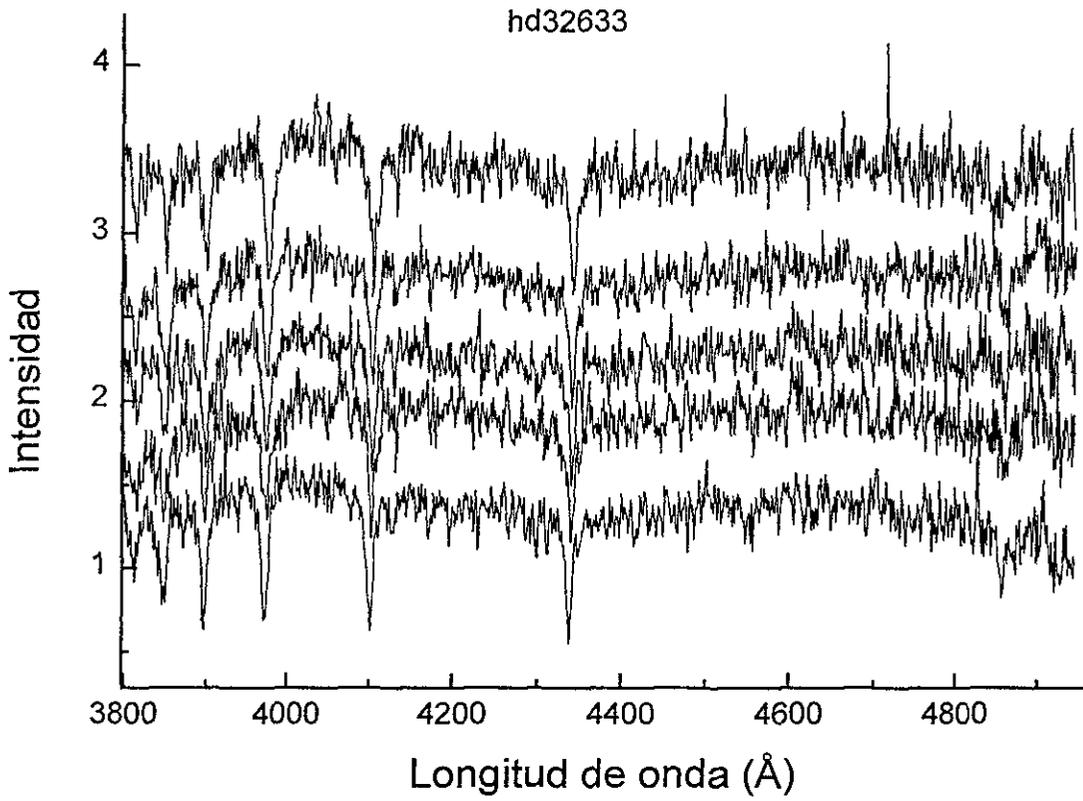
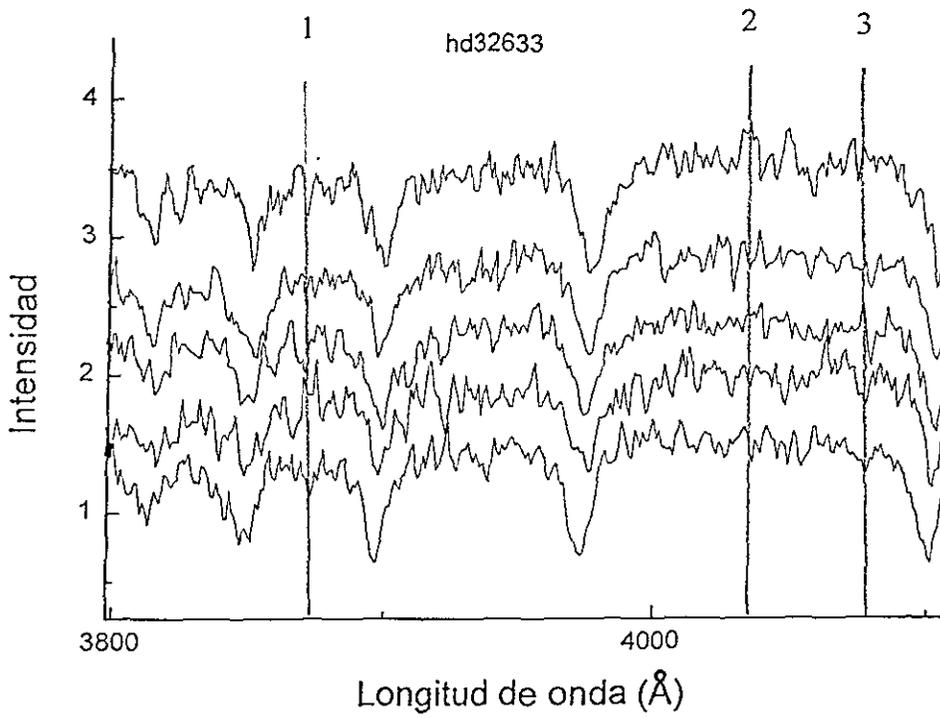
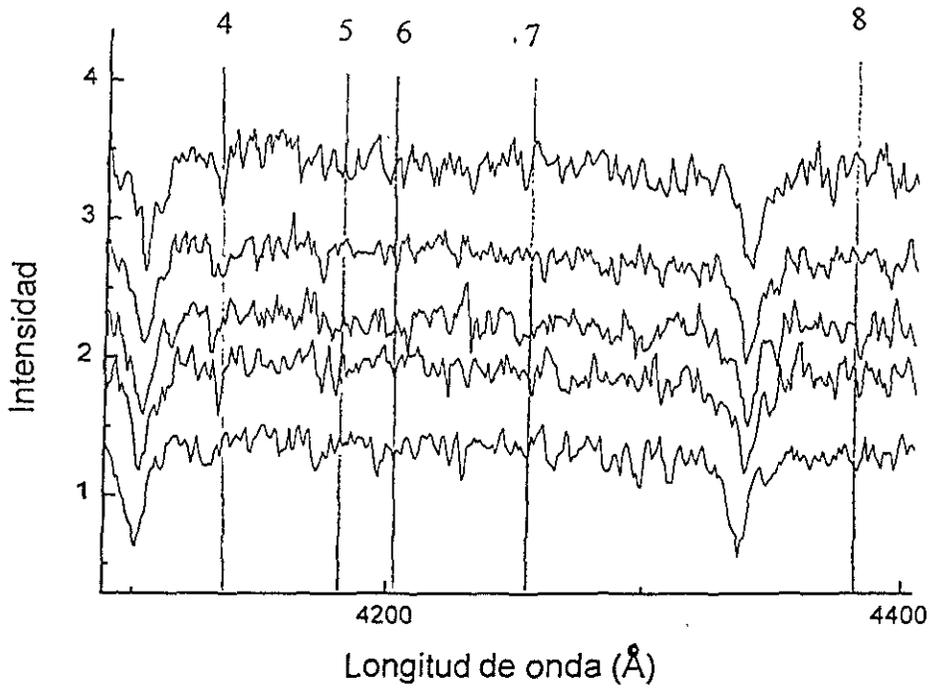
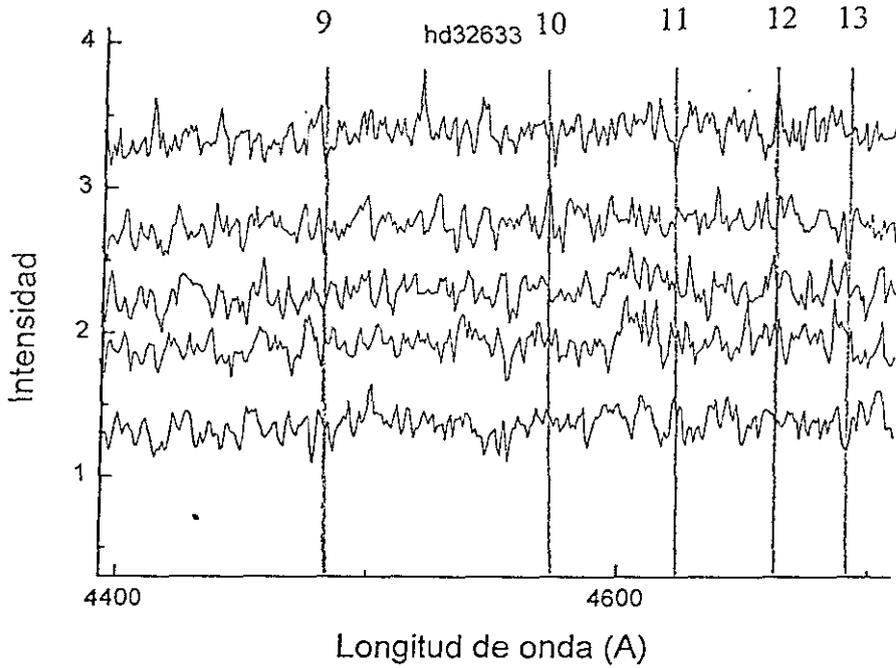


