

UNIVERSIDAD DE EL SALVADOR
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA
ESCUELA DE FÍSICA



TRABAJO DE GRADUACIÓN

**“ANÁLISIS DETALLADO DE LA ABUNDANCIA QUÍMICA EN LA
ATMÓSFERA DE LA ESTRELLA HD53300”**

**PRESENTADO POR:
LIDIA VERÓNICA RUIZ MELARA**

**PARA OPTAR AL GRADO DE:
LICENCIADA EN FÍSICA**

SAN SALVADOR, EL SALVADOR, ABRIL 2010

UNIVERSIDAD DE EL SALVADOR
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA
ESCUELA DE FÍSICA



TRABAJO DE GRADUACIÓN

**“ANÁLISIS DETALLADO DE LA ABUNDANCIA QUÍMICA EN LA
ATMÓSFERA DE LA ESTRELLA HD53300”**

PRESENTADO POR:
LIDIA VERÓNICA RUIZ MELARA

ASESORES:
LIC. RAÚL ALFONSO ALVARENGA (UES)
DR. ARMANDO ARELLANO FERRO (UNAM)

SAN SALVADOR, EL SALVADOR, ABRIL 2010

UNIVERSIDAD DE EL SALVADOR
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA
ESCUELA DE FÍSICA



TRABAJO DE GRADUACIÓN
“ANÁLISIS DETALLADO DE LA ABUNDANCIA QUÍMICA EN LA
ATMÓSFERA DE LA ESTRELLA HD53300”

PRESENTADO POR:
LIDIA VERÓNICA RUIZ MELARA

APROBACION DE LOS ASESORES

DR. ARMANDO ARELLANO FERRO: _____

LIC. RAÚL ALFONSO ALVARENGA: _____

SAN SALVADOR, EL SALVADOR, ABRIL 2010

AUTORIDADES UNIVERSITARIAS

RECTOR: MASTER RUFINO ANTONIO QUEZADA

SECRETARIO GENERAL: LIC. DOUGLAS VLADIMIR ALFARO

FISCAL GENERAL: DR. RENE MADECADEL PERLA

FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA

DECANO: DR. RAFAEL GÓMEZ ESCOTO

SECRETARIA: LICDA. MARINA TRINIDAD TRIGUEROS

DIRECTOR DE LA
ESCUELA DE FÍSICA: M. Sc. VICTOR LAUREANO CORTÉZ

CIUDAD UNIVERSITARIA, ABRIL 2010

Dedico este trabajo a dos personas, a mi abuelita porque el recuerdo de su amor me animó en momentos difíciles, y por haberme enseñado que todos los sueños y todas las metas pueden cumplirse con esfuerzo, trabajo duro, perseverancia y entrega; y aunque ella ya no esté conmigo, su cariño, su ejemplo y sus enseñanzas siempre van a acompañarme y a guiarme por el buen camino en la vida.

Y al Sr. Roberto Dimas, por su nobleza, amistad y fortaleza, por predicar con el ejemplo, por ser de esas personas que hacen que uno se dé cuenta que todavía hay corazones nobles en el mundo, usted el mejor ejemplo de ser humano, muchísimas gracias por salvar mi vida.

AGRADECIMIENTOS

Gracias a mis profesores, sin ellos no habría tenido los conocimientos para completar este trabajo; al Lic Américo Mejía hijo y Lic. Marco Ayala por que son quienes más me han acompañado a lo largo de mi carrera, enseñándome no solamente física, sino también como ser una buena persona entregada y amante de la ciencia.

A mis amigas, Linsey Larreynaga y Marcela Solís, sin su amistad no habría podido seguir adelante. Y sobre todo muchas gracias a mi familia por darme ánimos y cariño a lo largo de este camino que ha sido muy difícil, gracias a mi madre por darme un abrazo cuando lo necesito, a mi padre por haberme presentado a las ciencias y enseñarme el valor del trabajo duro, a mi hermano por su confianza y por hacerme reír cuando lo necesito, a Jorge Colorado por todo su apoyo y por su amor y muy especialmente a Estrella Ruiz porque nunca me ha dejado sola, aun en las interminables noches de desvelos siempre ha estado a mi lado.

Agradezco a mis asesores, especialmente al Dr. Armando Arellano Ferro del Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México, por haber sugerido y supervisado este trabajo, sin él nada de esto habría sido posible, infinitas gracias por haber compartido conmigo sus conocimientos, dedicarme su tiempo, y ayudarme a trabajar en lo que desde siempre he deseado, gracias por haberme dado el placer y sobretodo el gran honor de trabajar junto a él. Y al Lic. Raúl Alvarenga porque me ha ayudado a crecer en el campo de la ciencias, y a madurar como persona, me ha protegido y apoyado no solamente en esta tesis, sino también en toda mi carrera. También muchas gracias a la Dra. Sunetra Giridhar del Indian Institute of Astrophysics, Bangalore, India, por haberme facilitado el material para realizar esta tesis. La hospitalidad del Instituto de Astronomía de la UNAM durante la etapa de mi trabajo en México es reconocida con gratitud.

Resumen

En el presente trabajo presentamos el análisis del espectro de la estrella HD 53300 en el rango de 4000Å a 9000Å . Se calculó la composición química de la atmósfera de la estrella y otros parámetros físicos de relevancia astrofísica como la temperatura efectiva, la aceleración de la gravedad en la superficie y la velocidad de turbulencia. Del perfil de composición química es posible inferir algunos procesos fisicoquímicos que han ocurrido en el interior de la estrella, como la formación de elementos pesados por captura de neutrones en la base caliente de la zona convectiva (HBB), y su transporte a la superficie por procesos de dragado típicos en estrellas en la rama asintótica (AGB). Parece muy probable que HD 53300 sea una estrella de masa intermedia, y muy evolucionada, que ha pasado la etapa AGB, según se observa su posición en el DHR. También fue posible comparar nuestros resultados con las abundancias calculadas por Giridhar et al.(2009) con los datos tomados en el observatorio McDonald a una resolución mucho mayor y al hacerlo nuestros resultados fueron reconfirmados; la estrella es deficiente en C, muestra un exceso de N y una abundancia de Fe ligeramente subsolar. Además de presentar en su atmósfera elementos producto de nucleosíntesis y HBB que han llegado a la atmósfera de la estrella debido a procesos de dragado. Todas estas características nos permiten concluir que la estrella es una post-AGB en su evolución hacia nebulosa planetaria. Según los modelos teóricos es probable que la pérdida de la envoltura ocurra en escalas de tiempo de pocos cientos de años.

Índice general

1. INTRODUCCION	3
1.1. Conceptos físicos y astronómicos de importancia	4
1.1.1. Radiación de cuerpo negro	4
1.1.2. Escala de magnitudes estelares y magnitud bolométrica	8
1.1.3. Color fotométrico y magnitud absoluta.	11
1.1.4. Formación de un espectro	13
1.1.5. Clasificación espectral	20
1.2. Diagrama Hertzsprung-Russell	24
1.2.1. Metalicidad	27
2. EVOLUCIÓN ESTELAR	29
2.1. Rama asintótica de las gigantes (AGB)	34
2.2. Post-Rama asintótica de las gigantes (post-AGB)	38
3. ADQUISICIÓN Y PROCESAMIENTO DE DATOS	41
3.1. Adquisición de datos	41
3.2. Preparación y procesamiento de datos	42
3.2.1. Normalización del espectro	42
3.2.2. Medición e identificación de líneas	44
4. PARÁMETROS FÍSICOS Y ABUNDANCIAS QUÍMICAS DE HD 53300	52
4.1. Cálculo de abundancias	52
4.1.1. Determinación de parámetros atmosféricos	53
4.1.2. Abundancias detalladas de elementos en la atmósfera de HD 53300	59

4.1.3. Cálculo de abundancias por síntesis	60
4.2. Resultados obtenidos	63
4.3. El estado evolutivo de HD 53300. Peculiaridades químicas y naturaleza de HD 53300	69
4.4. El Diagrama H-R	74
4.5. Conclusiones	79
Bibliografía	83

Capítulo 1

INTRODUCCION

En este trabajo se han determinado las abundancias de los elementos presentes en la atmósfera de la estrella HD 53300 la cual se encuentra a una alta latitud galáctica y posee un exceso de emisión infrarroja, por lo que se tiene la sospecha de que sea una estrella post-AGB, más adelante se definirá lo que esto significa. Para conocer de que elementos está compuesta la atmósfera de HD 53300 y la abundancia de cada elemento, se analizó el espectro de ésta, obtenido a una alta resolución ($\lambda/\Delta\lambda \sim 25000$). Al analizarlo se pudo calcular no solo su composición química atmosférica, sino también algunos parámetros físicos como la temperatura y la aceleración de la gravedad superficial de la estrella. A partir de esta información se puede conjeturar sobre la estructura interior de la estrella y de la etapa evolutiva en la que se encuentra. Sin embargo antes de comenzar a describir detalladamente los procesos de análisis espectral efectuados en este trabajo, es importante definir y describir algunos conceptos fundamentales de la física y la astronomía que son de relevancia; algunos de estos conceptos son, los procesos de generación de energía en el interior de la estrella y su transporte a la superficie, en donde se forma el espectro observado, cómo depende este espectro de la temperatura y la gravedad, así como los perfiles químicos estelares. Estos conceptos son presentados someramente en el resto de esta introducción.

En el capítulo tres se hace una descripción del instrumento utilizado para obtener el espectro que se ha analizado, se describe la técnica de calibración de la escala de longitud

de onda y la normalización del continuo, se describe detalladamente la forma en la que se ha estimado la temperatura y la gravedad superficial de la estrella, se presenta con detalle el procedimiento para la identificación de líneas espectrales, su medición y su posterior empleo para la determinación de la abundancia de los elementos presentes; finalizando con la ubicación de la estrella en el diagrama Hertzsprung-Russell, además se emplean modelos evolutivos e isócronas calculadas teóricamente y tomados de la literatura para estimar la masa y el estado evolutivo de la estrella. Una comparación con perfiles químicos de estrellas evolucionadas nos permite conjeturar sobre la naturaleza de la estrella y de su estructura.

1.1. Conceptos físicos y astronómicos de importancia

1.1.1. Radiación de cuerpo negro

Un cuerpo negro se define como un objeto que no refleja o dispersa la radiación que incide sobre él sino que absorbe esa energía y la reemite. Esto no existe en el mundo real, pero algunos cuerpos se parecen mucho a un cuerpo negro y pueden tratarse como tal en la medida en que la radiación que emiten dependa de su temperatura.

La radiación emitida por un cuerpo negro depende únicamente de su temperatura, y la distribución de frecuencias de la energía que emite sigue la *ley de la radiación de Planck* (1.1). La intensidad de la radiación que emite un cuerpo negro, que está a temperatura T , a una determinada frecuencia ν es:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.1)$$

que expresado en función de la longitud de onda es:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1.2)$$

La intensidad de la radiación es la cantidad de energía que emite un cuerpo por unidad de área, por unidad de tiempo, por unidad de frecuencia en un esteroradián, las unidades

de la intensidad son: $Wm^{-2}Hz^{-1}sterad^{-1}s^{-1}$

La expresión anterior para la intensidad de la radiación de Planck(1.1), solamente esta tomando en cuenta una determinada longitud de onda, pero si queremos la intensidad total, se debe considerar la emisión del cuerpo en todo el espectro de frecuencias:

$$B(T) = \int B_\nu d\nu = \frac{2h}{c^2} \int \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.3)$$

si se hace un cambio de variable:

$$x = \frac{h\nu}{kT} \Rightarrow d\nu = \frac{kT}{h} dx$$

$$B(T) = \frac{2k^4 T^4}{c^2 h^3} \int \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (1.4)$$

Si tomamos solamente la integral:

$$\int \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

y hacemos la división indicada:

$$\frac{x^3}{e^x - 1} = x^3 e^{-x} + x^3 e^{-2x} + x^3 e^{-3x} + x^3 e^{-4x} + \dots + x^3 e^{-nx} \frac{x^3}{e^x - 1} = x^3 \sum e^{-nx}$$

integrando

$$\int \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \sum \int x^3 e^{-nx} dx$$

si $nx = t$

$$\sum \int \frac{t^3}{n} e^{-t} \frac{dt}{n} = \sum \frac{1}{n^4} \int t^3 e^{-t} dt$$

y tenemos que de la definición de la función zeta riemann¹ y función gamma²:

$$\zeta(s) \equiv \sum n^{-s} \Gamma(s) = \int e^{-s} s^{z-1} dt = (s-1)!$$

$$\frac{1}{n^4} = \zeta(4) = \frac{\pi^4}{90} \int e^{-t} t^3 = \Gamma(4) = 3! \int \frac{x^3}{e^x} - 1 = \zeta(4) \Gamma(4) = \frac{\pi^4}{15}$$

¹George B. Arfken, *Mathematical methods for physicist*, 4ta edición, pagina 342

²George B. Arfken, *Mathematical methods for physicist*, 4ta edición, pagina 593

De tal forma que obtenemos que la intensidad total es:

$$B(T) = \frac{2k^4\pi^4}{15c^2h^3}T^4 \quad (1.5)$$

$$B(T) = AT^4$$

$$A = \frac{2k^4\pi^4}{15c^2h^3}$$

Y si la densidad de flujo para una radiación isotrópica de intensidad B se define:

$$F = \pi B$$

Sustituyendo (1.5) en la ecuación anterior

$$F = \sigma T^4 \quad (1.6)$$

Tenemos (1.6) que es la *Ley de Stefan Boltzmann* donde $\sigma = \frac{2k^4\pi^5}{15c^2h^3}$ es la constante de Stefan Boltzmann $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$, de tal forma que las unidades del flujo serán Wm^{-2} , es decir energía por unidad de tiempo por unidad de área.

La ley de Stefan Boltzmann nos permite relacionar directamente la luminosidad y la temperatura de una estrella. La densidad de flujo de un cuerpo es proporcional únicamente a la temperatura a la que se encuentre. Si ahora imaginamos una estrella de radio R y área superficial $4\pi R^2$, y si la densidad de flujo de energía por unidad de área en su superficie es F , tenemos que la intensidad del brillo de esta estrella dependerá no solo del flujo de radiación que está emitiendo, y que es función de la temperatura, sino también del tamaño del área emisora, de manera que al multiplicar el flujo de energía de una estrella por su área superficial, tendremos la cantidad total de energía que emite por unidad de tiempo, a esta cantidad se le denomina *luminosidad* y está dada en *Watts* es decir, energía por unidad de tiempo:

$$L = 4\pi R^2 F \quad (1.7)$$

Como se mencionó antes las estrellas se comportan como cuerpos negros cuyo flujo se calcula usando la Ec. (1.6), de manera que la luminosidad será:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (1.8)$$

Esta temperatura de la que depende la luminosidad, se conoce como *Temperatura efectiva* o T_{ef} .

Si se observan varias curvas de distribución de energía (Fig.1.1) de cuerpos negros a diferentes temperaturas, puede verse que en todas hay un valor de longitud de onda en el que la intensidad de la radiación es máxima. A partir de la ley de radiación de Planck (1.1), tomando la primera derivada e igualándola a cero, puede encontrarse el máximo de distribución de energía, el cual también depende de la temperatura, a esto se le conoce como *ley de Wien*:

$$\lambda_{max}T = const = 0.0028978Km \quad (1.9)$$

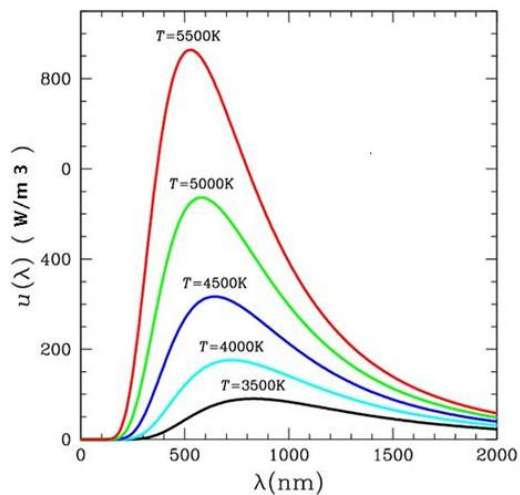


Figura 1.1: Curvas de distribución de energía como función de la longitud de onda (λ) para cuerpos negros a diferentes temperaturas. Nótese el desplazamiento del máximo hacia longitudes de onda hacia el rojo para cuerpos más fríos, de acuerdo a la Ley de Wien (1.9)

1.1.2. Escala de magnitudes estelares y magnitud bolométrica

Un simple vistazo al cielo nocturno nos hace evidente que existen estrellas de una gran variedad de brillos, o dicho en términos modernos, de magnitudes.

