



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"Variaciones fotométricas y espectroscópicas
rápidas de la estrella Ap HD3326"

292629

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F Í S I C O
P R E S E N T A :
SERGIO ALEJANDRO CARRILLO ARAUJO

DIRECTOR DE TESIS:

M. EN C. JOSÉ HERMENEGILDO PERA SAINT MARTIN





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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: "Variaciones fotométricas y espectroscópicas rápidas de la estrella Ap HD3326"

realizado por **SERGIO ALEJANDRO CARRILLO ARAUJO**

con número de cuenta 9218349-1, pasante de la carrera de FÍSICA

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis	M. EN C. JOSE HERMENEGILDO PEÑA SAINT MARTIN
Propietario	DR. ANGEL PRIETO RUIZ
Propietario	DR. EDMUNDO MORENO DIAZ
Suplente	DR. ROBERTO ORTEGA MARTINEZ
Suplente	M. EN C. JULIETA NORMA FIERRO GOSSMAN

Consejo Departamental de FÍSICA

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

AGRADECIMIENTOS

Un extenso agradecimiento al M. en C. José H. Peña Saint-Martin por haberme sugerido y asesorado en este trabajo. Sobre todo por su enorme paciencia y noble actitud hacia todos sus estudiantes.

A la Dra. Rosario Peniche García, que en paz descansa, por los datos que me brindo para la realización de la tesis y por los consejos que me dio al observar con el telescopio.

A mis sinodales: Dr. Angel Prieto Ruiz, propietario, Dr. Edmundo Moreno Diaz, propietario, Dr. Roberto Ortega Martínez, suplente, Dra. Julieta Norma Fierro Gossman por sus valiosas correcciones y sugerencias. Por el tiempo empleado en la revisión de este trabajo.

Al Instituto de Astronomía que hizo posible mi viaje al Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Martir y por las facilidades brindadas durante la realización de este proyecto.

Al OAN y a su equipo técnico por otorgarme una temporada de observación y facilitarme la estancia en sus instalaciones.

Al proyecto Papitt IN100199, por el apoyo otorgado para la realización del presente trabajo.

Quiero agradecer a Arlahé Buenrostro Nava por su apoyo, comprensión y cariño que me ha brindado en estos momentos.

A la Fundación UNAM, por la beca otorgada para elaborar esta tesis.

A la UNAM, y en particular a la Facultad de Ciencias y al CCH Oriente, por mi formación académica.

A la Universidad de Estrasburgo, por su base de datos SIMBAD, que fue de gran ayuda para obtener información.

A los que me faltaron.

Un agradecimiento especial para la institución que me ha formado y de la cual me siento orgulloso, la Universidad Nacional Autónoma de México.

ÍNDICE

Prefacio.....	1
Capítulo 1 - Introducción.....	2
Capítulo 2 – Conceptos Espectroscópicos.....	4
2.1 Generación de líneas.....	4
2.2 Espectros continuo.....	4
2.3 Espectro molecular.....	6
2.4 Espectroscopía estelar.....	6
2.5 El catálogo HD.....	7
Capítulo 3 – Conceptos Fotométricos.....	12
3.1 Fotometría.....	12
3.1.1 Sistemas fotométricos.....	15
3.2 Fotometría Diferencial.....	17
3.2.1 Magnitudes Instrumentales.....	20
3.3 Estrellas Variables.....	23
3.3.1 Tipos de estrellas pulsantes.....	24
3.3.2 Estrellas Ap.....	26
Capítulo 4 – Modelos	27
4.1 Proceso de difusión.....	27
4.2 La hipótesis de la estrella binaria.....	29
4.3 Rotor oblicuo.....	30
4.4 El oscilador magnético.....	35
4.5 Modelo del ciclo solar.....	36
4.6 Dínamo turbulento.....	36
Capítulo 5 – Instrumentos.....	38
5.1 Espectrógrafo de rendija.....	38
5.2 Microdensitómetro.....	42
5.3 Fotómetro.....	43

Capítulo 6 – Adquisición y reducción de los datos.....	45
6.1 Técnica de observación espectroscópica.....	45
6.2 Dispersión de placa.....	45
6.3 Calibración de la placa mediante las manchas sensitométricas.....	48
6.4 La curva característica.....	50
6.5 Ajuste al continuo.....	51
6.6 Identificación de líneas.....	54
6.7 Resultados espectroscópicos.....	56
6.8 Transformación a fecha heliocéntrica Juliana.....	58
6.9 Técnica de observación fotométrica.....	60
6.10 Curvas de luz.....	62
Capítulo 7 – Conclusiones.....	71
Bibliografía.....	73
Apéndice A – Radiación de cuerpo negro.....	76
Apéndice B – El átomo de hidrógeno.....	79
Apendice C – Números cuánticos, reglas de selección, número de abundancia.....	81
Apéndice D – Transformada de Fourier.....	83
Apéndice E – Efecto Zeeman.....	85
Apéndice F – Spectroscopic variations of the Ap stars HD3326 and HD32633.....	87

0.1 Prefacio

En 1905 Albert Einstein revolucionó el pensamiento científico de aquella época al publicar su famosa fórmula $E_0 = mc^2$ y dio pauta para la comprensión de fenómenos que hasta esos momentos no se lograban explicar. En aquel entonces no se tenía una idea clara de por qué las estrellas brillaban liberando enormes cantidades de energía durante tanto tiempo. Eddington en 1920 ya tenía indicios de cómo funcionaba una estrella. Él proponía tres métodos posibles mediante los cuales las estrellas podrían producir enormes cantidades de energía. El primero era mediante el decaimiento radiactivo, el segundo mediante la aniquilación de materia con antimateria y el tercero mediante la fusión nuclear. Eddington mismo se inclinaba por el último mecanismo, aunque no sabía realmente cómo funcionaba. Hizo una serie de publicaciones y cálculos en los que relacionaba a la gravedad como responsable de temperaturas elevadísimas en los núcleos de las estrellas y a esas temperaturas suponía que se llevaban a cabo reacciones termonucleares. Sus publicaciones llamaron la atención de un joven alemán, Hans Bethe, quien se interesó por averiguar realmente cómo brillaban las estrellas. Después de varios estudios Bethe por fin se dio cuenta de que había un mecanismo que se ajustaba a la descripción de la producción de energía en las estrellas. Dicho mecanismo tiene que ver con la composición química de las estrellas, de la cual se tenía información muy detallada gracias a los estudios de Joseph Von Fraunhofer. Fraunhofer observó la abundancia de ciertos elementos de la tabla periódica en las estrellas, gracias a las técnicas de espectroscopía. Esto fue un paso fundamental para el desarrollo de la astronomía moderna. La tesis de Fraunhofer fue reconocida como uno de los más grandes logros de la astronomía. En ésta se mencionaba que el elemento más abundante en las estrellas era el más ligero de la tabla periódica, el H, y el segundo más abundante, el segundo más ligero, el He. Con estos datos y otros estudios Bethe estuvo intentando ver el mecanismo real por medio del cual las estrellas producen enormes cantidades de energía. Al fin se descubrió el ciclo del carbón que es el mecanismo que las estrellas con temperaturas de más de 10^8 K utilizan para generar las cantidades tan sorprendentes de energía. Luego de esto se descubrieron otros mecanismos para generar energía como lo son las reacciones protón-protón y triple alfa.

El párrafo anterior es una perspectiva interesante del desarrollo histórico de la astronomía. Como se menciona, el principal interés era el de saber cómo brillaban las estrellas. Una vez logrado esto, los astrofísicos continuaron estudiando los mecanismos que les permitieran determinar la variabilidad de éstas. Las lecturas sobre estas cuestiones fueron las que me motivaron a desarrollar un trabajo sobre la variabilidad de las estrellas. La variabilidad estelar es un tema bastante interesante y sobre el cual se tienen todavía muchas cosas que decir.

CAPÍTULO 1

Introducción

Desde hace mucho tiempo se conoce que los espectros de las estrellas Ap muestran variaciones en intervalos de tiempo del orden de días y, en consecuencia, el muestreo en los estudios de variabilidad ha tenido como meta el determinar variaciones en estas escalas temporales. Así, se han construido modelos para explicar estos descubrimientos. Más aún, recientemente se ha encontrado que, fotométricamente, algunas estrellas muestran variaciones semejantes o más rápidas que las estrellas del tipo δ *scuti*, del orden de horas y hasta minutos con amplitudes en centésimas de magnitud. Por ejemplo, Bahner y Mavridis (1957) reportaron variaciones en 21 Com de 30 minutos y Kurtz (1982) ha reportado períodos tan cortos como de 6 a 15 minutos en algunas estrellas. En el presente trabajo estudiamos si a estas variaciones fotométricas corresponde una variación espectroscópica de las mismas escalas de tiempo. Para ello, el objetivo de esta tesis es mostrar que la estrella HD3326 presenta variaciones tanto fotométricas como espectroscópicas de corto período.

La estrella HD3326 ha sido clasificada como una posible candidata a variable Ap por Weiss en 1980 y observada espectroscópicamente por R. Peniche en 1981, utilizando el telescopio de 1 metro en Tonantzintla, Puebla. Se encuentra en una lista de variables δ *scuti* hecha por Rodríguez en 1994. En 1999 J. H. Peña y S. Carrillo hicieron observaciones fotométricas para determinar el período de variación fotométrica.

Esta tesis es un estudio fotométrico y espectroscópico de HD3326. La estrella presenta tanto variaciones en la intensidad de algunas líneas espectrales, como variaciones fotométricas en la región visual. Las variaciones espectroscópicas pueden deberse, según algunos estudios teóricos, a regiones no homogéneas en los campos electromagnéticos de la estrella, así como a probables fenómenos de termodifusión y a que la estrella se comporta como un rotor oblicuo. Los cambios en la intensidad de la estrella podrían estar relacionados con algunos mecanismos que explican las variaciones

de las estrellas δ scuti.

Actualmente, el descubrimiento de una nueva clase de estrellas pulsantes, roAp, del inglés *rapid oscillating A peculiar star*, ha llamado la atención de los observadores hacia los varios grupos de estrellas químicamente peculiares que están en o por encima de la secuencia principal. En particular, la región de la banda de inestabilidad ha sido sujeto de estudio de muchos observatorios, Southerland Observatory (Kurtz & Martínez), Lowell Observatory (Kreidl), ESO (Schneider & Weiss) por mencionar algunos.

Las estrellas roAp son conocidas porque presentan campos magnéticos intensos y variables, espectros con líneas fuertes de Y, Si, Sr, Cr, Eu y tierras raras en abundancia, variaciones en magnitud con períodos de minutos.

En síntesis el trabajo aquí expuesto consta de las siguientes partes:

Considérese la introducción como el capítulo 1, ya que da pauta a la descripción del problema a resolver y presenta antecedentes de la estrella.

En el capítulo 2 se encuentran los conceptos observacionales básicos de la espectroscopía. Se hace mención de la generación de líneas, la clasificación de espectros en continuos, de emisión y de absorción, la espectroscopía estelar y el catálogo Henry Draper, que es una fuente de información fundamental en la clasificación espectral de estrellas.

El capítulo 3 expone los conceptos básicos de la fotometría. Se revisan los conceptos de flujo, luminosidad, magnitud, los diferentes sistemas fotométricos y la clasificación de estrellas variables.

El capítulo 4 presenta un resumen de los modelos que logran dar una descripción parcial al fenómeno Ap y sus deficiencias.

El espectrográfo de rendija, el microdensitómetro y el fotómetro de Lowell se describen en el capítulo 5, sobre instrumentación.

La adquisición y reducción de datos se aborda en el capítulo 5 y es aquí donde se encuentran los resultados de las observaciones espectroscópicas y fotométricas.

Finalmente se presentan las conclusiones del trabajo y una serie de apéndices que complementan la parte teórica de todos los capítulos presentados.

CAPÍTULO 2

Conceptos Espectroscópicos

2.1 Generación de líneas

A principios del siglo pasado la teoría atómica sufría un problema de estabilidad el cual fue soslayado gracias a la formulación de una teoría que propuso Niels Bohr en 1913. El triunfo de la teoría se basa en la explicación del espectro de radiación electromagnético emitido por algunos átomos. El espectro emitido por diferentes tipos de átomos presenta características propias por cada tipo de ellos, se presentan líneas discretas del espectro en distintas longitudes de onda para distintos elementos como si se tratara de una huella dactilar. Gracias a esto la espectroscopía puede utilizarse en el análisis químico de las sustancias.

El primer espectro en resolverse fue el del átomo de hidrógeno, que presenta mucho interés por su sencillez y razones teóricas. Además, el hidrógeno es el combustible principal de la mayoría de las estrellas y al parecer forma un 90% de la composición química del universo.

Las transiciones radiativas entre estados ligados de un átomo, ión o molécula dan origen a líneas espectrales. Estas líneas pueden presentarse tanto en absorción como en emisión.

Una línea de absorción aparece cuando gas de baja excitación se encuentra entre la fuente de radiación y el observador.

Una línea de emisión se presenta cuando un átomo ha sido excitado por algún mecanismo, posiblemente por colisiones o por absorción de la radiación.

2.2 Espectro continuo

Debido al principio de incertidumbre de Heisenberg, cada línea espectral tiene un ancho natural. Los átomos también presentan movimientos "térmicos", y el corrimiento

Doppler producido por estos movimientos azarosos hace que los perfiles de línea se ensanchen (fig.2.1).

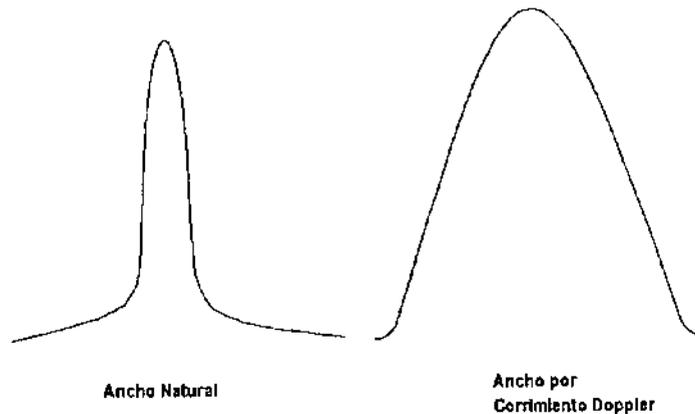


Figura 2.1: Anchos de línea natural o intrínseco debido al principio de incertidumbre y ancho Doppler debido a movimientos azarosos.

Cada fotón tiene una longitud de onda definida, y por tanto, básicamente cada espectro está compuesto de líneas separadas.

Algunas veces, sin embargo, las líneas aparecen tan juntas y anchas que el espectro parece un continuo, fig. 2.2. Un espectro continuo puede originarse por recombinación y transiciones libre-libre. En las recombinaciones un átomo captura un electrón que no tiene energía cuantizada; en la transición libre-libre, tanto en el estado inicial como en el final los estados no están cuantizados. Por lo que las líneas de emisión pueden tener cualquier frecuencia.

Similarmente, la ionización y las transiciones libre-libre dan origen a los espectros de absorción y continuos.



Figura 2.2: Tipos de espectros observables.

Cuando la presión de un gas se incrementa, las líneas espectrales comienzan a ensancharse. En presiones altas, los átomos chocan más frecuentemente, y los átomos vecinos perturban sus niveles de energía. Cuando la presión es lo suficientemente alta, las líneas comienzan a traslaparse. Debido a esto el espectro de un gas caliente a alta presión es continuo. Los campos eléctricos también pueden ensanchar las líneas (efecto Stark).

En líquidos y sólidos, los átomos están más densamente acomodados que en sustancias gaseosas. Las perturbaciones mutuas de sus átomos ensanchan los niveles de energía, produciendo un espectro continuo.

2.3 Espectro molecular

Los niveles de energía de un átomo están determinados por sus electrones. En el caso de una molécula existen más posibilidades: los átomos pueden vibrar sobre su estado de equilibrio y la molécula puede rotar sobre un eje. Tanto los estados vibracionales como los rotacionales están cuantizados. Transiciones entre estados vibracionales típicamente implican fotones en la banda infrarroja, mientras que las transiciones rotacionales implican fotones en la banda de microondas. Esto junto con las transiciones electrónicas dan origen a una banda espectral característica de las moléculas. El espectro presenta varias bandas bien definidas compuestas de un gran número de líneas.

2.4 Espectroscopía estelar

Las primeras observaciones del espectro solar se realizan cuando uno observa por primera vez un arcoiris; sin embargo, cuando hablamos de las primeras observaciones de un espectro en astrofísica nos tenemos que remontar hacia el año de 1817 cuando Joseph Von Fraunhofer publica algunos de sus resultados de las observaciones y estudios del espectro solar.

Fraunhofer, el padre de la astrofísica, ubicó más de 500 líneas y asignó letras de la A a la K a las líneas más conspicuas en el espectro del sol. Hoy en día algunas de las designaciones que utilizó Fraunhofer todavía se utilizan en espectros estelares así como en el espectro del sol.

Cuando examinamos el espectro de una gran cantidad de estrellas, ciertas diferencias son fácilmente reconocibles. Sólo necesitamos ver la figura 2.3 para comprender que esto es así. La interpretación completa de las diferencias entre estos espectros es uno de los grandes descubrimientos de los astrónomos del siglo XX y esto se pudo realizar gracias al establecimiento de una gran gama de espectros estelares previamente

obtenidos y clasificados. Como es de suponerse, el primer paso fue fotografiar una gran cantidad de espectros estelares y después clasificarlos de acuerdo a un esquema lógico.

Una observación cuidadosa de un gran número de espectros muestra que las líneas de absorción del hidrógeno son comunes si no es que casi universales. Estas líneas, la serie de Balmer¹, son las principales líneas en las estrellas blancas y son fácilmente identificables. Las líneas se tornan menos conspicuas en las estrellas amarillas, naranjas y rojas, al tiempo que otras líneas se vuelven más prominentes. Por esta razón fue que las clasificaciones espectrales se basaban principalmente en la intensidad de las líneas de hidrógeno. Esto parece ser muy razonable pues en aquel tiempo no se sabía qué era lo que provocaba los diferentes tipos de espectros.

2.5 El catálogo HD

En 1886, al darse cuenta que un catálogo de espectros sería muy valioso para muchas cosas, astrónomos en Harvard comenzaron un programa de clasificación espectral. Este programa duró cerca de cuarenta años. Así en las primeras etapas de un nuevo programa, ellos ya eran capaces de reconocer 16 tipos de estrellas basándose en el criterio de las líneas de hidrógeno y algunas otras características reconocibles. Las clases fueron etiquetadas con las letras del A, B, C, D, etc., con A las que presentaban las líneas de hidrógeno más conspicuas; luego, por una razón sencilla, hubo que hacer un reordenamiento: el color tenía que ver de alguna forma con la temperatura de la estrella, así como indicador de temperatura. Resulta que las estrellas azules y blancas tienen que ser más calientes que las amarillas y rojas, como lo demuestran las experiencias físicas aquí en la tierra. En la secuencia alfabética basada en las líneas del hidrógeno resulta que las estrellas de tipo O y tipo B estaban fuera de lugar entre las amarillas, naranjas y rojas. Las líneas de helio también fueron otro problema para la secuencia alfabética ya que éstas aparecían única y abruptamente en las clases O y B. Eventualmente la secuencia entera fue modificada y muchas de las clases fueron eliminadas. La nueva secuencia de clases espectrales fue simplemente OBAFGKM. En este orden las líneas del hidrógeno se tornan más intensas de O a B hasta alcanzar su máximo en A, después se debilitan progresivamente en las clases F, G, K y M. Un incremento y decremento similar ocurre para las líneas de helio, calcio y otros elementos, pero las clases para las cuales las líneas se vuelven más intensas son diferentes para cada elemento. Aquellos individuos que realmente

¹La serie de Balmer se determina por las transiciones de electrones hacia el nivel dos (ver apéndice B)

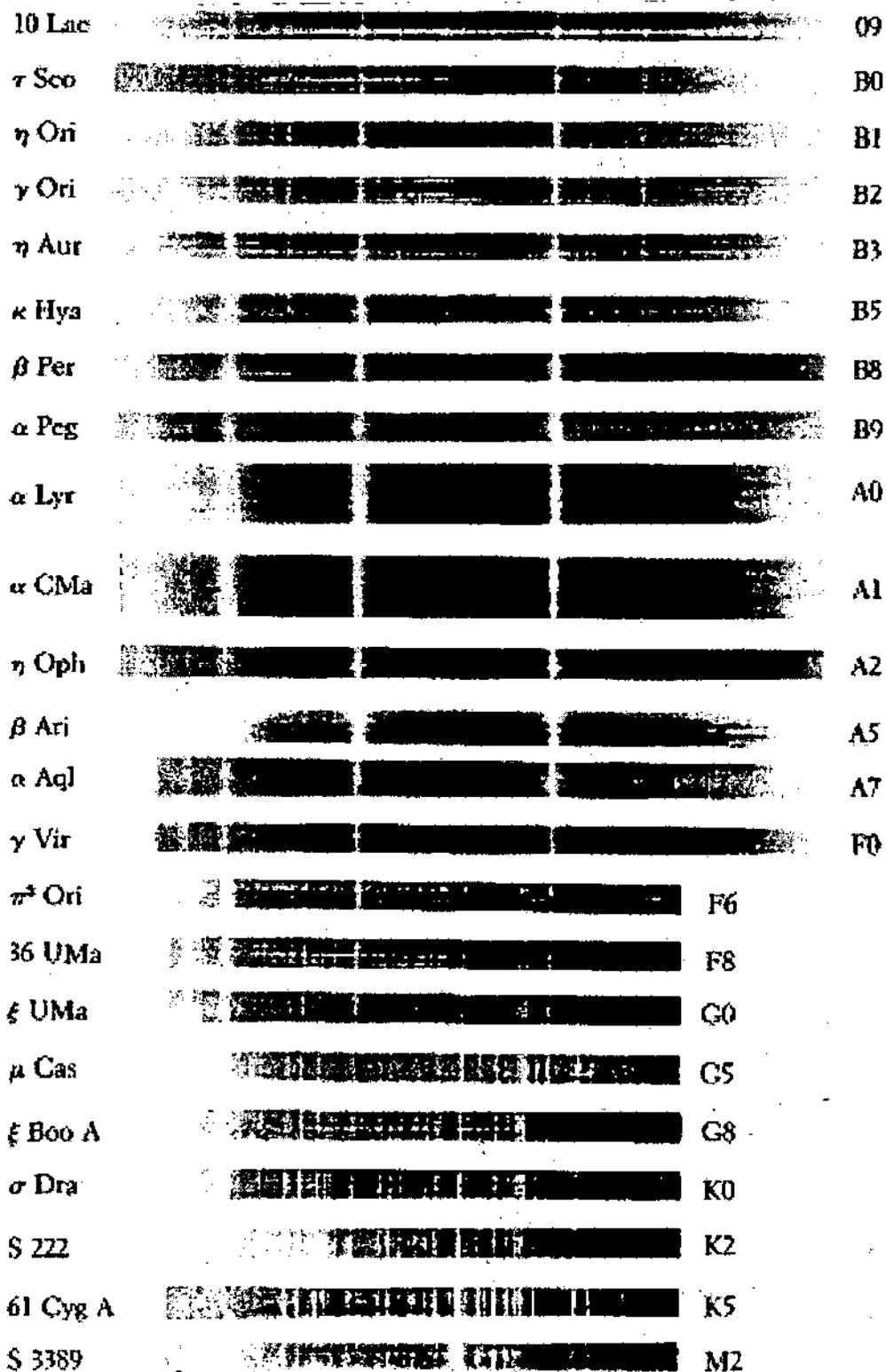


Figure 2.1: En esta secuencia se muestran espectros de diferentes tipos de estrellas. Obsérvese la presencia dominante de la serie de Balmer.

hicieron la clasificación aprendieron a percibir pequeñas diferencias en la apariencia de los espectros y fueron capaces de especificar una subdivisión dentro de cada clase. Las subdivisiones se especificaron con números, del 0 al 9.