Fig. 5.2.- Conjunto de espectros obtenidos para la estrella HD 32633. Cada espectro fue tomado con un intervalo de 21 minutos.



(a)





(c)

Fig. 5.3.- Representaciones segmentadas del espectro estelar, en intervalos de 300 Å de la figura 5.2. En estos segmentos las líneas rectas señalan las líneas espectrales que están variando temporalmente, y el número que se le asigna a cada una de ellas, es el mismo que se encuentra en la primera columna de la tabla 5.1, en donde, se relaciona con un elemento químico [22].

5.3.- DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

Al hacer un análisis de los resultados obtenidos de la parte fotométrica, notamos que las tres frecuencias que hemos encontrado ($f_1 = 1.672$ ciclos/día, $f_2 = 5.063$ ciclos/día, $f_3 = 156.91$ ciclos/día), no están igualmente espaciados. La frecuencia de pulsación más alta de esta estrella (f_3) corresponde a un período de 9.18 minutos, es decir, que a este valor se le atribuyen las variaciones rápidas observadas.

Además, notamos que HD 32633 tiene una muy baja amplitud variable. El patrón de frecuencia visto hasta aquí de los datos presentados en este trabajo, indica que una mayor cobertura temporal de las observaciones, nos proporcionaría más datos para determinar un conocimiento más detallado de las frecuencias de pulsación de esta estrella.

Por otro lado, en los diagramas de la figura 5.3 en donde se pueden apreciar las líneas verticales que intersectan las líneas espectrales, las cuales, presentan variaciones y tomando en cuenta que el tiempo en que se tomó cada espectro fue de 21 minutos. Encontramos una vez más, como en el caso de otras estrellas del mismo tipo (HD 3326 y HD 11503 ver ref. [11], [21] y [25]), que algunas líneas varían en tiempos cortos. Estas variaciones son consistentes con las encontradas fotométricamente, es decir, que los cambios observados están en las mismas escalas de tiempo. Y son el resultado de cambiar el muestreo pues, en el pasado siempre se adquirieron datos buscando variaciones del orden de días. Al muestrear en tiempos correspondientes a las variaciones fotométricas rápidas, se han encontrado nuevos e interesantes resultados no explicados por los modelos aceptados.

Por lo tanto, la estrella HD 32633, sí registra variaciones rápidas, tanto espectroscópicas como fotométricas ya que como se mencionó anteriormente los cambios están en las mismas escalas de tiempo. Esto nos conduce a pensar que las variaciones en luminosidad de la estrella, están relacionadas con los cambios de intensidad de las líneas espectrales, en lo que probablemente se pueden apoyar modelos como el del *rotor oblicuo* o el de *difusión estelar* (véase capítulo 3), aunque éstos modelos no explican el por qué varía la luminosidad del objeto. Por lo tanto, se requiere desarrollar nuevos modelos para explicar estos resultados

Entre otros aspectos se hace énfasis al requerimiento de una mayor resolución espectral, para determinar exactamente al elemento químico que está registrando variaciones.