Hiparco, alrededor del año 150AC y más tarde Ptolomeo, dividieron las estrellas en seis categorías según el brillo de estas a simple vista, siendo las más brillantes las de categoría 1 y las menos brillantes de categoría 6. En 1856 la escala de magnitudes fue definida en términos más concretos por Norman R. Pogson. Esta nueva escala se apega mucho a la original de Hiparco y permite determinar la magnitud de las estrellas, con ayuda de los instrumentos modernos, de una manera precisa, incluso para estrellas no visibles a simple vista. Pogson definió la razón de brillo entre dos magnitudes consecutivas como:

$$\frac{m}{m+1} = 100^{1/5} \quad (1.10)$$

Donde el valor $100^{1/5}$ se conoce como *relación de brillo*. Así por ejemplo una estrella de magnitud uno es, exactamente, cien veces más brillante que una de magnitud seis.

Por medio de la Ley de Weber-Frechner ³se pueden relacionar las magnitudes aparentes de dos estrellas, si sus magnitudes son m_1 y m_2 y sus respectivos flujos F_1 y F_2 , se tiene que:

$$C = -2.512$$

Y del valor de la diferencia entre dos magnitudes consecutivas (1.10):

$$m_1 - m_2 = C \log \frac{F_1}{F_2} \quad (1.11)$$

Y tenemos así la *Relación de Pogson*:

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log \frac{F_1}{F_2} \quad (1.12)$$

³Según la ley de Weber-Fechner, un cambio discernible en la magnitud producido por un estímulo, es proporcional a la magnitud del estímulo (Abad et al.2002)

Originalmente las magnitudes estaban basadas solamente en el flujo de luz visible, es decir el percibido por el ojo humano, que es más sensible alrededor de los 5500\AA y su sensibilidad decae para longitudes de onda más largas o más cortas que este valor. A la magnitud que puede percibirse con el ojo humano se le llama *magnitud visible* m_v . Si se convierte el flujo estelar total, en toda la gama de longitudes de onda del espectro electromagnético, es decir el flujo bolométrico, a la escala de magnitudes, esa magnitud se llama *magnitud bolométrica* m_{bol} . La diferencia entre la magnitud bolométrica y la magnitud visual se define como *corrección bolométrica* BC :

$$m_{bol} = m_v - BC \quad (1.13)$$

La corrección bolométrica es también una función de la temperatura efectiva y existen calibraciones que permiten estimarla (p.ej Schmidt-Kaler 1982). De la calibración de Schmidt-Kaler, la corrección bolométrica es cero para estrellas del tipo F0.

Sistemas Fotométricos

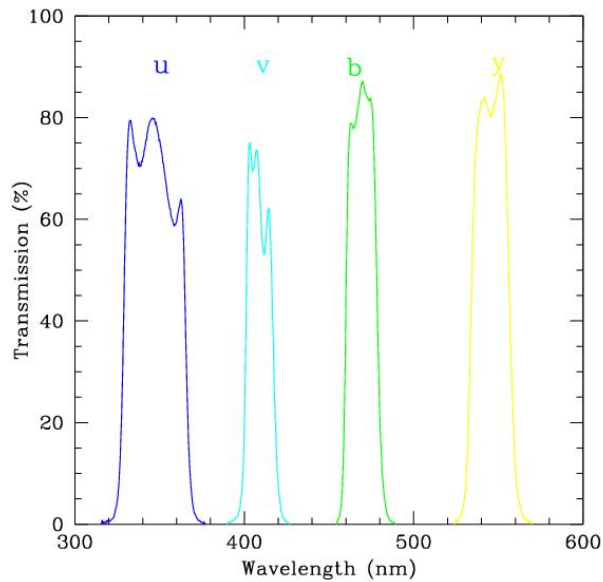
Si observamos la distribución de energía de una estrella a través de un filtro, centrado en determinada longitud de onda y con un ancho de banda de paso determinado, estaremos midiendo el flujo correspondiente a esa región espectral solamente. Este flujo convertido a magnitudes nos da la magnitud instrumental asociada a ese filtro.

Existe en astronomía observacional una gran colección de sistemas de filtros diseñados para fines específicos. Sin duda el más famoso es el sistema de filtros de banda ancha UVB , donde las iniciales corresponden a ultravioleta (U), azul (B), visible (V). Fue desarrollado a principio de los años cincuenta por H. L. Johnson, estas tres bandas están centradas aproximadamente en 3650\AA , 4400\AA y 5500\AA respectivamente y tienen anchos de banda de 680\AA , 980\AA y 890\AA respectivamente. Johnson extendió su sistema fotométrico al cercano infrarrojo por medio de filtros R , I , J , K , L y M que cubren hasta 2μ (o 20000\AA)

Otro sistema muy utilizado, de ancho de banda intermedio $\sim 200\text{\AA}$ es el sistema fotométrico diseñado por B. Strömberg (Fig.1.1.2) o sistema $ubvy - \beta$, que permite una determinación más precisa de algunos parámetros físicos estelares. En este trabajo utilizaremos, más adelante, este sistema para estimar la temperatura de la estrella objeto de este estudio HD 53300. La longitud de onda central y el ancho de banda de los filtros de *Johnson* y *Strömberg* están enlistados en el Cuadro (1.1):

Cuadro 1.1: Ancho de banda y longitud de onda efectiva para los filtros UBv y ubvy

Filtro	Ancho de banda (\AA)	λ central (\AA)
U	680	3670
B	980	4360
V	890	5450
u	300	3490
v	190	4110
b	180	4670
y	230	5470



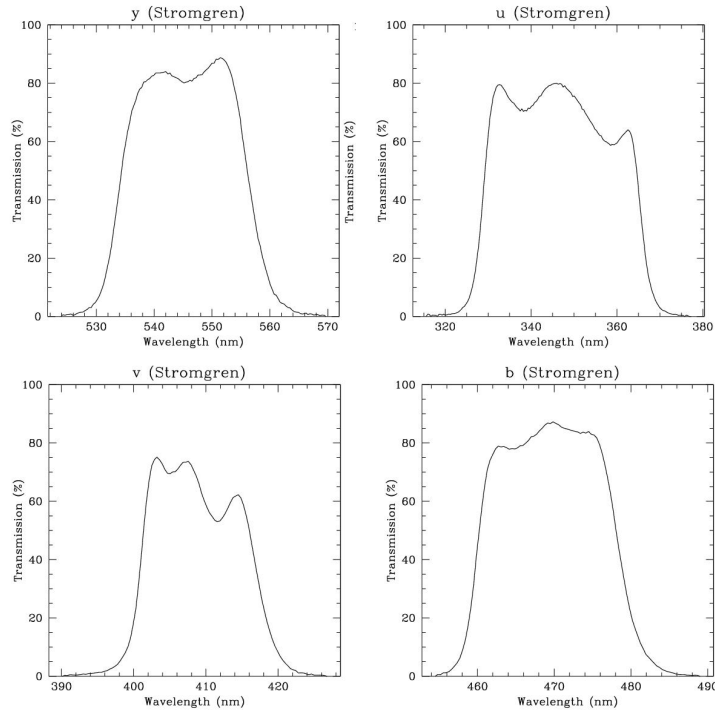


Figura 1.2: Curvas de transmisión de los filtros *uvby*

1.1.3. Color fotométrico y magnitud absoluta.

Sin utilizar ningún filtro, a simple vista en el cielo podemos observar estrellas de diferentes colores, algunas lucen más rojizas o azules, otras se ven blancas, dependiendo de su composición química y su edad, el Sol, por ejemplo, es una estrella amarilla que se formó hace 5000 millones de años. El color fotométrico o índice de color (CI), se define como la diferencia de magnitudes instrumentales medidas a través de dos filtros

$$CI = m(\lambda_1) - m(\lambda_2) \quad (1.14)$$

Los índices $B - V$ y $U - B$ son dos ejemplos de índices de color en el sistema de Johnson, muy comúnmente usado.

La *magnitud aparente* de una estrella es evidentemente una función de la distancia a la que se encuentra la estrella; una estrella puede ser muy brillante y estar muy distante de la Tierra por lo que parecerá menos brillante que una de menor brillo intrínseco, pero más cercana. Tomando en cuenta esto, es conveniente definir la *magnitud absoluta visual*

de una estrella, como la magnitud que esta tendría si estuviera situada a 10 parsec⁴ se denota por M_V , el flujo de energía que irradia una estrella es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la que esta se encuentra. A la diferencia entre la magnitud aparente de una estrella a una distancia r y su magnitud absoluta a 10pc se le denota como *módulo de distancia*, ya que como puede verse abajo, esta cantidad está relacionada con la distancia r en parsecs, así de (1.12)

$$m - M = -2.5 \log \frac{F(r)}{F(10)} = -2.5 \log \left(\frac{10pc}{r} \right)^2$$

$$m - M = 5 \log \frac{r}{10pc}$$

$$m - M = 5 \log r - 5 \tag{1.15}$$

La magnitud bolométrica absoluta puede expresarse en términos de la luminosidad. Si la densidad total de flujo a una distancia de 10pc es F y F_\odot es el equivalente del Sol, combinando (1.7) y (1.12), tenemos:

$$M_{bol} - M_{bol\odot} = -2.5 \log \frac{F}{F_\odot} = -2.5 \log \frac{L/4\pi r^2}{L_\odot/4\pi r^2}$$

$$M_{bol} - M_{bol\odot} = -2.5 \log \frac{L}{L_\odot}$$

Si consideramos las extinciones que sufre la luz en su camino desde la estrella hasta el detector, el módulo de distancia (1.15) debe incluir un factor A que toma en cuenta estas pérdidas, este factor se define como la diferencia entre la magnitud aparente, tomando en cuenta la extinción V , y la magnitud que la estrella tendría si limpiamos el medio interestelar V_0 :

$$A = V - V_0 \tag{1.16}$$

⁴Un parsec (pc) es la distancia desde la que el radio medio de la órbita terrestre alrededor del Sol subtende un ángulo de un segundo de arco, es igual a 3.26 años luz

Para magnitudes, A se define como la diferencia entre la magnitud aparente afectada por la extinción interestelar V y la magnitud absoluta de la estrella V_0 , si volvemos a la ecuación (1.15) y sustituimos V despejándola de (1.16), tenemos:

$$A - V_0 = 5\log(r) - 5A - V_0 - V_0 = 5\log(r) - 5A = V - V_0 \quad (1.17)$$

de nuevo obtenemos el módulo de distancia verdadero, es decir, que no se ve afectado por el medio interestelar.

La dispersión del medio interestelar provoca un *exceso de color* $B - V$ en la estrella, ya que este dispersa más la luz azul que la roja y este exceso de color se calcula con ayuda de los filtros U y V:

$$B - V = M_B - M_V + A_B + A_V \quad (1.18)$$

Donde $M_B - M_V$ es el color intrínseco de la estrella y es igual a $(B - V)_0$:

$$B - V = (B - V)_0 + E(B - V) \quad (1.19)$$

Estudios realizados el medio interestelar han mostrado que la razón entre la extinción visual A_v y el exceso de color $E_{(B-V)}$ es aproximadamente constante, para las estrellas en nuestra Galaxia:

$$R = \frac{A_v}{E_{B-V}} \approx 3.5 \quad (1.20)$$

1.1.4. Formación de un espectro

Desde los tiempos de la antigua Grecia, se tenía la idea de que la materia puede dividirse en trozos cada vez más pequeños, pero que hay un límite, a esta partícula que marcaba el límite se le llamó *átomo*; pero no fue sino hasta el siglo XIX cuando se demostró que el átomo puede dividirse en partículas más pequeñas y surgieron diferentes

modelos atómicos que describían al átomo de forma correcta en algunos aspectos pero equivocada en otros.

El modelo atómico que marcó de forma importante a la física fue el modelo atómico de Niels Bohr, que describe el átomo de H; Bohr concibió el átomo como un núcleo de carga positiva (protón) en torno del cual se encuentra un electrón en distintos posibles estados energéticos. Este modelo permitió comprender la organización de los niveles de energía en el átomo. Para que el modelo fuera consistente, Bohr estableció los siguientes postulados:

1. A) Solamente existe un número discreto de órbitas en las que los electrones pueden moverse sin radiar.
B) Las órbitas permitidas son aquellas en las que el momento angular del electrón es $n\hbar$.
2. A) La radiación se encuentra en forma de *quants* discretos y estos son absorbidos o emitidos, cuando el electrón salta de una órbita a otra.
B) La energía que el electrón emite o absorbe para saltar entre niveles de energía, es igual a la diferencia de energía entre las órbitas.

Así, podemos expresar que:

$$E = -K \frac{1}{n^2} \quad (1.21)$$

y

$$\nu = \frac{E_f - E_i}{h} \quad (1.22)$$

La longitud de onda de la energía involucrada entre dos niveles energéticos esta dada por la *ecuación de Rydberg*:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (1.23)$$

En la ecuación anterior, R es la constante de Rydberg y es igual a $R = 1.097 \times 10^7 m^{-1}$. Las líneas observadas en la región visible del espectro, se originan de las transiciones hacia (emisión) o desde (absorción) nivel 2, $n = 2$, y se les conoce como *la serie de Balmer* entre 3646 \AA (Salto de Balmer) y 6562 \AA (Longitud de onda en reposo de la primera línea de la serie $H\alpha$).

Formación de líneas espectrales

Las líneas correspondientes a la serie de Balmer se observaron desde el siglo XVIII en el espectro del Sol, además de otras líneas de absorción correspondientes a otros elementos. En 1814 Joseph Fraunhofer identificó y explicó las líneas más sobresalientes del espectro solar. De la misma forma si descomponemos la luz de una estrella en su espectro, veremos una serie de líneas de absorción sobre un continuo, algunas más intensas que otras. Por ejemplo en la Figura 1.3, podemos ver una serie de líneas más claras de absorción, lo que nos indica que los fotones que poseen la longitud de onda correspondiente a esas líneas, no llegaron al detector que se utilizó para captar el espectro.

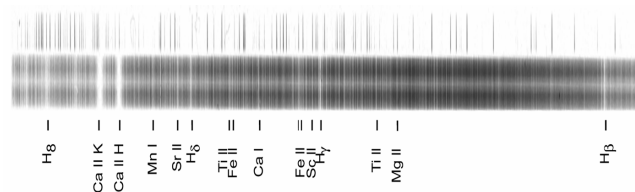


Figura 1.3: Espectro de la estrella polar (Polaris), con algunas líneas identificadas. El espectro fue tomado con el telescopio de 72 "del Dominion Astrophysical Observatory, Canadá. Cortesía de A. Arellano Ferro.

La intensidad de las líneas de absorción en el espectro, depende de las condiciones físicas de la atmósfera y del número de átomos que absorben los fotones del continuo en esa longitud de onda. Si son muchos átomos, la intensidad de la absorción será mayor y la línea correspondiente más intensa. La intensidad de una línea se puede parametrizar de varias maneras, por ejemplo, midiendo el ancho a media altura (*fwhm*) de los perfiles de las líneas, o el área total dentro del perfil de cada línea expresado en angstroms o ancho

equivalente. El ancho de las líneas depende de alguno o varios mecanismos de ensanchamiento: instrumental, colisional, rotacional, etc, éstos se describen a continuación.

Mecanismos de ensanchamiento de líneas

Las líneas de absorción, se deben a un proceso de absorción de energía en los átomos presentes en la atmósfera de la estrella, como se ha descrito anteriormente. De estas transiciones atómicas, la línea de absorción se produce, teóricamente, en una determinada longitud de onda que es característica de cada transición, de manera que se esperaría una línea infinitesimalmente delgada, con un perfil de línea tipo δ de Dirac; sin embargo, cuando observamos una línea de absorción en un espectro, esta presenta un perfil Gaussiano cuyo ancho a media altura *fwhm* puede medirse. Las líneas espectrales se ensanchan por varios mecanismos:

1. Ensanchamiento natural: Un átomo excitado puede emitir energía de forma espontánea y para poder explicar mejor la distribución espectral debido a esta emisión es conveniente describir al electrón de una forma clásica, como un oscilador armónico amortiguado, donde la energía que pierde el átomo al irradiar resulta en un amortiguamiento del oscilador, en el caso de los átomos esta amortiguación es muy pequeña. La amplitud de la oscilación se obtiene al resolver la ecuación:

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0x = 0 \tag{1.24}$$

Donde $(\omega_0)^2 = \frac{k}{m}$, ω_0 es la frecuencia del oscilador amortiguado, m la masa, k la constante de fuerza y γ la constante de amortiguamiento. Si se establecen los valores iniciales $x(0) = x_0$ y $\dot{x}(0) = 0$, la solución a la ecuación (1.24), es:

$$x(t) = x_0 e^{(-\frac{\gamma}{2})t} \cos \omega_0 t \tag{1.25}$$

La frecuencia $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ corresponde a la frecuencia central de la distribución de frecuencias de la transición. Debido a que la amplitud de la oscilación decrece gradualmente, la frecuencia emitida ya no es monocromática, sino que muestra una

distribución de frecuencias. Este ensanchamiento natural, también puede explicarse desde el punto de vista del principio de incertidumbre de Heisenberg; si la vida media del estado excitado E_i es τ_i , la energía de este nivel puede determinarse con una cierta incertidumbre:

$$\Delta E_i \simeq \frac{\hbar}{\tau_i} \quad (1.26)$$

de manera que el nivel de energía tiene un ancho determinado.