La magnitud del trabajo de Harvard se aprecia mejor cuando uno sabe que, en su forma final, el catálogo contenía 359,082 espectros clasificados. El trabajo fue dirigido por Edward C. Pickering, el director del observatorio y las principales contribuciones fueron hechas por Annie J. Cannon y Antonia C. Maury. Los resultados fueron publicados en 1918 como el catálogo Henry Draper.

Henry Draper había sido un doctor estadounidense, quien estuvo muy interesado en la astronomía y principalmente en la espectroscopía estelar. Había sido una de las primeras personas en tomar un espectro estelar y fotografiarlo. La viuda de Henry donó dinero a Harvard para que pudieran continuar la tarea de recopilar espectros.

El valor del catálogo Henry Draper (HD) es inestimable para los astrónomos, ya que éste ha servido como base de datos para estudios estadísticos de los tipos espectrales y de la estructura galáctica; como fuente material para estudios de espectroscopía de alta dispersión y muchas cosas más. El catálogo es muy confiable y consistente ya que muchos trabajos descansan en éste. Sólo queda decir que es un monumento a la persistencia, dedicación y cualidades de todos los que trabajaron en él.

El catálogo HD fue publicado como los volúmenes 100 al 105 en los anales del observatorio del colegio de Harvard. Las estrellas están consecutivamente numeradas en orden de incremento de su ascensión recta. Como ejemplo de este sistema numérico está α Cygni, Deneb, especificada como HD197345.

Aún antes de la publicación del catálogo HD, la secuencia de Harvard fue reconocida como una secuencia de temperatura principalmente en la base de color. Así, las estrellas M se tomaban como las más frías y las estrellas O como las más calientes; sin embargo, la relación entre la temperatura y la apariencia del espectro no era trivial. Fue hasta 1920, cuando un brillante físico de la India M.N.Saha resolvió el problema. Él demostró que si vamos de las estrellas frías a las calientes, las líneas debían de tornarse más intensas, ya que aumentaba el nivel de excitación de los átomos en la atmósfera de la estrella. El máximo de la intensidad de la línea debía de ocurrir, según Saha, justo antes de alcanzar la temperatura a la cual los átomos comienzan a ionizarse. De modo que, cuando más átomos se ionizan, quedan menos átomos disponibles para absorber la radiación y, por lo tanto, las líneas se vuelven más débiles. Debido a que algunos átomos tienen diferente temperatura de ionización que otros, los máximos de intensidad de las líneas ocurren en diversas clases para distintos elementos. El descubrimiento de Saha es uno de los principales pasos para el desarrollo de la astrofísica.

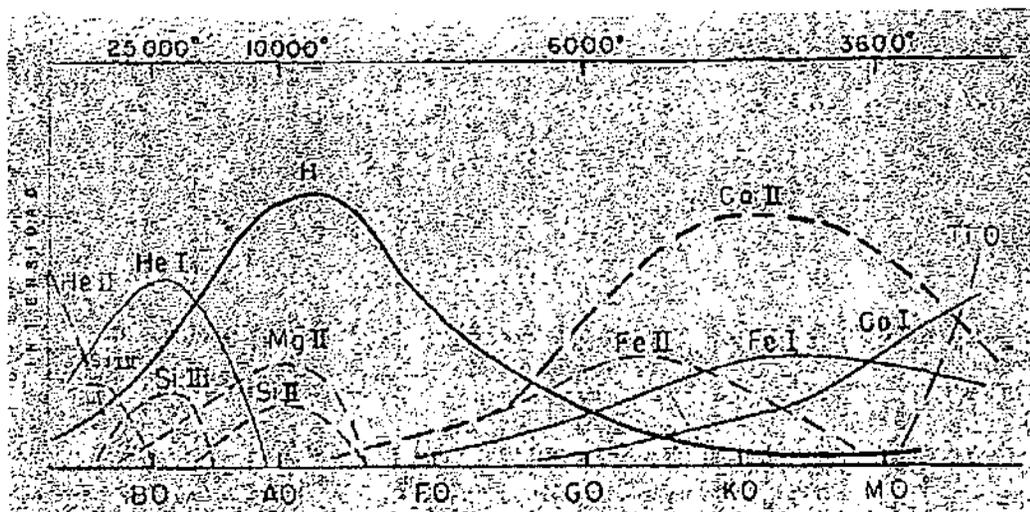


Figura 2.4: La variación relativa de la intensidad de las líneas con la clase espectral. Obsérvese que el Hidrógeno neutro es más fuerte en el tipo A.

A continuación se presenta una breve descripción de la secuencia espectral:

Las estrellas tipo O presentan algunas líneas en emisión de hidrógeno ionizado (HIII), helio ionizado una vez (HeII) y nitrógeno ionizado dos veces (NIII). Estas estrellas tienen temperaturas que van de los 28000°K a los 50000°K y algunos ejemplos de ellas son ζ *Puppis* y δ *Orionis*.

Las estrellas tipo B muestran líneas débiles de helio neutro (HeI) y líneas fuertes de hidrógeno (la serie de Balmer). Aquí se calculan temperaturas que van de los 9900°K a los 28000°K. Los ejemplos son k *Cassiopeiae* y β *Orinis*.

En las estrellas tipo A la serie de Balmer es dominante, aunque también aparecen líneas metálicas, particularmente de calcio ionizado (CaII). La temperatura que estas estrellas alcanzan va de 7400°K a 9900°K y los ejemplos son *Sirio*, *Vega* y α *Aquilae*.

En las estrellas tipo F se observan líneas de calcio neutro (CaI) y ionizado (CaII), aunque también de otros elementos (otras líneas metálicas). La temperatura de estas estrellas oscila entre los 6000°K y los 7400°K. Estrellas pertenecientes a este grupo son *Canopus*, *Procyon* y α *Persei*.

Para estrellas de tipo G se tienen líneas de calcio ionizado y muchas líneas metálicas. Presentan temperaturas de 4900°K a 6000°K y el ejemplo más famoso es el Sol.

Para estrellas de tipo K se tienen líneas de CaI, CaII, líneas metálicas y bandas moleculares. Presentan temperaturas de 3500°K a 4900°K. Los ejemplos son α *Tauri* y σ *Draconis*.

En las estrellas tipo M se observan líneas dominantes de óxido de titanio (TiO) y otras bandas moleculares. La temperatura de estas estrellas va de los 3000°K a los 3500°K y los ejemplos son α *Scorpii* y α *Herculis*.

CAPÍTULO 3

Conceptos Fotométricos

La fotometría es una de las técnicas más importantes para la astronomía, ya que le da al astrónomo una medida directa de la energía de las estrellas en varias longitudes de onda λ . Además, mediante la fotometría estelar se puede calcular la distancia de algunos objetos como cúmulos estelares o galaxias utilizando las curvas de luz de cierto tipo de estrellas conocidas como variables cefeidas.

Un primer intento de clasificar las estrellas de acuerdo con su brillo fue hecho por un astrónomo griego llamado Hiparco, hace más de 2000 años. Dicha clasificación consiste en seis clases de estrellas que van etiquetadas con la magnitud uno, las más brillantes que el ojo humano puede observar, hasta las que van con la magnitud seis, que son las estrellas más débiles en brillo que el ojo apenas alcanza a percibir. Con el tiempo se descubrió que nuestros ojos, como detectores, tienen una respuesta no lineal a la luz y esto le permite variar la cantidad de luz que reciben de forma abrupta y sin sufrir daño alguno, como salir de un cine a medio día. El descubridor responsable fue Sir. William Herschel, quien notó que una estrella de primera magnitud produce cien veces el flujo de una estrella de sexta magnitud. Norman R. Pogson redefine en 1850 la escala fotométrica tal que la diferencia entre cinco magnitudes tuviera un factor de cien en el flujo de luz y esta escala es aún utilizada en la fotometría contemporánea.

Dada la característica mencionada en el párrafo anterior, nuestros ojos son detectores deficientes si es que se trata de diferenciar pequeños cambios de brillo en las estrellas, para eso hay tubos foto multiplicadores y arreglos del estado sólido llamados CCD's que son muy susceptibles a pequeñas variaciones de brillo estelar.

3.1 Fotometría

En la fotometría se asume que la radiación pasa a través de un elemento de área dA , como se muestra en la figura 3.1. Parte de la radiación pasa formando un ángulo

sólido $d\omega$ con respecto a la normal de la superficie, el ángulo entre la normal y $d\omega$ lo denominamos θ .

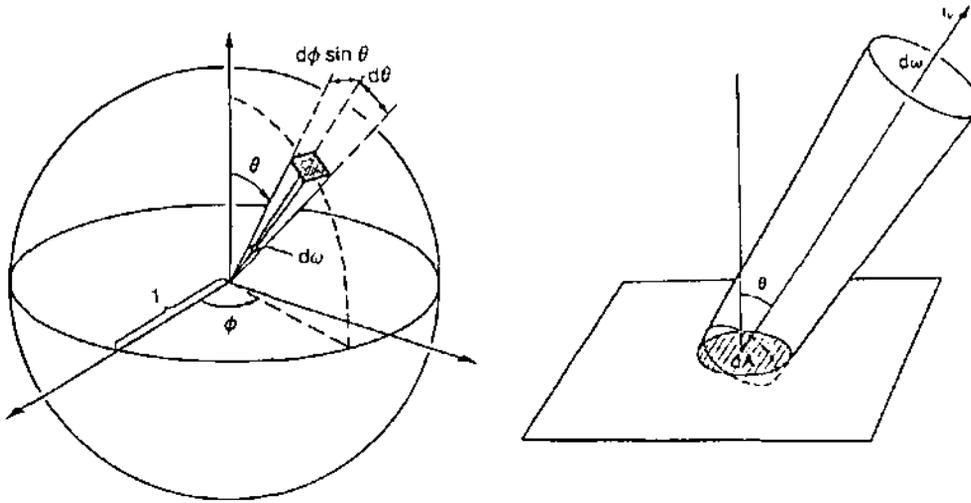


Figura 3.1: La intensidad de la radiación I_ν está relacionada con la energía que pasa a través del elemento de área dA en el ángulo sólido $d\omega$ en una dirección θ

Así, la cantidad de energía en el intervalo $[\nu, \nu + d\nu]$ pasando por este ángulo sólido en un tiempo dt es:

$$dE_\nu = I_\nu \cos\theta dA d\nu d\omega dt \quad (3.1)$$

Los coeficientes I_ν se denominan intensidad específica de la radiación, sus dimensiones son $Wm^{-2}Hz^{-1}sterad^{-1}$. Si la intensidad no depende de la dirección, la energía dE_ν es directamente proporcional al elemento de área perpendicular a la dirección de la radiación.

Se define a la intensidad total, que incluye todas las frecuencias, de la siguiente forma:

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu \quad (3.2)$$

Las cantidades más importantes desde el punto de vista observacional son el flujo de energía (L_ν, L) y la densidad de flujo (F_ν, F) con sus respectivas definiciones:

La densidad de flujo en una frecuencia dada y expresada en términos de la intensidad es

$$F_\nu = \frac{1}{dA dv dt} \int_s dE_\nu = \int_s I_\nu \cos \theta d\omega \quad (3.3)$$

La integral se extiende sobre todas las direcciones posible. Análogamente la densidad de flujo total es

$$F = \int_s I \cos \theta d\omega \quad (3.4)$$

Para radiación isotrópica, donde I no depende de la dirección, se tiene lo siguiente

$$F = \int_s I \cos \theta d\omega = I \int_s \cos \theta d\omega \quad (3.5)$$

en coordenadas esféricas

$$F = I \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = 0 \quad (3.6)$$

Esto quiere decir que no hay un flujo neto de la radiación. La cantidad de radiación que entra y sale de la superficie es la misma. Si queremos saber qué cantidad de radiación deja a la superficie, tenemos que para radiación isotrópica

$$F = I \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = \pi I \quad (3.7)$$

El flujo emitido por una estrella dentro de un ángulo sólido ω es

$$L = \omega r^2 F \quad (3.8)$$

Con r , la distancia de observación. Al flujo total también se le conoce como luminosidad. También se puede hablar de la luminosidad en una frecuencia dada ($L_\nu [WHz^{-1}]$).

Si la estrella radia isotrópicamente, su radiación se distribuye sobre la superficie de una esfera de área $4\pi r^2$, y si la densidad de radiación que pasa a través de la superficie es F , el flujo total es

$$L = 4\pi r^2 F \quad (3.9)$$

Si nos encontramos fuera de la fuente, donde la radiación no se crea ni se destruye, la luminosidad no depende de la distancia. Por otro lado, la densidad de flujo decrece proporcionalmente a $\frac{1}{r^2}$.

Un concepto frecuentemente utilizado en la fotometría es el de magnitud instrumental, que se refiere a la magnitud en escala logarítmica del flujo de radiación de la estrella detectado por los instrumentos.

3.1.1 Sistemas Fotométricos

Sistema UBV

El sistema UBV fue definido y establecido por H.L. Johnson y W.W. Morgan. Este sistema está compuesto por tres filtros de banda ancha con una magnitud ultravioleta (U), una magnitud azul (B) y una magnitud visual (V). El filtro V es amarillo con un pico de transmisión de 5500 Å. Este filtro fue escogido para que su magnitud fotovisual coincidiera con la magnitud fotovisual del sistema internacional. El filtro B está centrado alrededor de 4300 Å, que corresponde a la magnitud fotográfica en el azul. El filtro U está centrado en 3500 Å y fue escogido para medir características espectrales. El índice de color (U-B) mide la intensidad de la discontinuidad de Balmer, que es función del tipo espectral. La longitud de onda efectiva de observación a través del filtro U depende de la discontinuidad de Balmer. Si la discontinuidad de Balmer es intensa, entonces es recibida poca luz.

Sistema *uvby*

El sistema *uvby*, también conocido como el sistema de Strömgren, es un sistema de banda intermedia. Las características de sus filtros son

Filtro	Longitud de onda central (Å)
y	5500
b	4700
v	4100
u	3500

El filtro y (amarillo) coincide con la magnitud visual. Este filtro no transmite fuertes características espectrales en estrellas de tipo temprano. El filtro b (azul) está centrado alrededor de unos 400 Å hacia el rojo del filtro B del sistema UBV, para reducir los efectos de las líneas de absorción. Para estrellas de tipo más tardío que A0, las líneas de absorción de metales se vuelven más intensas. Un filtro que esté centrado en una región donde tales líneas son comunes transmite menos flujo que si no hubiera líneas. A este efecto se le denomina bloqueo, y es un indicador de la temperatura. Para tener una medida de su intensidad es necesario medir el flujo de una estrella relativamente libre de bloqueo y compararlo con una región donde el bloqueo sea intenso.

Los índices de color del sistema de Strömgren son muy útiles para determinar parámetros físicos de estrellas. Debido a que los filtros *b* e *y* están libres de bloqueo, el índice (*b-y*) es un buen indicador de color y temperatura efectiva. Un índice de color es esencialmente la pendiente del continuo. En ausencia de bloqueo, la diferencia entre estos dos índices indica la intensidad del bloqueo. Por lo que se puede definir un

índice de metalicidad como

$$m_1 = (v - b) - (b - y)$$

Para determinar cómo la pendiente del continuo ha sido modificada por la discontinuidad de Balmer se define el índice c_1 como

$$c_1 = (u - v) - (v - b)$$

Este índice mide la discontinuidad de Balmer libre de los efectos de bloqueo.

Los siguientes diagramas, hechos por Cameron en 1966, muestran cómo es posible ubicar una estrella Ap mediante la determinación de sus índice de metalicidad y el índice de color

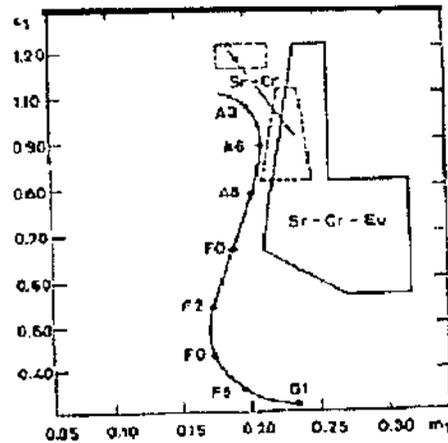


Figura 3.2: Diagrama c_1 versus m_1 en la región A3-G1, con las regiones ocupadas por las estrellas peculiares marcadas (Cameron 1966).

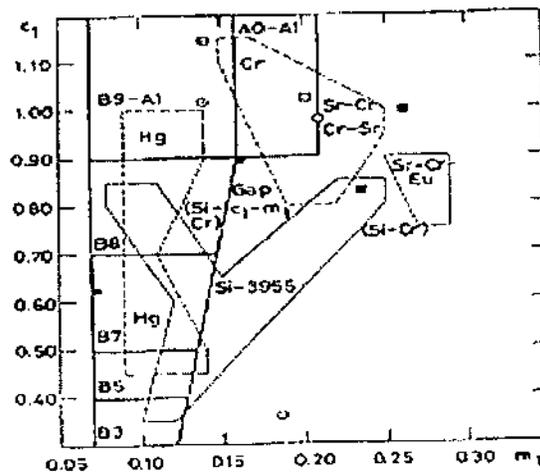


Figura 3.3: Posición de estrellas peculiares calientes en el diagrama c_1 vs m_1 (Cameron 1966).

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 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 se obtiene al centrar la estrella en un diafragma; después se mueve un espejo fuera de la trayectoria luminosa, así la luz puede llegar al detector. Posteriormente se registra la lectura del contador del amplificador junto con el tiempo. Una vez hecho esto 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, 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

$$m_x - m_c = -2.5 \log\left(\frac{d_x}{d_c}\right) \quad (3.10)$$

Donde d_x y d_c representan la medición de la estrella variable y la de comparación menos el fondo celeste respectivamente. También debe incluirse si fueron usados distintos amplificadores para las dos estrellas. 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 presente de manera estándar 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.

La segunda técnica es más general y comúnmente usada por los astrónomos profesionales. 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. Como en el caso anterior cada estrella y su fondo estelar son medidos a través de todos los filtros. Como cada estrella es observada a diferentes altitudes sobre el horizonte, éstas son vistas a través de distintas capas de la atmósfera terrestre. Por lo tanto, las observaciones también deben de ser hechas de otro conjunto de estrellas de magnitudes y colores conocidos para determinar las correcciones de la extinción atmosférica. Finalmente, un conjunto de estrellas estándar deben de ser observadas para determinar la transformación de coeficientes, así las mediciones del programa de estrellas pueden ser transformadas en magnitudes y colores de un sistema estándar, tal como el sistema UBV. Este procedimiento en la mayoría de las ocasiones involucra menos tiempo de observación. Esto se da porque frecuentemente es posible usar algo de las mismas observaciones para determinar las correcciones de extinción y los coeficientes de transformación. Además, los coeficientes de transformación sólo necesitan ser determinados ocasionalmente.

En las siguientes figuras se muestra un estudio de fotometría diferencial hecho por Kurtz y Kreidl. Éstas son las curvas presentadas para HR151, que es la misma estrella de estudio (HD3326). En la parte de resultados se presenta una comparación.

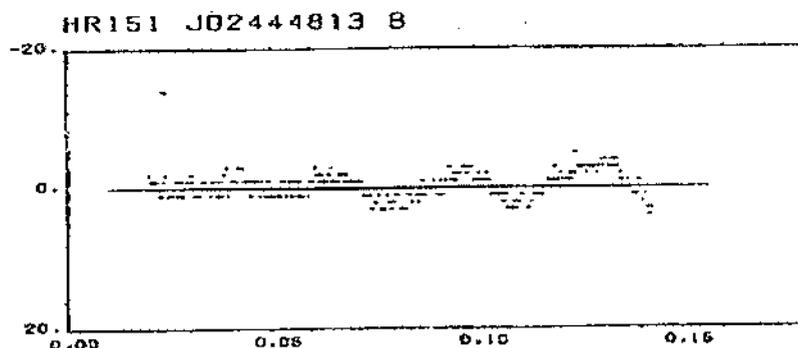


Figura 3.5: Curva de luz en el azul para HR151 en el día Juliano 2444810.

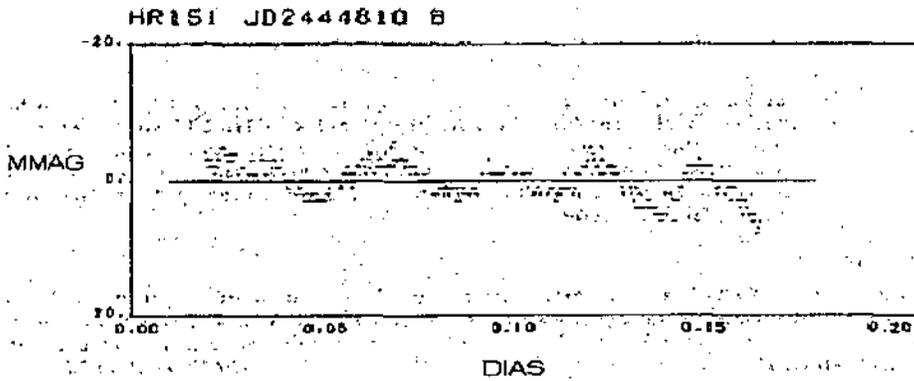


Figura 3.6: Curva de luz en B para HR151 en el día Juliano 2444813.

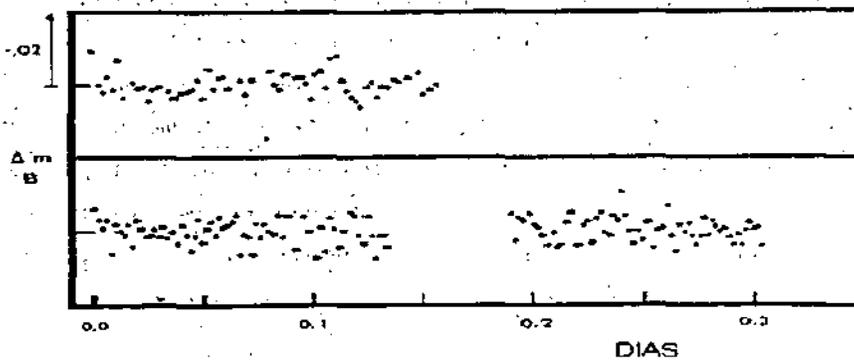


Figura 3.7: Curva de luz en B para HR151 en los días Julianos 2445994.5689 y 2444999.5160.