APÉNDICE A

TIPOS ESPECTRALES DE LAS ESTRELLAS

Cuando las estrellas se ordenan de acuerdo a su color, es decir, de acuerdo a su temperatura, sus espectros presentan una progresión bien definida. El primer catálogo de espectros estelares fue publicado por el observatorio Harvard bajo el nombre de catálogo Henry Draper. Cuando este catálogo fue extendido posteriormente, los criterios de clasificación fueron modificados en gran parte, dando origen a la secuencia espectral actualmente conocida y denotada por las letras O, B, A, F, G, K, M. Esta clasificación presenta a las estrellas en orden decreciente de temperaturas. Siendo las estrellas del tipo O las más calientes y las estrellas M las más frías.

Cada tipo espectral se divide en subclases numeradas del 0 al 9; así podemos hablar de los tipos espectrales ... F8, F9, G0, G1,...,G9. Nuestro propio sol es una estrella de clase espectral G2.

La tabla A.1 muestra la relación entre el tipo espectral y la temperatura superficial de las estrellas.

CLASE ESPECTRAL	COLOR	TEMPERATURA SUPERFICIAL
O	Azul	30000 K
B	Azul-Blanco	15000 K a 30000 K
A	Blanco	10000 K a 15000 K
F	Blanco-Amarillo	7000 K a 10000 K
G	Amarillo	5000 K a 7000 K
K	Naranja	4000 K a 5000 K
M	Rojo	3000 K a 4000 K
N	Infrarrojo	< 3000 K

Tabla A.1.- Relación entre tipo espectral y la temperatura superficial de las estrellas

APÉNDICE B

DIAGRAMA H-R

El estudio de los cuerpos celestes se basa en ciertas características principales de estos como son su temperatura, luminosidad, distancia, diámetro, masa, composición, etc... que, de alguna manera, pueden determinarse fácilmente mediante diversos procedimientos basados en los principios físicos expuestos en las secciones anteriores.

La relación más importante entre estas características está entre la luminosidad y la temperatura, o de otra manera, entre la magnitud absoluta y el tipo espectral de una estrella. Esta relación suele exponerse en forma esquemática en el diagrama Hertzsprung-Russell, que fue desarrollado independientemente por Ejnar Hertzsprung en 1911 y Henry Norris Russell en 1913; y que suele llamarse solamente diagrama H-R.

Cada estrella posee una magnitud absoluta y pertenece a un tipo espectral, por lo cual puede representarse mediante un punto en el diagrama H-R. Como resultado de esto la mayor parte de las estrellas quedan situadas en la diagonal que recorre desde el ángulo superior izquierdo al inferior derecho. Estas estrellas constituyen la llamada "Secuencia Principal". Hoy día se calcula que más del 90% de las estrellas se encuentran en esta secuencia (ver fig. B.1).