2. **Ensanchamiento Doppler:** Uno de los efectos que más contribuyen al ensanchamiento de las líneas espectrales es el efecto Doppler, que es aún más evidente en gases que están a bajas presiones, este efecto es debido a la agitación térmica en la que se encuentran los átomos que emiten o absorben radiación, si consideramos un átomo excitado que se mueve con una velocidad v , relativa a un observador que tomaremos como el reposo y si la frecuencia a la que emite este átomo desde su propio marco de referencia es ω_0 , y su vector de onda k la frecuencia medida por el observador en reposo será:

$$\omega_e = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (1.27)$$

Y de la misma forma puede obtenerse la frecuencia de absorción de un átomo en movimiento a una velocidad v . En equilibrio térmico, las velocidades de las moléculas del gas siguen la distribución de Maxwell, a una temperatura T , un número de moléculas $n_i(v_z)dv_z$ en el nivel E_i por unidad de volumen con una componente de velocidad entre v_z y $v_z + dv_z$, es:

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_p\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v_z}{v_p}\right)^2} dv_z \quad (1.28)$$

Donde N_i es la densidad de átomos en el nivel E_i y v_p la velocidad más probable. El ensanchamiento Doppler excede el ensanchamiento natural en al menos dos órdenes de magnitud. El perfil de línea observado cuando se considera este efecto muestra una distribución Gaussiana, cuando no se considera este efecto, el perfil se ve más como una función de Lorentz. Sin embargo, estrictamente, el perfil de intensidad de la línea de absorción observada es una convolución entre una Gaussiana y una Lorentziana y se conoce como *perfil de Voigt*, estos perfiles son muy importantes en

el estudio de atmósferas estelares, ya que permiten tratar por separado los ensanchamientos y a partir de esto determinar la temperatura y presión de la capa de la atmósfera que está absorbiendo.

3. Ensanchamiento por colisiones. Cuando un átomo A con niveles de energía E_i y E_k se aproxima a otro átomo o molécula B , los niveles de energía de A sufren un corrimiento debido a la interacción de A y B , el corrimiento depende de la configuración de los electrones de A y B y de la distancia entre sus centros de masa R .

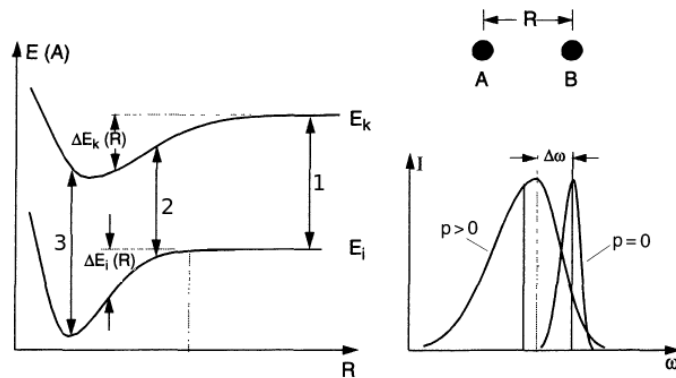


Figura 1.4: Ilustración del ensanchamiento colisional, explicado con las curvas de potencial de las partículas que colisionan A y B . Figura tomada de *Laser spectroscopy*. *W.Demtröder, 3ra edición. Springer*

En la Figura (1.4) podemos ver como las transiciones de tipo 1 ocurren entre estados energéticos que no han sido afectados, en las transiciones tipo 2, R es menor que en las de tipo 1, lo que significa que los centros de masa de los átomos o moléculas están más cerca, de manera que ambas curvas de potencial se ven afectadas por la presencia de la otra, por lo que tenemos una diferencia de energía menor entre ambos niveles, una vez que esta colisión ocurre, los niveles de energía quedan afectados mientras ocurra la siguiente colisión, ya que en la atmósfera de una estrella, debido a que son cientos de partículas, estas siempre están chocando entre sí; la transición del tipo 3, es una representación de como los niveles se modifican aun después de la

colisión.

Dependiendo de la distribución de la separación entre centros de masa R y de la forma de las curvas de energía, el efecto neto, de las partículas que absorben a través de una línea en la fotosfera estelar, puede ser desde un corrimiento de la línea y causarle una asimetría, hasta su ensanchamiento, este último caso es el que nos interesa. Podemos relacionar R con el cambio en la energía, de manera aproximada:

$$\Delta E = \frac{a}{R^n} \quad (1.29)$$

Donde a es una constante y n es un entero que depende de la interacción

Cuadro 1.2: Tipos de ensanchamiento debido a las colisiones por presión

n	Tipo	Líneas afectadas	Perturbador
2	Stark lineal	hidrógeno	Protones y electrones
4	Stark cuadrático	La mayoría de líneas, especialmente en estrellas calientes	Electrones
6	Van der Waals	La mayoría de las líneas, especialmente en estrellas calientes	H Neutro

Si expresamos (1.29) en función del cambio en la frecuencia, tenemos:

$$\Delta \nu = \frac{C_n}{R^n} \quad (1.30)$$

La constante de interacción C_n debe ser medida o calculada para cada transición y tipo de interacción

4. **Ensanchamiento Rotacional:** Los efectos de la rotación de la estrella en el espectro de esta son muy leves, a menos que la velocidad de rotación sea comparable con la velocidad de escape, sin embargo, las líneas espectrales sufren un corrimiento Doppler pero esta vez no es debido a la velocidad radial, sino que es un ensanchamiento de la línea debido a la rotación de la estrella.

La luz generada por las recombinaciones atómicas es irradiada desde diferentes puntos en la superficie de la estrella, que se mueven a diferentes velocidades, sin embargo, la resolución de los espectrogramas, por lo general no es suficiente para "duplicar" los perfiles de las líneas, pero la línea si se observa ensanchada. La macroturbulencia se refiere a la velocidad a gran escala de las partículas que forman un gas en la atmósfera de la estrella, y es difícil separar, en el espectro, los efectos debidos a la macroturbulencia de los debidos a la rotación. El ensanchamiento Doppler, debido a la velocidad de rotación, depende de la orientación del eje de rotación relativo a la línea de visión del observador, a menos que exista una orientación preferencial del eje, se espera un amplio rango en el ensanchamiento, este será mayor para las ondas que se emiten desde el ecuador de la estrella y menos para los polos.

1.1.5. Clasificación espectral

Los espectros de las estrellas se clasifican según la intensidad de las líneas espectrales que se observan. Isaac Newton observó el espectro solar en 1666, pero hablando estrictamente, la espectroscopía comenzó en 1814, cuando J. Fraunhofer observó las líneas que cortaban el continuo en el espectro del Sol, y les asignó letras mayúsculas a algunas de las más intensas, pero Fraunhofer no sabía a que elementos correspondían, sin embargo, aun hoy en día para algunas líneas se conserva la notación Fraunhofer, por ejemplo, las líneas D del Sodio o D1 en 5896\AA , D2 en 5890\AA ; la banda G en 4308\AA el cual es un conglomerado de metano, y Fe; las líneas de H y K del Calcio (CaII) en H 3968\AA y K en 3933\AA .

En 1860, Gustav Kirchhoff y Robert Bunsen identificaron las líneas características producidas por varios elementos en un gas incandescente, ese mismo año W. Huggins en Inglaterra y el Rev. Angelo Secchi en Roma hicieron experimentos con luz de la Luna, los planetas y las estrellas más brillantes.

En 1886 en Harvard se inició un programa de clasificación espectral; con base en la intensidad de las líneas de hidrógeno se distinguieron 16 clases que se denotaron A, B, C, ...P., siendo A para aquellas estrellas con las líneas de hidrógeno más intensas. Más tarde se descubrió que esa secuencia no tenía sentido físico. Las estrellas O y B eran las más

azules y por lo tanto las más calientes, así que estaban fuera de lugar entre las amarillas y rojas K y M que son las más frías. Las líneas de Helio también eran un problema pues aparecían repentinamente en las O y B y solo en esas. Eventualmente la secuencia fue reordenada y tomó el orden siguiente:

O B A F G K M

Luego en 1943, W.W. Morgan, P.C. Keenan y E. Kellman crearon un sistema bidimensional de clasificación espectral que publicaron en su **Atlas of Stellar Spectra** que desafortunadamente no se imprime más. El atlas original (conocido como MKK) representó una nueva forma de clasificación espectral que se basaba en estrellas definidas como patrón o estándares de las cuales se distinguen seis tipos diferentes de luminosidad (Cuadro 1.2). Este sistema fue mejorado por Morgan (1953) y posteriormente por Morgan y Keenan (1973), hasta convertirse en lo que hoy en día se conoce como sistema *MK*, luego tanto Keenan como Morgan habrían de seguir refinando el sistema, por ejemplo, Keenan (1976) para estrellas más frías que el Sol y en Morgan (1978), para estrellas más calientes que el Sol.

El sistema MK, es pues, un sistema bidimensional. En una dimensión tenemos la temperatura representada según los tipos *OBAFGKM* y en la otra dimensión tenemos la luminosidad según el Cuadro 1.3.

Cuadro 1.3: Clasificación MKK de la luminosidad

Clase	Descripción
Ia	Supergigantes muy luminosas
Ib	Supergigantes menos luminosas
II	Gigantes luminosas
III	Gigantes normales
IV	Subgigantes
V	Estrellas de la secuencia principal

Las estrellas pueden clasificarse según la apariencia de su espectro en la región visible; la clasificación espectral que se usa hoy en día fue desarrollada a principios del siglo XX en

el *Observatorio de Harvard*, esta clasificación está basada en líneas que son muy sensibles a la temperatura de la estrella, algunas líneas que son muy importantes son las líneas del hidrógeno de Balmer, las líneas de Helio neutro, líneas de Hierro, el doblete de Calcio ionizado, la banda G causada por la molécula de CH, la línea del Calcio neutro y las líneas de óxido de titanio (TiO).

Los tipos espectrales de la clasificación de Harvard se representan con letras mayúsculas, ordenadas según la temperatura, con la temperatura decreciente, la secuencia es:

O B A F G K M

El detalle de cada unas de las clases espectrales está en el Cuadro (1.4) ⁵ Estas clases espectrales están a su vez divididas en subclases que van desde el 0 al 9. Algunos parámetros físicos estelares como la temperatura, la aceleración de la gravedad superficial, y la composición química de las estrellas, los podemos determinar por medio del análisis de sus espectros. El análisis de la intensidad de las líneas de absorción que se observan nos da información sobre que elementos se encuentran presentes en la atmósfera y en que cantidad, además de los procesos que los transportan desde su lugar de formación en el interior de la estrella hasta la superficie donde los observamos.

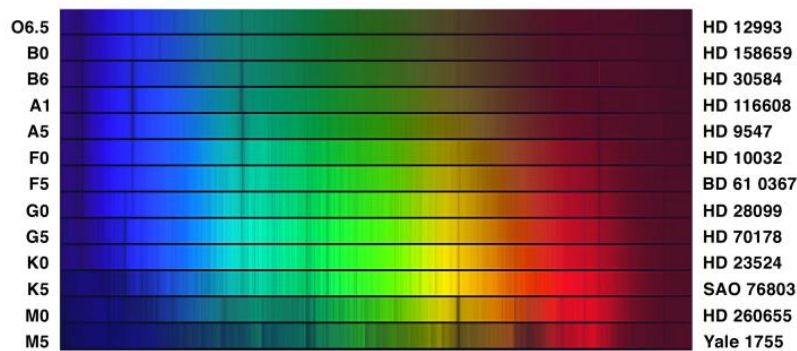


Figura 1.5: Espectros de los diferentes tipos espectrales, según la clasificación de Harvard

⁵Fundamental Astronomy. H.Karttunen, P.Kröger. Third Edition. Springer

Cuadro 1.4: Clasificación espectral de Harvard

Tipo	Color	Temperatura en la superficie	Líneas que se observan
O	Azules	20,000-35,000K	HeII, CIII, NIII, OIII, SiV
B	Blancas-azules	~15,000K	HeI, K(CaII), HI, OII, SiII, MgII
A	Blancas	~9,000K	HI, H, K(CaII), comienzan a verse líneas de metales neutros
F	Blancas-amarillas	~7,000K	H, K(CaII), FeI, FeII, CrII, TiII
G	Amarillas (El Sol)	~5,500K	H, K(CaII), la banda G es muy visible, CN en estrellas gigantes
K	Amarillas-naranja	~4,000K	Espectro dominado por líneas de metales, CaI, fuertes líneas de H y K(CaII), TiO
M	Rojas	~3,000K	TiO, CaI, muchas líneas de metales neutros

El ancho equivalente es, como dijimos, una medida de la intensidad de una línea de absorción y se define según se muestra en la Figura 1.6. La intensidad de una línea depende del número de átomos o moléculas en la atmósfera estelar capaces de absorber energía a la longitud de onda de la línea y de las condiciones físicas (temperatura, gravedad superficial y densidad) que prevalecen en la atmósfera

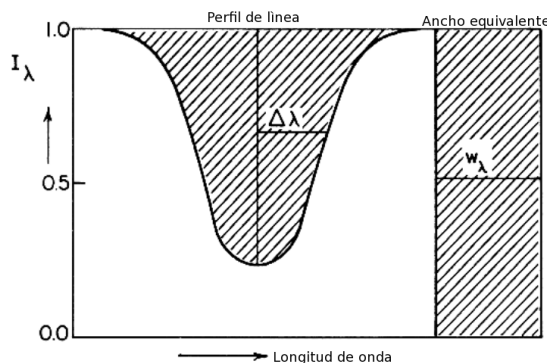


Figura 1.6: Ancho equivalente de una línea de absorción (Figura de *Astrophysical Concepts*. Martin Harwit, 4th edition)

La clase de luminosidad está determinada por las líneas espectrales que dependen fuertemente de la gravedad superficial de la estrella. Puede que las temperaturas de una gigante y de una enana sean similares, pero no lo son sus radios o sus masas, de manera que la aceleración gravitacional en la superficie de una gigante es menor que en la de una enana, en consecuencia la densidad y la presión en la atmósfera de la gigante es menor, esto provoca efectos en la luminosidad en el espectro, y esto puede utilizarse para distinguir estrellas de diferente luminosidad.

Algunas veces, como resultado de fenómenos específicos ocurre una pérdida de material por medio de vientos estelares que contribuye a la concentración de material circunestelar o bien, en el caso de estrellas muy jóvenes, el material circunestelar es residuo del material que no ha terminado de caer en la estrella. En estos casos pueden verse las líneas de emisión.

1.2. Diagrama Hertzsprung-Russell

El Diagrama Hertzsprung-Russell (DHR) fue desarrollado alrededor de 1910 por Ejnar Hertzsprung y Henry Norris Russell, quienes estudiaron la relación entre el brillo o luminosidad de las estrellas y su temperatura superficial o temperatura efectiva. Al plano $\log(T_{ef})$ - $\log L$ se le denominará diagrama H-R en recuerdo de sus inventores.

Existen versiones del diagrama H-R que emplean parámetros observables y que están relacionados con la temperatura (p.ej. color fotométrico y tipo espectral), o con la luminosidad (p.ej. magnitud aparente y magnitud absoluta). Una versión empírica del diagrama H-R muy empleada en astronomía es el diagrama color-magnitud (DCM), es decir, por ejemplo $(B - V)$ contra M_V o contra V .

En el DHR puede verse (Fig. 1.7) que la mayoría de estrellas se concentra en una banda que atraviesa el diagrama desde la esquina superior izquierda (temperaturas y luminosidades altas), hasta la esquina inferior derecha (temperaturas y luminosidades bajas). A esta banda se le conoce como *secuencia principal*, que como veremos más adelante corresponde a la etapa evolutiva en la que las estrellas generan su energía por medio de la fusión del hidrógeno en el núcleo.