3.2.1 Magnitudes instrumentales

Podría parecer 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. Sin embargo, este hecho está muy lejos de ser cierto. Para ver esto mejor, escribimos la ecuación.

$$m_1 = m_2 - 2.5 \log F_1 + \log F_2 \quad (3.11)$$

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

$$m_1 = q - 2.5 \log F_1 \quad (3.12)$$

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. Por lo tanto,

$$m_\lambda = q_\lambda - 2.5 \log F_\lambda \quad (3.13)$$

De nuevo esta ecuación parece verificar una relación simple entre magnitud y flujo. Sin embargo, la ecuación de arriba se refiere al flujo observado. Éste se relaciona con el flujo real en una forma muy complicada. Los problemas pueden ser divididos en dos grupos: uno, la extinción debida a la absorción o la dispersión de la radiación estelar en su camino hacia el detector y dos, la salida del instrumento detector al compararlo con uno de características ideales.

Hay dos fuentes de absorción del flujo estelar: una, la absorción interestelar debido al polvo y dos, la absorción en la atmósfera de la tierra. La primera es generalmente ignorada para la publicación de observaciones, en cambio la segunda es usualmente tomada en cuenta. La atmósfera terrestre 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 localizan a baja altura tienen más vapor de agua que absorbe 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. 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 en la elaboración, dos filtros o detectores de luz no pueden ser hechos exactamente con 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 real F^*_λ , fuera de la atmósfera terrestre mediante:

$$F_\lambda = \int_0^\infty \phi_A(\lambda) \phi_T(\lambda) \phi_F(\lambda) \phi_D(\lambda) F^*_\lambda d\lambda \quad (3.14)$$

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 del conocimiento de estos factores, excepto de manera 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 estándares, 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 grabado. En ambos casos, esta cantidad es sólo proporcional al flujo observado. Simbólicamente

$$F_\lambda = K d_\lambda \quad (3.15)$$

Donde d_λ es la medición práctica (i.e. la corriente o cuentas por segundo), y K es la constante de proporcionalidad. La ecuación 3.11 puede ser escrita como

$$m_\lambda = q_\lambda - 2.5 \log K - 2.5 \log d_\lambda \quad (3.16)$$

o

$$m_\lambda = q'_\lambda - 2.5 \log d_\lambda \quad (3.17)$$

Esto relaciona la medición real d_λ , el punto cero instrumental q_λ , y la magnitud instrumental m_λ .

El índice de color se define como la diferencia de magnitud entre dos diferentes regiones espectrales.

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = q'_{\lambda_1} - q'_{\lambda_2} - 2.5 \log d_{\lambda_1} + 2.5 \log d_{\lambda_2} \quad (3.18)$$

o

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = q_{\lambda_1\lambda_2} - 2.5 \log(d_{\lambda_1}/d_{\lambda_2}) \quad (3.19)$$

Donde la constante de punto cero se ha resumido en un solo término. Nuevamente la cantidad $(m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})$ es del sistema instrumental.

3.3 Estrellas variables

Cuando se observa que una estrella cambia su brillo por una causa distinta a la turbulencia atmosférica terrestre se dice que se trata de una estrella variable. Las primeras observaciones de una estrella variable, las cuales obligan a la humanidad a cambiar su forma de pensar respecto a la inmutabilidad de los cielos que propuso Aristóteles, se realizaron por los años 1572 y 1604 (conocidas como las supernovas de Tycho Brahe y Kepler respectivamente).

Las variaciones luminosas de las estrellas, conocidas como variaciones fotométricas, están usualmente acompañadas por variaciones de cantidades físicas que pueden ser directamente medidas, tales como el tipo espectral, o indirectamente medidas, tales como la temperatura efectiva.

Existen numerosos intentos de clasificar las estrellas variables. Uno de ellos lo realizó Pickering 1881, quien propuso cinco grupos o clases de estrellas variables:

- 1.-Estrellas Novas
- 2.- De largo período
- 3.-Irregulares
- 4.-De corto período
- 5.-Tipo Algol

Los demás intentos de clasificación de estrellas variables siguieron la pauta de clasificar según la forma en la que se presentaba la variación, por lo que no se les dio mucha atención. Sin embargo, en 1938 C. Payne-Gaposchkin y S. Gaposchkin propusieron una clasificación basada en las fluctuaciones de brillo aparente y en las características físicas (espectro y magnitud absoluta) de las estrellas. La clasificación propuesta por C. P. y S. Gaposchkin contiene cuatro grandes grupos que son:

- 1.- Las variables geométricas, que incluyen estrellas eclipsantes y elipsoidales, así como estrellas oscurecidas por nubes interestelares que no la contengan.

2.- Las variables intrínsecas, que incluyen estrellas de período largo, período semi-regular, cefeidas, de tipo cúmulo y estrellas rojas irregulares.

3.- Las variables cataclísmicas, que incluyen novas, *SS Cygni* y *R Corona Borealis*.

4.- Las extrínsecas: estrellas contenidas en una región nebulosa.

Estos cuatro grupos presentan clases principales y las clases a su vez presentan subclases.

Una clasificación más reciente y compacta de las estrellas variables, pero que sigue la misma línea presentada por los astrónomos Gaposchkin, consiste en tres grupos principales dados por:

I Variables eclipsantes (geométricas): estrellas que cambian su brillo por ocultación.

II Variables eruptivas: estrellas que abruptamente cambian su brillo debido a explosiones.

III Estrellas pulsantes: estrellas que cambian su brillo debido a procesos físicos que ocurren en el interior de la estrella.

Las estrellas variables reciben una designación especial, si es que antes no se les ha asignado una letra griega. Las primeras 334 estrellas variables de una constelación reciben como etiqueta letras del abecedario latino: R, S, T, ..., Z, RR, RS, ..., RZ, SS, ST, ..., SZ, ..., ZZ, AA, ..., AZ, ..., IZ, KK, ..., QQ, ..., QZ (nótese que se omite la J), y se añade el nombre de la constelación a la cual pertenecen. Las siguientes variables que se descubren se les llama V335, V336, etc. Existe un catálogo de estrellas variables G.C.V.S., editado por Kurkarkin *et al.* en 1948, donde se dan los nombres de las estrellas variables o sospechosas. La cuarta edición de este catálogo corresponde a P.N. Kholopov *et al.* 1981, y contiene información completa de 28 457 variables.

Hablar de todos los grupos de estrellas variables queda fuera de las metas de esta tesis, por lo que nos restringiremos al grupo de las estrellas pulsantes y en especial a la clase catalogada como variables de espectro peculiar, las Ap.

3.3.1 Tipos de estrellas pulsantes

El grupo de las estrellas variables pulsantes se divide de acuerdo a sus características físicas, en las siguientes clases:

roAp: Estrellas de clasificación espectral A con rotación lenta y espectros peculiares con líneas metálicas y períodos fotométricos entre 6 y 20 min. Estas estrellas presentan campos magnéticos intensos del orden de cientos y hasta miles de Gauss.

δ scuti: Variables de corto período, entre 0.03 y 0.3 días, cercanas a la secuencia principal, de tipos espectrales A y F, masas de 1 a 2 M_{\odot} y amplitudes de brillo entre 0.02 y 0.2 magnitudes.

RR Lyrae: Cambian su brillo en períodos regulares de entre 0.2 y 1.2 días, y las

amplitudes de brillo son del orden de una magnitud (van de 0.4 a 2 mag.), los tipos espectrales son A y F, y las masas de 0.5 a 0.6 masa solares (M_{\odot}). Las hallamos en el halo y núcleo de la Galaxia y en algunos cúmulos globulares.

δ Cephei (Cefeidas clásicas): Tienen alta luminosidad (de clases Ia a II) con cambios de brillo regulares, períodos de 1 a 50 días y amplitudes de 0.1 a 2 magnitudes, con tipo espectral de F5 a K5 y masas entre 5 y 15 M_{\odot} . Las encontramos en los brazos espirales de la Galaxia.

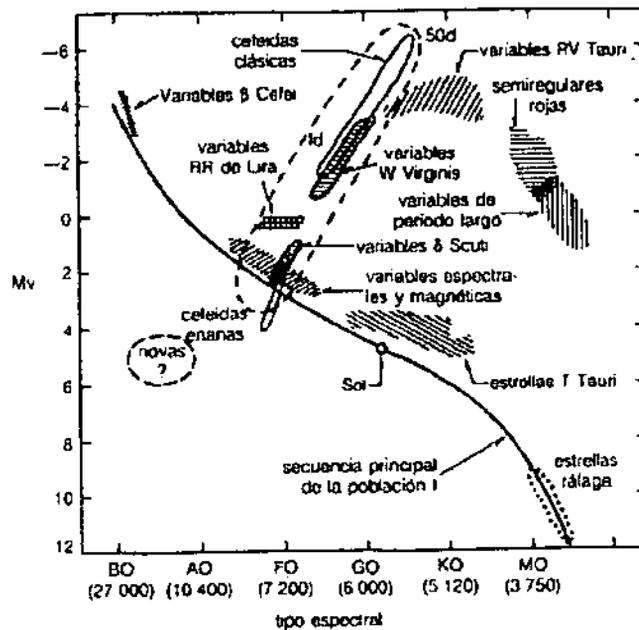


Figura 3.8: Distribución de estrellas variables en el diagrama HR.

RV Tauri: Gigantes brillantes y supergigantes con tipos espectrales F a K. Sus curvas de luz tienen mínimos muy profundos y más superficiales, alternadamente. Los períodos van de entre 30 y 150 días, y las amplitudes de 1 a 3 magnitudes.

Mira: Se llaman así por la estrella *Mira Ceti* = *o Cet* (M7 IIIe). Son estrellas gigantes de tipo espectral tardío (M, C y S) con líneas de emisión. Las curvas de luz no son estables como en el caso de las Cefeidas; tienen períodos de 80 a más de 500 días, y amplitudes grandes de más de 2.5 y hasta 8 magnitudes, en el visible. Sus masas son del orden de la del Sol y los radios van de 100 a 1000 veces el radio solar. Están tanto en la población joven como en la más vieja de la Galaxia.

SR, Variables semi-regulares: Estrellas gigantes y supergigantes de tipo espectral M, S con cuasi-períodos de 30 a 1000 días, amplitudes que van de 0.2 a 2.5 magnitudes.

W Virginis: Sus propiedades físicas son similares a las de las Cefeidas, pero más débiles en magnitud absoluta (1 a 2 mag) y masas bajas (0.4 a 0.6 M_{\odot}). Se hallan

en el halo y regiones centrales de la Galaxia. Son de población II, es decir, pobres en metales.

En 1998 Becker presenta un digrama más actualizado, aunque más confuso por las 30 clases de estrellas variables pulsantes a las que hace referencia.

3.3.2 Estrellas Ap

Una estrella entra en la clasificación Ap cuando ésta se encuentra comprendida dentro del tipo espectral que va desde B5 hasta F5. El subíndice p denota la particularidad o peculiaridad de la estrella. Esta particularidad se debe a las variaciones periódicas de la intensidad de algunas líneas espectrales o a la presencia de líneas espectrales correspondientes a elementos pesados (presentan sobreabundancia de elementos pesados).

Las estrellas Ap son conocidas por sus intensos campos magnéticos (las excepciones son las estrellas de Hg-Mn que también se llaman Ap) y porque presentan sobreabundancia de diferentes elementos. En estas estrellas se encuentran líneas fuertes de silicio, cromo, estroncio y tierras raras, principalmente europio. Las líneas son fáciles de identificar. Los campos magnéticos asociados se encontraron por primera vez en 1947 para A2p 78 *Virginis*.

El magnetismo se analiza mediante el efecto Zeeman¹, en el cual las líneas espectrales se separan en componentes múltiples. En cada una de éstas la luz se polariza en una forma característica debido a una variedad de efectos, la verdadera separación de las líneas no puede ser observada usualmente, pero los cambios en la polarización a través de una línea pueden ser detectados, y así puede inferirse la fuerza del campo magnético.

Hay alguna evidencia de la producción de rayos X en las Ap's, que puede estar relacionada a las campos magnéticos, pero su origen aún no es comprendido.

El campo magnético puede ser extremadamente fuerte. H.W. Babcock encontró 1500 gauss para 78 *Virginis*. El sol fuera de áreas activas tiene 1 o 2 gauss. El campo más intenso es de 34000 gauss para HD215441 y la mejor conocida *Cor Caroli* (α *Canum Venaticorum* A4p) con 1000 gauss.

Los campos son variables regularmente y algunas ocasiones cambian totalmente su polaridad.

Variaciones en magnitud y líneas fuertes acompañan los cambios en el magnetismo. Para explicar las observaciones, las estrellas tienen que comportarse como un rotor oblicuo², en el cual los ejes de rotación no están alineados. El fenómeno es común en Júpiter, Urano y la Tierra.

¹Ver apéndice E.

²El rotor oblicuo se detalla en el capítulo 4

CAPÍTULO 4

Modelos

En este capítulo se presentan una descripción de algunos modelos.

No existe un modelo satisfactorio que explique el fenómeno de las estrellas Ap. Sin embargo, para que un modelo sea satisfactorio, este debe explicar los fenómenos de presencia anormal de elementos pesados y de campos magnéticos intensos, así como variaciones espectroscópicas, fotométricas y en la velocidad radial.

Existen varias teorías que dan una descripción parcial del fenómeno Ap. Estos modelos se pueden clasificar, esencialmente, en dos grupos: los que explican las abundancias anómalas de elementos pesados y los que explican las variaciones magnéticas, espectroscópicas y fotométricas.

Dentro del primer grupo de modelos, encontramos los siguientes:

- Procesos de Difusión
- Hipótesis de la Estrella Binaria

Mientras que en el segundo grupo encontramos:

- El Rotor Oblicuo
- El Oscilador Magnético
- Modelo del Ciclo Solar
- Dínamo Turbulento

4.1 Proceso de difusión

No existe un modelo que explique todas las características de las estrellas Ap. Modelos que involucran atmósferas, núcleo-síntesis, acrecimiento magnético, impactos planetesimales, transferencia de masa y separación de elementos son algunos que tienen éxito discrepante. El modelo que tiene más éxito es el de la hipótesis difusa. La idea

principal de ésta consiste en que si hay capas en una estrella que son estables en contra de una mezcla turbulenta, entonces los elementos más pesados que el hidrógeno serán hundidos por la gravedad, a menos que tengan muchas líneas de absorción cerca de un máximo local de flujo; en este caso la asimetría en la intensidad del flujo, que se incrementa por el gradiente de temperatura, hará que los iones absorban más radiación de las partes internas que de las externas, por lo que son llevados hacia la superficie. La competencia de estos dos efectos puede hacer que algunos elementos se hundan y otros emerjan hacia la superficie.

En la década de los setenta Michaud sugirió que las atmósferas de las estrellas Ap son bastante estables como para que los mecanismos de difusión cobren importancia. Los campos magnéticos intensos, la rotación lenta y las zonas convectivas no profundas pueden favorecer la estabilización de la atmósfera sobre un rango de profundidad óptica $\Delta\tau \geq 1$. Bajo estas condiciones el proceso de difusión ocurrirá en una escala de tiempo de 10^4 años bajo la acción de fuerzas gravitacionales equilibradas por la presión de radiación, la cual debe de diferir fuertemente de un elemento a otro. La presión de radiación es mayor para los elementos de estructura atómica complicada, es decir, los más pesados, así pues, estos elementos deben de presentar más líneas en las regiones visible y ultravioleta que el He y los elementos más ligeros o simples.

Por acción gravitacional los elementos ligeros son atraídos hacia las capas internas de las estrellas produciendo las aparentes deficiencias en la superficie estelar. Tal y como se observa en las estrellas Ap, deficiencias de He,Ne (Norris 1971) y de Ni,O (Sargent 1962,1971).

Michaud también predijo la sobreabundancia de elementos pesados tales como Mn, Sr, Y, Zr y tierras raras en los distintos rangos de temperaturas, en los cuales son observadas. Sin embargo, no explica las sobreabundancias de Si ni P para las estrellas Ap más calientes.

La velocidad de separación de elementos en el proceso de difusión es muy lenta, pero en las regiones donde el proceso convectivo no se encuentra presente, la difusión resulta ser efectiva, de esta forma en los polos magnéticos se podría explicar la sobreabundancia; ya que en estas zonas el proceso convectivo es atenuado por la gran intensidad de campo magnético.

Las dificultades que presenta este modelo son:

1.- La estabilización de la atmósfera requerida como condición no se puede dar debido a las altas velocidades de rotación observadas, HD124224 (Deutsch 1952), o las que presentan campos magnéticos no muy intensos, las estrellas Mn-Hg y HR4072 (Conti 1970)

4.2 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. 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 fluyen a lo largo de las líneas de campo magnético.

Fowler, *et al.* (1965) sugirieron la existencia del intercambio de masa en los sistemas binarios como una explicación probable de la existencia de las estrellas Ap y Am, Van den Heuvel (1967) desarrolló un modelo basado exclusivamente en estas ideas, en el cual se concluía que la transferencia de masa sólo sería posible si la estrella secundaria perdiera más de la mitad de su masa por medio de un proceso explosivo de supernova del tipo II en un período más corto que el período de rotación actual, como consecuencia de este proceso resulta un incremento en el semieje mayor de la órbita o una completa separación de las estrellas componentes del sistema binario.

Guthrie (1968) modificó el modelo de Van den Heuvel al restringirlo a las estrellas Ap y consideró a la estrella secundaria más temprana que las estrellas de tipo espectral B8, de esta forma surge una cuantificación que establece una diferencia entre las estrellas Mn y los otros grupos de estrellas Ap, la cual se obtiene al suponer que si la estrella secundaria es más tardía, ésta se expande más allá del límite de Roche antes de explotar.

En adición al enriquecimiento de elementos pesados, debido a la transferencia de masa de la supernova, se dan otros fenómenos que también enriquecen la atmósfera de la estrella primaria, tales como las reacciones nucleares en su superficie originada por los rayos gamma y por los flujos de partículas provenientes de la supernova, así como la transferencia de campo magnético y el calentamiento que es también originado por la supernova sobre la estrella primaria.

En publicaciones subsiguientes Guthrie expone explicaciones detalladas sobre las abundancias anómalas de elementos pesados y ligeros que se observan. Las sobreabundancias características en las estrellas Ap han sido analizadas por Guthrie (1969), quien concluye que éstas no pueden ser adscritas a procesos tales como la captura de un neutrón rápido, proceso r , o la captura de un neutrón lento, proceso s . Algunas consecuencias de este modelo han sido señaladas por Kuchowics, con la ayuda de la explicación del origen de los elementos químicos más pesados. Si se cuenta con un flujo intenso de neutrones, los elementos químicos cuyo número atómico sobrepasa $Z = 100$ pueden ser producidos en cantidades considerables, que daría como posible resultado la detección de elementos muy pesados en los espectros de las estrellas Ap.

Las principales dificultades del origen binario supernova de las estrellas Ap son los siguientes:

a) Si los elementos pesados fueron originados en un proceso de supernova, sus abundancias relativas deberían ser las mismas que en el sol, éstos son elementos que surgen en los procesos r con alta probabilidad de formación después de una explosión de una supernova.

b) La deficiencia de He observada es demasiado grande con respecto al exceso de elementos pesados.

c) Antecediendo a la explosión de la supernova, debe observarse una estrella con una intensidad de campo magnético fuerte y composición normal, sin embargo no se ha conocido ninguna estrella de ese tipo, pues todas las estrellas magnéticas poseen composiciones anormales.

d) Suponiendo que las abundancias anómalas han sido formadas durante la explosión de una supernova, para la creación de un campo magnético de tipo dipolar estable, se requiere que la materia que se deposita sobre la estrella primaria penetre a una profundidad en un proceso realizable.

4.3 Rotor Oblicuo

El modelo del rotor oblicuo explica las variaciones magnéticas y fotométricas de las estrellas Ap. La línea de visión hacia la tierra apunta a la derecha. La inclinación del eje de rotación es i , el eje oblicuo del campo magnético es β y el ángulo variable entre el polo magnético y la línea de visión es α . Así mientras la estrella rota, el campo magnético se ve variar, por lo que su intensidad se observa variable.

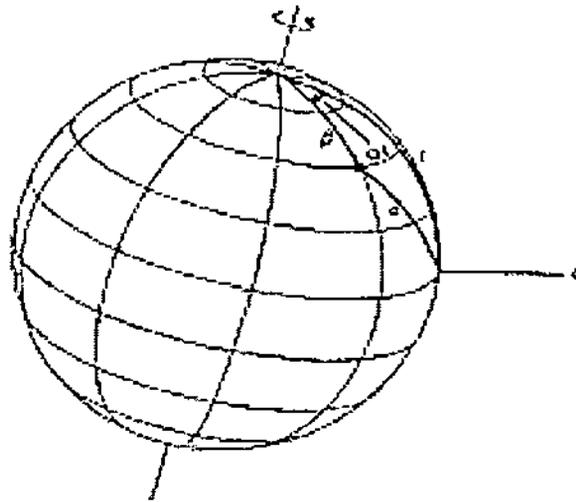


Figura 4.1: Representación de un rotor oblicuo

Ya que estas estrellas tienen abundancias anómalas de manchas en sus polos magnéticos, el espectro también varía con la rotación de la estrella, así como el brillo, y ambos lo hacen en fase con las variaciones magnéticas. Para un campo magnético dipolar: $H = (15+m)H'(\cos(i)\cos(\beta)\cos(\omega t))/(20(3-m))$. Donde H' es la intensidad del campo magnético, i y β son la inclinación rotacional y la oblicuidad magnética, m el coeficiente de ennegrecimiento del limbo, y ω es la frecuencia de rotación. Se ve de la ecuación que el campo magnético dipolar da origen a variaciones que son sinusoidales.

Si se asume 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 fig. 4.2.

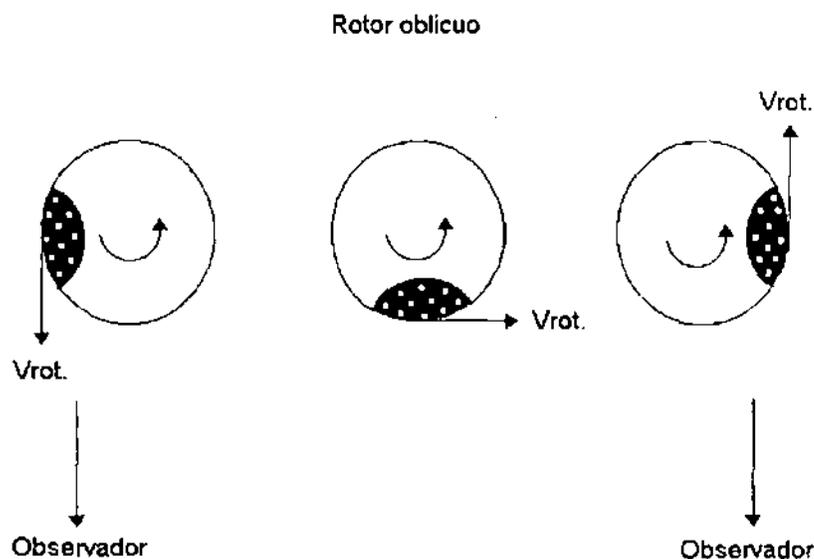


Figura 4.2: Otra vista del rotor oblicuo.