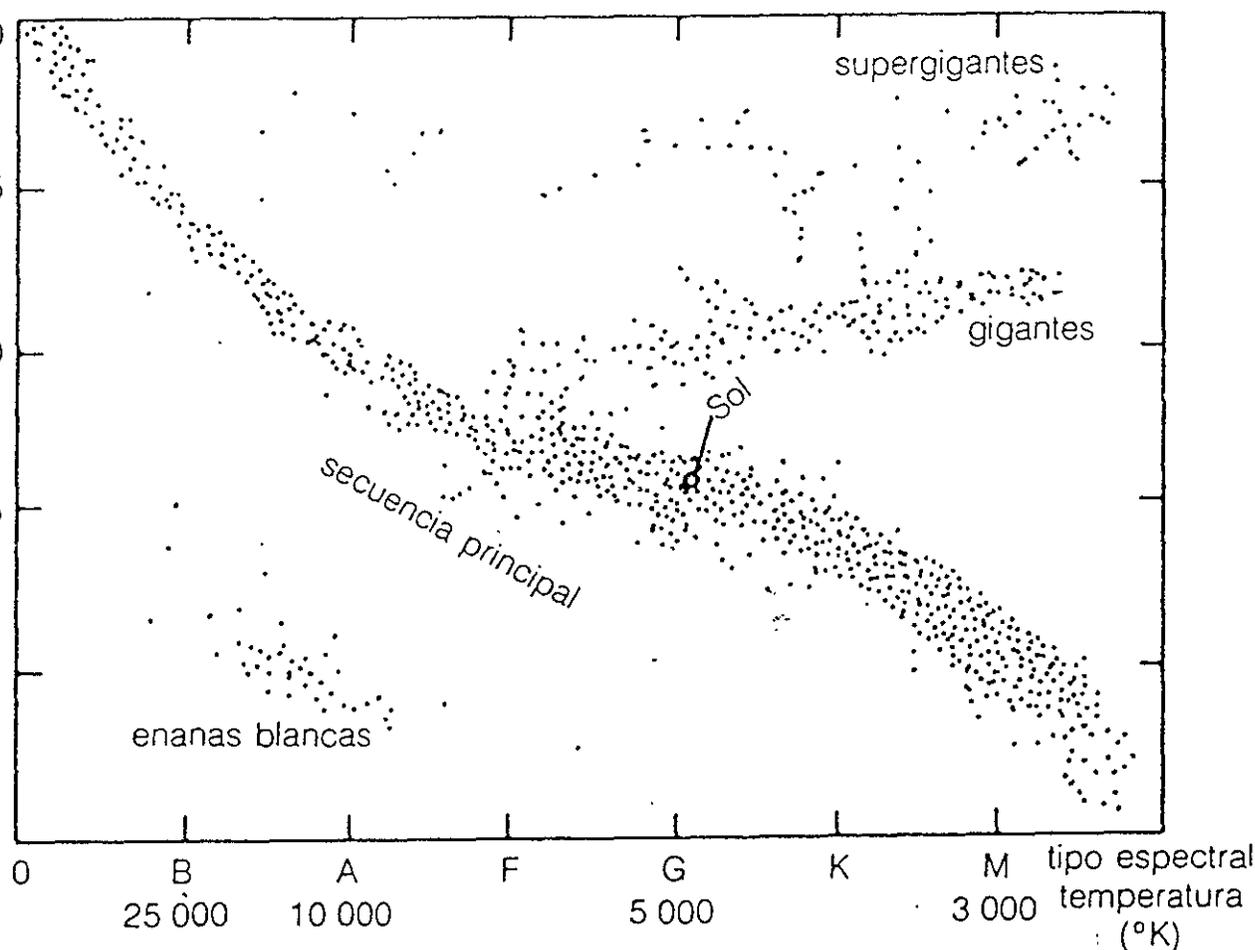


Fig. B.1.- Posición de varios tipos de estrellas en el diagrama Hertzsprung-Russell. La magnitud visual absoluta M_v es una medida de la energía total emitida por la estrella en la parte visual del espectro. El tipo espectral está relacionado con la temperatura efectiva T_e de la estrella, dichos valores se indican entre paréntesis [17].

A las estrellas de la parte superior derecha se les conoce como gigantes rojas, en tanto que las ubicadas en el rincón inferior izquierdo de escasa luminosidad y elevada temperatura se llaman enanas blancas. En la figura B.2 se muestran cada una de las seis clases de luminosidades del sistema MKK (Morgan-Keenan y Kellerman) en el diagrama H-R.

El vínculo exacto entre la Secuencia Principal, las gigantes rojas, enanas blancas y demás tipos de estrellas, se comprende mejor siguiendo los cursos evolutivos. El curso preciso de su evolución depende de diversos parámetros, entre los cuales poseen mayor importancia la masa y la composición química.

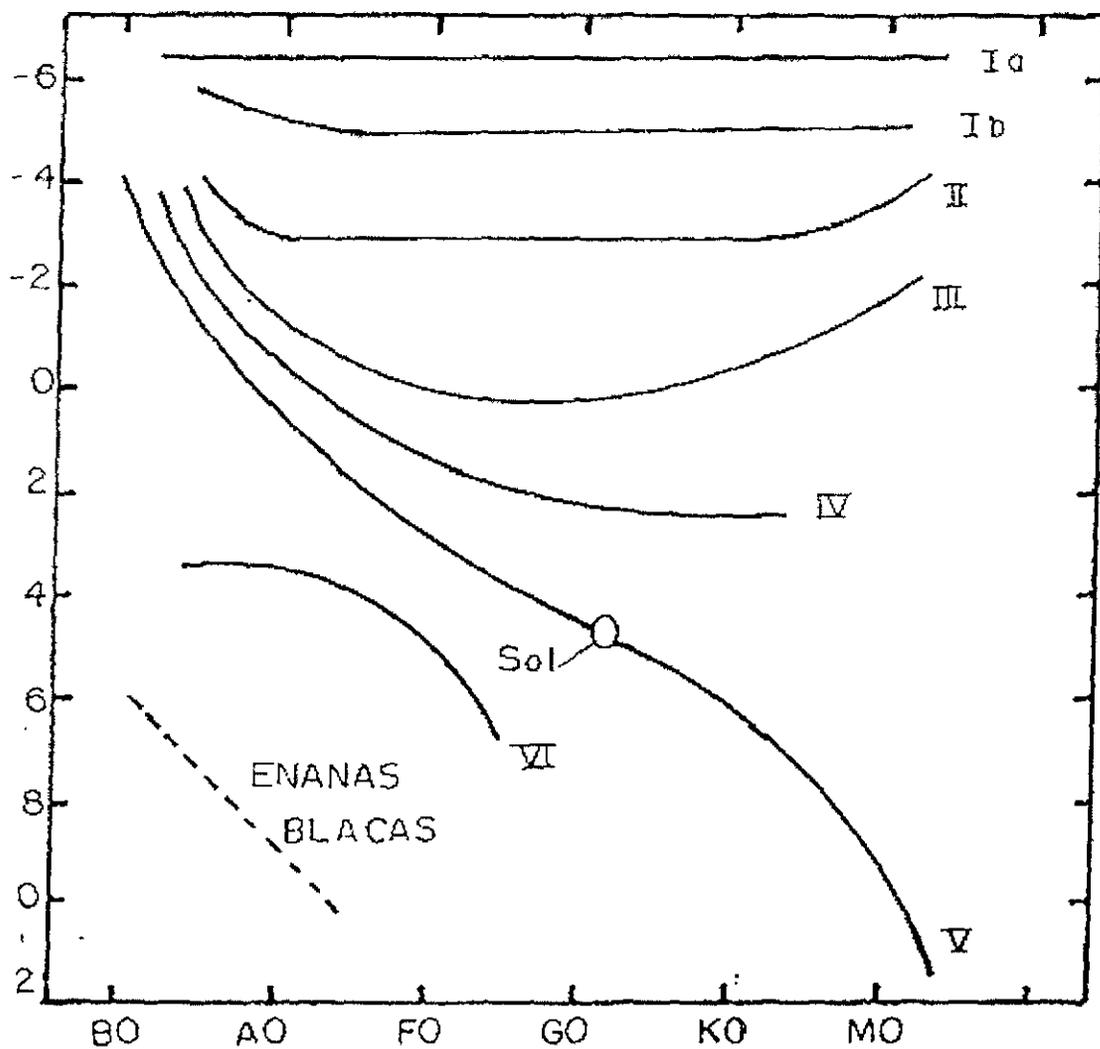


Fig. B.2.- Clases de luminosidad del sistema MKK en el diagrama H-R [17].
Según este sistema la clasificación se da de la siguiente forma:

- Ia Supergigantes más luminosas
- Ib Supergigantes menos luminosas
- II Gigantes luminosas
- III Gigantes normales
- IV Subgigantes
- V Estrellas de secuencia principal
- VI Enanas blancas

APÉNDICE C

FECHA JULIANA

La forma más simple de determinar el número de días transcurridos a partir de una fecha determinada, es utilizar la *fecha juliana*, que fue propuesto por J.J. Scaliger en 1582. El punto cero fue colocado lo suficientemente antiguo, para que todos los eventos astronómicos fueran registrados con una fecha juliana positiva. Scaliger sugirió que la fecha juliana partía del día cero a las 12 P.M. del *tiempo universal* (TU) el 1º. de Enero del 4713 a.c. ya que varios calendarios estaban en fase con ese día. La fecha juliana comienza al medio día ya que la mayoría de los observadores en el siglo XVI estaban en Europa y no querían que los cambios de fecha ocurrieran durante las noches de observación.

La fecha juliana para un día dado se puede determinar mediante la siguiente ecuación:

$$\text{JD}(0^{\text{h}} \text{ TU}) = 2415020 + 365(\text{año}-1900) + (\text{días transcurridos desde el comienzo del año}) + (\text{no. de años bisiestos}) - 0.5 \quad (\text{C.1})$$

La mayoría de las observaciones son registradas en unidades de JD incluyendo fracción de día, en lugar de separar JD y TU.

FECHA JULIANA HELIOCÉNTRICA

Cualquier tiempo registrado en proceso de observación es geocéntrico, esto es, hecho desde algún lugar de la tierra. Ya que nuestro planeta gira alrededor del sol, un observador está más cerca o más lejos de una estrella en particular, en diferentes épocas del año. Seis meses después, la estrella puede estar lo más lejos de la tierra, lo cual representa dos unidades astronómicas de más (o menos si la estrella no está sobre la eclíptica). Debido a que la velocidad de la luz es finita, le tomaría hasta 16 minutos adicionales para viajar esta distancia extra. Este efecto de *tiempo de viaje de la luz* provoca una dispersión alrededor de la curva de luz media de una estrella variable, comparado con las observaciones hechas desde un objeto relativamente estacionario como el sol. Por lo tanto los astrónomos prefieren registrar todas sus observaciones como si fueran hechas desde el sol, mediante la adición o sustracción del tiempo de viaje de la luz, dependiendo de que si la tierra está más cerca o más lejos, respectivamente, al objeto que lo que está el sol. La fecha obtenida de esta manera se llama *fecha Juliana heliocéntrica*.

En el caso del tiempo, las mediciones obtenidas fueron realizadas en unidades de Tiempo Universal, es decir, el tiempo medido en el meridiano de Greenwich, por lo que estos datos debieron transformarse para obtener la fecha Juliana Heliocéntrica, que es la que se manejó en este estudio y se obtiene de la siguiente manera:

$$\text{HJD} = (\text{Hora} + \text{fracc. de hora}) / 24 + \text{JD} + \text{CH} \quad (\text{C.2})$$

en donde

Hora	=	hora de la medición en Tiempo Universal
Fracc. de hora	=	minutos
JD	=	Día Juliano, cuyo valor se obtiene de tablas (American Ephemeris and Nautical Almanac).
CH	=	Corrección Heliocéntrica (considerando que para las mediciones se toma como sistema de referencia al sol) como aparece en tablas (Landolt PASP, 1972)

Como se vió en la ecuación anterior, la corrección heliocéntrica fue hecha a través del uso de laboriosas tablas. Ejemplos de esto son Prager, el cual es difícil de encontrar, Landolt-Blondeau y Bateson [20], que es el menos exacto que los otros. Actualmente es más simple calcular la corrección que usar las tablas.

APÉNDICE D

DETERMINACIÓN DE LA FRECUENCIA DE VARIACIÓN DE LA ESTRELLA MEDIANTE EL ANÁLISIS DE FOURIER.

El objetivo consiste en determinar las frecuencias principales en la variación de la estrella y que se manifiesta en la curva de luz de la misma.

Los principales problemas son que los datos se encuentran desigualmente espaciados, sufren errores de medición, las observaciones no son continuas ya que dependen de las condiciones climatológicas, la precisión de los sistemas de medición no es buena debido a averías. Todo esto origina que los datos no estén igualmente espaciados, además el objeto que está bajo observación se visualiza en determinadas épocas del año, por lo que se tienen muestras finitas de datos que proporcionan información incompleta del fenómeno contando sólo un conjunto discreto de N tiempos durante el intervalo. Por lo tanto, esto se ve reflejado al tratar de obtener una buena precisión en el análisis.

La técnica que aquí se utiliza es para datos desigualmente espaciados (conocida como método Deeming), con la cual, se obtienen las primeras frecuencias de una función $f(t)$ que se comporta como una función sinusoidal o periódica.

Esta función es la medida de la variación física de un fenómeno que se registró en una época. La idea de esta técnica es que dada una función $f(t)$ con dominio en el tiempo se le aplique una transformación y se convierta en una función $F(v)$ con dominio en la frecuencia.

De tal manera que el dominio de la función original que contiene cierta información, sufre una transformación que sólo difiere en la manera en que se encuentra representada esta información. Por lo tanto se transforma una función de una variable definida en el intervalo de $-\infty$ a ∞ , a esta transformación se le llama transformada de Fourier.