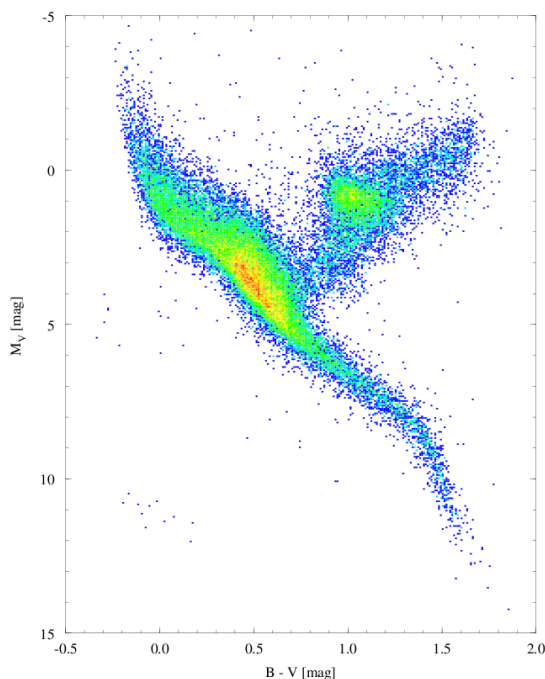


Figura 1.7: Diagrama Hertzsprung-Russell, para 41 704 estrellas del catálogo Hipparcos (Imagen de la misión Hipparcos de la Agencia Espacial Europea)

Algunas estrellas no se encuentran en la secuencia principal, sino que se agrupan so-

bre o bajo la secuencia principal; las que están por encima de la secuencia principal son estrellas que han agotado el hidrógeno en el núcleo y que han evolucionado expandiendo su atmósfera y por lo tanto han aumentado su radio y luminosidad, lo que significa que tienen áreas superficiales grandes, y se les conoce como *Gigantes* y *supergigantes*, por comparación a las que están sobre la secuencia principal a la misma temperatura. Se les denomina *enanas* a las que están por debajo de la secuencia principal, en la esquina inferior izquierda, tienen una baja luminosidad y altas temperaturas, poseen una pequeña área superficial, se les conoce como *enanas blancas* y se encuentran en las últimas etapas de su evolución.

Esta distribución de estrellas en el DHR es, como veremos, una consecuencia de la estructura y la evolución estelares. La espectroscopía y la fotometría estelar permiten conocer parámetros físicos fundamentales, particularmente *la temperatura y la luminosidad*.

Basado en observaciones de estrellas binarias, se ha visto que la masa de las estrellas de la secuencia principal es mayor cuando la estrella está en la parte superior de la secuencia o sea a mayores luminosidades, de esta manera empírica se obtiene una relación entre la masa y la luminosidad, que puede usarse para determinar la masa de las estrellas cuando se conoce su tipo espectral y su luminosidad, aun si la estrella no es binaria (Figura 1.8).

Para estrellas de masas mayores a tres masas solares, $m > 3M_{\odot}$, la luminosidad es aproximadamente proporcional al cubo de la masa $L \propto M^3$, si la masa es pequeña, $m < 0.5M_{\odot}$, entonces $L \propto M^{2.5}$. La luminosidad y la temperatura pueden relacionarse para estimar el radio de una estrella (ver 1.8), por lo que podemos graficar sobre el DHR, líneas que representen radios constantes, como se muestra en la Figura (1.9), estas líneas se contruyen basadas en observaciones, donde se ha podido determinar el radio para familias de estrellas.

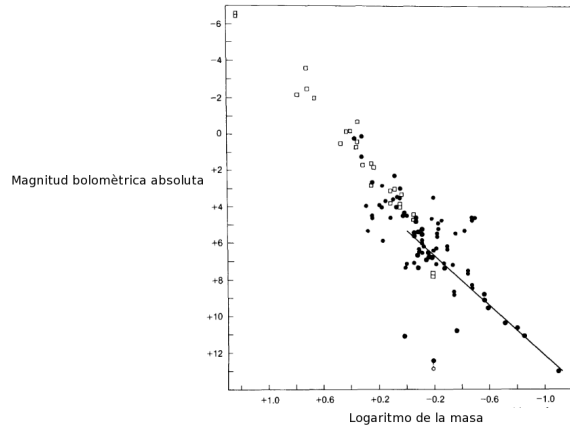


Figura 1.8: Relación de masa-luminosidad en la secuencia principal. Los círculos llenos son binarias visibles y los cuadros vacíos son binarias eclipsantes, la línea recta corresponde a la relación masa-luminosidad de estrellas de baja masa. (Figura tomada de Fundamental Astronomy. H.Karttunen.3ra. edición. E.Springer)

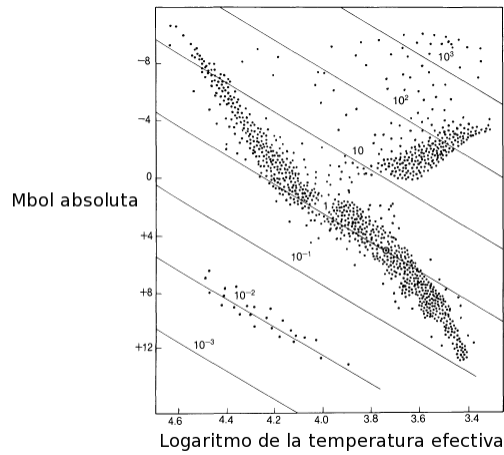


Figura 1.9: Las líneas rectas en el DHR corresponden a un valor constante de radio, los radios están dados en unidades de radio solar, se indica con un \odot

1.2.1. Metalicidad

En astrofísica se entiende como un metal, todo aquel elemento más pesado que el He, y la metalicidad es la abundancia que una estrella tiene de estos elementos. La abundancia de los elementos presentes en la atmósfera se puede determinar con la mayor precisión

por medios espectroscópicos. Como ya mencionamos, la intensidad con que aparecen las líneas en el espectro depende esencialmente de la temperatura y presión en la superficie estelar y de la abundancia del elemento químico en cuestión

La metalicidad de una estrella depende del lugar y el momento donde la estrella se formó, pero también de su estructura interior, edad y de los mecanismos que desplazan a los elementos formados en el interior hacia la superficie. En general, las estrellas en el halo Galáctico son mucho menos metálicas que las estrellas más jóvenes formadas en el disco Galáctico, pero la estructura y mecanismos de transporte de energía del interior de la estrella a la superficie, juegan un papel decisivo en la composición química que se observa.

La metalicidad se expresa tomando como referencia a las abundancias de elementos en el Sol y con respecto al hidrógeno, que es el elemento más abundante, así:

$$\left[\frac{Fe}{H} \right] = \log \left(\frac{abFe}{abH} \right)_{estrella} - \log \left(\frac{abFe}{abH} \right)_{\odot} \quad (1.31)$$

Antes de entrar a la descripción de como medimos la abundancia atmosférica del objeto que estudiamos HD 53300 y de discutir los resultados en términos evolutivos, haremos, en el siguiente capítulo, una breve descripción de la evolución estelar, particularmente de la estructura y mecanismos que prevalecen en la rama asintótica, que es una de las últimas etapas evolutivas de las estrellas en su camino hacia la fase de nebulosas planetarias

Capítulo 2

EVOLUCIÓN ESTELAR

Las estrellas se forman a partir de gas y partículas de polvo del material interestelar, evolucionan y algunas, dependiendo de su masa, se reintegran total o parcialmente al medio interestelar. Los cambios que ocurren en las estrellas durante su evolución pueden ser imperceptibles en las escalas de tiempo de la vida de un ser humano, sin embargo se tienen modelos evolutivos que partiendo de ciertas condiciones iniciales, pueden describir estos cambios y los tiempos involucrados en ellos.

Algunos parámetros físicos de la superficie de las estrellas ayudan en la determinación del estado evolutivo en las que estas se encuentran, algunos de estos parámetros físicos, son la gravedad, la temperatura y la abundancia de los elementos presentes en su atmósfera. Puesto que las escalas de tiempo involucradas en la evolución son muy largas, se puede suponer que las estrellas están temporalmente en equilibrio hidrostático, es decir, la contracción gravitacional de su masa está equilibrada por la presión interior. Esta circunstancia y las condiciones a la frontera, tales como que la presión, es cero en la superficie y la temperatura en el centro es la requerida para la fusión del hidrógeno, es posible derivar algunas leyes generales, que describen su estructura y sus cambios evolutivos en escalas de tiempo mayores

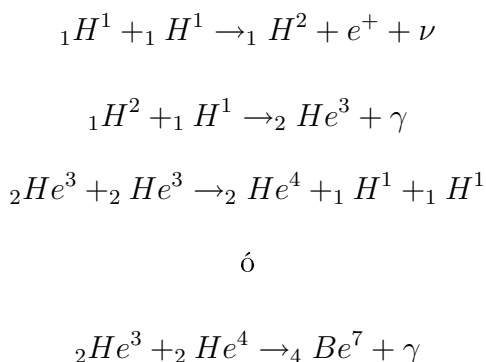
La masa inicial de la estrella y el radio que esta tenga en cada etapa de su evolución determina la gravedad en la superficie y la presión que habrá sobre el núcleo de la estrella,

de tal forma, que también estas condiciones determinarán las temperaturas que se alcanzarán en las regiones centrales de la estrella, si estas temperaturas son lo suficientemente elevadas, ocurrirán reacciones de fusión y estas proporcionarán energía y una presión de radiación que mantendrá el equilibrio hidrostático de la estrella.

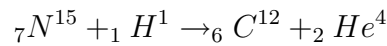
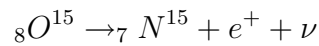
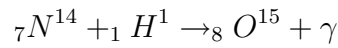
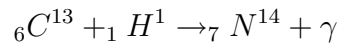
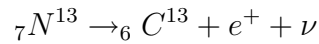
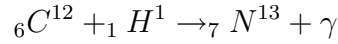
Cuando una nube de material interestelar se contrae lo hace de manera isotérmica, por que, la nube es muy transparente y no retiene la energía de origen gravitacional. Cuando la nube es lo suficientemente opaca, la energía gravitacional es reabsorbida por la nube y esta aumenta su temperatura. A esta etapa de contracción se le conoce como la trayectoria de Hayashi, en honor al astrónomo que desarrolló los primeros modelos de formación estelar.

A medida que continua la contracción y más material se agrega a la región central, su densidad y opacidad aumentan, hasta que la energía que se irradia es retenida en la nube y la temperatura de esta aumenta, cuando las regiones centrales de la nube alcanzan 10^7K comienza la fusión del hidrógeno para formar deuterio, litio y eventualmente helio, en cada uno de estos ciclos de fusión se libera energía en forma de fotones, cuando la radiación es lo suficientemente intensa y se alcanza una presión de radiación suficiente para inhibir la caída de material en las regiones externas de la nube, la masa de esta no sigue aumentando, sino que alcanza un valor final el cual determinará el destino evolutivo de la estrella.

Cuando la estrella fusiona H en He, se encuentra en la secuencia principal (SP) del DHR, si la estrella es de baja masa, aproximadamente como la masa del Sol, las reacciones de fusión ocurren siguiendo la cadena protón-protón:



en esta, cuatro protones se fusionan para formar helio, también se producen neutrinos y positrones que son dispersados, además de fotones, que como se mencionaba anteriormente, son absorbidos en la atmósfera y aumentan la temperatura del gas. Las estrellas más masivas y que además son de generaciones posteriores, alcanzan una temperatura lo suficientemente alta como para generar su energía a partir de la cadena CNO:



Si no hay ${}_6C^{12}$, aunque la temperatura sea suficiente, no ocurrirá el ciclo CNO. La abundancia de C es fundamental cuando se considera la evolución de una estrella de Población II (Esencialmente sin C) y una de Población I (con grandes cantidades de C)

Cuando la estrella agota el H en el núcleo, este se contrae y la temperatura en el núcleo aumenta por lo que su envoltura se expande y por lo tanto se enfría, en el DHR la estrella se alejará hacia arriba a la derecha (Fig.(2.1)). Rodeando al núcleo, que ahora es mayormente de He, se encuentra una capa de H (Fig(2.2)) la cual alcanza una temperatura suficiente como para poder seguir realizando reacciones de fusión que agregarán más He al núcleo. Las capas más exteriores de la estrella, o envoltura, se expanden aumentando el radio de la estrella y disminuyendo la temperatura en la superficie, cuando esto ocurre la estrella ha llegado a su etapa de *Gigante roja*; a medida que la estrella se aproxima a esta etapa de gigante roja, su envoltura convectiva penetra hacia el núcleo arrastrando con esto algunos productos de la nucleosíntesis que ocurrió mientras estaba en la SP, a esto se le llama *primer dragado*, cuando la estrella asciende por la rama de las gigantes rojas la envoltura convectiva, primero continua penetrando y luego se retrae.

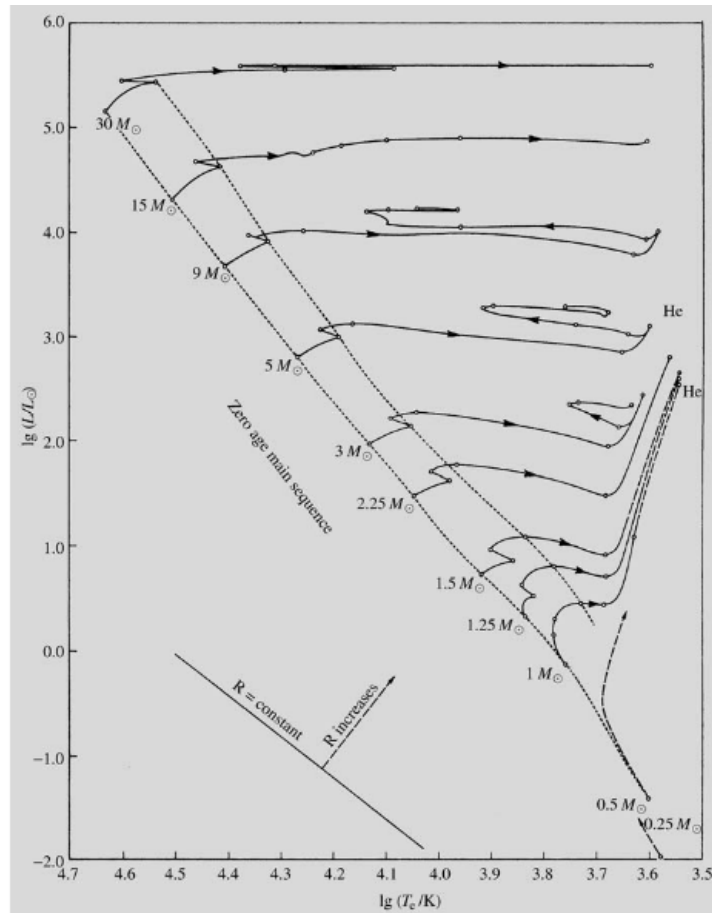


Figura 2.1: Trazas de evolución estelar en el DHR en la secuencia principal y después, la secuencia principal. El punto marcado con He indica en donde comienza la fusión de He y para estrellas de baja masa indica el punto en el que ocurre el flash de He. Las líneas rectas muestran la posición de las estrellas con el mismo radio (Figura de Fundamental Astronomy, H.Karttunen,5th edition.Springer)

Cuando el núcleo de esta gigante roja alcanza una temperatura de 10^8K ocurre la fusión de He siguiendo el proceso triple alfa, que tiene como principal producto al C, en este momento, la densidad del núcleo de la estrella es tan alta que alcanza un estado degenerado, es decir, la temperatura ya no es proporcional a la presión, de manera que la temperatura en el núcleo puede aumentar y este no se expande, esto provoca enormes concentraciones de energía lo que lleva a una acelerada quema de He. Esta liberación de energía es el *flash de helio*, originalmente sugerido por Mestel (1952) y verificado por Schwarzschild y Härm (1962).