Cuando la región desaparece en el limbo opuesto, la velocidad radial está dirigida en dirección opuesta, lo cual significa que es positiva. Con esta hipótesis del rotor oblicuo, también podemos entender porqué 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. 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.

Otro problema a tratar es saber si el campo magnético es 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 senoidales y que las mediciones del desdoblamiento de las líneas de Zeeman pueden conducir a variaciones del campo 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. Aparentemente el campo consiste de al menos dos partes: una muy próxima a ser dipolar y la otra muy parecida a un campo cuadrupolar fig. 4.3.

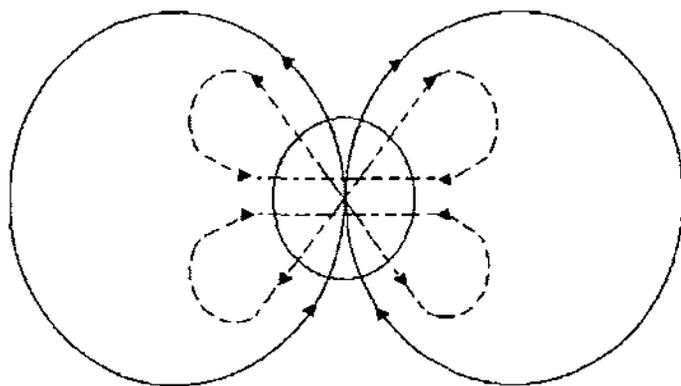


Figura 4.3: Intensidad del campo magnético.

La suma de las dos componentes muestra diferentes intensidades del campo en ambos polos, ya que en un polo, el dipolo y el cuádruplo se suman, pero en el otro, estos tienen signos opuestos y se observa la diferencia de las intensidades del campo. 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".

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 por donde rotan. 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 aquellas con

grandes períodos deben tener líneas angostas. Esto no necesariamente prueba que la hipótesis del rotor oblicuo sea correcta, pero 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 períodos del orden de días a semanas? Los geólogos hacen referencia a la inversión del campo magnético de la Tierra, que aunque no está dentro del intervalo de semanas, parece haber ocurrido en grandes intervalos de tiempo.

También sabemos de las inversiones del campo magnético del sol, las cuales ocurren cada 11 años aproximadamente, y que no están dentro del intervalo de semanas, pero si cambian lenta e irregularmente en varios 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. 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

$$P_M = \frac{H^2}{8\pi} \quad (4.1)$$

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 $P_M = 10^6/8\pi 10^5$. Entonces, 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} (el coeficiente de absorción es tan grande que solamente podemos ver las capas superiores donde la presión del gas es baja). 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, consideremos una posibilidad de variación de la intensidad del campo magnético. Para incrementar la intensidad del campo magnético, el material tiene que comprimir las líneas de campo.

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.

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 funciona.

La otra posibilidad es, entonces, un rotor oblicuo. Si el eje de rotación se inclina 90° y la estrella tiene un campo dipolar, el observador nota una variación senoidal del campo magnético con cambio de polaridad. El período de variación es el período de rotación. Si algunas líneas espectrales son más intensas en los polos magnéticos, esperamos dos máximos de intensidades de las líneas durante un período magnético.

Pero, ¿por qué algunas líneas son más intensas en los polos y otras en el ecuador? En un principio se discutía si las reacciones nucleares podrían tomar 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 en lugar de depender de la intensidad del campo magnético de la estrella. La difusión es considerada la única explicación posible para las abundancias peculiares en la fotosfera de las estrellas Ap, aunque también hay algunos problemas si se quiere explicar en detalle las abundancias observadas.

4.4 El oscilador magnético

A mediados del siglo pasado Schwarzschild estudió las propiedades magnéticas estables, alrededor de la zona de equilibrio de una esfera de fluido, completamente magnetizada y perfectamente conductora. En sus investigaciones Schwarzschild encontró modos de variación con flujos en la superficie que corresponden a configuraciones de campo magnético bipolar o cuadrupolar, y que el período de las variaciones dependen del radio, la densidad de la estrella y la intensidad del campo en equilibrio. Un campo

magnético interno, con intensidad del orden de 10^6 Gauss descendiendo hasta 10^4 Gauss en la superficie de una esfera de dos radios solares, arroja valores de velocidades de flujo superficial de 10Km/seg con períodos de días.

El problema principal que presenta este modelo es que las fuerzas gravitacionales son mas intensas que las producidas por campos magnéticos y que los períodos producidos por la fuerza gravitatoria son del orden de horas Cowling 1952

4.5 Modelo del ciclo solar

En 1960 Babcock propuso que fenómenos asociados al ciclo solar pueden ser observados a gran escala en estrellas Ap.

Esta hipótesis se basa en el hecho de que al observar la luz integrada del sol y medir su campo magnético, este cambia de polaridad cada 11 años y que la actividad transitoria en las latitudes bajas producirá las fluctuaciones observadas en las estrellas Ap. Aparentemente este modelo funciona si se utilizan las propiedades hidrodinámicas de la estrella para reproducir períodos de variación de cuatro a nueve días. Sin embargo, se han encontrado períodos muy cortos y la extrapolación de un período de 22 años y un campo de 50 Gauss para el sol a períodos del orden de días y campos magnéticos de 10^3 Gauss para las Ap no presenta ningún fundamento.

A continuación se presenta una descripción breve del modelo y sus limitaciones.

4.6 Dínamo turbulento

Como el sol, las estrellas A de rápida oscilación (roAp del inglés *rapid oscillating peculiar A*, o CP, *chemical peculiar*) tienen modos p (oscilaciones no radiales, modos acústicos, u ondas sonoras) y un campo magnético promedio. Pero a diferencia del sol, las estrellas roAp carecen de una superficie de convección que pueda producir p -modos y un dínamo $\alpha - \omega$. Las oscilaciones de las estrellas roAp están acopladas y alineadas a un campo magnético intenso (KG). En este modelo se propone que oscilaciones cerca de una región de energía magnética mínima produce modos p como ondas magnetoacústicas, las cuales pueden sostener un campo magnético promedio gracias a un dínamo turbulento.

Ya que las oscilaciones ocurren en la superficie de las capas libre de fuerzas de las estrellas ro Ap, el campo magnético en la región dinámica minimiza la energía magnética. En este modelo se caracteriza la oscilación sobre una energía magnética mínima en una capa esférica de frontera abierta usando la solución de campo de Berger. Las fluctuaciones resultantes pueden producir un dínamo turbulento.

El mecanismo para la excitación de los modos p en las estrellas α Ap es desconocido. Las observaciones sugieren que modos acústicos en las estrellas Ap están casualmente ligados a sus campos magnéticos.

CAPÍTULO 5

Instrumentos

En este capítulo se describe el funcionamiento y características de los instrumentos que se utilizaron en el estudio de HD3326.

5.1 Espectrógrafo de rendija

En la espectroscopía se debe de contar con un dispositivo que permita recibir la luz de las estrellas, transferirla a otro dispositivo que la disperse y enfocarla en un detector. La máquina que realiza dicha tarea, espectrógrafo astronómico, se encuentra en las figuras 5.1 y 5.2.

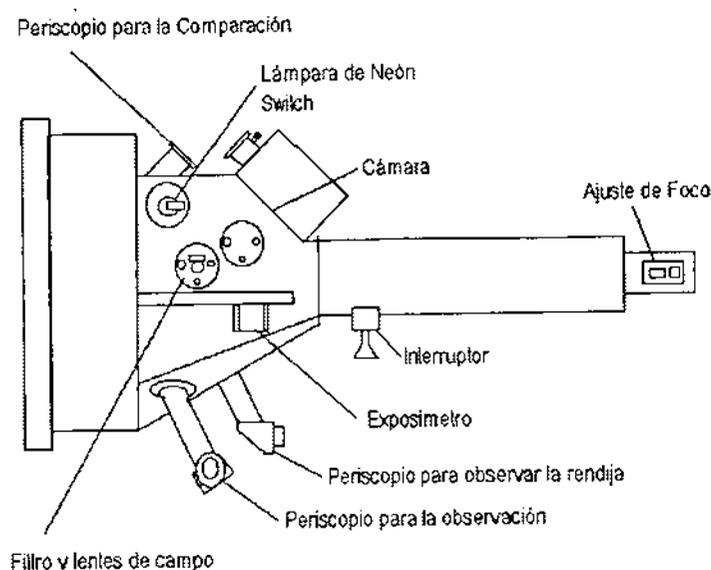


Figura 5.1: Diseño superficial de un espectrógrafo.

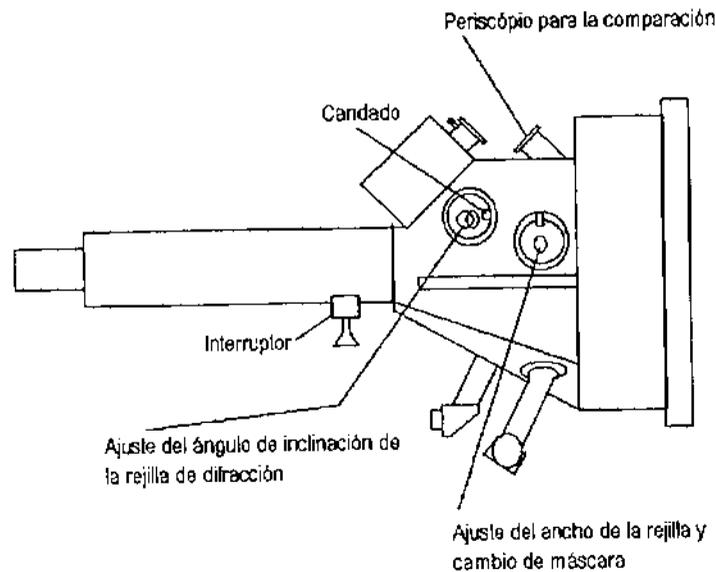
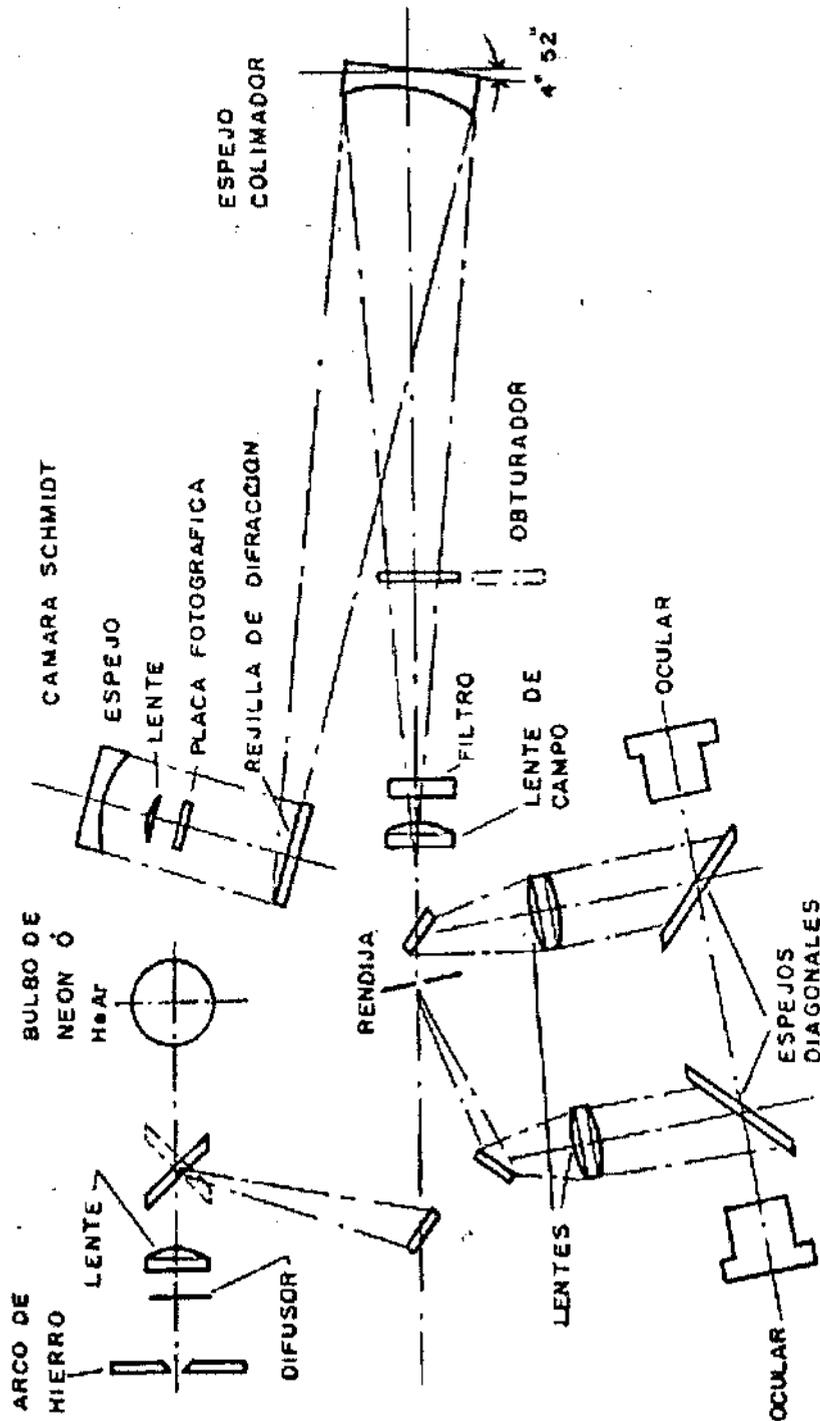


Figura 5.2: Diseño superficial de un espectroscopio.

La luz de las estrellas se enfoca en un plano (plano focal), que es donde el espectrógrafo entra en acción. La imagen de una estrella nunca es puntual: ésta es dispersada por la turbulencia atmosférica (centelleo) y la óptica del telescopio, en un disco que puede ser lo suficientemente grande como para afectar la pureza espectroscópica. Por lo tanto, aislamos una sección definida de la luz con una rendija colocada en el plano focal, que es la entrada del espectrógrafo. Al pasar por la rendija, la luz diverge, por lo que antes de que pase a otro lugar, la luz debe de dirigirse en forma paralela como venía de la estrella originalmente. De otro modo la luz llegaría al prisma o rejilla en diferentes ángulos, lo cual destruiría la pureza. Este paralelismo se logra con un lente, o preferentemente con un espejo para evitar la absorción ultravioleta. Dicho lente se llama colimador.



BOLLER & CHIVENS

Figura 5.3: Diagrama interno del espectrógrafo.

Ahora la luz cae directamente en la rejilla de difracción (fig.5.3) o el prisma, y cada rayo bien definido será descompuesto en sus distintos colores.

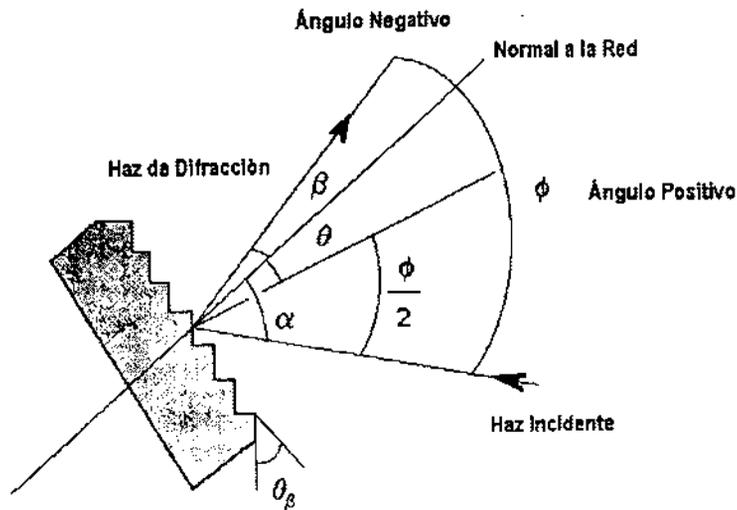


Figura 5.4: Rejilla de Difracción.

Si permitimos al haz completo incidir sobre la superficie de la rejilla, los espectros de los rayos originales se superpondrán y veremos una mezcla con la consecuente degradación de la pureza. Por lo tanto, debemos usar una lente de cámara o espejo para enfocar todos los rayos individuales del mismo color en el mismo punto. Entonces, si ponemos una pantalla en el foco del lente o espejo, veremos clara y brillantemente coloreado el espectro con todas las líneas prominentes de absorción o emisión. También podemos quitar esta pantalla y en su lugar colocar un ocular y tendríamos un espectroscopio. Si colocamos una placa fotográfica u otra película para después revelarla, tendremos un espectrógrafo. Estas películas eran hechas casi siempre en blanco y negro con una emulsión fotográfica especialmente diseñada para responder a bajas intensidades de luz. Algunos problemas se tienen que tomar en consideración, por ejemplo, cuando la imagen de una estrella sobre la rendija es muy pequeña, la dimensión perpendicular a la cual la luz es dispersada, es muy pequeña para examinar y medir. Para poder incrementar la visibilidad de las líneas se debe de ensanchar el espectro, lo cual se hace fácilmente si desplazamos la estrella a lo largo de la rendija, la cual deliberadamente se coloca perpendicular a la dispersión.

5.2 Microdensitómetro

Densitómetro: instrumento usado para medir densidades en las placas fotográficas. Estos instrumentos se conocen en la jerga astronómica con el nombre de "microfotómetros". El diseño de un microdensitómetro, desarrollado por Beals (1936), se muestra a continuación en la figura 5.5.

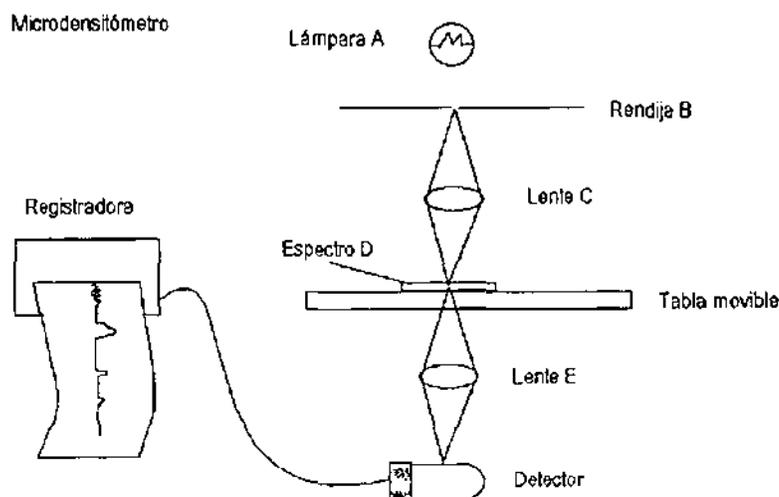


Figura 5.5: Diagrama esquemático de un Microdensitómetro.

La luz de la fuente A, una lámpara, incide sobre la hendidura B, que se alinea perpendicular a la dirección de dispersión del espectrograma D, sobre el cual la luz se enfoca con el lente C. El espectro se transmite por una lente E sobre la rendija analizadora F, detrás de la cual hay una fotocelda. Un sistema amplificador incrementa la corriente fotoeléctrica y provoca la deflexión de un galvanómetro, la cual es grabada por un rayo de luz de la lámpara sobre un galvanómetro- espejo, que se enfoca por un lente cilíndrico sobre un rollo de papel fotográfico encerrado en una caja a prueba de luz. Mientras que el espectrómetro se conduce en la dirección de dispersión, el papel viaja pasando la lente cilíndrica a una velocidad que se incrementa por un juego de mecanismos para aumentar el movimiento 20 o 100 veces. Un sistema auxiliar permite ver el espectro de forma que los alineamientos correctos puedan ser llevados a cabo y la región seleccionada sea la deseada. Los mejores instrumentos en los laboratorios físicos son aquellos que pueden reproducir datos de intensidad con error menor al 2%. En este caso la curva característica¹ es usualmente obtenida del espectro calibrado por medio de la misma fuente, mientras que éste es estudiado.

¹ Ver sección 5.4

5.3 Fotómetro

Un fotómetro cuentapulsos, en términos generales, es un dispositivo que convierte los pulsos de luz que el telescopio recibe de las estrellas en pulsos de corriente eléctrica.

El fotómetro cuentapulsos, utilizado en este trabajo, consta de 5 piezas principales que se describen a continuación:

1.- Fotomultiplicador: Es un dispositivo que amplifica la corriente producida por el choque de fotones en el fotocátodo. Cuando un fotón incide en el tubo fotomultiplicador se libera un electrón, éste, posteriormente, choca con las placas llamadas dínodos y libera dos electrones en promedio. Este proceso se repite en los dínodos siguientes con la consecuente amplificación del flujo de electrones que se recibe en el ánodo y se cuenta de manera que un pulso equivale a un fotoelectrón.

2.- Caja de enfriamiento: Con el fin de disminuir el ruido térmico (emisión de electrones térmicos en el fotocátodo, el fotomultiplicador se encuentra dentro de una caja que se llena con hielo seco (monóxido de carbono sólido) manteniéndose así a una temperatura de -60°C .

3.- Obturador: Es un par de hojas que impide la llegada de un número excesivo de fotones que puedan dañar al fotomultiplicador. Debido a que éste es bastante sensible, no se debe de rebasar en más 500000 cuentas por segundo y cuando esto sucede automáticamente se cierra el obturador (decimos que se satura el fotómetro). El obturador al igual que la rueda de filtros está controlado desde una microcomputadora.

4.- Cabezal.-En la figura 5.6 se muestra un diagrama esquemático del funcionamiento de las partes internas del cabezal. Cuando la luz que proviene del espejo secundario llega al tubo del cabezal, se tiene la opción de reflejarla mediante el espejo principal para verificar que el objeto a observar se encuentra centrado en la retícula de este ocular, de no ser así se centra con un dispositivo manual de movimiento. Una vez hecho esto se deja pasar la luz, al mover la manija del espejo principal, a través de uno de los diafragmas de una rueda. La función de estos es aislar el objeto para evitar la contaminación que pudieran provocar otros objetos cercanos, es por esto que se tienen diafragmas de diferente diámetro. El diafragma usado abarca una región del cielo de $20''$ de arco aproximadamente. Nuevamente se tiene la opción de reflejar la luz con el fin de constatar que el objeto está centrado en el diafragma y que no hay ningún objeto cercano. Después de que se verifica el centrado en el diafragma se deja pasar la luz hacia los filtros, -las características de estos dependen del sistema fotométrico que se utilice, en este caso el sistema A(16)-, al mover la manija del ocular de diafragmas. Con esta manija se puede hacer uso de un filtro neutro que disminuye la luz de los objetos en un 14% aproximadamente, y así evita daños en el fotomultiplicador cuando éstos son muy brillantes.