La esencia de la transformada de Fourier en una serie de tiempo es la realización de una descomposición o separación de la serie de tiempo dentro de una suma de sinusoidales de diferentes frecuencias. Si se suman estas sinusoidales se espera que nos devuelva la serie de tiempo original y esto sería la inversa de la transformada de Fourier. La transformada de Fourier identifica o distingue las frecuencias diferentes de las sinusoidales, matemáticamente tenemos.

$$F(v) = \int f(t)e^{-2\pi i vt} dt \quad (D.1)$$

$f(t)$.- Es la serie de tiempo que será descompuesta dentro de una serie de sinusoidales.

$F(v)$.- Es la transformada de Fourier de $f(t)$ y $i^2 = -1$

La representación de la transformada de Fourier es un diagrama en el cual se despliega la amplitud y la frecuencia de cada una de las sinusoidales determinadas. A esta gráfica le llamamos ventana espectral o ventana de muestreo de frecuencias. Las series de Fourier son un caso especial de la transformada. Si la función $f(t)$ no es periódica, entonces la transformada de Fourier será una función continua de la frecuencia, i.e. $f(t)$ es representada por la suma de sinusoidales para todas las frecuencias.

La transformada de Fourier es una representación del dominio de la frecuencia de una función $f(t)$. El dominio de la transformada de Fourier contiene la misma información que la función original, sólo difiere en la manera en que se encuentra representada la información. El análisis de Fourier permite a uno examinar una función desde otro punto de vista, que es el dominio transformado.

LA SUPERPOSICIÓN DE ONDAS COMO BASE PARA EL MÉTODO *Pre-whitening*

El método *pre-whitening* es un método utilizado en Astronomía para efectuar el análisis de frecuencias de la variación de luminosidad de una estrella y sirve para conocer las posibles frecuencias con las que oscila una estrella.

En esta sección se explica como podemos sumar dos ondas (es decir, superponerlas) y obtener los parámetros principales, tales como la amplitud y la frecuencia de la onda resultante.

Supongamos por ejemplo, que la variación del fenómeno es debido a dos ondas y analizamos simplemente lo que llega a un punto P, sin preocuparnos por el momento por todas las relaciones espaciales. De una fuente digamos, tendríamos $\cos \omega_1 t$ y de la otra $\cos \omega_2 t$, donde las ω no son exactamente iguales. Naturalmente las amplitudes podrían no ser iguales tampoco, pero podemos resolver el problema más general más tarde; tenemos primero el caso en el que las amplitudes son iguales. Entonces la amplitud total en P es la suma de esos dos cosenos. Si presentamos las amplitudes de las ondas en función del tiempo, como en la figura D.1, vemos que donde las crestas coinciden obtenemos una onda fuerte y donde coinciden una una cresta y un valle obtenemos prácticamente cero y cuando vuelven a coincidir las crestas obtenemos de nuevo una onda fuerte.

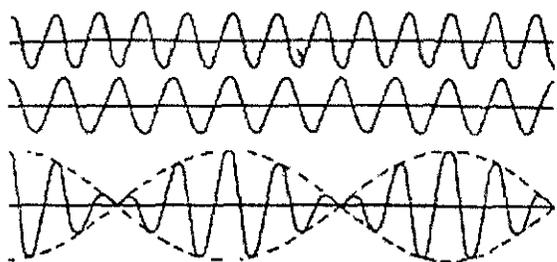


Fig. D.1.- Superposición de dos ondas cosenoidales cuyas amplitudes están en la relación 8 : 10 (La onda superior representa la función $\cos 10 \omega t$ y la siguiente $\cos 8 \omega t$). La repetición exacta del diagrama dentro de cada "pulsación" no es típica del caso general [30].

Matemáticamente necesitamos solamente sumar dos cosenos y arreglar el resultado de alguna forma. Existe una cantidad de relaciones útiles entre los cosenos, que no son difíciles de derivar. Naturalmente sabemos que

$$e^{i(a+b)} = e^{ia}e^{ib} \quad (D.2)$$

y que e^{ia} tiene una parte real, $\cos a$ y una parte imaginaria $\text{sen } a$. Si tomamos la parte real de $e^{i(a+b)}$, obtenemos $\cos(a+b)$. Si efectuamos la multiplicación

$$e^{ia}e^{ib} = (\cos a + i \text{sen } a)(\cos b + i \text{sen } b),$$

obtenemos $\cos a \cos b - \text{sen } a \text{sen } b$, más algunas partes imaginarias. Pero ahora necesitamos solamente la parte real, o sea

$$\cos(a+b) = \cos a \cos b - \text{sen } a \text{sen } b \quad (D.3)$$

Ahora bien, si cambiamos el signo de b , como el coseno no cambia el signo y el seno sí, la misma ecuación para b negativo es

$$\cos(a-b) = \cos a \cos b + \text{sen } a \text{sen } b \quad (D.4)$$

Si sumamos estas dos ecuaciones, desaparecen los senos y vemos que el producto de dos cosenos es un medio del coseno de la suma más un medio del coseno de la diferencia:

$$\cos a \cos b = \frac{1}{2} \cos(a+b) + \frac{1}{2} \cos(a-b) \quad (D.5)$$

Ahora podemos invertir la fórmula y encontrar una para $\cos \alpha + \cos \beta$ si hacemos $\alpha = a+b$ y $\beta = a-b$. Esto es $a = \frac{1}{2}(\alpha+\beta)$ y $b = \frac{1}{2}(\alpha-\beta)$, de modo que

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{1}{2}(\alpha+\beta) \cos \frac{1}{2}(\alpha-\beta) \quad (D.6)$$

Podemos ahora analizar nuestro problema. La suma de $\cos \omega_1 t$ y $\cos \omega_2 t$ es

$$\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t = 2 \cos \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)t \cos \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)t \quad (D.7)$$