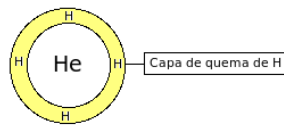


Figura 2.2: Núcleo de He cuando aun no ha alcanzado la temperatura necesaria para comenzar a experimentar las reacciones de fusión de He, pero la capa de H que lo rodea es activa y continúa fusionando H en He

Luego del flash de He, el núcleo no se encuentra en un estado degenerado y las reacciones en este continúan, también continúa la fusión de H en He en la capa que lo rodea, es decir, la estrella posee dos regiones activas de energía. En este momento la estrella se encuentra en la *rama horizontal (RH)* que se observa en el DHR (Figura 2.3). Debido a la doble región de generación de energía que es transportada a la superficie, la luminosidad de la estrella aumenta, esta se expande y la aceleración de la gravedad disminuye, por lo que la estrella puede perder masa. Si la estrella perdiera toda su envolvente, sería una estrella de He químicamente homogénea convirtiendo He en C. A esta etapa se le llama *Secuencia principal de He*, sin embargo, la mayoría de estrellas de la RH tienen una envolvente delgada alrededor del núcleo en la que se quema H, y por supuesto una envolvente más exterior inerte y más masiva, de manera que las estrellas de la RH tienden a ser ligeramente más luminosas que las de la secuencia principal.

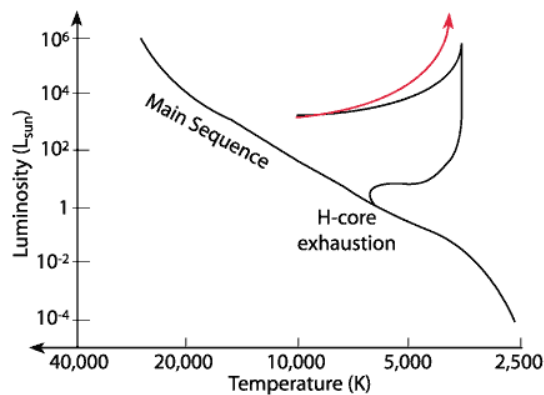


Figura 2.3: Camino evolutivo que sigue una estrella de masa baja $m \leq 5M_{\odot}$

Una vez que se termina el He en el núcleo de la estrella, este de nuevo se contrae y es inerte y solo una delgada capa a su alrededor continua transformando He en C. La estrella posee ahora dos cascarones activos, uno más interior donde se quema He y el más exterior donde se quema H (Figura 2.5). La gran envolvente continua su expansión y la estrella aumenta notablemente su radio convirtiéndose en una gigante.

2.1. Rama asintótica de las gigantes (AGB)

Cuando se ha fusionado todo el He del núcleo de la estrella, esta asciende a la *Rama asintótica de las gigantes (AGB)*(Figura 2.3). En esta etapa la envolvente convectiva profundiza hacia el núcleo y se produce el *segundo dragado*. Para estrellas con una masa $m \lesssim 2.5M_{\odot}$, esto implica pocas consecuencias ya que este segundo dragado no es tan profundo como el primero, sin embargo si $m \gtrsim 4M_{\odot}$, este dragado penetra más que el primero, lo que provoca que más productos de las reacciones de fusión en las capas internas de la estrella alcancen la superficie (Boothroyd 1999).

Una estrella pasará una corta fracción de su vida ($\leq 1\%$) en la AGB, y en este corto período se establecen parámetros que determinarán los productos finales de la evolución de la estrella como nebulosa planetaria, la tasa de perdida de masa y enriquecimiento del medio circunestelar.

Una estrella en la AGB posee una estructura como lo muestra la Figura 2.5, un núcleo de C-O rodeado de una capa activa de He y este a su vez rodeado por una capa activa de H, todo esto contenido en una capa de H inerte. La temperatura de los cascarones activos de H y de He es suficientemente elevada para poder continuar con las reacciones nucleares, tanto en la capa de H como en la de He, esto produce enormes cantidades de energía que provocarán que de nuevo el radio de la estrella aumente (Becker & Iben, 1979) y por lo tanto también aumenta su luminosidad.

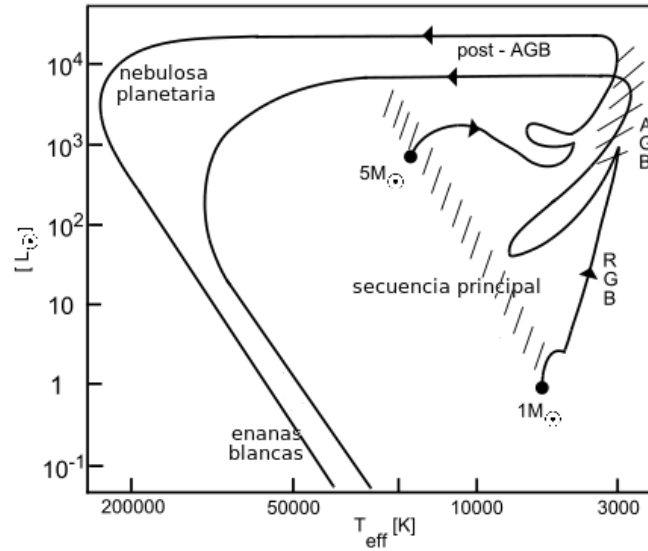


Figura 2.4: DHR que muestra el camino evolutivo que sigue una estrella cuya masa es igual a la del Sol y otra que es cinco veces más masiva que éste. RGB = Rama de las gigantes rojas, AGB = Rama asintótica de las gigantes. Figura tomada de Engles (2004)

Cuando el He que forma la capa que rodea al núcleo se ha fusionado casi en su totalidad en C y también la envoltura más externa de H está agotándose, las abundancias en la superficie de la estrella cambian, se hace mas rica en N y su abundancia de C disminuye. Al considerar las características espectroscópicas de las estrellas AGB, encontramos que se separan en tres grupos y la diferencia entre ellos es el valor de la razón C/O , si $C/O < 1$ la estrella es rica en O y su espectro está dominado por bandas de TiO, si $C/O > 1$ son ricas en C y en su espectro se observan bandas CN y finalmente cuando $C/O \approx 1$ se dice que la estrella está en una etapa de transición y se conocen como *estrellas S*, esta misma clasificación basada en la razón C/O se utiliza en las estrellas post-AGB y en la estrella central de las nebulosas planetarias.

Si bien la tasa de generación de energía de la capa de H ha disminuido, debido a que el núcleo aun no tiene la temperatura suficiente para poder comenzar con las reacciones de fusión, ni tampoco la tiene la capa de He, la principal fuente de energía de la estrella será la envoltura de H que rodea a la capa de He (Trams et al. 1991); cuando la temperatura de la capa de He sea la suficiente para que ocurran reacciones triple α , el He se quemará

esporádicamente, dando lugar a lo que se conoce como *pulsos térmicos*, estos pulsos térmicos consisten en la liberación de grandes cantidades de energía, y cuando estos ocurren hay pérdidas considerables de masa en la estrella, a una razón de $10^4 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Engels 2004), y esta pasa a ser parte del medio interestelar, a medida que estos pulsos ocurren la estrella se expande y las fusiones en la envoltura de H cesan y de nuevo se genera una zona de convección, Ulrich y Scalo (1973) han sugerido que esta zona de convección interna puede interactuar con la envoltura externa en la cual también encontramos corrientes convectivas, de manera que los productos de las reacciones que ocurren en el interior de la estrella, enriquecen la superficie de la estrella con He, C, N, O y otros elementos pesados como Ne y S aunque estos últimos son observados en estrellas masivas (Iben y Renzini, 1983).

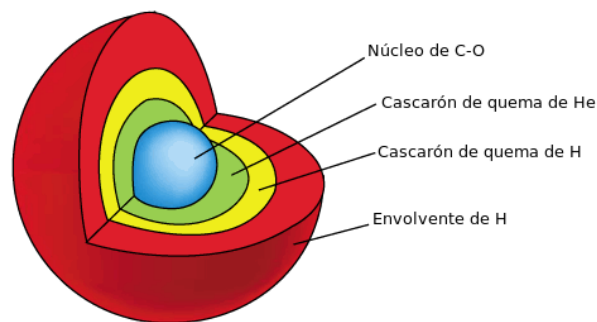
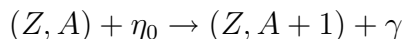


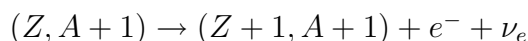
Figura 2.5: Esquema de la estructura de una estrella AGB

En las estrellas AGB las reacciones de nucleosíntesis principales son las que se producen por los pulsos térmicos y proceso triple alfa, el cual tiene como producto el C-12, además la envoltura de la estrella se extiende hacia el interior hasta alcanzar las zonas más calientes provocando captura de neutrones, para el caso de estrellas más masivas, si esta masa es lo suficientemente alta, el fondo de la envoltura convectiva más profunda penetra la parte superior de la capa de H, de esta forma la nucleosíntesis por captura de neutrones ocurre al fondo de la misma envoltura convectiva; otra reacción de nucleosíntesis que enriquece la atmósfera de la estrella en su etapa AGB es el proceso-s que produce aproximadamente la mitad de los elementos más pesados que el hierro y se trata de una captura electrónica que ocurre aún cuando las temperaturas no son muy elevadas.

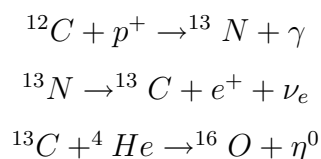
Debido a que el neutrón no posee carga puede penetrar con facilidad el núcleo de un átomo, la probabilidad de que ocurra una captura depende de la energía cinética del neutrón que se aproxima al núcleo y el número másico de este. En la captura de neutrones, un núcleo de masa A pasa a ser un núcleo más masivo:



El nuevo núcleo que se forma puede ser inestable y decaer por decaimiento beta, este es un proceso mediante el cual un nucleido inestable emite una partícula beta para optimizar la relación N/Z (neutrones/protones) del núcleo. La partícula beta puede ser un electrón o un positrón, para nuestro caso, el decaimiento beta es:



Dependiendo del flujo de neutrones existen dos tipos de captura, el proceso lento (proceso-s) y el proceso rápido (proceso-r), para el proceso-s el flujo de neutrones es tan bajo que el decaimiento beta tendrá tiempo de ocurrir antes de que ocurra la siguiente reacción de captura de electrones; los núcleos más estables con $A > 210$ han sido formados por proceso-s, un flujo de electrones suficiente para que ocurra el proceso-s se obtiene en el curso de la evolución estelar, por ejemplo, algunas de las reacciones de quemado de C y O producen neutrones libres; si hay una convección entre las capas activas de H y He, los protones libres pueden ser llevados a las capas ricas en C, entonces tenemos una importante reacción de producción de neutrones:



El flujo de neutrones necesario para que ocurra el proceso-r es de aproximadamente 10^{22}cm^{-3} , el cual es demasiado para ser producido en algún momento durante la evolución estelar normal, el único lugar, donde hasta hoy, que se de este flujo de neutrones, es cerca de una estrella de neutrones formándose en la explosión de una supernova. En este caso la captura de neutrones por proceso-r hace al núcleo inestable por lo que no tiene el tiempo suficiente para que pueda capturar muchos neutrones. Después de uno o más

decaimientos beta rápidos, el proceso continúa; el proceso-r se detiene cuando disminuye el flujo de neutrones, el núcleo luego decae gradualmente por procesos beta hacia isótopos más inestables, los elementos inestables más masivos son formados por el proceso-r, como el Uranio, Torio y Plutonio.

2.2. Post-Rama asintótica de las gigantes (post-AGB)

No está muy claro en que momento la estrella deja de ser una AGB y pasa a ser una post-AGB, algunos autores consideran que el tiempo de vida de una estrella AGB termina cuando pierde su envoltente de H, lo que significa una considerable pérdida de masa en un corto período, que terminará cuando la masa de la envoltente sea aproximadamente $0.001M_{\odot}$ y su temperatura efectiva cerca de 5000K (Schonberner (1989)); mientras que su luminosidad se mantiene casi constante y su radio disminuye (Partasaranathy (1998)); también se considera que la estrella ha abandonado la AGB cuando cesa la variabilidad debida a los pulsos térmicos que la estrella había sufrido (P.García Lario (2006)). Otro indicador de la etapa en la que la estrella se encuentra, es que durante la AGB no se observa hidrógeno molecular en la región circunestelar, pero si se detecta en las post-AGB (Van Winckel 2003).

Según Soker (2007) la transición de AGB a post-AGB ocurre cuando la razón entre el tiempo dinámico, y el tiempo térmico alcanza un máximo. Dinámico es el tiempo que le tomaría a la estrella colapsarse, si de pronto no existiera una presión que se opusiera a la gravedad, mientras que el tiempo térmico es el tiempo que le toma a la radiación generada en el núcleo alcanzar la superficie de esta. Soker (2007), argumenta que cuando hay una contracción rápida del núcleo de la estrella y su envoltente posee una masa baja, entonces a un fotón que se genere en la envoltente, le tomará menos tiempo alcanzar la superficie de la estrella, de manera que el tiempo térmico disminuye, por lo que la razón de tiempos es máxima.

Al observar el espectro de una post-AGB puede verse que es similar al de una supergigante más masiva y menos evolucionada. Sin embargo en la post-AGB auténtica, alrededor

del núcleo de C-O hay una capa de baja masa muy extendida por lo que la aceleración de la gravedad en la superficie es muy baja, como en una supergigante masiva y joven. Un análisis detallado de las abundancias superficiales puede mostrarnos diferencias, puesto que, mientras en una supergigante la envoltente es fundamentalmente de hidrógeno y no posee elementos muy pesados, en la post-AGB también encontramos elementos que se han formado durante la etapa AGB y que debido a procesos de dragado ahora son observables en la atmósfera de la estrella; además de partículas de polvo circunestelar. La energía irradiada por la estrella es absorbida por las moléculas y el polvo de la atmósfera y luego reemitida como radiación infrarroja (IRR). De los análisis de las atmósferas de estas estrellas se han observado patrones de abundancias: post-AGB ricas en Fe, post-AGB calientes que se encuentran a altas latitudes galácticas y son pobres en C, y post-AGB muy abundantes en C y en elementos productos de procesos-s (Parthasarathy 2000). Además de esto tenemos que hay algunas características que son propias de una estrella post-AGB, por ejemplo, que estas suelen observarse a altas latitudes galácticas, otra característica de las estrellas post-AGB es que se observa un exceso de emisión de radiación infrarroja debido a la formación de polvo en el material que fue expulsado durante la etapa AGB y que ahora rodea al núcleo de la estrella (Bond 1991)

En el caso de las estrellas pobres en Fe vemos que su fotosfera posee abundancias de elementos parecidos a los del medio interestelar, son pobres en Fe, Mg, Si, Al, Ti y Ca y tienen abundancias promedio de C, N, O, S y Zn (Parthasarathy 1992), en las ricas en C se observa en su superficie elementos producto del proceso triple alfa (^{12}C) y del proceso-s ($^8\text{O}, ^{12}\text{Mg}, ^{26}\text{Fe}, ^{48}\text{Cd}, ^{43}\text{Tc}, ^{50}\text{Sn}, ^{51}\text{Sb}$), también la abundancia de Fe de este tipo de estrellas está alrededor de $[\frac{Fe}{H}] \sim -1$, suelen encontrarse a altas latitudes galácticas, con altas velocidades radiales y por último las post-AGB que son muy calientes y son significativamente pobres en C, son también pobres en metales.

La etapa post-AGB es muy breve comparada con la vida de las estrellas en otra etapa de su evolución, por ejemplo, una estrella con una masa entre 1_{\odot} y 5_{\odot} estará en la SP entre 0.1 y 12 miles de millones de años, en la etapa AGB entre 1 y 15 millones de años y

en la post-AGB apenas entre $10^3 - 10^5$ años (Engels 2004). Durante este período la estrella sigue perdiendo masa, pero esta vez a una razón menor que cuando ocurrían los pulsos térmicos en la AGB, la masa que se pierde en la post-AGB es de $10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Engels, 2004); cuando la temperatura del núcleo es suficiente para ionizar las capas que han sido expulsadas hacia el medio interestelar la estrella ha abandonado la rama post-AGB para convertirse en una pre-nebulosa planetaria. El núcleo de una nebulosa planetaria continuará su evolución y a medida que se contrae y pierde luminosidad se convertirá en una enana blanca. La composición química de una post-AGB refleja los procesos de formación de núcleos atómicos pesados a través de la captura de neutrones en el fondo caliente de la envoltura y su transporte hacia la superficie. El análisis de la química de una estrella nos permite determinar el estado evolutivo en el que esta se encuentra, de manera que analizando químicamente el espectro de la atmósfera de una estrella podemos decir si se encuentra en su etapa post-AGB.