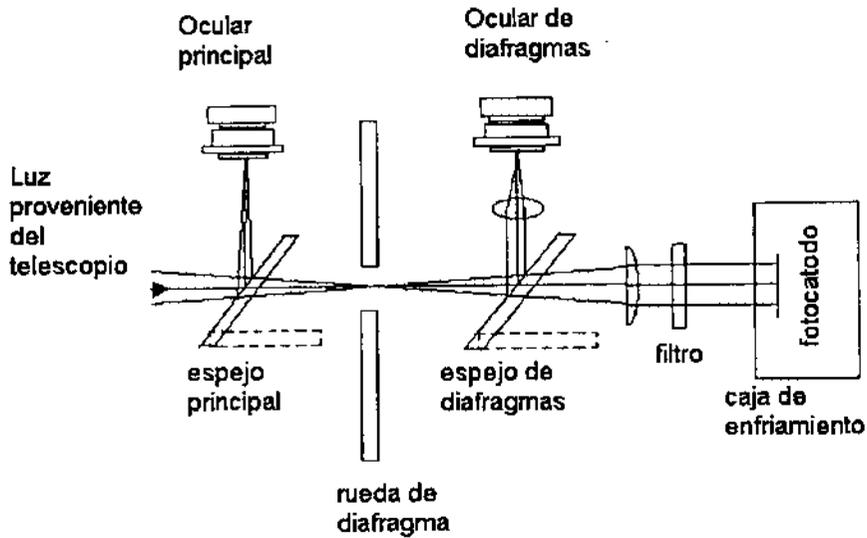


Figura 5.6: Esquema del funcionamiento interno de las partes del cabezal.

5.- Computadora de control: El control del sistema de adquisición de datos reside en una computadora PC con una unidad de disco y una impresora como equipo periférico. Desde la computadora se elige el filtro a utilizar, se abre el obturador, se elige el tiempo de exposición del fotomultiplicador a la incidencia de fotones filtrados (tiempo de integración), el número de integraciones por ciclo, etc. En la pantalla se despliegan los resultados de las integraciones y algunos parámetros de observación.

CAPÍTULO 6

Adquisición y reducción de los datos

6.1 Técnica de observación espectroscópica

Las observaciones espectroscópicas de HD3326 se realizaron con el telescopio de 1m de diámetro, en el observatorio de Tonantzintla, Puebla, al que se acopló el Mexigraph, espectrógrafo con una dispersión de 67 Å/mm centrada en H-gamma, especialmente diseñado para clasificación espectral. Las observaciones las realizaron M. A. Hobart y R. Peniche la noche del 4/5 de diciembre de 1987.

Se utilizó como detector una placa fotográfica del tipo IlaO y se reveló con una fórmula semejante al D23. En la placa se imprimieron diez observaciones consecutivas de la estrella HD3326 con tiempo de integración (TI) de 12 minutos, una de la estrella A5 HR4490 con TI de 15 minutos para efectos de comparación y, finalmente, cinco espectros de HD32633 con TI de 20 minutos. En la misma placa se imprimieron también dos espectros de comparación de Ne-Ar, así como manchas sensitométricas, ambos para efectos de calibración. Por lo tanto, dado que todos los espectros estelares, las comparaciones y las manchas se expusieron en la misma placa y sufrieron el mismo revelado, las diferencias mostradas entre los espectros, una vez calibrados y normalizados, son reales.

6.2 Dispersión de placa (espectro de comparación)

Para realizar las mediciones de longitudes de onda se utiliza un espectro de comparación, en esta ocasión se utilizó un espectro de neón-argón. Es importante que un número grande líneas del espectro de comparación coincida con la región espectral en cuestión. Esto hace más simple y precisa la medición.

Dado que existen en la placa, tanto espectros de comparación, como manchas de calibración, es posible determinar las variaciones de las intensidades, que se aprecian a simple vista, a través de trazos microdensitométricos. El microdensitómetro que se utilizó fue el Perkin-Elmers de la Universidad de Winsconsin-Madison. Cada espectro se midió 40 veces en el eje de las ordenadas (Y) y 3600 puntos del eje de las abscisas (X) a lo largo del espectro. Los trazos finales se obtuvieron del promedio del eje Y y de tres puntos consecutivos en el eje X debido a 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. La transformación de los espectros en pixel-densidad, a longitud de onda intensidad, se llevó a cabo en una forma canónica utilizando una hoja de cálculo de una computadora Machintosh.

Las líneas más conspicuas del espectro de comparación están bien determinadas, por lo que podemos deducir una relación para efectos de calibración entre el número de pixel y la longitud de onda respectiva.

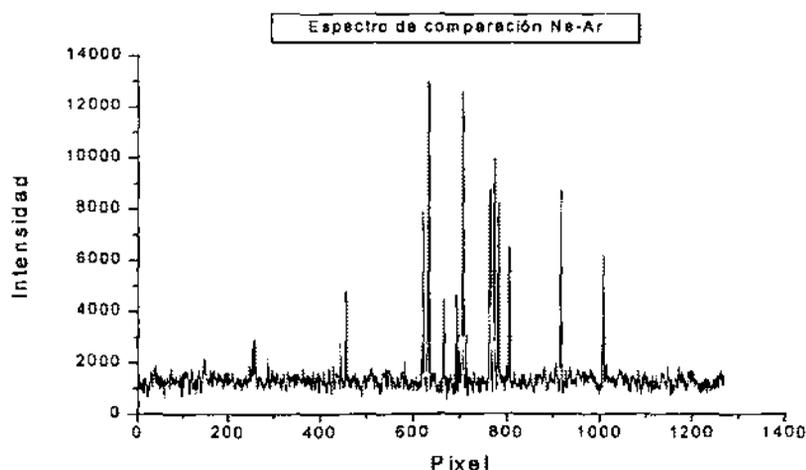


Figura 6.1: Espectro de comparación Ne-Ar

A continuación se enlistan las 18 líneas más conspicuas asociadas al espectro Ne-Ar. Las unidades utilizadas son los angströms.

- 4710.6
- 4704.6
- 4535.1
- 4520.7
- 4508

4342.2
4331.6
4298.7
4269.6
4265.8
4259
4251.2
4200.9
4192.2
4182.5
4160.2
4049.8
3957.3

La calibración de la dispersión de la placa se llevó a cabo con el espectro de comparación de Ne-Ar. La ecuación que relaciona pixeles con la longitud de onda es $\lambda(\text{Å}) = 4966.3405 - 1.0005 \times (\text{pixel})$ con un coeficiente de correlación R de 0.9998. Esta ecuación se deriva del conocimiento previo de la longitud de onda de las líneas intensas asociadas a la lámpara de Ne-Ar.

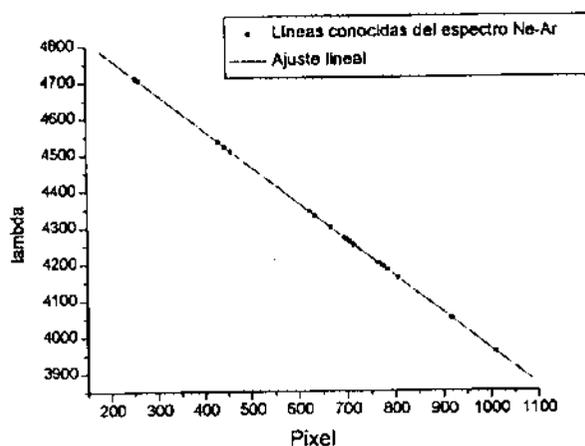


Figura 6.2: Calibración de pixel a longitud de onda

El siguiente paso es aplicar a cada espectro de la transformación que lleva cada pixel a su respectiva longitud de onda, y reconocer las líneas más prominentes para cerciorarnos de que la calibración está bien realizada. En la figura 6.3 se muestra un espectro ya con sus líneas prominentes plenamente identificadas.

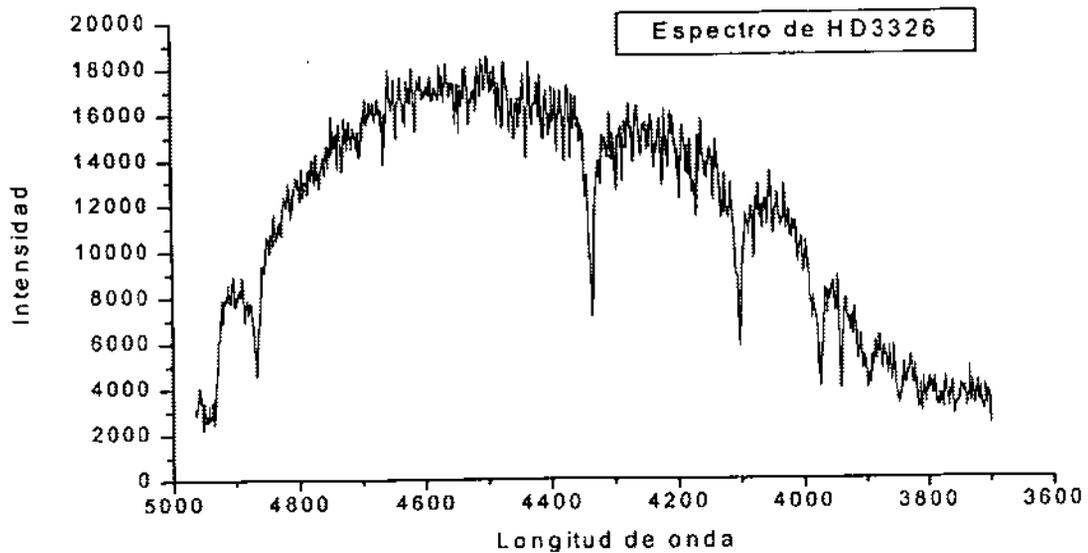


Figura 6.3: Espectro estelar. Las líneas prominentes de absorción son las líneas de Balmer.

6.3 Calibración de la placa mediante las manchas sensitométricas

Se utilizó una lámpara de luz blanca, a la cual se le interponía una rueda dentada, que giraba como cuerpo rígido, para generar las manchas. Al graficar los trazos densitométricos de las manchas, observamos una serie escalonada como se muestra en la figura 6.5. Estas manchas sirven para determinar el contraste de las imágenes en la placa.

Como primer paso hacemos un promedio de la densidad en cada una de las manchas sensitométricas y le restamos la intensidad asociada a la sensibilidad de la película, mejor conocida como fondo de placa (fig.6.4).

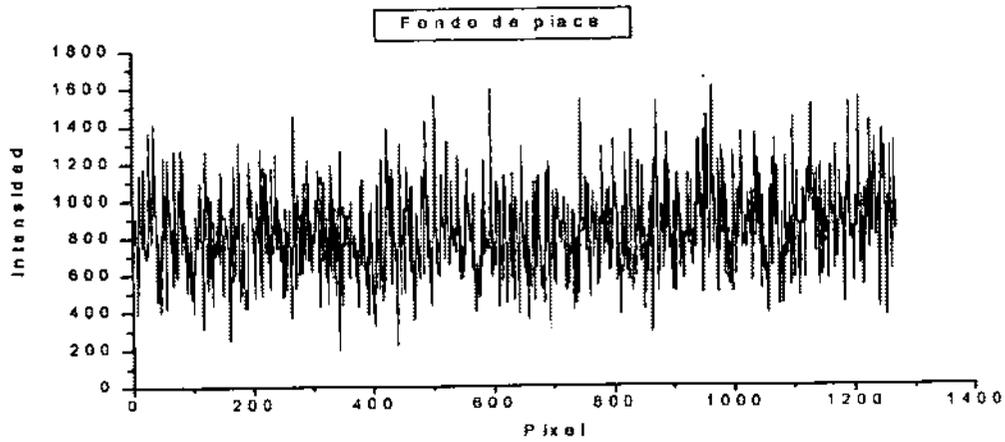


Figura 6.4: Fondo de placa.

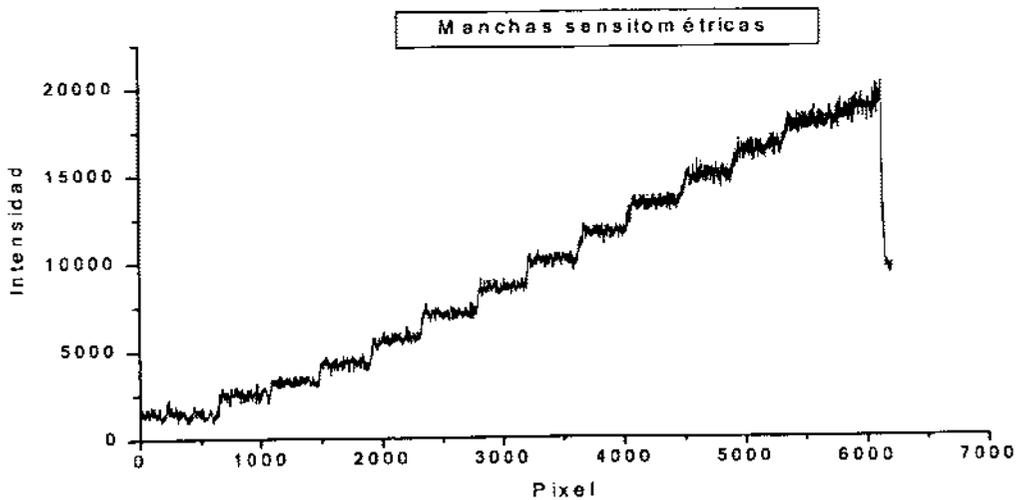


Figura 6.1: Figura 6.5: Manchas sensitométricas.

El siguiente paso es transformar la densidad a intensidad relativa para lo cual necesitamos de las manchas sensitométricas. La transformación consiste en encontrar la curva característica de la placa fotográfica para asociar a la densidad una intensidad relativa. Ya que se utilizó la misma fuente de luz, de la ecuación $E=It$, donde E es la

exposición, I la intensidad y t el tiempo de exposición, los valores relativos para cada sector o mancha pueden ser determinados. Debido a que la rueda gira como cuerpo rígido, la velocidad angular es la misma, $\omega = \theta/t$ o $t = \theta/\omega$. Por lo tanto, para sectores diferentes

$$E_i = \frac{I\theta_i}{\omega_i}$$

y entonces

$$\frac{E_{i+1}}{E_i} = \frac{\theta_{i+1}}{\theta_i}$$

Como se menciona, ω es constante. Entonces las exposiciones relativas se determinan al medir los ángulos de cada sector. Estos valores se grafican *versus* el valor promedio de cada mancha en densidad.

Una vez determinados dichos promedios se encuentra la curva característica.

6.4 La curva característica

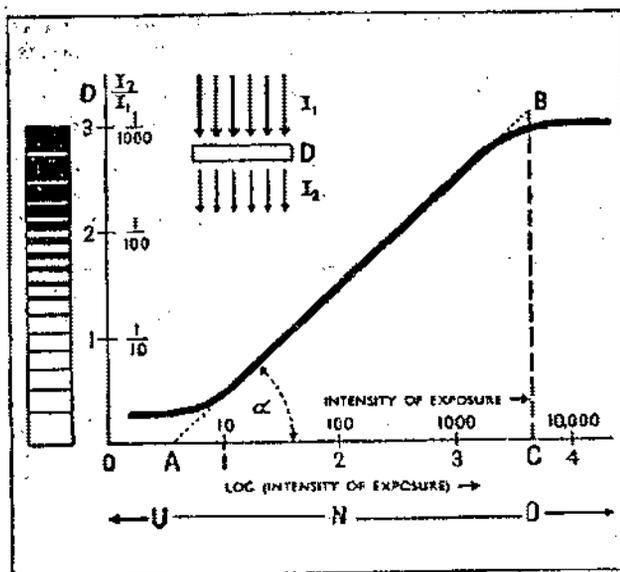
La curva característica de un material fotográfico es una gráfica de la densidad contra el logaritmo de la exposición necesaria para producir esta densidad en el revelado. La densidad se define como el logaritmo de la intensidad incidente entre la intensidad transmitida por la luz,

$$D = \log I_1/I_2 \quad (6.1)$$

I_1 e I_2 son las intensidades ilustradas en el diagrama. Los valores del cociente I_2/I_1 se muestran comparados con los valores de D y del mismo modo, los valores de la intensidad comparados con los valores del logaritmo de la exposición para ilustrar la relación logarítmica. También se indica las regiones de subexpuesto U , normal N , y sobrepuesto O sobre el eje de exposición. El factor gama es aquel que resalta el contraste de un negativo. Se determina al extender la parte lineal de la curva característica hasta el eje de exposición en A y levantando una vertical hasta B en cualquier parte hacia la derecha de A . Luego el factor gama es

$$\gamma = \tan \alpha = \frac{BC}{AC} \quad (6.2)$$

En este ejemplo $\alpha = 45^\circ$



THE CHARACTERISTIC CURVE AND THE GAMMA

Figura 6.6: Curva característica.

La ecuación final de transformación se ajusto con un polinomio de cuarto grado

$$M_0 = 2.02307$$

$$M_1 = -0.00329$$

$$M_2 = 3.3991E-6$$

$$M_3 = -1.04224E-9$$

$$M_4 = 1.49647E-13$$

Con coeficiente de correlación de $R=0.99986$

Los términos de cada polinomio se caracterizan, de aquí en adelante, de la siguiente forma:

$$P(X) = M_0 + M_1X + M_2X^2 + M_3X^3 + M_4X^4 \quad (6.3)$$

Luego se aplicó la transformación de la curva característica a cada espectro de la estrella, y se obtuvo, finalmente, un espectro que relaciona la intensidad relativa con la longitud de onda.

6.5 Ajuste al Continuo

Los espectros resultantes tienen que ser comparados entre sí, por ello es necesario normalizar cada uno de éstos. Para normalizar un espectro, primero se tiene que ajustar

con una función, en este caso un polinomio de cuarto grado nos da una correlación bastante aceptable.

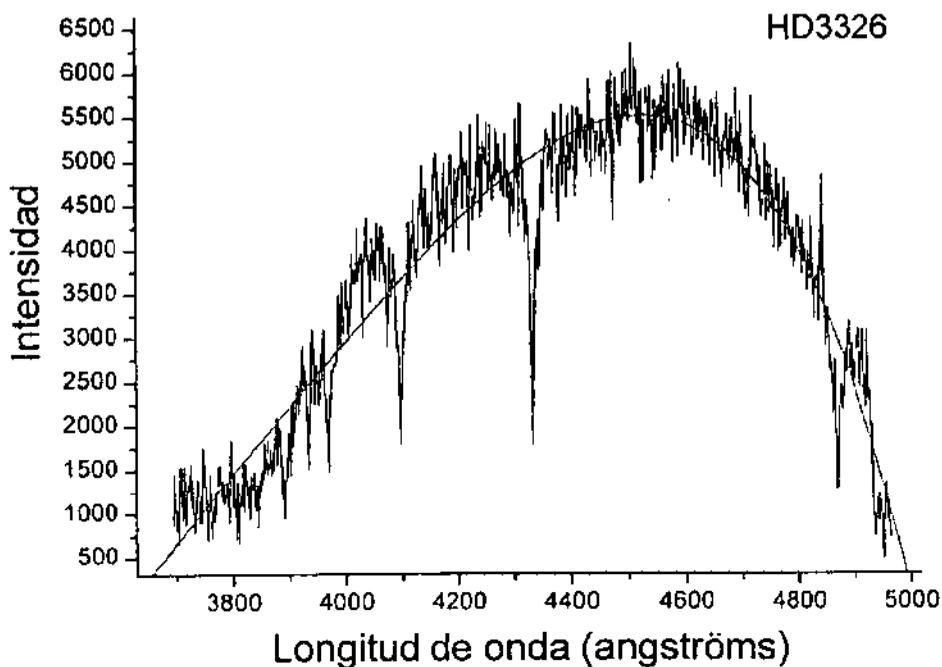


Figura 6.7: Ajuste al continuo.

coeficiente de correlación 0.91961590352

M_0 461.86964946

M_1 -0.39965000625

M_2 0.0001244986311

M_3 $-1.6276442700 \times 10^{-8}$

M_4 $7.339238924 \times 10^{-13}$

coeficiente de correlación R 0.9388515198

M_0 718.53028681

M_1 -0.61303119979

M_2 0.00018866722778

M_3 $-2.44431182000 \times 10^{-8}$

M_4 $1.0967203465 \times 10^{-12}$

coeficiente de correlación R 0.93884536038

M_0 869.03961688

M_1 -0.75395350393

M_2 0.00023921394858

M_3 $-3.2660572619 \times 10^{-8}$

M_4 $1.6051830826 \times 10^{-12}$

coeficiente de correlación R 0.9415263149

M_0 398.73816782

M_1 -0.3172969058

M_2 $8.550699807 \times 10^{-5}$

M_3 $-8.3428186257 \times 10^{-9}$

M_4 $1.4873892812 \times 10^{-13}$

coeficiente de correlación R 0.94787528535

M_0 101.89600905

M_1 -0.0100455528396

M_2 $-3.2284879141 \times 10^{-5}$

M_3 $1.1491903311 \times 10^{-8}$

M_4 $-1.0895736563 \times 10^{-12}$

coeficiente de correlación R 0.95042369992

M_0 318.14811116

M_1 -0.2102115338

M_2 $3.7269059904 \times 10^{-5}$

M_3 $7.3617371244 \times 10^{-10}$

M_4 $-4.6526868561 \times 10^{-13}$

coeficiente de correlación 095410626775

M_0 -122.85976061

M_1 0.21587744266

M_2 -0.00011854188123

M_3 $2.624964769 \times 10^{-8}$

M_4 $-2.0388571679 \times 10^{-12}$

coeficiente de correlación R 0.9194059866

M_0 457.24367707

M_1 -0.39529241912

M_2 0.00012295524145

M_3 $-1.6034151067 \times 10^{-8}$

M_4 $7.1969912241 \times 10^{-13}$

coeficiente de correlación R 0.94984781219

M_0 218.92512133

M_1 -0.11334573662

M_2 $1.9271252649 \times 10^{-6}$

M_3 $6.4470304586 \times 10^{-9}$

M_4 $-8.09901082204 \times 10^{-13}$

Este ajuste se conoce como ajuste al continuo.

$$I' = \frac{I(\lambda)}{P(\lambda)} \quad (6.4)$$

Después de sacar el ajuste al continuo y haber normalizado, aún es necesario establecer un criterio con respecto al cual se considerarán las variaciones de cada espectro, y la forma estándar que se adopta es verificar dichas variaciones con la línea H_γ como estándar. En la jerga astronómica se tiene que estandarizar a H_γ . Esto se logra haciendo un promedio sobre la intensidad de H_γ y para normalizar y estandarizar se tiene la siguiente relación

$$I'' = \frac{I'}{H_\gamma} \quad (6.5)$$

6.6 Identificación de Líneas

Ahora corresponde identificar líneas espectrales que sean distintas en intensidad y buscar en la literatura a qué posible elemento corresponde.