Pero supongamos que las dos frecuencias son casi iguales, de modo que $\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$ es la frecuencia promedio y es más o menos igual a ambas. Pero $\omega_1 - \omega_2$ es mucho menor que ω_1 o ω_2 porque como supusimos ω_1 y ω_2 son casi iguales. Esto significa que podemos representar la solución diciendo que hay una onda cosenoidal de alta frecuencia más o menos como las que teníamos, pero que su tamaño varía despacio – su tamaño está pulsando con una frecuencia que aparentemente es $\frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)$. Pero, ¿es esta frecuencia a la que se oyen las pulsaciones? Aunque la ecuación anterior dice que la amplitud varía como $\cos \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)t$ lo que realmente nos está diciendo es que las oscilaciones de alta frecuencia están contenidas entre dos curvas cosenoidales opuestas (las de trazos en la figura 1). Basándose en esto se podría decir que la amplitud varía a la frecuencia $\frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)$, pero si hablamos de la intensidad de la onda, debemos considerar que tiene el doble de

esta frecuencia. Es decir, la modulación de la amplitud, en el sentido de la magnitud de su intensidad, es a la frecuencia $\omega_1 - \omega_2$, aunque la fórmula nos diga que multiplicamos por una onda cosenoidal a mitad de dicha frecuencia. La base técnica de esa diferencia es que la onda de alta frecuencia tiene una relación de fase un poco diferente en el segundo semiciclo.

Ignorando esta pequeña complicación, podemos concluir que si sumamos dos ondas de frecuencias ω_1 y ω_2 obtendremos una onda resultante de frecuencia promedio $\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$ que oscila en intensidad con una frecuencia $\omega_1 - \omega_2$.

Si las dos amplitudes son diferentes, lo podemos volver a hacer todo de nuevo multiplicando los dos cosenos por amplitudes diferentes A_1 y A_2 y hacer muchas operaciones, reordenando, etc... usando ecuaciones como D.3 - D.6. Sin embargo, hay otras maneras más fáciles de efectuar el mismo análisis. Por ejemplo, sabemos que es mucho más fácil trabajar con exponenciales que con senos y cosenos y que podemos representar $A_1 \cos \omega_1 t$ como la parte real de $A_1 e^{i\omega_1 t}$. La otra onda sería análogamente la parte real de $A_2 e^{i\omega_2 t}$. Si las sumamos obtenemos $A_1 e^{i\omega_1 t} + A_2 e^{i\omega_2 t}$. Si sacamos factor común la frecuencia promedio, obtenemos

$$A_1 e^{i\omega_1 t} + A_2 e^{i\omega_2 t} = e^{1/2 i(\omega_1 + \omega_2)t} [A_1 e^{1/2 i(\omega_1 - \omega_2)t} + A_2 e^{-1/2 i(\omega_1 - \omega_2)t}] \quad (D.8)$$

Tenemos de nuevo la onda de alta frecuencia con una modulación a la frecuencia más baja.

En la sección anterior se explicó el método en el que se pueden sumar dos ondas y obtener la superposición de ellas. Ahora, si partimos del hecho de que conocemos esta última e identificamos a una de las ondas que la componen, entonces podemos hacer la diferencia de la onda resultante menos la onda que se ha identificado y por lo tanto obtener la otra onda componente.

APÉNDICE E

DATOS RECIENTES DE LA ESTRELLA HD 32633

El período rotacional de la estrella ha sido determinado por Adelman (1997a) ($P = 6.430000 \pm 0.00002$ días), usando fotometría *ubvy* y fotometría *uv*. Este valor de la variabilidad del período es confirmado por los datos fotométricos de Hiparco Figura E.1.