Capítulo 3

ADQUISICIÓN Y PROCESAMIENTO DE DATOS

3.1. Adquisición de datos

El espectro de HD 53300 fue tomado el 18 de febrero de 2006 por la Dra. Sunetra Giridhar desde el Observatorio Vainu Bappu del Instituto Indio de Astrofísica en Kavalur, en el estado de Tamil Nadu, la India, a una latitud de $+12^{\circ}34'$, longitud $+78^{\circ}50'$ y altitud de ~ 700 *msnm*. Se utilizó un telescopio Cassegrain de 2.34m de diámetro, equipado con un espectrógrafo echelle en módulo Littrow que consiste de un sistema colimador-cámara que cumple la función de colimador en la entrada y de cámara para el haz dispersado.

El elemento dispersor principal es un espectrógrafo que consiste de una rejilla echelle de 408×208 *mm*² de $52.67 \frac{\text{lineas}}{\text{mm}}$ con un ángulo *blaze* de 70 grados, el haz de luz que entra al espectrógrafo es de 150*mm*; y el espectro dispersado es colectado por una cámara CCD que trabaja con un chip Marconi de 1024×1024 *mm*² con píxels de 24 μ m. La luz de la estrella es llevada al espectrógrafo desde el foco primario del telescopio por medio de una fibra óptica. Pueden encontrarse más detalles del espectrógrafo en el artículo de Rao et al. (2005). Nuestro espectro es de resolución intermedia ($\lambda/\delta\lambda = 28,000$) pues se observó en la configuración sin rejilla de entrada y contiene 50 órdenes, con aproximadamente 15Å entre cada uno, que cubren el intervalo espectral desde 4000Å a 10242Å, de aquí se trabajó

un intervalo en el que la resolución del espectro es mejor, esto es 4380Å a 9192Å.

3.2. Preparación y procesamiento de datos

3.2.1. Normalización del espectro

Para el procesamiento de datos se utilizó el software IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) diseñado para la reducción y análisis de datos astronómicos. IRAF fue escrito por el grupo IRAF en el NOAO (National Optical Astronomy Observatories) en Tucson, Arizona, y cuenta una gran selección de programas para el procesamiento de imágenes y análisis de astronomía óptica.

Originalmente el espectro no se muestra en una escala de longitudes de onda, sino en una de intensidad como función espacial sobre el detector, medida en píxels. Para calibrar la escala se utilizó el espectro de una lámpara de Torio-Argón, de la que se conocen las longitudes de onda de sus líneas de emisión. Una vez que se identifican estas líneas con sus respectivas longitudes de onda, IRAF contará con varios pares ordenados de píxel con la longitud de onda que se ha identificado en este píxel y con estos pares IRAF construye un polinomio de transformación el cual se aplica a los espectros estelares para desplegarlos en escala de longitud de onda contra intensidad.

El espectro también debe normalizarse al continuo, para así poder calcular la intensidad de las líneas de absorción en la escala del eje de longitud de onda, es decir en angstroms. Para corregir esto se utiliza la tarea *continuum* de IRAF. Esta tarea ajusta un polinomio de orden seleccionado a la distribución de energía del espectro con el fin de emular el continuo, *continuum* también efectúa el cociente entre el espectro medido y el polinomio ajustado para cada longitud de onda. Además *continuum* presenta varias opciones para poder elegir la función que será ajustada al continuo del espectro, para nuestro caso se hizo la normalización con una función tipo *spline* de grado 3 y orden 15, es decir se usaron 15 polinomios cada uno de grado tres y para asegurar la continuidad de estos segmentos las funciones S_i deben cumplir $S_{i-1} = S_i$ para $i = 1, 2, 3, 4, \dots, n$ y en sus puntos extremos a, b ; $S''(a) = S''(b) = 0$ y tiene la forma

$$S(x) = \left\{ \begin{array}{l} S_0(x), x \in [x_0, x_1] \\ S_1(x), x \in [x_1, x_2] \\ \dots\dots\dots \\ S_{n-1}(x), x \in [x_{n-1}, x_n] \end{array} \right\} \quad (3.1)$$

En donde:

$$S_i(x) = \frac{z_{i+1}(x - x_i)^3 + z_i(x_{i+1} - x)^3}{6h_i} + \left(\frac{y_{i+1}}{h_i} - \frac{h_i z_{i+1}}{6}\right)(x - x_i) + \left(\frac{y_i}{h_i} - \frac{h_i z_i}{6}\right)(x_{i+1} - x) \quad (3.2)$$

$$h_i = x_{i+1} - x_i$$

Y los coeficientes de 3.2.1 se encuentran resolviendo el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} z_0 &= 0 \\ h_{i-1}z_{i-1} + 2(h_{i-1} + h_i)z_i + h_i z_{i+1} &= 6\left(\frac{y_{i+1} - y_i}{h_i} - \frac{y_i - y_{i-1}}{h_{i-1}}\right) \\ z_n &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Se prefiere utilizar funciones spline, en lugar de funciones polinomiales, en las interpolaciones porque, a pesar de obtener resultados similares, con las funciones spline se evita el fenómeno de Runge¹ cuando se trabaja con órdenes elevados como sería necesario utilizar para poder obtener una función que nos permitiera normalizar nuestro espectro.

Una vez que IRAF realiza los cálculos mencionados y genera una función spline 3 ($S(x)$) como se le ha indicado, la tarea *continuum* hace el ajuste de la función obtenida con el espectro medido y calcula el cociente entre ambas, cuando un punto del espectro de entrada está muy alejado de $S(x)$ no se considera para el cálculo de la función spline para, así, obtener un mejor ajuste.

¹El Fenómeno de Runge es un problema que ocurre cuando se hace una interpolación polinómica con polinomios de alto grado, lo que ocurre es que en los extremos de la función la interpolación oscila

Una vez que tenemos el espectro normalizado (Fig.3.1), pueden identificarse y medirse las líneas de absorción que se encuentran en él.

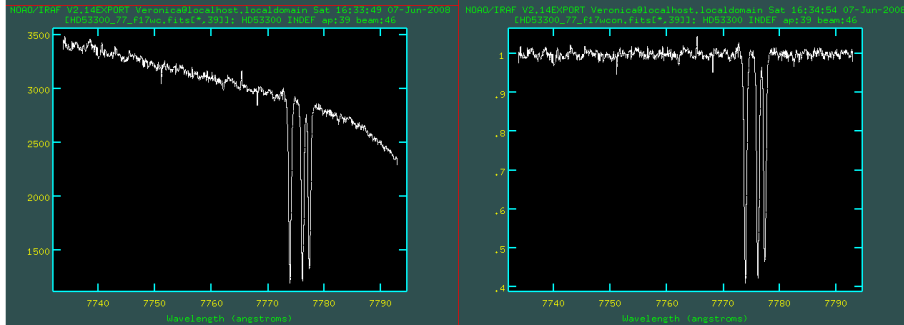


Figura 3.1: Triplete del Oxígeno de la estrella HD 53300 antes y después de ser normalizado

3.2.2. Medición e identificación de líneas

La intensidad de cada una de las líneas espectrales en un espectro estelar depende de la temperatura, de la aceleración de la gravedad, de la velocidad de turbulencia de las partículas y de la abundancia del elemento correspondiente, en la atmósfera de la estrella. El perfil de la línea ha sufrido ensanchamientos, como se mencionó en la Sección 1.1.4. El ancho natural se describe con un perfil de Lorentz y el ensanchamiento por efecto Doppler con una función Gaussiana, la convolución de ambas curvas resulta en un perfil de Voigt que juega un papel fundamental en la espectroscopía de atmósferas estelares; sin embargo IRAF realiza un ajuste gaussiano para las líneas espectrales, ya que el ensanchamiento debido a efecto Doppler y colisiones atómicas es insignificante, por ejemplo, es mayor la incertidumbre asociada con la selección del nivel del continuo.

En IRAF también existe la tarea *plot* que puede ajustar los perfiles de las líneas, calcular el centroide de la línea, con esto determinar la longitud de onda de esta y el área contenida entre el continuo y el perfil de la línea, que llamaremos ancho equivalente y se da en Angstroms. El astrónomo tiene opciones para decidir o confirmar en el momento de la medición, el nivel del continuo local (en la vecindad de la línea) y puede también ajustar solo una de las dos alas y reflejar la línea alrededor del eje de simetría, esto es conveniente en casos de líneas muy mezcladas en uno de los dos lados. También es posi-

ble integrar la línea entre dos puntos seleccionados manualmente para calcular su área o ancho equivalente. El programa nos reporta el ancho equivalente que será usado para el calculo posterior de la abundancia de este elemento.

Durante la medición de líneas hemos preferido las líneas simétricas, pues es menos probable que estén mezcladas con líneas vecinas no resueltas a nuestra resolución espectral, o con al menos un ala libre de mezclas. También nos hemos restringido a líneas con anchos equivalentes entre $15m\text{\AA} < eqw < 200m\text{\AA}$, la razón de trabajar con estos límites, es, que en el caso de líneas de menos de $15m\text{\AA}$, estas se confunden con el ruido del espectro y es difícil distinguirlas, por lo que su error de medición es mayor, debido a esto, se establece un límite inferior basándonos en experiencias anteriores; el límite superior proviene del hecho de que las líneas entre más intensas, se alejan del equilibrio termodinámico local (ETL), en el cual se basa la selección de los modelos a utilizar, esto ocurre porque diferentes partes de la línea se forman a diferentes profundidades en la atmósfera, si la línea es muy intensa, entonces proviene de regiones de diferencias de profundidad muy grandes y por lo tanto la suposición de que existe un ETL ya no es válida

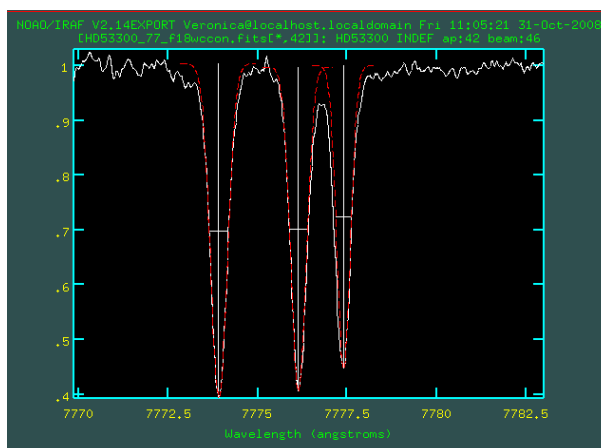


Figura 3.2: Ajustes con curvas de Gauss hechas por IRAF para el triplete del OI

Dado que las estrellas están en movimiento, es decir son una fuente de radiación electromagnética en movimiento, la radiación que emiten sufre corrimiento Doppler y la longitud de onda medida (λ_m) debe ser corregida, o sea llevada a la longitud de onda en reposo para poder identificar con precisión a que elemento corresponde. Para calcular este

corrimiento se utilizaron inicialmente las líneas del triplete del Oxígeno (O I) $\lambda=7774\text{\AA}$, de las que se conoce la longitud de onda en reposo λ_0 ; de manera que el factor de corrección (fc) se encuentra de la siguiente forma:

$$fc = \frac{\lambda_m}{\lambda_o} \quad (3.4)$$

Utilizando la relación anterior (3.4), calculamos este factor para cada una de las líneas del triplete del Oxígeno y luego el promedio de estos factores será una buena estimación del factor que deberemos aplicar a todas las líneas a lo largo del espectro.

Cuadro 3.1: Corrección por efecto Doppler

$\lambda_0(\text{\AA})$	$\lambda(\text{\AA})$	fc
7771.954	7773.916	1.0002524
7774.177	7776.138	1.0002522
7775.395	7777.343	1.0002505
$\bar{fc} =$		1.00025175

Una vez que se tiene este factor, se aplica a todo el listado de líneas, para hacer una primera estimación de la longitud de onda en reposo de cada línea. Para identificar con precisión a que elemento corresponde cada línea, es necesario comparar la estimación de longitud de onda en reposo anterior con las líneas del espectro solar enlistadas en algún catálogo. Nosotros empleamos el catálogo *The Solar Spectrum 2935\AA-8770\AA*. *Charlotte E. Moore-M.G.J. Minnaert (1966)*. Durante este proceso se encontró que algunas líneas eran mezclas de varias líneas espectrales o bien correspondían a líneas atmosféricas producidas por transiciones en la alta atmósfera de la Tierra (también llamadas líneas telúricas) y no en la atmósfera de la estrella. La identificación de estas líneas telúricas es fácil, pues no participan de el corrimiento Doppler al que están sujetas las líneas estelares. Estas líneas fueron eliminadas del listado de líneas debidamente identificadas. Nuestro listado final contiene 74 líneas correspondientes a 11 elementos diferentes, algunos ionizados, y esta es la lista que se utilizó para calcular las abundancias, como se explicará más adelante.

Para las líneas identificadas es necesario completar los parámetros atómicos que intervienen en el cálculo de abundancias, es decir, el potencial bajo de la transición correspondiente a cada línea y el valor del oscilador armónico $\log gf$ asociado a esa transición. Los potenciales bajos de las transiciones son sencillos de encontrar y se encuentran disponibles en muchas fuentes, como el catálogo de Moore & Minnaert (1966) mencionado antes, y numerosas compilaciones, por ejemplo Luck (2002, sin publicar) y la *Vienna Atomic Line Database* (VALD) (<http://vald.inasan.ru/vald/>)

Los valores del oscilador armónico $\log gf$ son más difíciles de determinar, una de las formas de cuantificar la probabilidad de transición, parte de las definiciones aún de la mecánica clásica, se basa en la idea de un oscilador armónico, ya que antes de la mecánica cuántica, se pensaba que, los electrones absorbían la energía electromagnética y al hacerlo vibraban de una forma que podía describirse como un oscilador armónico ($\log gf$).

Muchos esfuerzos se han hecho para estimar los valores $\log gf$ tanto experimentalmente como teóricamente para cada transición, o sea, para cada línea posible para cada elemento en el espectro. Un electrón puede saltar de un nivel de energía a otro, según absorba o emita energía en forma de un fotón, la probabilidad de una transición entre niveles de energía, ya sea emitiendo o absorbiendo un fotón es finita, y se expresa de tres formas diferentes; la primera forma es utilizando la mecánica clásica de manera que el valor de la intensidad del oscilador armónico indica la probabilidad de que la energía de un fotón sea absorbida por un electrón del átomo, en esencia es equivalente a los coeficientes de Einstein. Esta descripción es usada en astronomía especialmente en relación a la curva de crecimiento que muestra como el ancho equivalente de una línea cambia con la intensidad del oscilador armónico ($\log gf$).

La segunda es llamada *probabilidad de absorción*, cuando el electrón se mueve a un nivel superior de energía, y *la probabilidad de emisión*, cuando el electrón salta a un nivel inferior, liberando de esta forma energía. Las anteriores son transiciones naturales dentro de los átomos, es decir, ocurren debido a la inestabilidad en la que se encuentran los

electrones en ciertos estados; también pueden provocarse transiciones y en este caso la probabilidad de que ocurran se expresa con el coeficiente de transición estimulada, que como su nombre lo dice, los electrones son estimulados por medio de un fotón a cambiar de nivel de energía, de la misma forma como ocurre con los láseres. Las probabilidades que se han mencionado se representan con los coeficientes de Einstein.