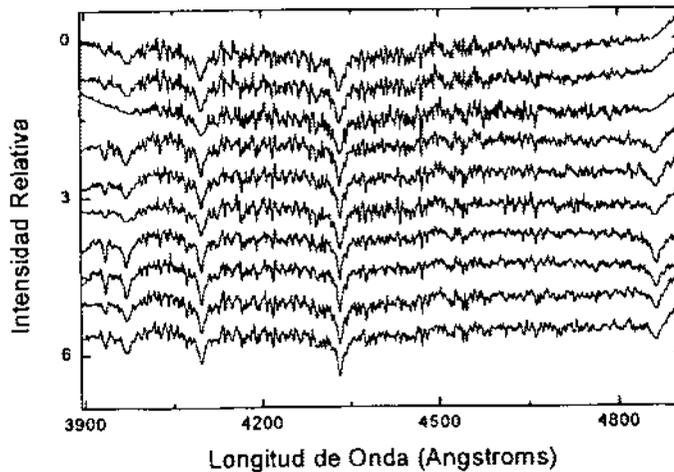


Figura 6.8: Espectros normalizados.

Para discernir cambios de intensidad en las líneas espectrales se grafican los espectros ya normalizados y estandarizados con un ligero desfase en la intensidad para observar el comportamiento en cada espectro. Las líneas trazadas en las siguientes gráficas indican regiones donde las intensidades de las líneas espectrales de HD3326 presentan variaciones.

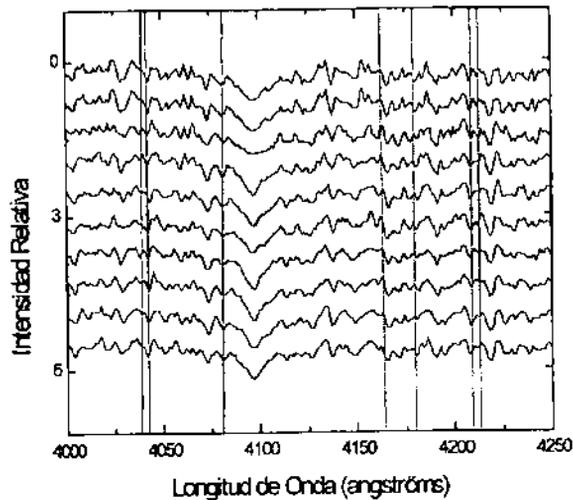


Figura 6.9: Aquí se muestran variaciones en las siguientes líneas: 4040, 4044, 4078, 4167, 4179, 4205 y 4216

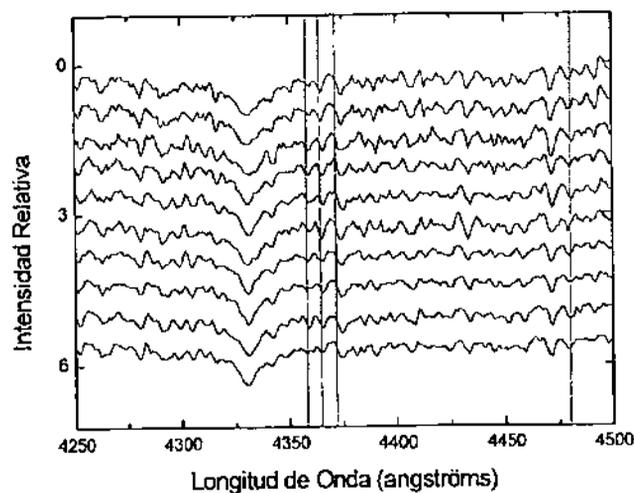


Figura 6.10: Para esta región se observan variaciones en las líneas: 4361, 4365, 4374 y 4481

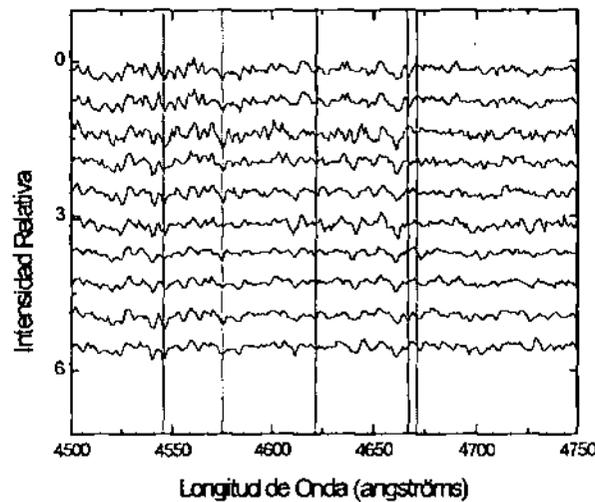


Figura 6.11: Las variaciones presentadas aquí son: 4545, 4574, 4621, 4666 y 4673

6.7 Resultados Espectroscópicos

Como primer paso se determinaron líneas de referencia. Éstas 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. A continuación se presenta una descripción de los cambios más conspicuos.

Debido a una relativa inhomogeneidad del cielo durante las observaciones existe una pequeña variación en la exposición entre los espectros. Específicamente el tercero está un poco sobreexposto, mientras que el séptimo y octavo, ligeramente sobreexposados. Esto provoca una ligera variación artificial fácilmente discernible en las líneas, pero como es costumbre en espectroscopía, las variaciones no se tomaron de espectro a espectro, sino en torno a las líneas de referencia en cada espectro. Por lo tanto, las variaciones señaladas son reales. Entre los varios cambios que se aprecian vale la pena mencionar los de las líneas 4167, 4179, 4361, 4374, 4545, 4574, 4673 y 4666.

Cambios menores aparecen en 4040, 4044 visibles en los espectros 3, 4, 7, 8, apenas visibles en el 9 e indiscernibles en los espectros 1,2 y 10.

También hay cambios en la intensidad de SrII 4216 y 4078, EuII 4205, MgII 4481 y SiII 4621.

Líneas de absorción de SrII.

El estroncio fue descubierto en 1790 por Adair Crawford, un físico y químico inglés, quien lo encontró en forma de mineral raro en las minas de Strontian, Escocia. Las primeras descripciones del espectro de estroncio fueron hechas por W. Herschel en 1823 y más detalladas por R. Kirchhoff y W. Bunsen 1860 y las primeras observaciones en el espectro solar fueron confirmadas por Norman Lockyer 1878.

Las líneas de SrII a 4077.71 y 4215.52 angströms se presentan en estrellas de tipo espectral A0 (Lawrence H. Aller, 1942 y 1947) y en las siguientes estrellas de la secuencia principal, con un máximo plano en el tipo temprano M. En muchas estrellas del tipo espectral tardío, estas dos líneas son aproximadamente de la misma intensidad. En estrellas normales las líneas de SrII tienen una fuerte correlación con la luminosidad.

Algunas estrellas Ap, de luminosidad no muy alta, presentan fuertes líneas oscuras de SrII. Un número de éstas fueron señaladas por Annie J. Canon en el catálogo Henry Draper. En 1925 Cecilia H. Payne encontró imposible la resistencia a creer que había algo anormal relacionado con la presencia de estroncio. Algunos ejemplos de estrellas con estroncio son: *casiopea* γ *capricornio*, γ *aguila* y 73 *Draconis*.

Líneas de EuII

El europio fue descubierto en 1901 por el químico francés E. Demarcay, quien dio una lista de sus principales líneas. Las primeras identificaciones en espectros estelares las hizo W. Morgan 1932.

Las líneas de EuII son anormalmente intensas en el grupo de estrellas Ap y presentan variaciones en su intensidad con períodos del orden de días. Un aspecto interesante es que las líneas de diferentes elementos pueden variar de forma desfasada hasta por la mitad de los períodos. El ejemplo más estudiado de esta clase de variable es la estrella α^2 *Canum Venaticorum*. Observaciones de la polarización de ciertas líneas espectrales hechas por W. Babcock (con el efecto Zeeman) muestran que las estrellas tienen, en general, un campo magnético que varía de +5000 a -4000 gauss en el mismo período en el que las intensidades de las líneas lo hacen. Esto le llevó a concluir que las intensidades magnéticas son un factor, aunque no el más importante, que contribuye a las intensidades anormales de las líneas en el espectro de α^2 *Canum Venaticorum* y estrellas similares.

Líneas de MgII

En 1808 Humphry Davy logró aislar pequeños gránulos de magnesio y en 1831 A. Bussy, un químico francés, preparó un bloque de magnesio puro. Tres líneas en el verde 5165, 5762 y 51813 angströms fueron observadas por J. von Fraunhofer en el espectro solar.

Líneas de SiII

En 1823 el químico suizo J. Berzelius preparó silicio puro de una manera amorfa. Los primeros cristales de sodio fueron preparados en París 1854 por Henri Saint-Claire Deville. Las primeras observaciones del espectro de silicio fueron realizadas por J. Plucker 1859 y R. Kirchhoff 1861.

Las líneas de SiII a 4128.05 y 4130.88 angströms fueron identificadas en espectros estelares por Norman Lockyer en 1897.

6.8 Transformación a fecha heliocéntrica Juliana

Las cantidades observadas en el telescopio, cuando se determinan las variaciones de luz, ya sea de una estrella variable intrínseca, o de una variable geométrica, son la intensidad de la luz y el tiempo geocéntrico de la observación. De las dos cantidades, la que se determina con mayor precisión es el tiempo. El tiempo registrado en el observatorio es primeramente transformado a tiempo universal, que es el tiempo local en el cual un observador situado en Greenwich observaría el objeto celeste. Esta transformación hace comparables las observaciones de todas las partes del mundo. El siguiente paso es convertir las horas, minutos y segundos en fracciones de día TU . El día es denotado como día Juliano y se cuenta a partir del 1 de enero del 4713 B. C. El uso de este calendario evita la complejidad de nuestro calendario. El día Juliano correspondiente a una fecha dada puede encontrarse en el *American Ephemerides and Nautical Almanac*.

Los tiempos así obtenidos son aún tiempos geocéntricos, porque las observaciones fueron hechas de algún lugar en la tierra. El tiempo geocéntrico debe de ser transformado a tiempo heliocéntrico, es decir, el tiempo en el que el evento hubiera ocurrido si estuviéramos situados en el sol. Una vez que esta transformación se hace, es posible comparar observaciones hechas en distintas épocas del año. Tal consideración es necesaria debido a que la velocidad de la luz es finita. La luz de una estrella sobre la eclíptica puede alcanzar a la tierra 500 segundos antes o después de que alcance al sol, dependiendo de la época del año, la magnitud del radiovector de la tierra, la oblicuidad de la eclíptica y la posición de la estrella.

Algunas computadoras pueden calcular la corrección heliocéntrica con un alto grado de precisión, sin embargo, a veces no es necesaria tanta precisión. En 1960 Binnendijk muestra que la corrección heliocéntrica de una observación está dada por

$$Hel.Corr. = -0.0057755 \left\{ \begin{array}{l} (R \cos \theta)(\cos \alpha \cos \delta) \\ +(R \sin \theta)(\sin \epsilon \sin \delta + \cos \epsilon \cos \delta \cos \alpha) \end{array} \right\} \quad (6.6)$$

Donde $-0.^d0057755$ es el tiempo en fracción de días que tarda en recorrer la luz una unidad astronómica (499 segundos), R es el radiovector de la tierra para una fecha dada, θ es la longitud celeste del sol para una fecha dada, α es la ascensión recta de la estrella, δ la declinación de la estrella, y $\epsilon = 23^{\circ}27'$ la oblicuidad de la eclíptica.

En el artículo de Landlot (1972) se encuentra, en tablas, el cálculo de correcciones heliocéntricas hechas en intervalos de 10 días; por lo que se hace una interpolación para calcular la corrección heliocéntrica de las observaciones realizadas.

Mencionado todo lo que se hace para determinar la fecha heliocéntrica juliana (HJD), tenemos que ésta está dada por la siguiente expresión:

$$HJD = JD + Hel.Corr. + TU \quad (6.7)$$

Las observaciones fotométricas se tomaron de la noche del 29 de octubre al 7 de noviembre de 1999. Las coordenadas de ascensión recta y declinación de HD3326 en esa época son $\alpha = 00^h36^m05^s$ y $\delta = -22^{\circ}50'39''$. Para estrellas en el hemisferio sur se usa $\alpha \pm 12^h$ y se invierte el signo de la corrección heliocéntrica. Los valores de la corrección heliocéntrica de la tabla en unidades de $0^d.0001$ son los siguientes:

para el 27 de octubre

$$\alpha = 12^h, \delta = 20^{\circ}, Hel.Corr. = -41$$

$$\alpha = 12^h, \delta = 30^{\circ}, Hel.Corr. = -36$$

$$\alpha = 13^h, \delta = 20^{\circ}, Hel.Corr. = -46$$

$$\alpha = 13^h, \delta = 30^{\circ}, Hel.Corr. = -40$$

para el 6 de noviembre

$$\alpha = 12^h, \delta = 20^{\circ}, Hel.Corr. = -34$$

$$\alpha = 12^h, \delta = 30^{\circ}, Hel.Corr. = -29$$

$$\alpha = 13^h, \delta = 20^{\circ}, Hel.Corr. = -42$$

$$\alpha = 13^h, \delta = 30^{\circ}, Hel.Corr. = -35$$

Luego, haciendo interpolación, se llega a los siguientes puntos:

el 27 de octubre

$$\alpha = 12^h30^m, \delta = 20^{\circ}30', Hel.Corr. = 42.625$$

el 6 de noviembre

$$\alpha = 12^h30^m, \delta = 20^{\circ}30', Hel.Corr. = 36.5$$

Entonces, se tienen los puntos (27,42.625) y (6,36.5) los cuales se identificaron con (0,42.625) y (9,36.5) y se obtuvo la recta que da la corrección heliocéntrica para cada día de observación.

$$Y = -0.6805X + 42.625 \quad (6.8)$$

Para las observaciones espectroscópicas se tienen los siguientes tiempos ya convertidos a fecha heliocéntrica Juliana.

Número de espectro	Fecha heliocéntrica Juliana
1	2447134.63092
2	2447134.64062
3	2447134.64962
4	2447134.35862
5	2447134.66901
6	2447134.67940
7	2447134.68771
8	2447134.69671
9	2447134.70641
10	2447134.71541

6.9 Técnica de Observación Fotométrica

Para recopilar los datos fotométricos se utilizó el telescopio de 84cm del OAN- San Pedro Mártir B. C., con el fotómetro cuentapulsos. Una computadora PC sirvió para almacenar y registrar los puntos correspondientes a la densidad de fotones que incidieron en el detector. El TI fue de 10 segundos por punto.

En una observación con el cuentapulsos, se comienza por encender la fuente de alta tensión requerida para el funcionamiento del fotocátodo del fotomultiplicador. La fuente se enciende con una hora de anticipación a la observación pues es necesario que el voltaje se mantenga constante a 1420 volts, aproximadamente, para que no afecte nuestras mediciones. También se llena con hielo seco la caja, que contiene el fotómetro, para disminuir el ruido térmico.

Luego se activa el sistema de coordenadas del telescopio requerido para la localización de la estrella que se estudia. Con el fin de saber si el telescopio está actualizado en las coordenadas, *id est*, si da la precisión requerida para ubicar el objeto, se orienta el telescopio a una estrella brillante bien conocida, en este caso α *Cygnus*. Una vez corregidas las coordenadas se localiza la estrella problema con ayuda de los mapas estelares. Los mapas que se utilizaron fueron extraídos de la base de datos de Simbad Strasburgo vía internet.

El fotómetro cuenta con una opción de filtros adaptables según las necesidades. El trabajo aquí expuesto se realizó en la longitud de onda del visual con la ayuda de un filtro de densidad neutra ND2¹, dado que la intensidad con la que brillaba la estrella saturaba al fotómetro. La secuencia de observación consistía en integrar la estrella problema quince veces durante un tiempo de diez segundos y luego dirigirse a una estrella vecina que serviría de comparación y se integraba cinco veces con el mismo tiempo de diez segundos. También se tomaron dos tiempos en una región del cielo donde no hubiera estrellas para observar los efectos de variación debidos a inhomogeneidades (nubes, polvo, etc.) y restar este brillo que se encuentra sumado al de la estrella. Esta técnica que se utilizó es una ligera variante de la que aplica Kurtz (1982) para obtener curvas de luz.

Cuando se finaliza cada integración, aparecen de forma automática en la pantalla del monitor de la PC las lecturas correspondientes al número de fotones registrados, el tiempo de integración, un indicador del objeto observado, las coordenadas, el tiempo universal, etc. Al mismo tiempo se registra en papel dicha información para su posterior reducción. Si las lecturas de las integraciones muestran variaciones de más del 3%, es necesario revisar el centrado de la estrella, así como la temperatura de la caja de enfriamiento o las condiciones del cielo.

La siguiente gráfica muestra las curvas de luz de una supuesta estrella de comparación, estándar, y la curva de luz de HD3326. Obsérvese la dispersión de los datos debido a que en esos momentos cruzó por el cielo una nube, difícil de detectar a simple vista.

¹Los filtros de densidad neutra se utilizan para reducir la cantidad de luz sin cambiar la rendición de color. El ND2 deja pasar el 50% de la luz.

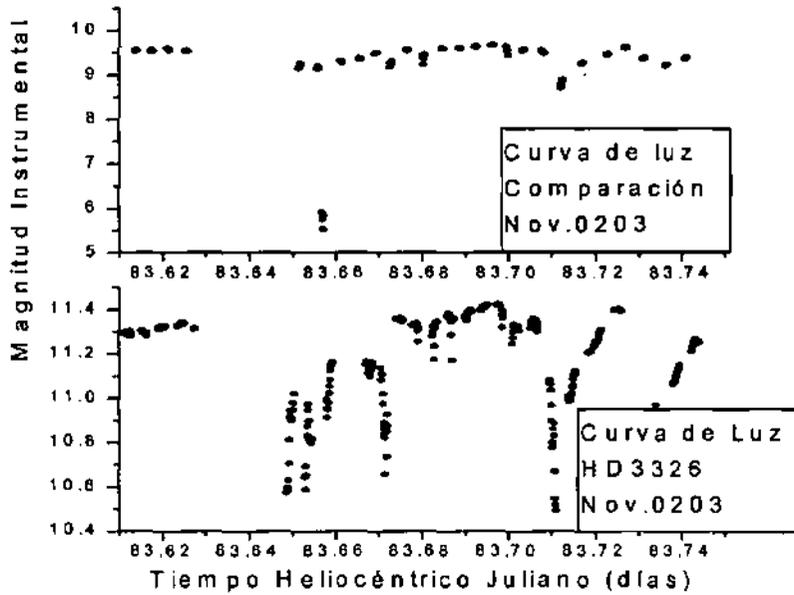


Figura 6.12: Curva de luz observada en una noche con nublados.

6.10 Curvas de Luz

Como primera parte del proceso de reducción se seleccionan los datos que no presentan errores sistemáticos, ya que al observar por primera vez se cometen varios tipos de ellos. Algunos ejemplos típicos son integrar la estrella cuando se encuentra fuera del campo de observación, observar a la estrella de comparación y etiquetarla como estrella problema, entre otros.

Luego de esta primera depuración, se resta al flujo de las estrellas la cantidad denominada cielo que no es otra cosa que medir el flujo de fotones en regiones donde aparentemente no se observan estrellas. La resta del cielo al flujo de las estrellas nos da el flujo propio de la estrella, aunque éste aún está afectado por la extinción que provoca la atmósfera terrestre. La corrección por extinción se realiza de manera fácil al restar el flujo de la estrella estándar al flujo de la estrella problema.

El siguiente paso consiste en graficar la magnitud de cada estrella como función del tiempo heliocéntrico Juliano. Para esto se corren los datos en el programa MAG7 diseñado en fortran por Rafael Peña. Lo único que uno entrega al programa es el flujo de la estrella, el tiempo universal y la corrección heliocéntrica, entonces, MAG7 da la magnitud instrumental y la fecha heliocéntrica Juliana de las observaciones.

En la gráfica que se muestra a continuación se presentan las curvas de luz de la estrella de "comparación" y la curva de luz de HD3326. Obsérvese que la variabilidad

de la estrella problema es menor que la de la estándar, por tal razón no se puede aplicar la fotometría diferencial en favor de HD3326 pero sí en el de la estrella "estándar".

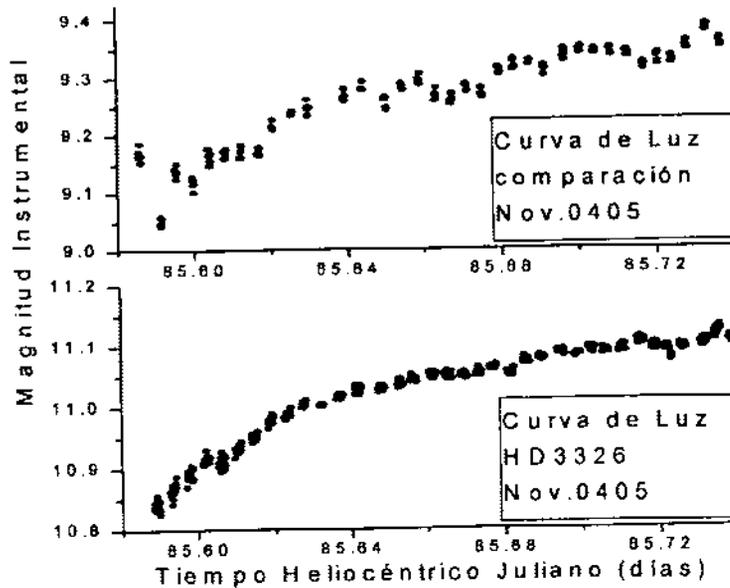


Figura 6.13: Curva de luz de HD3326 y una supuesta estrella estándar. Notese que la estrella estándar presenta variaciones pronunciadas, por lo que no se puede tomar como estrella de comparación.

Las siguientes gráficas 6.11, 6.12 y 6.13 muestran las curvas de luz para la estrella de "comparación". De esta estrella se tienen las coordenadas $\alpha = 00^h36^m15^s$, $\delta = -22^\circ51'20''$ y se hizo una búsqueda en el catálogo electrónico para saber si está reportada como estrella variable. No se encuentra tal reporte.

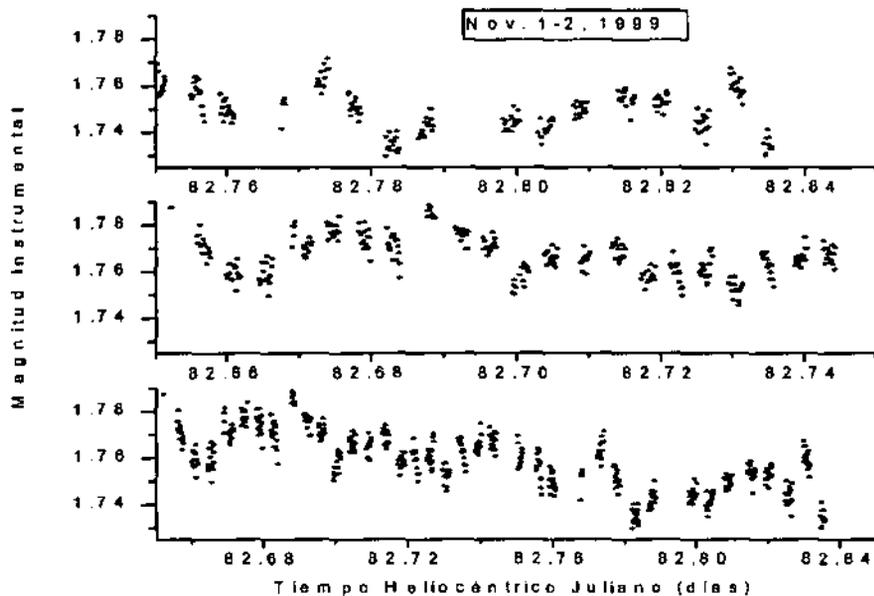


Figura 6.14: Curva de luz de la estrella de comparación después de haber aplicado la fotometría diferencial con HD3326.