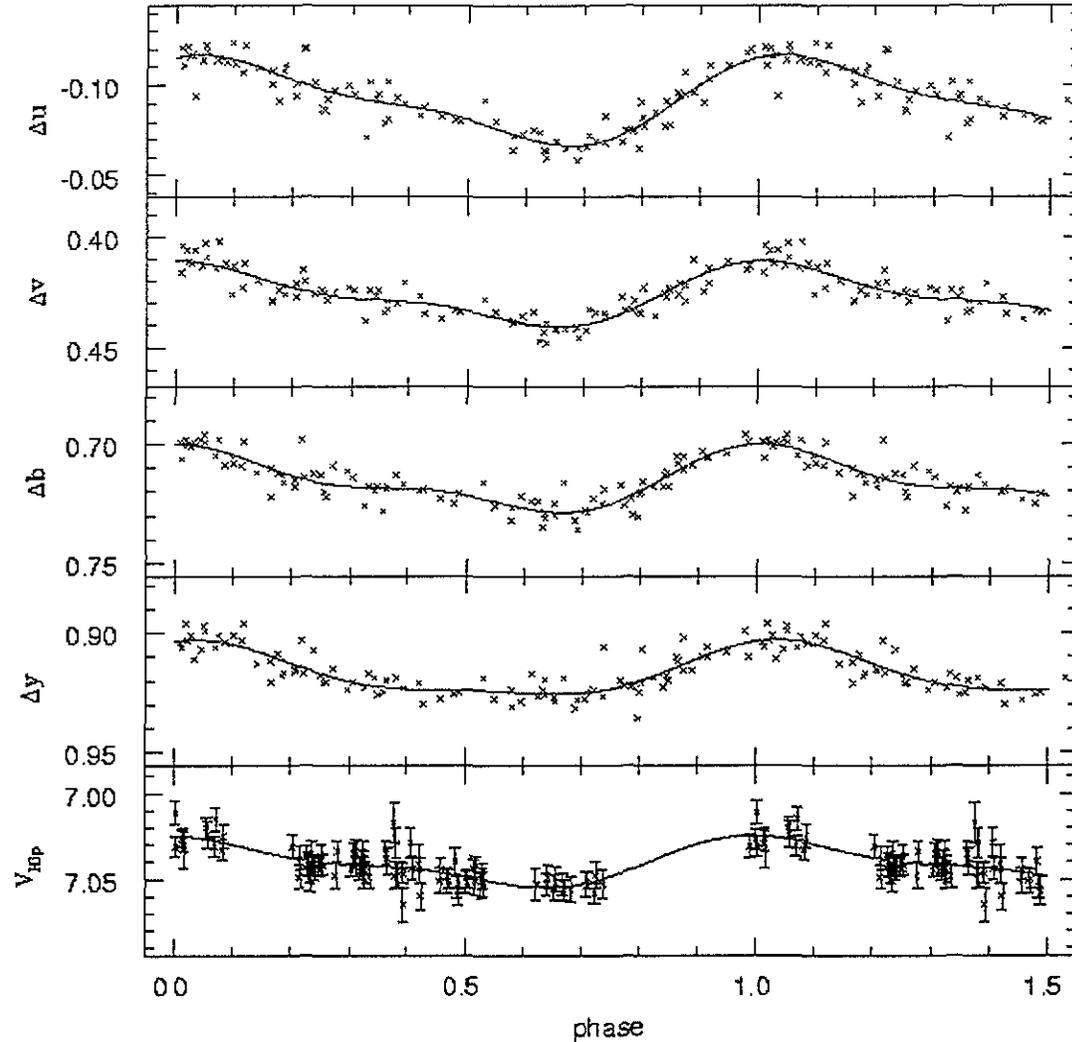


Fig.- E.1.- Curvas de luz de HD 32633 obtenidas por Adelman (1997a). La línea sólida representan el ajuste a mínimos cuadrados ajustado mediante una curva sinusoidal.

También se analizó el desdoblamiento espectral de las líneas de SiII y FeII, que son útiles para la medición del campo magnético y se realizaron mediciones polarimétricas en placas fotográficas de Babcock (listado por Renson 1984). Como resultado encontraron que la estrella es más brillante cuando el campo magnético es más intenso (Catalano et al. 2000), y no encontraron referencias en la literatura, que reporten el comportamiento espectroscópico. En el presente trabajo se reportan variaciones espectroscópicas para esta estrella en la escala temporal de minutos, aunque no se analizó el comportamiento del campo magnético.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] ADELMAN, S. J., *Astronomy & Astrophysics Supplements*, 190, 2403, 1997
- [2] BABCOCK, H., *Astrophysical Journal*, 114, 1, 1951
- [3] BABCOCK, H., "Stars and stellar system" University of Chicago Press. Chicago. Vol. 6, 1965
- [4] BECKER, S. A., "The variable star menagerie" *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. Vol. 135 pag 12-21, 1986
- [5] BEISER A. "Conceptos de Física Moderna", Mc Graw Hill, 1992
- [6] BERGER, M., "Structure and stability of constant α force free fields" *AJ SUPP. SER.* 59, 433-444 1985
- [7] BIRNEY, D. Scott, "Observational Astronomy" Cambridge University Press. Cambridge 1991, 328 pp.
- [8] BÖHM-VITENSE, E., "Introduction to stellar astrophysics" Cambridge University Press. Cambridge 1989. Vol. 1, 224 pp.
- [9] BREGER, M., *Astrophysical Journal*, 192, 171, 1991
- [10] CAMPBELL, Leon, "The history of variable stars" The blakiston company Philadelphia 1941, 226 pp.
- [11] CARRILLO, A. S., "Variaciones fotométricas y espectroscópicas rápidas de la estrella Ap HD3326"
- [12] CATALANO, S., *Astronomy & Astrophysics Supplements*, 355, 315-326, 2000
- [13] COWLING, T., "The oscilations of magnetic variable stars"
- [14] FOWLER, W., *Astrophysical Journal* 142, 423, 1965
- [15] GOLAY, M., "Introduction to astronomical photometry". D. Reidel Publishing Company Boston 1974 361 pp.
- [16] HENDEN, A. A. & Kaitchuck, R. H., "Astronomical Photometry" Van Nostrand Reinhold Company: New York, 1982
- [17] KAEHLER, J. B., "Stars and their spectra". Cambridge, Cambridge University Press, 1989, 300 pp.
- [18] KARTTUNEN, H. et al. "Fundamental Astronomy". Springer – Verlag. Germany, 1994.
- [19] KIPPENHAHN, R. & Weigert, A. "Stellar Structure and Evolution". Springer – Verlag. Germany 1994
- [20] LANDOLT, A. U. & Blondeau K. L., "The calculation of heliocentric corrections" *PASP* 84, 1972
- [21] LOPEZ, C. O., "Variaciones espectroscópicas rápidas en la estrella Ap HD11503" Tesis Instituto Politécnico Nacional 1988, 87 pp.

- [22] MERRILL, P. W., "Lines of the Chemical Elements in Astronomical Spectra", Carnegie Institution of Washington Publication, Washington D.C., 167 pp.
- [23] NÚÑEZ, C. A., "Espectroscopia estelar" Tesis Instituto Politécnico Nacional, México 1988, 90 pp.
- [24] PAYNE-GAPOSCHKIN, C., "Stars and Clusters". Cambridge, Harvard, 1979, 262 pp.
- [25] PEÑA, J. H., "Fast spectroscopy variability in Ap stars I. HD11503" *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 22, 249-254, 1991"
- [26] RENSON, P., *Bulletin Society Royal Liege* 32, 679, 1963
- [27] RENSON, P., *Astronomy & Astrophysics*, "The magnetic field variations of HD 32633", 139, 131R, 1984
- [28] RYBICKY, G.B., Lightman A.P. "Radiative processes in Astrophysics", Wiley-Interscience publication, 1979, 382 pp
- [29] SÁNCHEZ H. D. "Sistema para determinar frecuencias en Estrellas Variables", Tesis Universidad Autónoma de Puebla, 1995, 146pp
- [30] WEISS, W. "Catalog of CP stars with references to short time scale variability" *A&A SUPP. SER.* 105, 125-144, 1994
- [31] ZITA, E. J. "Magnetic oscillatons in radiative stars" *ASP Conference Series*, Vol. 200, 2000

Nota:

(Las referencias no están citadas puntualmente en el texto)