Para la absorción inducida, la probabilidad por segundo de que un átomo absorba un fotón es $\frac{dP_{12}}{dt}$ es proporcional al número de fotones de energía por unidad de volumen y puede expresarse en términos de la densidad de energía espectral $\rho_\nu(\nu)$ del campo de radiación como:

$$\frac{dP_{12}}{dt} = B_{12}\rho(\nu) \quad (3.5)$$

Donde B_{12} es el coeficiente de absorción inducida de Einstein. De la misma forma en el proceso de emisión inducida, la probabilidad $\frac{P_{21}}{dt}$ de que un átomo emita un fotón por segundo es:

$$\frac{dP_{21}}{dt} = B_{21}\rho(\nu) \quad (3.6)$$

Donde B_{21} es el coeficiente de emisión inducida de Einstein, como se mencionó antes, una transición puede ocurrir sin necesidad de que el átomo se vea afectado por un campo de radiación externo, y la probabilidad de que emita un fotón por unidad de tiempo es:

$$\frac{dp(P_{21})^{espon}}{dt} = A_{21} \quad (3.7)$$

A_{21} es el coeficiente de emisión espontánea de Einstein, usualmente llamado probabilidad de transición espontánea. Entre mayor sea el valor de los coeficientes, las probabilidades de transición son también mayores, y estos valores son diferentes para diferentes

átomos o para diferentes transiciones dentro del mismo átomo. Los coeficientes de Einstein están relacionados entre sí. El número total de electrones N está distribuido en varios niveles de energía E_i , en equilibrio térmico, la distribución de población $N_i(E_i)$, está dada por la distribución de Boltzmann:

$$N_i = N \frac{g_i}{z} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (3.8)$$

Donde g_i es el peso estadístico, que es el número de subniveles degenerados del nivel i . En un campo estacionario, la tasa de absorción total $N_i B_{12} \rho(\nu)$, que indica el número de fotones absorbidos por unidad de volumen, por unidad de tiempo, tiene que ser igual a la tasa total de emisión $[N_2 B_{21} \rho(\nu) + N_2 A_{21}] N_2$, así tenemos:

$$[B_{21} \rho(\nu) + A_{21}] N_2 = B_{12} N_1 \rho(\nu) \quad (3.9)$$

Usando la relación:

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{g_2}{g_1} \right) e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (3.10)$$

De donde:

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{12}}{B_{21}}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1 \quad (3.11)$$

y de acuerdo a la ley de Planck:

$$\rho(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (3.12)$$

Las ecuaciones de los coeficientes de Einstein (3.11) y la ley de Planck (1.1) deben ser válidas para una T arbitraria y para todas las frecuencias ν , comparando ambas ecuaciones, de manera que los coeficientes de Einstein se relacionan:

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} \quad (3.13)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h^3}{c^3} B_{21}$$

El valor de $\log gf$ puede determinarse utilizando métodos teóricos, a través de la relación de $\log gf$ con los coeficientes de Einstein:

$$\log(gf) = \frac{g_k}{g_i} \left(\frac{c}{\nu}\right)^2 (1.5 \times 10^{-14}) A_{ki} \quad (3.14)$$

Este cálculo se vuelve muy complejo para elementos pesados como el Fe, algunos valores calculados de forma teórica pueden encontrarse en Crossley (1984) y Führ et al. (1981). Para elementos pesados es más efectivo utilizar métodos semi-empíricos. Uno de los trabajos más extensos sobre el cálculo semi-empírico de la intensidad de los osciladores, conteniendo 1.6×10^5 líneas, se encuentra en Kurucz & Peytremann (1975) donde tenemos los valores de $\log gf$ para todas las transiciones posibles entre el estado neutro y los primeros cuatro estados ionizados para los elementos entre el Boro ($Z=5$) y el Niquel ($Z=28$). Por último tenemos los métodos empíricos para el cálculo de $\log gf$ donde la precisión de los experimentos que involucren emisión o absorción está fuertemente ligada al control en las medidas de la temperatura, además de que este método supone la existencia de un equilibrio termodinámico local y se requiere una gran precisión fotométrica en el momento de medir la intensidad de las líneas. Corliss & Bozman (1962) calcularon empíricamente intensidades de oscilador para muchas líneas y estos valores se utilizaron en muchos trabajos, aunque pronto se descubrió que la precisión de sus resultados no era la requerida y sus valores fueron corregidos por Bridges & Kornblith (1974) y May Richer & Wichelmann (1974).

Existen además numerosas compilaciones para una gran variedad de elementos y transiciones, por ejemplo Luck (2002) para elementos del grupo del hierro, para elementos más ligeros pueden utilizarse los valores de $\log gf$ de Wiese et al. (1996) y para elementos más pesados se utilizan las bases de datos de Kupta et al. (1999). Adicionalmente a Luck et al. (2002), para C, N y O puede trabajarse con valores de Wiese et al. (1996), $\log gf$ para el hierro neutro y ionizado suelen tomarse de Lambert et. al (1996), o los datos de Giridhar & Arellano Ferro (1995); Fühler et al.(2006) compilaron datos de 2425 transiciones de Fe I y Fe II de los que han publicado material desde 1988, todos los materiales se generaron a partir de fuentes experimentales, para Fe II la gran mayoría de los datos se obtuvo de experimentos recientes y los resultados se complementaron con cálculos semiempíricos, estos datos presentaron un aumento del 42% con respecto a resultados anteriores. También existe una amplia compilación de líneas de elementos diferentes al Fe en Luck (1996) y para algunos elementos pesados, resultado de la captura lenta de electrones (proceso-s), los valores de $\log gf$ se toman del trabajo de Thévenin (1989, 1990). En esta investigación se utilizaron los valores de $\log gf$ no publicados compilados por R. E. Luck en 2002.

Capítulo 4

PARÁMETROS FÍSICOS Y ABUNDANCIAS QUÍMICAS DE HD 53300

4.1. Cálculo de abundancias

La estrella HD 53300 es una buena candidata a post-AGB debido a su tipo espectral AOIb, lo que significa que podría ser una supergigante joven o una post-AGB. En un digrama color-color en el infrarrojo se ubica en las zonas donde usualmente se ubican las post-AGB digrama color-color (Figura 4.1)

Sin embargo estas pruebas no bastan para concluir que HD 53300 es una post-AGB, por lo que es necesario realizar un análisis químico de su atmósfera. Una vez que se tiene la lista de líneas que cumplen con los criterios de selección, han sido corregidas por efecto Doppler, que además se sabe que no son telúricas ni están mezcladas, y que se ha incluido el potencial bajo de ionización, el número atómico, el ancho equivalente y la intensidad del oscilador armónico que le corresponde, tenemos los datos necesarios para poder calcular la abundancia de cada uno de los elementos que se han identificado, se utiliza el paquete MOOG, escrito por Sneden (1973) y actualizado en 2002 (<http://verdi.as.utexas.edu/moog.html>).

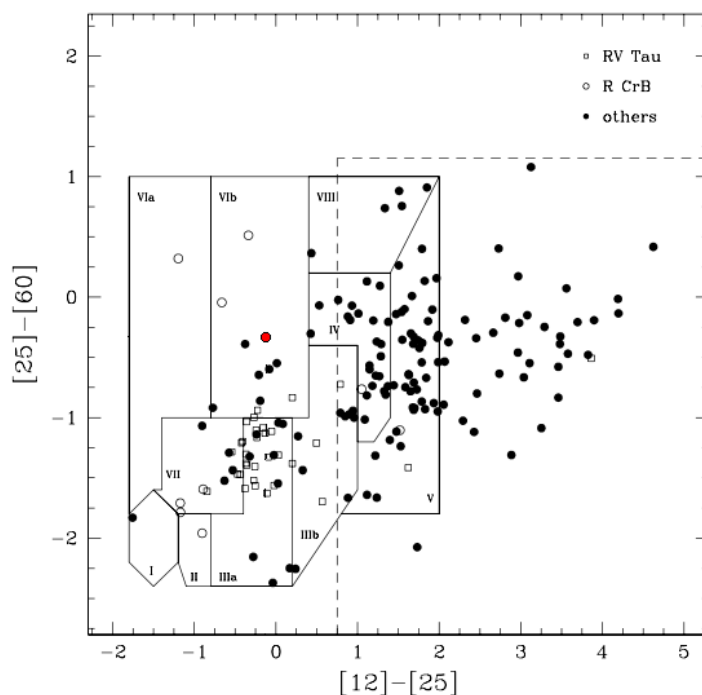


Figura 4.1: Las regiones donde típicamente se buscan las post-AGB son las zonas VIa y la VIb, el punto rojo es HD 53300. Figura de R. Szczerba et al., 2007, A&A, 467, 799-806

4.1.1. Determinación de parámetros atmosféricos

La intensidad de las líneas de absorción depende, además de las abundancias del elemento al que le corresponden, de las condiciones físicas de la atmósfera donde se forma, específicamente depende de la temperatura efectiva T_{eff} , la gravedad superficial $\log(g)$ y la velocidad de turbulencia V_{turb} , de manera que, es necesario determinar primero estos parámetros para posteriormente determinar las abundancias de los elementos cuyas líneas se han identificado.

Una aproximación inicial para determinar la T_{eff} de la estrella se obtiene utilizando los colores fotométricos de algún sistema específico. Nosotros hemos utilizado los índices fotométricos en el sistema de Strömgen, b-y, m1, c1 y $H\beta$ como indicadores de temperatura. Para el caso de HD 53300 estos índices fotométricos se conocen: $(b-y) = 0.296$, $m1 = 0.029$, $c1 = 1.506$ y $H\beta = 2.731$ (Hauck & Mermilliod 1998). Existen correlaciones lineales entre estos índices y T_{eff} que desafortunadamente no están publicadas (Arellano Ferro

2008 comunicación privada). Estas calibraciones fueron calculadas usando 41 estrellas con tipos espectrales entre A0 y K0, y luminosidades de tipo I o II, cuyas temperaturas T_{eff} fueron obtenidas a partir de fotometría de 13 colores (Bravo-Alfaro et al. 1997). Para utilizar estas calibraciones, es necesario, primero desenrojecer los índices fotométricos o bien utilizar índices libres de enrojecimiento:

$$\begin{aligned} [c1] &= c1 - 0.16(b - y) \\ [u - v] &= c1 + m1 + 0.17(b - y) \\ [m1] &= m1 + 0.33(b - y) \end{aligned}$$

Es sencillo demostrar que los índices definidos anteriormente son independientes del enrojecimiento. Para HD 53300, los valores son:

$$\begin{aligned} [c1] &= 1.4586 \\ [u - v] &= 1.5853 \\ [m1] &= 0.1267 \\ H\gamma &= 2.7331 \end{aligned}$$

Utilizando las calibraciones de Arellano Ferro antes mencionadas, se obtuvieron cuatro valores independientes de la temperatura ($T_{eff} = 7380K, 7200K, 7117K$ y $7119K$), una primera estimación de la temperatura efectiva: $T_{eff} = 7204K \pm 500$.

El ancho de las líneas de Balmer es también sensible a la temperatura y la gravedad superficial y pueden por lo tanto emplearse como un indicadores alternativos de T_{eff} y $\log(g)$. Algunas líneas de Balmer en estrellas evolucionadas pueden presentar emisión en el centro de la línea, en particular $H\alpha$ y $H\beta$, por lo que nuestra determinación se limitó al empleo de las alas $H\gamma$. Las alas de $H\gamma$ se definieron como la región de intensidad residual entre 0.7 Y 0.9, es esta región la que se compara con los modelos de las líneas de absorción para temperaturas de: 7000K, 7250K, 7500K y 8000K, y para varios valores de la gravedad $\log(g)$, construidos por Kurucz (1993). En la Figura (4.2) puede verse cómo para cada temperatura se utilizaron tres modelos de diferentes valores de gravedad superficial, de manera que, al final, el espectro de HD 53300 se comparó con 12 modelos.

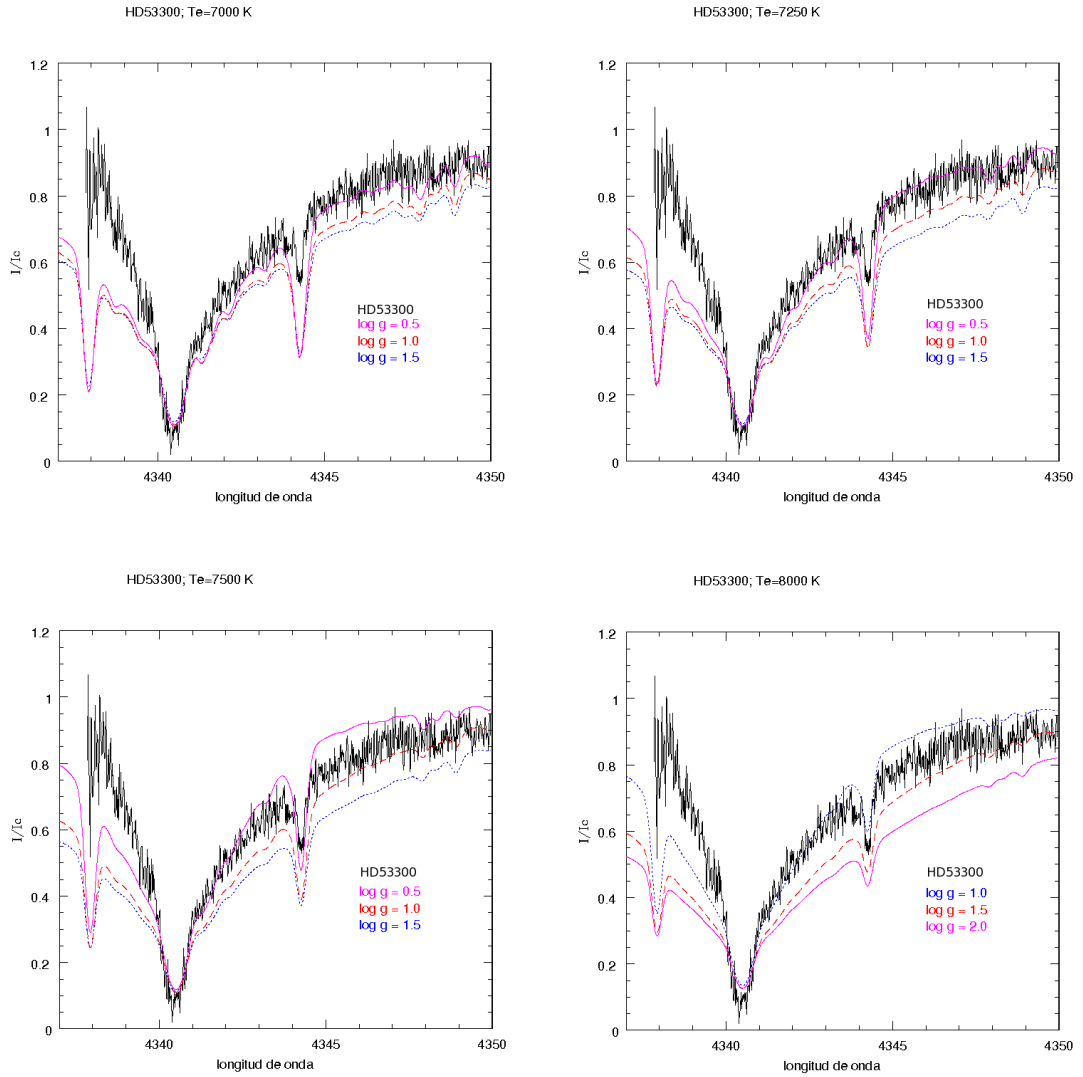


Figura 4.2: Comparación de modelos atmosféricos estelares de diferentes temperaturas y gravedades superficiales para H γ en el espectro de HD 53300

Hay que notar que es posible conseguir un buen ajuste para varias combinaciones de T_{eff} y $\log(g)$, de manera tal que sobre el plano T_{eff} vs. $\log(g)$ obtenemos una curva con las mejores soluciones posibles, que hemos enlistado en el Cuadro 4.1 y que están graficados en la Figura 4.3 (línea roja)

Cuadro 4.1: Valores de los mejores ajustes de T_{eff} y $\log (g)$

T_{eff}	$\log (g)$
7000	0.50
7250	0.75
7500	1.00
8000	1.25

Para seleccionar el mejor modelo posible, es necesaria una nueva condición, se busca la condición de equilibrio de ionización, es decir, un modelo para el cual la abundancia de al menos dos estados de ionización de elementos del grupo de Hierro (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co y Ni), que estén bien representados en el espectro sea la misma. En nuestro caso solamente el hierro tiene dos estados de ionización bien representados en el espectro de HD 53300, entonces buscamos que la abundancia calculada para Fe I y Fe II sea la misma.

El cálculo de las abundancias de Fe I y Fe II se hizo con MOOG, indicándole que trabaje con los mismos modelos de Kurucz con los que se sintetizó la línea de $H\gamma$, es decir, siempre variando las temperaturas y para cada una de ellas variar los valores de la gravedad (ver Cuadro 4.1), de esta forma se seleccionan los pares de T_{eff} y $\log (g)$ para los cuales las abundancias de los elementos mencionados son lo más similares posible.(Cuadro 4.2)

Así, podremos generar dos curvas, una para $H\gamma$ y otra para el equilibrio de ionización del Fe. El punto en el que estas curvas se cortan, indica la mejor combinación posible de los parámetros T_{eff} y $\log (g)$ y por lo tanto sugiere el modelo atmosférico que debe usarse para el cálculo de abundancias de todos los elementos presentes en el espectro de HD 53300.