Un ajuste a ojo de la gráfica para la noche de noviembre 1-2 da un período de 0.03d que corresponde a un tiempo estimado de entre 40 y 45 minutos con una amplitud de entre 1 y 2 centésimas de magnitud.

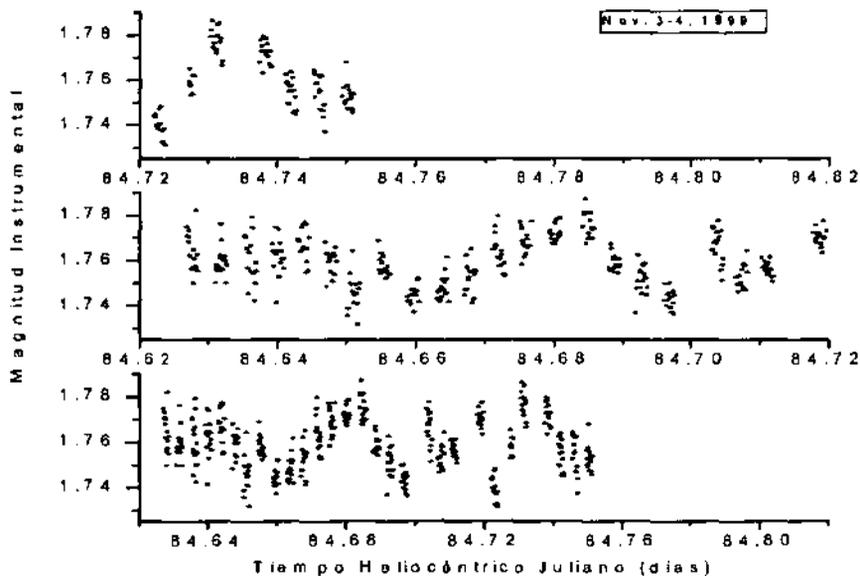


Figura 6.15: Curva de luz de la estrella de comparación.

En la noche nov. 3-4 se encuentra un período estimado de 0.03d con una amplitud de 2 a 2.5 centésimas de magnitud

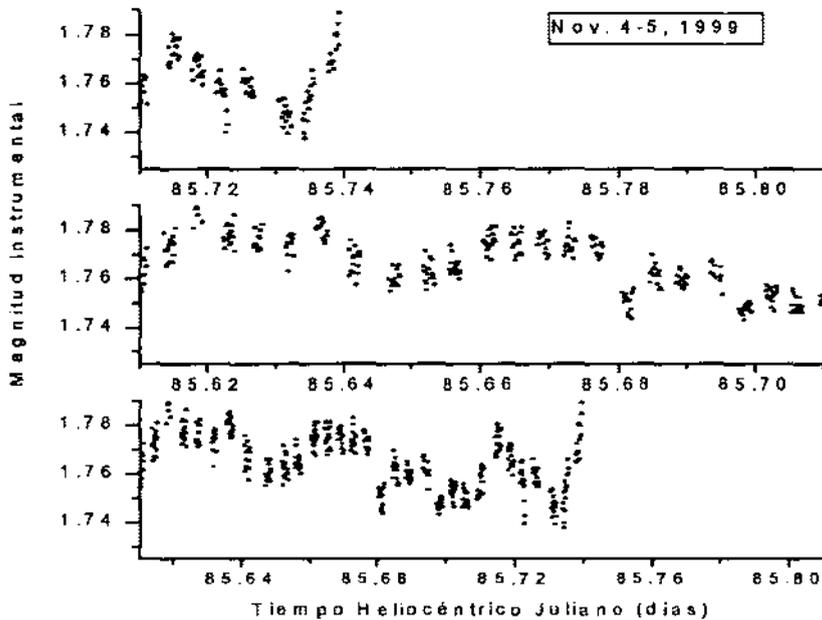


Figura 6.16: Curva de luz de la estrella de comparación después de haber aplicado la fotometría diferencial con HD3326.

En nov. 5-4 se encuentra un período estimado de 0.04d (57m) con una amplitud de 1.5 a 2 centésimas de magnitud.

El ajuste a ojo logra mostrar que la estrella tiene variaciones en magnitud. Como se menciona, tal ajuste solo da una estimación de los períodos y las amplitudes. Aplicando el programa *Period* a las curvas de luz, se encuentran, en base a métodos de Fourier, las frecuencias, amplitudes y fases de la variación que tienen que interpretarse como resultado de algún mecanismo físico. *Period* obtiene la transformada de Fourier para cada una de las noches de observación.

Para la noche del 1 al 2 de noviembre 1999:

	ω	A	ϕ
F1	2.52858	0.014722	0.29509
F2	172.667	0.004104	0.98823
F3	49.401	0.0051729	0.17531
F4	34.5585	0.0045566	0.88276

Noche del 3 al 4 de noviembre 1999:

Comparación	ω	A	ϕ
F1	20.3143	0.0078646	0.0016159
F2	33.8554	0.0071169	0.43779
F3	65.1415	0.0054981	0.62435
F4	106.636	0.0039601	0.037581

Noche del 4 al 5 de noviembre 1999:

Comparación	ω	A	ϕ
F1	8.0987	0.0084625	0.6431
F2	22.9638	0.0071109	0.92642
F3	39.2402	0.0051713	0.72122
F4	77.9748	0.0045739	0.699

Para HD3326 se aplicó el método fotométrico utilizado por Kurtz (1982). Debido a que se buscan oscilaciones rápidas en la estrella, se observa en un modo de alta velocidad con integraciones de 10 segundos y sin tomar en cuenta la estrella de comparación. Las observaciones se obtuvieron en una buena noche fotométrica, lo cual quiere decir que las variaciones del cielo son menores que unas pocas milimagnitudes.

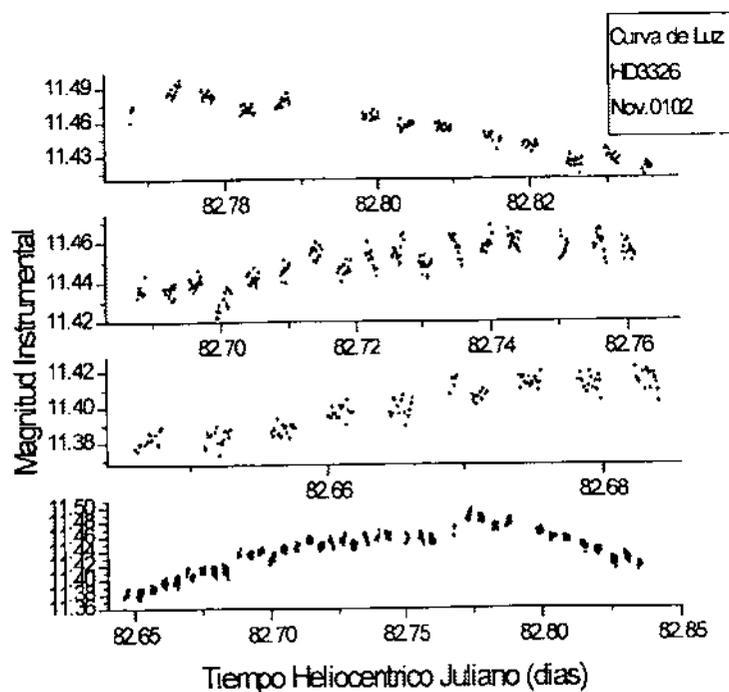


Figura 6.17: Observese el efecto de arco en esta curva de luz provocado por el cambio de posición de la estrella en la bóveda celeste. Las variaciones de luz en esta noche parecen ser muy pequeñas.

Determinar la variaciones a ojo para esta curva puede parecer no muy convincente, sin embargo, si se observa bien en la parte de la curva que va de 82.70 a 82.76, se encuentran picos con períodos del orden de 0.007 a 0.008 de día y con amplitudes del orden de 1 a 2 centésimas de magnitud.

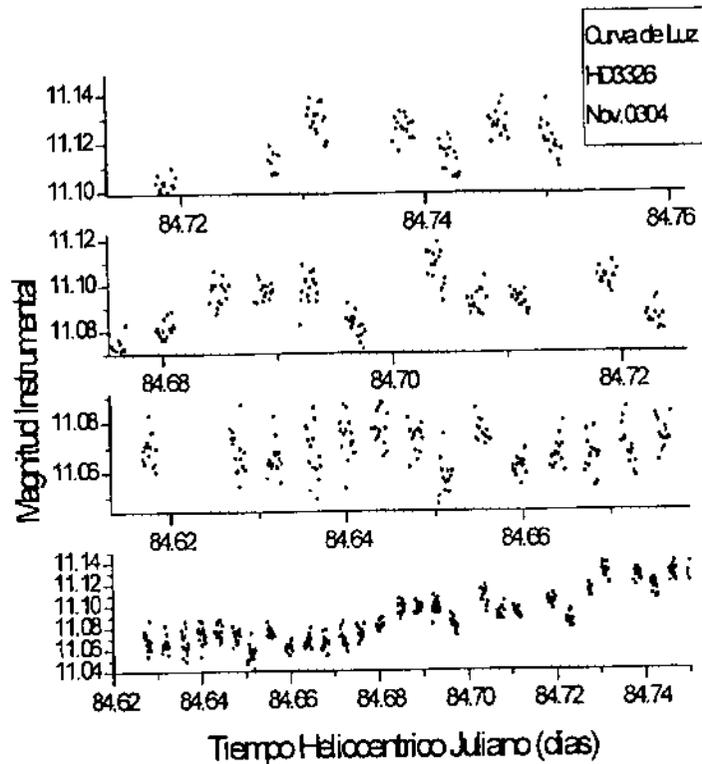


Figura 6.18: En la curva de esta noche se nota una variación senusoidal más definida.

La amplitud correspondiente a tales variaciones es del orden de las centésimas.

En esta curva se estima un período entre 0.01 y 0.02 de día y con una amplitud entre 0.02 y 0.04 magnitudes

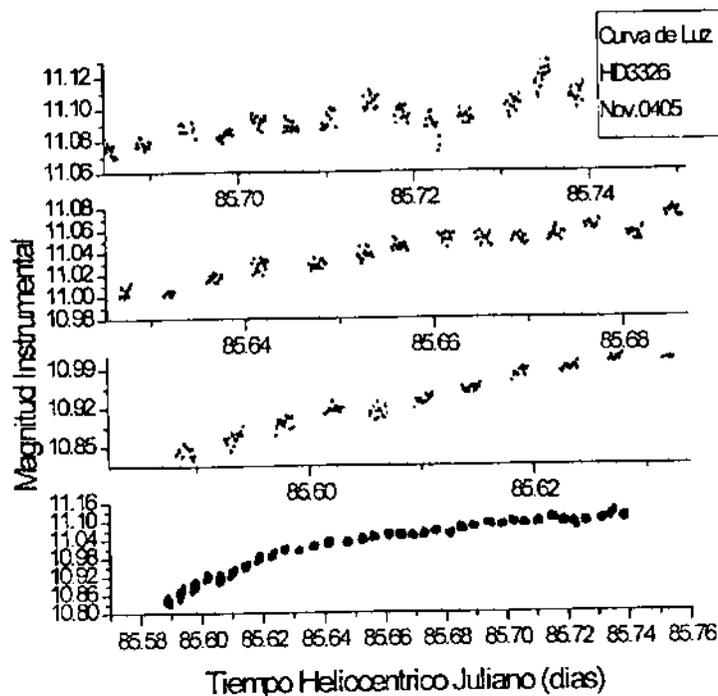


Figura 6.19: En esta noche también se observan variaciones del orden de las centésimas, al igual que en las noches anteriores.

En la curva de esta noche es difícil estimar el período, uno posible sería de 0.01 de día y con una amplitud del orden de una centésima. esto último al fijarse en la región que va de 85.69 a 85.74.

Luego, se calcularon los períodos y semi-amplitud de las variaciones en magnitud con el uso del programa *Period*.

Noche del 1 al 2 de noviembre 1999:

HD3326	ω	A	ϕ
F1	3.96097	0.042508	0.501
F2	25.7027	0.0038003	0.39492
F3	151.436	0.0033048	0.32184

Noche del 3 al 4 de noviembre 1999:

Hd3326	ω	A	ϕ
F1	26.768	0.0047246	0.57524
F2	131.991	0.0039975	0.39633
F3	192.986	0.0035213	0.1003
F4	95.306	0.0046119	0.0016926

Noche del 4 al 5 de noviembre 1999:

HD3326	ω	A	ϕ
F1	1.61908	0.061199	0.53387
F2	44.0318	0.010226	0.1962
F3	119.937	0.0047506	0.25737
F4	79.871	0.0041584	0.20899

Finalmente, se hizo una gráfica con el promedio de las magnitudes instrumentales y el tiempo heliocéntrico Juliano para obtener variaciones del promedio de la magnitud instrumental de la estrella. Los promedios se sacaron, por cada diez puntos, de la manera convencional.

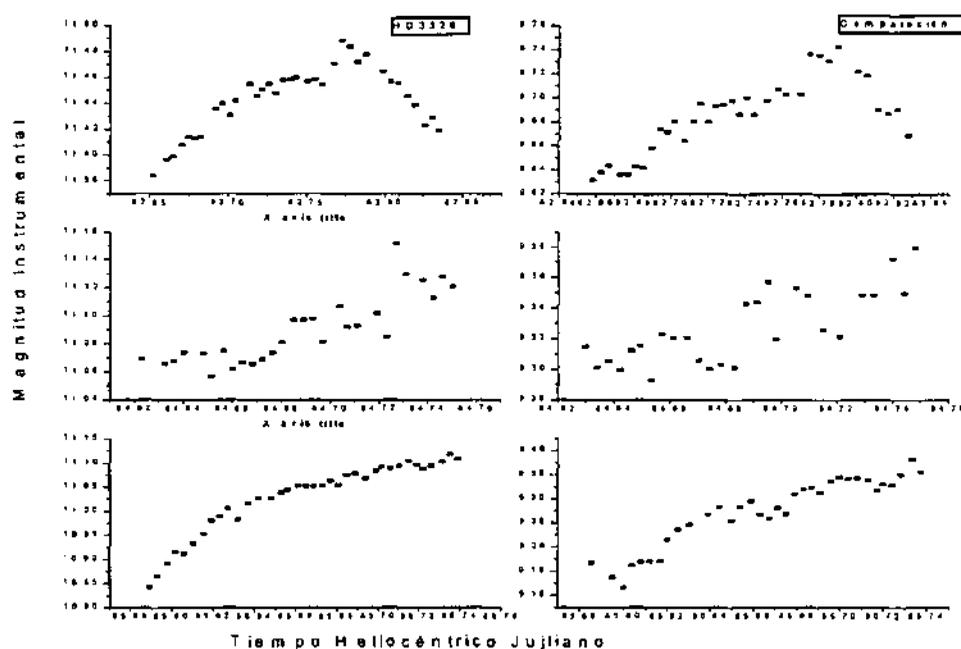


Figura 6.20: Promedios de las curvas de luz

Nótese que los promedios presentan variaciones, por esta razón se puede concluir que las variaciones encontradas son reales.

Los períodos de variación en minutos que se encuentran por los ajustes a ojo son:

10, 11.52, 14.4, 28.8 y en promedio 16.18.

Los períodos cortos de variación en minutos que se encuentran por el programa *Period* son:

9.50, 10.90, 7.46, 12.00 y en promedio 9.96.

Estos resultados indican claramente que la estrella HD3326 presenta un período corto de variación, del orden de una o dos decenas de minutos. Posiblemente el período no sea único. Esto se podría determinar de manera más precisa en un trabajo a futuro.

CAPÍTULO 7

Conclusiones

Se ha presentado la fotometría diferencial de HD3326 en una variante que permite la detección de períodos cortos de variación. Adicionalmente se encuentra que la estrella con coordenadas $\alpha = 00h36m15s$, $\delta = -22^{\circ}51'20''$ presenta variaciones fotográficas con períodos del orden de los 40 min.

Al hacer un muestreo en tiempos correspondientes con variaciones fotométricas rápidas, se han encontrado nuevos e interesantes resultados no explicados por los modelos existentes.

Se demuestra que la estrella presenta variaciones en la intensidad de algunas líneas espectrales.

Como en el caso de otras estrellas Ap, se ha encontrado una vez más, que algunas líneas varían en tiempos cortos. Estas variaciones son consistentes con las encontradas fotométricamente por Kurtz (1982) y Kreidl (1985), y son el resultado de cambiar el muestreo, pues, en el pasado, siempre se adquirieron datos buscando variaciones del orden de días.

Finalmente, queda decir que en la realización de esta tesis se han cubierto los objetivos que se pretendían, sin embargo, en cuanto al estudio de las estrellas Ap y ro Ap, todavía queda mucho por hacer, por ejemplo: tendrán que desarrollarse nuevos modelos para explicar estas variaciones tanto fotométricas y espectroscópicas de corto período. También se esperarían modelos que explicaran la variación en la intensidad del campo magnético que es muy alta en algunas de estas estrellas.

Probablemente se requiera cambiar el tipo de muestreo que se utiliza para buscar variaciones en estrellas Ap. Ya que se han reportado períodos tan cortos, de unos cuantos minutos hasta períodos similares a los de las estrellas δ *scuti*. También valdría la pena revisar los catálogos en donde se reportan períodos de estrellas Ap.

Respecto a la estrella HD3326, queda por hacer un estudio detallado en fotometría de banda estrecha e intermedia para encontrar parámetros físicos. Aunque también, se podría obtener un muestreo en el que se buscaran variaciones rápidas con los distintos filtros y así tener un estudio más completo. Los estudios podrían realizarse con CCD, lo cual implicaría datos de mejor calidad en la parte espectroscópica y fotométrica.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] BABCOCK, H., "Stars and stellar system" University of Chicago Press. Chicago. Vol. 6, 1965.
- [2] BABCOCK, H., *Astrophysical Journal*, 114, 1, 1951
- [3] BABCOCK, H., *Astrophysical Journal*, 128, 228, 1958
- [4] BECKER, S. A., "The variable star menagerie" *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. Vol. 135 pag 12-21
- [5] BERGER, M., "Structure and stability of constant α force free fields" *AJ SUPP. SER.* 59, 433-444, 1985
- [6] BIRNEY, D. Scott, "Observational astronomy" Cambridge University Press. Cambridge 1991. 328 pp.
- [7] BOHLENDER, D. A., "Obsevation of magnetic fields in B stars" *Internacional Astronomical Union, Symposium No. 162* pag 155-166
- [8] BÖHM-VITENSE, E., "Introduccion to stelar astrophysics" Cambridge University Press. Cambridge 1989. Vol. 1, 244 pp.
- [9] BREGER, M., *Astrophysical Juornal*, 192, 71, 1974
- [10] CAMPBELL, Leon, "The history of variable stars" The blakiston company. Philadelphia 1941. 226 pp.
- [11] CAMERON, R., "Photo-electric uvby and $H\beta$ photometry of magnetic and other peculiar and metallic line A stars" *Mono book corporation* 1966
- [12] COWLING, T., "The oscilatosn of magnetic variable stars" *MNRAS* 112..527c, 1952
- [13] DUDOROV, A. E., "Fossil magnetic fields and rotation of early-type stars" *Internacional Astronomical Union, Symposium No. 162* pag 184-185

-
- [14] FOWLER, W., *Astrophysical Journal* 142, 423, 1965
- [15] GOLAY, M., "Introduction to astronomical photometry". D. Reidel Publishing Company. Boston 1974 pp 361
- [16] HENDEN, A. A. & Kaitchuck, R. H., "Astronomical Photometry" Van Nostrand Reinhold Company. New York
- [17] JACOBSON, C. I., "Developing, The negative technique". Fourteenth Edition. London, Focal Press, 1959, 327 pp.
- [18] KAELER, J. B., "Stars and their spectra". Cambridge, Cambridge University Press, 1989, 300 pp.
- [19] KARTTUNEN, H. et al. "Fundamental Astronomy". Springer - Verlag. Germany, 1994
- [20] KIPPENHAHN, R. y Weigert, A. "Stellar Structure and Evolution". Springer - Verlag. Germany, 1994
- [21] KREIDL, T. J., "Diferential Photometry of the δ Sct stars HR151 and HR239" *MNRAS* 216, 1017-1023, 1985
- [22] KURTZ, D. W., "The δ *scuti* variability of three stars with Ap spectral classifications, HR151, 239 and 7461" *MNRAS* 200, 503-507, 1982
- [23] LANDOLT, A. U. & Blondeau K. L., "The calculation of heliocentric corrections" *PASP* 84, 1972
- [24] LOPEZ, C. O., "Variaciones espectroscópicas rápidas en la estrella Ap HD11503" Tesis Instituto Politécnico Nacional. México 1988. 87pp
- [25] LOPEZ DE COCA, C. P., "Fotometría de estrellas tipo delta *scuti*" Tesis doctoral Universidad de Granada. España 1986
- [26] MICHAUD, G., *Astrophysical Letters*, 160, 641, 1970
- [27] MICHAUD, G., *Astrophysical Journal*, 15, 143, 1973
- [28] NORRIS, J., *Astrophysical Journal Supplement*, 23, 213, 1971
- [29] NUÑES, C. A., "Espectroscopía estelar" Tesis Instituto Politécnico Nacional. México 1988. 90pp
- [30] PYNE-GAPOSCHKIN, C., "Stars and Clusters". Cambridge. Harvard. 1979. 262pp

-
- [31] PEÑA, J. H., "Fast spectroscopy variability in Ap stars I. HD11503" *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 22, 249-254, 1991
- [32] RENSON, P., *Bulletin Society Royal Liege* 32, 679, 1963
- [33] RODRÍGUEZ, E., " δ Sct stars: a new revised list" *A&A* 21.2.1994
- [34] SARGENT, W. *Publication of the Astronomical Society of Pacific*, 74, 408, 1962.
- [35] UNSÖLD, A., "The new cosmos" Second edition. Sprin Verlag. New York 1977
- [36] WEISS, W., "Catalog of CP stars with references to short time scale variability" *A&A SUPP. SER.* 105, 125-144, 1994
- [37] ZITA, E. J., "Magnetic oscillations in radiative stars" *ASP Conference Series*, Vol. 200, 2000
- [38] ZITA, E. J., "In a half century of stellar pulsation interpretations" *ASP Conference Series*, Vol. 135, pp414, 1997
- [39] ZITA, E. J., "In a stellar dynamos: Non linearity and chaotic flows" *ASP Conference Series*, Vol. 178, pp203, 1999

APÉNDICE A

Radiación de Cuerpo Negro

Un cuerpo negro se define como un objeto que no refleja o dispersa radiación incidente sobre éste, pero absorbe y vuelve a emitir la radiación completamente. Un cuerpo negro es una clase de radiador ideal, que no puede existir en la naturaleza. Sin embargo, muchos objetos se comportan como cuerpos negros.

La radiación de un cuerpo negro depende sólo de su temperatura, siendo totalmente independiente de su forma, material y constitución interna. La distribución de la longitud de onda de la radiación obedece la ley de Planck, la cual es una función de la temperatura únicamente. La intensidad en una frecuencia ν de un cuerpo negro a una temperatura T es:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (\text{A.1})$$

Donde $k = 1.3806568 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ la constante de Boltzmann y por definición de la intensidad, las dimensiones de B_ν son $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$.

A.1 Radiación de átomos y moléculas

La radiación electromagnética se emite o absorbe cuando un átomo o una molécula cambia de un nivel de energía a otro. Si la energía de un átomo disminuye una cantidad ΔE el átomo emite o radia un quantum de energía llamado fotón, cuya frecuencia está dada por

$$\Delta E = h\nu \quad (\text{A.2})$$

con $h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J s}$. Similarmente si el átomo recibe o absorbe un fotón de frecuencia ν su energía aumenta con la misma relación.

El modelo clásico describe un átomo como un núcleo rodeado por una nube de electrones. El núcleo consiste de Z protones, Cada uno con una carga positiva $+e=1.60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$ y N cargas eléctricamente neutras, neutrones; Z es el número de cargas del átomo y $A=Z+N$ es el número de masa. Un átomo eléctricamente neutro tiene tantos electrones ($-e$) como protones.

El nivel de energía de un átomo se define como el nivel de energía que sus electrones tiene. La energía E de un electrón no puede tomar valores arbitrarios; solamente ciertas energías están permitidas: los niveles de energía están cuantizados. Un átomo puede emitir o absorber radiación solamente en ciertas frecuencias ν_{ij} correspondientes a la diferencia de energía entre un estado inicial y uno final: $|E_i - E_f| = h\nu_{if}$. Esto da origen a espectros de línea, específicos para cada elemento. Gas caliente bajo en presión da lugar a un espectro de emisión consistente en líneas discretas. Si el gas se enfría y se observa a través de una fuente de luz blanca, la cual tiene un espectro continuo, las mismas líneas se observan como líneas oscuras de absorción.

A bajas temperaturas la mayoría de los átomos se encuentran en su estado mínimo de energía, el estado base. En niveles de energía más altos se encuentran en un estado excitado; a una transición de un estado bajo a uno más alto se le llama excitación. Usualmente un átomo excitado regresa a su estado base muy rápido, emitiendo un fotón (emisión espontánea); el tiempo típico de vida de un estado excitado puede ser de 10^{-8} seg . El átomo puede regresar a su estado base directamente o mediante algunos estados intermedios, emitiendo un fotón en cada transición.

Los cambios de estados hacia el estado base pueden ser inducidos por radiación. Supongamos que un átomo absorbe un fotón y se excita. Otro fotón de frecuencia ν corresponde a una transición del estado excitado a un estado más bajo, el átomo emite un fotón de frecuencia ν . A este proceso se le denomina emisión inducida o estimulada. Fotones emitidos espontáneamente dejan al átomo en todas direcciones con fases al azar: la radiación es isotrópica e incoherente. La radiación inducida, por otro lado, es coherente; se propaga en la misma dirección y con la fase de la radiación inducida.

El nivel cero del estado de energía es tal que un electrón tiene energía negativa ahí y un electrón libre tiene energía positiva. Si un electrón con energía $E < 0$ recibe más energía que $|E|$, éste dejara al átomo, el cual se convierte en un ión. En astrofísica, la ionización es usualmente llamada transición libre. A diferencia de la excitación, todos los valores de energía positivos son posibles. La parte restante de la energía absorbida se convierte en energía cinética del electrón liberado. El proceso inverso se llama recombinación.

Cuando un electrón es dispersado por un núcleo o un ión sin ser capturado, la interacción electromagnética cambia la energía cinética del electrón produciendo radiación

libre-libre. Un ejemplo de esto es la radiación de frenado o bremsstrahlung.

La radiación electromagnética es una onda de tipo transversal; los campos eléctrico y magnético oscilan perpendicularmente entre sí y a la dirección de propagación. La luz de una lámpara incandescente tiene una distribución azarosa del campo eléctrico vibrando en todas direcciones. Si la dirección de los campos eléctricos en el plano perpendicular a la dirección de propagación no está uniformemente distribuida, la radiación está polarizada. La polarización lineal de la luz es el plano determinado por el vector eléctrico y la dirección de propagación del haz de luz. Si el vector describe un círculo, la radiación es circularmente polarizada. Si la amplitud del campo eléctrico varía con el tiempo, la radiación está elípticamente polarizada.

APÉNDICE B

El átomo de hidrógeno

El átomo de hidrógeno es el más simple, consiste en un electrón y un protón, y de acuerdo con el modelo de Bohr, cuyo primer postulado dice que el momento angular es un múltiplo de la constante \hbar

$$L = mvr = n\hbar \quad (\text{B.1})$$

donde

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (\text{B.2})$$

m =masa del electrón

v =velocidad del electrón

r = radio de la órbita

n =número cuántico principal, $n=1,2,3,\dots$

La interpretación mecánico-cuántica del primer postulado de Bohr es trivial: el electrón es representado por una onda estacionaria, y la longitud de la órbita debe ser un múltiplo de la longitud de onda de De Broglie, $\nu = h/p$.

Siguiendo el modelo clásico tenemos que, para un electrón que cambia de un nivel de energía alto a uno más bajo se emite un fotón de energía dada por la diferencia de los niveles

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1} \quad (\text{B.3})$$

La ley de Coulomb nos dice cuál es la fuerza que siente el electrón debido a la presencia del protón.

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (\text{B.4})$$

Donde

$\epsilon_0 = 8.854187817 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ la constante de permitividad en el vacío.

$e = 1.60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$ la carga del electrón

$r_n = 0.5 \times 10^{-10} \text{ m}$ distancia entre el electrón y el protón

La aceleración de una partícula que se mueve en una órbita circular de radio r_n es

$$a = \frac{v_n^2}{r_n} \quad (\text{B.5})$$

Al igualar la fuerza centrípeta con la fuerza de Coulomb

$$\frac{mv_n^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (\text{B.6})$$

y de aquí tenemos

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{r_n} \quad (\text{B.7})$$

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} n^2 \quad (\text{B.8})$$

Entonces la energía total de un electrón en una órbita dada es

$$E_n = T + V = \frac{mv_n^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (\text{B.9})$$

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -C \frac{1}{n^2} \quad (\text{B.10})$$

Con C, una constante. Para el estado base $n=1$ tenemos $E_1 = -13.6 \text{ eV}$, por lo que la energía de un quantum emitido en una transición $E_{n_2} \rightarrow E_{n_1}$ estará dada por

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1} = C \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (\text{B.11})$$

o en términos de la longitud de onda

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{C}{hc} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (\text{B.12})$$

Con R la constante de Rydberg, $R = 1.0973731534 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Esta última ecuación fue derivada experimentalmente para $n_1 = 2$ por Johann Jakob Balmer en 1885. Ésta es la razón por la cual al conjunto de líneas producidas por la transición $E_n \rightarrow E_2$ se le llama serie de Balmer. Éstas están en la parte visible del espectro. Si el electrón regresa a su nivel base $E_n \rightarrow E_1$ tenemos la serie de Lyman que pertenece al ultravioleta. Las otras series son la de Paschen ($n_1 = 3$), la serie de Brackett ($n_1 = 4$) y la serie de Pfund ($n_1 = 5$).

APÉNDICE C

Números Cuánticos, reglas de selección, número de abundancia

C.0.1 Los números cuánticos.

El modelo de Bohr necesita de un número cuántico n , para describir los niveles de energía de un electrón. Este modelo sólo puede explicar ciertas características de un átomo con un solo electrón. La descripción mecánico-cuántica involucra cuatro números cuánticos, uno de ellos, n , el número cuántico principal. Los otros son el número de momento angular total l , el número cuántico magnético m_l , el cual da la dirección del momento angular, y el número cuántico de espín m_s , que da la dirección del espín del electrón. Para entender la estructura fina del átomo se debe incluir el espín del núcleo. La mecánica cuántica hace posible la descripción de átomos con muchos electrones, sin embargo, los cálculos se vuelven muy complicados.

C.0.2 Reglas de selección.

El estado de un electrón no puede cambiar arbitrariamente; las transiciones están restringidas a ciertas reglas de selección, que obedecen a leyes de conservación. Las reglas de selección nos indican cómo deben cambiar los números cuánticos en una transición. Las transiciones más probables son las debidas a dipolos eléctricos, que hacen que los átomos se comporten como dipolos oscilantes. Las probabilidades de que ocurran otras transiciones son mucho menores, y son llamadas transiciones prohibidas; los ejemplos son las transiciones de dipolos magnéticos y cuadrupolos y multipolos eléctricos. Las líneas espectrales originadas por las transiciones prohibidas se llaman líneas prohibidas. La probabilidad de tales transiciones es muy baja en condiciones normales, la transición no puede ocurrir antes de que las colisiones cambien de estado al electrón. Las líneas prohibidas pueden aparecer solamente si el gas es extremadamente

rarificado, como en una aurora boreal o en una nebulosa planetaria.

Los espines de un electrón y el núcleo de un átomo de hidrógeno pueden estar paralelos o antiparalelos. La energía del estado formado es 0.0000059eV más alta. Pero las reglas de selección hacen que la transición de un dipolo eléctrico en estos estados sea imposible. La transición, que es una transición de un dipolo magnético, tiene muy poca probabilidad $P = 2.8 \times 10^{-15}\text{s}^{-1}$. Esto significa que el tiempo de vida promedio del estado más alto es $T = 1/P = 11 \times 10^6$ años. A menudo las colisiones cambian el estado del pozo del electrón antes de que este período de tiempo haya pasado. Pero en el espacio interestelar la densidad de hidrógeno es tan baja y la cantidad de hidrógeno tan alta que un número considerable de estas transiciones puede ocurrir. La longitud de onda emitida por esta transición es de 21cm , que pertenece a la banda de radio del espectro electromagnético. La extinción en ondas de radio es muy baja, y podemos observar objetos mas lejanos que en el óptico. La radiación de 21cm ha sido de gran importancia para los estudios de hidrógeno interestelar.

APÉNDICE D

Transformada de Fourier

Un movimiento periódico general P está descrito por:

$$x = f(t) \quad (\text{D.1})$$

Donde la función $f(t)$ es periódica y tiene la propiedad $f(t) = f(t+P)$ como se muestra en la figura x

Un ejemplo es

$$x = A \sin \omega t + B \sin 2\omega t \quad (\text{D.2})$$

Que representa la superposición de dos movimientos armónicos simples de frecuencias angulares ω y 2ω o períodos P y $P/2$. La curva descrita por x es periódica, pero no es armónica simple.

Si se suman a la ecuación términos de la forma $\sin 3\omega t, \sin 4\omega t, \dots, \sin n\omega t, \dots$ de frecuencias angulares $3\omega, 4\omega, \dots, n\omega$ y períodos $P/3, P/4, \dots, P/n, \dots$ o se suman funciones cosenoidales de las mismas frecuencias, se obtiene un desplazamiento x que es periódico con período P . Su forma exacta depende del número de funciones seno y coseno que se sumen, y de sus amplitudes relativas.

Así se ve que al sumar movimientos armónicos simples cuyas frecuencias son múltiplos de una frecuencia fundamental y cuyas amplitudes sean seleccionadas correctamente, se puede obtener casi cualquier función periódica arbitraria. La situación inversa también se cumple y esto constituye un teorema matemático conocido como el teorema de Fourier.

El teorema de Fourier establece que una función $f(t)$ de período $2\pi/\omega$ puede expresarse de la forma

$$x = f(t) = a_0 + a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2\omega t + \dots + a_n \cos n\omega t \quad (\text{D.3})$$

$$+ \dots + b_1 \sin \omega t + b_2 \sin 2\omega t + \dots + b_n \sin n\omega t + \dots$$

Esta expresión se conoce como la serie de Fourier. La frecuencia ω se denomina frecuencia fundamental y las frecuencias $2\omega, 3\omega, \dots, n\omega, \dots$ son las armónicas o sobretonos.

Los coeficientes a_n, b_n se determinan mediante las expresiones:

$$a_0 = \frac{1}{P} \int_0^P f(t) dt \quad (\text{D.4})$$

$$a_n = \frac{2}{P} \int_0^P f(t) \cos(n\omega t) dt \quad (\text{D.5})$$

$$b_n = \frac{1}{P} \int_0^P f(t) \sin(n\omega t) dt \quad (\text{D.6})$$

Estos coeficientes también se suelen escribir como:

$$a_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(t) \cos\left(\frac{n\pi t}{L}\right) dt \quad (\text{D.7})$$

$$b_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L f(t) \sin\left(\frac{n\pi t}{L}\right) dt \quad (\text{D.8})$$

con

$$\frac{n\pi}{L} = \Delta\omega \quad (\text{D.9})$$

cuando $L \rightarrow \infty$ y que nos conduce a

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega \int_{-\infty}^\infty f(t) \cos(\omega(t-x)) dt \quad (\text{D.10})$$

o

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{-i\omega x} d\omega \int_{-\infty}^\infty f(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{D.11})$$

La transformada de Fourier.

APÉNDICE E

Efecto Zeeman

En un campo magnético externo B , un dipolo magnético tiene una cantidad de energía potencial V_m que depende de la magnitud μ de su momento magnético y de la orientación de ese momento con respecto al campo.

$$\begin{aligned} V_m &= \int_{90}^{\theta} \tau d\theta & (E.1) \\ &= \mu B \int_{90}^{\theta} \sin \theta d\theta \\ &= -\mu B \cos \theta \end{aligned}$$

Puesto que el momento magnético de una espira está dado por

$$\mu = iA \quad (E.2)$$

Con i la corriente que pasa por una espira que encierra una área A .

Por otra parte, para un electrón en un átomo de hidrógeno su momento angular estará dado por

$$\begin{aligned} L &= mvr & (E.3) \\ &= 2\pi\nu mr^2 \end{aligned}$$

y su momento magnético

$$\mu = -e\nu\pi r^2 \quad (E.4)$$

Con $-e$ la carga, v la velocidad y m la masa del electrón, r el radio de la órbita y ν la frecuencia de oscilación.

Entonces se define la razón giromagnética:

$$\frac{\mu}{L} = -\frac{e}{2m} \quad (\text{E.5})$$

Así el potencial magnético es:

$$V_m = \frac{e}{2m} LB \cos \theta \quad (\text{E.6})$$

El ángulo θ entre L y la dirección Z sólo puede tomar los valores dados por:

$$\cos \theta = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}} \quad (\text{E.7})$$

y ya que $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$, se tiene finalmente que:

$$V_m = m_l \frac{eh}{2m} B \quad (\text{E.8})$$

De este modo, en un campo magnético, la energía de un estado atómico particular depende de los valores n y m_l . En un estado de número cuántico principal n se disgrega en varios subestados cuando el átomo se encuentra en presencia de un campo magnético, y sus energías son ligeramente mayores o menores que la energía del estado en ausencia de dicho campo magnético. Este fenómeno provoca un desdoblamiento de líneas espectrales individuales en líneas separadas al someter los átomos a un campo magnético externo. El espacio de desdoblamiento depende de la magnitud del campo.

APÉNDICE F

Spectroscopic variations of the Ap stars HD3326 and HD32633.

El presente título corresponde a un trabajo presentado en la "XI reunión anual de astronomía", llevada a cabo en el Instituto de Astronomía CU en octubre de 1997. Después se presentaron una serie de trabajos afines en el "IV encuentro de Fotometría", realizado en el Instituto de Astronomía CU en mayo de 2000 y en la "XIV reunión anual de astronomía" con sede en Morelia, Michoacan, octubre del 2000.

J. H. Peña¹, E. Rojo¹, R. Peniche¹, M. A. Hobart^{2,3}, I. Ramirez⁵ and A. Carrillo⁵

1. Instituto de Astronomia, UNAM, Mexico
2. Facultad de Fisica, Universidad Veracruzana, Mexico
3. Instituto de Astrofisica de Andalucia, Granada, Spain
4. Instituto Nacional de astrofisica, Optica y electrónica, Mexico
5. Facultad de Ciencias, UNAM, Mexico

1. Introduction.

It has been known for a long time that the spectra of the Ap stars show variations in a time span on the order of days and, consequently, most of the spectroscopic studies have been aimed at verifying such assertions. Hence, models were developed to explain such long period findings. More recently, photometric studies have been carried out to examine the possibility of fast variability similar to that of the Delta *scuti* stars and the observations have brought to light interesting variations on the order of hours and, in some cases, of minutes with small amplitudes of variations of the order of hundredths of magnitude. For example, Bahner and Mavridis (1957) have reported variations in 21 Com of 30 min and Kurtz (1982) has found very short periods of photometric variations on the order of 6 to 15 min in a few stars. Therefore, as has

been stated in Peña *et al.* (1988) a continuation of research to verify whether such photometric variations correspond to spectroscopic variations is worthwhile.

In the present work the results obtained while spectroscopically observing the Ap stars HD3326 and HD32633 are presented. These stars were selected from a compilation of Ap stars by Weiss (1984). According to this compilation HD3326 (HR 151) is an A5-7p of Sr with the following photometric characteristics: $V = 6.06$, $b-y = 0.169$; $m_1 = 0.219$; $c_1 = 0.732$ and $b = 2.783$ and, most important of all, a reported photometric short period of 43 min. On the other hand, HD32633 is a slightly fainter star, of mag 6.6, of an spectral type B8p and with a relatively slower period of 1:46 hour. Hence, to test if to such photometric periods correspond spectroscopic variations the current observations were carried out.

2. Observations

The spectroscopic observations were done at the 1 m telescope of the Observatorio de Tonantzintla, Mexico. The Mexigraph spectrograph was employed. This instrument, with a dispersion of 67 Å/mm centered at Hg was especially designed for spectral classification and kindly donated to the University of Mexico by Dr. R. Garrison. Table 1 summarizes the spectroscopic observations obtained. The spectroscopic plate utilized was Kodak IIaO developed with a formula similar to D23. Rapid and successive exposures of the star were taken in the same plate. Another A normal star, HR 4490 of spectral type A5 was taken for comparison. Later, five exposures of HD32633 were taken in the same fashion. The comparison spectra available of Ne-Ar was exposed twice in the plate. A group of sensitometric spots were printed on the same plate for calibration purposes. Hence, since all the spectra, the comparison spectra and the sensitometric spots were exposed, all in the same plate, and developed all at the same time, the differences shown among the spectra, once calibrated into intensity and normalized, are real.

sp id	time (sidereal)	exp time (min)	observer
1 HD3326	0:20	12	MAH
2	0:34	12	MAH
3	0:48	12	APC
4	1:01	12	APC
5	1:16	12	OL
6	1:30	12	OL
7	1:42	12	OL
8	1:55	12	MAH
9	2:09	12	MAH
10	2:22	12	RP
11 HD4490	2:42	15	RP

12	HD32633	3:04	20	MAH
13		3:25	20	RP
14		3:46	20	APC
15		4:07	20	OL
16		4:28	20	APC

3. Data reduction

Due to the fact that in the same plate two observational calibrations were exposed, comparison spectra and sensitometric spots, it was possible to, through sensitometric tracings, determine the variation of the intensities of a few lines, variations which are conspicuous to the naked eye. The microdensitometer utilized was the Perkin-Elmers of the University of Wisconsin, Madison for which we are indebted. Because of the large size of the spectra of the star in each exposure, each spectra was measured repeatedly, 40 times, in the Y direction and 3600 points were obtained in the X axis along the spectrum. The final traces obtained from these measurements of the spectra were the mean of 20 measurements in the Y axis and of three consecutive points in the X axis since the shift in X corresponded to one third of the diameter of the light beam. Measurements of the comparison spectra, the sensitometric spots and of the plate background were averaged similarly. The reduction of the spectra into a wavelength-intensity calibration was done in a canonical fashion utilizing a work sheet in an apple computer.

To calibrate the pixels into wavelength, i. e. the plate dispersion the comparison spectrum of Ne-Ar with which the spectrograph was provided was utilized. The equation that relates pixels to wavelength is $\lambda(\text{A}) = 4966.3405 - 1.0005 X$ (pixel) with a correlation coefficient R^2 of 0.9998.

To calibrate the plate from photographic density into relative intensity use of the sensitometric spots was done. The sensitometric spots were printed in an edge of the plate with a rotating dented circle for which the area of each exposed sector was measured. Hence, since the same light source was employed, from the equation $E=It$, where E is the exposure; I, the intensity and t the time the relative values for each sector, or spot can be determined. Since the wheel is rotating as a rigid body, the angular velocity is the same, $w=q/t$ or $t=q/w$. Hence, for different sectors, $E_i=Iq_i/w_i$, but since, as already has been stated, w is constant, the relative Exposures are then $E_i+1/E_i = q_i+1/q_i$ so, the relative exposures were determined just by measuring the angles of each sector. These values were plotted versus the mean values for each spot in density. The final equation of E vs D was done with a polynomial of 4th degree which gave a correlation coefficient of $R^2=0.9999$. The density of each spectrum was then transformed accordingly. Finally, the spectra was normalized to the continuum and standardized to Hg. The final spectra are presented in the desired sections which

emphasized the changes in Figures 1 and 2 for HD3326 and HD32633, respectively.

4. Discussion.

From the Figures as a first step reference lines were determined. They were chosen in such a way that the absorption lines appear in all spectra. With respect to those lines variations in other lines were searched for considering two cases: i) lines that appear in some spectra whereas in other do not and ii) lines whose intensities change with respect to the reference lines. A description of the more conspicuous changes is presented below.

a) HD3326.

b) HD32633

From the visual inspection of the plate, the most conspicuous changes in the intensity of the lines were those of Sr II 4216, and 4078, Eu II 4205, Mg II 4481 and Si II 4621. On these lines our efforts to show the variability will be concentrated.

Acknowledgements. We would like to thank the assistance of the staff of the Observatorio de Tonantzintla for their assistance; of A. Pani and O. Lopez during the observations. Special thanks to Dr. C. Anderson who made possible the utilization of the spectrophotometer of the University of Wisconsin and to Dr. R. Garrison for the spectrograph and the calibrations provided. This work was partially supported by Conacyt through grant 3925E. Mechanographical work and proofreading were done by J. Orta and J. Miller, respectively. IR and AC thank FUNAM for the scholarships awarded. This research has made use of the Simbad databases operated at CDS, Strasbourg, France.

References.

Bahner and Mavridis (1957)

Kurtz (1982)

Peña *et al.* (1988)

Weiss (1984).