Cuadro 4.2: Abundancias de FeI y FeII para diferentes T_{eff} y $\log (g)$

T_{eff}	$\log (g)$	FeI	FeII	Δ
7000	0.25	6.30	6.46	0.16*
	1.0	6.18	6.56	0.38
	1.5	6.11	6.68	0.57
	2.0	6.07	6.82	0.75
7250	0.5	6.62	6.59	0.03*
	1.0	6.44	6.65	0.21
	1.5	6.34	6.75	0.41
	2.0	6.28	6.88	0.60
7500	0.5	7.05	6.75	0.30
	1.0	6.75	6.77	0.02*
	1.5	6.61	6.85	0.24
	2.0	6.51	6.96	0.45
7750	1.0	7.12	6.92	0.20
	1.5	6.90	6.97	0.07*
	2.0	6.77	7.06	0.29
8000	1.0	7.54	7.08	0.46
	1.5	7.24	7.11	0.13
	2.0	7.06	7.18	0.12*

*: mejor equilibrio entre las abundancias para FeI y FeII

A partir de los datos anteriores, los mejores valores fueron:

T_{eff}	$\log (g)$
7000	0.25
7250	0.50
7500	1.00
7750	1.50
8000	2.00

Al graficar los mejores resultados obtenidos en el ajuste de la línea de $H\gamma$ y en las abundancias de Fe I y Fe II (Figura 4.3), ambas curvas se cortan en el punto que corresponde a los valores de $T_{eff}=7500$ $\log(g) = 1.0$.

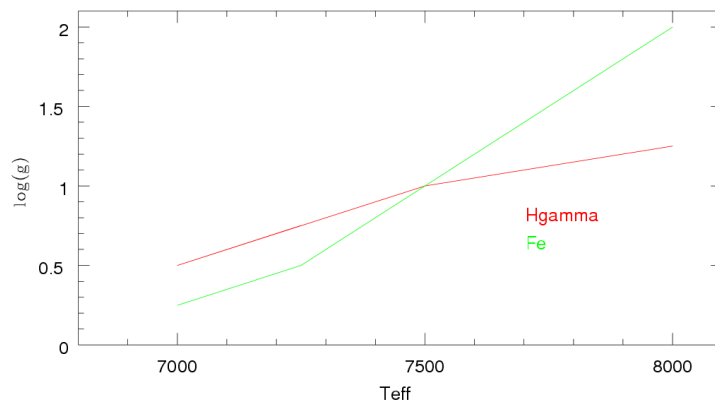


Figura 4.3: Comportamiento de las alas de $H\gamma$ y el equilibrio de ionización Fe I/Fe II en HD 53300

Si bien estos valores de T_{eff} y $\log(g)$ nos sugieren un modelo, en la práctica se prueba con modelos cercanos para el cálculo de las abundancias de todos los elementos presentes y se selecciona aquel que produce la mejor consistencia entre diferentes estados de ionización y las menores desviaciones estándar en las abundancias de cada elemento, como será discutido en la siguiente subsección.

MOOG, analiza las líneas utilizando el modelo atmosférico de Kurucz que se ha seleccionado, estos modelos son calculados suponiendo que en la estrella existe equilibrio termodinámico local (ETL), el ETL es el equilibrio alcanzado en un gas caliente, en el que, la radiación emitida está determinada por los valores locales de la temperatura y de la densidad del gas, para nuestro caso no se aplica estrictamente el equilibrio termodinámico debido a que parte de la radiación emitida se pierde al espacio

MOOG analiza las líneas espectrales siguiendo las ecuaciones básicas del ETL, utilizando la formulación de F.N. Edmonds Jr. (1969), mucho del código con el que trabaja MOOG sigue, de forma general, el código desarrollado por Kurucz para el cálculo del ancho equivalente de las líneas, a partir del cual se obtienen las abundancias del elemento

al que corresponde cada línea, para lograr esto, MOOG ajusta las abundancias de cada línea hasta lograr que el ancho equivalente concuerde con el valor medido, es decir, con el espectro observado que se estudia.

4.1.2. Abundancias detalladas de elementos en la atmósfera de HD 53300

Una vez que se conocen los parámetros atmosféricos de HD 53300, se tiene la información necesaria para seleccionar un modelo atmosférico inicial, por ejemplo de entre los modelos de Kurucz (1993), que permitirá que MOOG realice los cálculos necesarios para calcular el valor de la abundancia que reproduzca el ancho equivalente de cada línea espectral, se requiere que las abundancias de los elementos que se determinarán sean independientes del potencial de ionización y del ancho equivalente de cada línea.

MOOG utiliza el modelo que se le indica y los parámetros de cada línea en la lista (potencial bajo de excitación E_l , valor del oscilador armónico $\log gf$ y ancho equivalente W) enlistados en un archivo (p.ej. hd53300l.lineN). Por medio de la variación de la abundancia de cada línea, MOOG busca reproducir los anchos equivalentes medidos. Las abundancias encontradas para cada una se reportan en un archivo de salida ¹; los promedios para cada elemento y estado de ionización se presentan en el Cuadro (4.3).

Como se dijo antes, los parámetros sugeridos por $H\gamma$ y el equilibrio de ionización entre Fe I y Fe II, fueron $T_{eff}=7500 \log (g) = 1.0$, sin embargo, estos no produjeron la mayor consistencia para el resto de elementos en el espectro, sino que encontramos que los mejores resultados se obtenían para $T_{eff}=7500 \log (g) = 0.5$ y $V_{turb} = 2.4$ Km/s, y es con estos parámetros que hemos calculado las abundancias finales reportadas en el Cuadro 4.2.

En el Cuadro en la que se presentan los resultados finales de la composición de la estrella, la abundancia de cada elemento se representa por el número de átomos de ese elemento en un volumen dado, donde hay 10^{12} átomos de hidrógeno. Así para el Fe por

¹ver anexos

ejemplo, la abundancia en el Sol es: $\log N(Fe) = 7.45$, porque hay sólo $10^{7.45}$ átomos de Fe donde hay 10^{12} átomos de H, $\log N(H) = 12$.

Las abundancias solares fueron tomadas de Asplund (2005) debido a que estas son bastante precisas. (además de haber sido los utilizados en publicaciones de Arellano Ferro de 2001 y 2005), Asplund utiliza modelos hidrodinámicos 3 D de atmósferas estelares en lugar de los clásicos modelos hidrostáticos unidimensionales.

Se define la "metalicidad" como:

$$[Fe/H] = \log(Fe/H) - \log(Fe/H)_{\odot}$$

Una estrella con 10 ó 100 veces menos Fe que el Sol tiene $[Fe/H] = -1.0$ y -2.0 respectivamente. El Fe se usa como indicador de metalicidad porque es un elemento muy bien representado en la región visible del espectro y por tanto mas facilmente medible:

$$[X/Fe] = [X/H] - [Fe/H]$$

Como se podrá observar en el Cuadro de abundancias obtenida, se presentan, además de las abundancias respecto al hidrógeno, las abundancias de cada elemento con respecto a la abundancia de Fe que contiene la estrella, debido a que este elemento es el mejor representado en la región óptica de un espectro estelar, por lo que es un buen indicador de metalicidad y una buena referencia para el resto de abundancias.

4.1.3. Cálculo de abundancias por síntesis

Algunos elementos que son particularmente importantes para la determinación del estado evolutivo de las estrellas, por ejemplo el C, N y O, suelen presentar líneas muy débiles, o mezcladas con otras debido a la insuficiente resolución del espectro o al ruido del mismo, en cualquier caso se debe hacer un esfuerzo por medirlas, la sintetización nos permite estimar las abundancias químicas de líneas que están muy mezcladas y/o muy débiles que corresponden a elementos claves para determinar el estado evolutivo en el que se encuentra la estrella.

La sintetización de un espectro estelar consiste en la generación de un espectro por medios teóricos. Se adopta un modelo atmosférico y los parámetros atmosféricos de relevancia como la temperatura efectiva, la aceleración de la gravedad y la velocidad de turbulencia. Además, así como se hizo para el caso del cálculo de abundancias por anchos equivalente, es necesario alimentar al programa de síntesis con los parámetros atómicos de cada línea que se trabaje; potencial de excitación, el valor del oscilador armónico y el ancho equivalente. Todos estos elementos de información atmosférica y atómica se tratan con un código numérico especialmente desarrollado para la generación de un espectro teórico.

Trabajar con este método tiene la ventaja de que se tiene la libertad de variar algunos de los parámetros de entrada y observar el efecto que eso tiene sobre el espectro sintético generado. La comparación del espectro sintético con el espectro real y la reproducción del último variando las abundancias químicas es lo que nos permite estimar las abundancias de los elementos representados en el espectro observado,

Nosotros hemos utilizado el código de síntesis espectral llamado *SPECTRUM*, desarrollado por Richard O. Grey, (<http://www.physics.appstate.edu/spectrum/spectrum.html>), y los modelos espectrales de Kurucz.

SPECTRUM utiliza varios parámetros para poder generar el espectro: partiendo siempre de la suposición de que existe ETL en la atmósfera de nuestra estrella, primero debemos especificar con que modelo de Kurucz queremos que trabaje, al hacerlo se le especifica, la temperatura de la atmósfera de la estrella, su gravedad superficial y metalicidad, luego *SPECTRUM* utiliza un listado de líneas de átomos y moléculas (*luke.nir*), en esta se especifica para cada línea algunos parámetros como sus niveles de energía superior e inferior, la intensidad del oscilador armónico y factor de amortiguamiento; finalmente *SPECTRUM* también utiliza un listado de abundancias atómicas y moleculares.

SPECTRUM calcula la densidad numérica de electrones y la densidad numérica de algunas especies claves en la determinación del estado evolutivo de una estrella como H, He, C, O, N y sus iones.

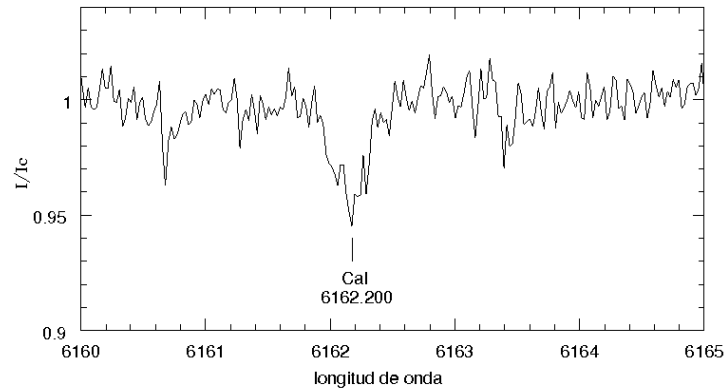


Figura 4.4: Línea de Ca I

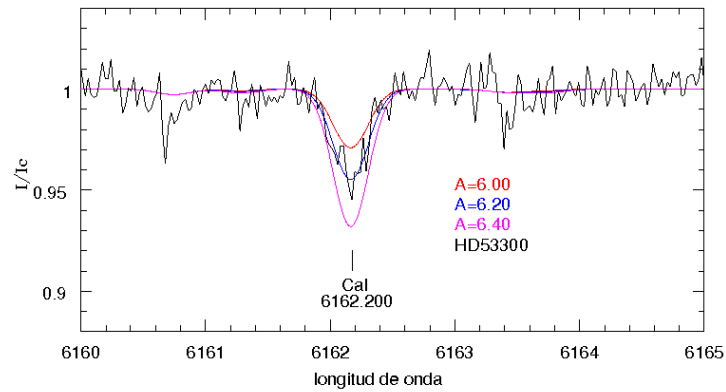


Figura 4.5: Línea de Ca I, con tres espectros sintetizados con diferentes abundancias

Para poder hacer las síntesis se parte de una abundancia inicial para cada uno de los elementos a sintetizar, en nuestro caso, partimos del valor caculado por MOOG, este fue el valor que se fue modificando para así generar diferentes espectros donde se observen no solo la línea que nos interesa, sino también el resto del espectro; de esta forma se puede comparar el espectro medido con el espectro sintético y utilizar el que mejor se ajus-

te. El espectro sintético que devuelve SPECTRUM se puede suavizar utilizando la tarea *SMOOTH2*, contenida en SPECTRUM, por medio del promedio del valor de la intensidad relativa cada cierto número de puntos consecutivos del espectro. Esto tiene la ventaja de reducir el ruido, pero también tiene la desventaja de degradar la resolución. Un buen compromiso se obtiene si se promedia solamente cada 3 puntos. Al finalizar este proceso tendremos un espectro sintetizado que, con la abundancia correcta, debe reproducir casi perfectamente el espectro medido.

Algunas de las líneas de los elementos: C I, N I, O I, Si I y Ca I, fueron sintetizadas; se sintetizaron tres espectros con tres abundancias diferentes para cada línea, estas se escogieron a partir de las estimaciones de abundancias calculadas por MOOG, En la siguiente sección discutiremos e ilustraremos algunos casos específicos de líneas que fueron sintetizadas.

4.2. Resultados obtenidos

Las abundancias que obtuvimos al hacer el análisis de HD 53300, se expresan en relación a las abundancias solares y están dadas en dex^2 , los resultados finales de abundancias tanto para resultados directos de MOOG, como para resultados productos de una sintetización están dados en el Cuadro 4.3.

En el Cuadro (4.3) la primera columna es el elemento o ión, la segunda es el logaritmo de la abundancia solar del elemento, la tercera es el promedio del cociente de la abundancia del elemento correspondiente en la estrella y su abundancia en el Sol, la cuarta la dispersión estándar del promedio según el número de líneas que se emplearon para calcular la media, la quinta, el número de líneas medidas y la sexta la abundancia del elemento con respecto al hierro.

²dex es una unidad logarítmica que se utiliza en astronomía. $dev(x) = 10^x$

Cuadro 4.3: Abundancias elementales de HD 53300, $T_{ef}=7500$, $\log (g) = 0.5$

Especie	$\log \epsilon_{\odot}$	[X/H]	s.d.	N	[X/Fe]
*C I	8.39	-0.89	± 0.20	2	-0.21
*N I	7.78	1.17	± 0.66	2	+1.85
*O I	8.66	0.14	—	3	+0.82
Mg I	7.53	-0.78	± 0.04	4	-0.10
*Si I	7.51	-0.01	—	1	+0.67
*SiII	7.51	0.19	—	1	+0.87
*Ca I	6.31	-0.71	—	1	-0.03
Sc II	3.05	-0.89	± 0.02	2	-0.21
Ti II	4.90	-0.95	± 0.14	14	-0.27
Cr II	5.64	-0.75	± 0.11	13	-0.07
Fe I	7.45	-0.66	± 0.17	11	
Fe II	7.45	-0.70	± 0.12	9	
Y II	2.21	-0.94		1	-0.26
Ba II	2.17	-1.20		1	-0.52

Los valores solares se tomaron de Asplund (2005).

* Valores obtenidos por síntesis espectroscópica con *SPECTRUM*

Como se mencionó antes, algunos elementos deben ser sintetizados, ya sea por que presentan líneas muy débiles o líneas mezcladas, para nuestro caso, los elementos que necesitaron ser sintetizados fueron C I, N I, O I, Si I y Ca I. En la Figura (4.6) tenemos una línea de Ca I en el espectro a 6162.200\AA , para este caso se sintetizaron tres espectros a partir del mismo modelo atmosférico pero variando las abundancias de Ca I, la línea roja es una síntesis con una abundancia de Ca I de 5.40dex, en azul 5.60 dex y 5.80 dex en rosado, con relación al Sol cada uno de los espectros sintetizados tiene una abundancia de Ca I de -0.91, -0.71 y -0.51 respectivamente, como podemos observar, el mejor ajuste se obtiene cuando la abundancia de Ca I es 5.60, que corresponde a $[X/H]=-0.71$.

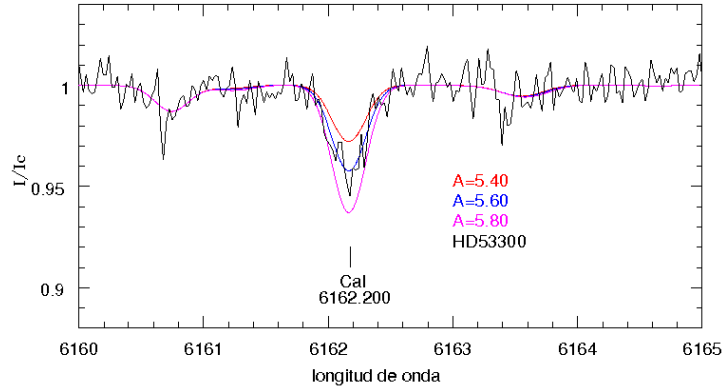


Figura 4.6: Línea de Ca I

Las líneas de C I, N I, O I, Si I y Si II, estaban en el listado con el que trabajó MOOG, por lo tanto teníamos un valor para las abundancias de estos elementos, sin embargo, algunas son demasiado tenues o están mezcladas, incluso algunas son tenues y además están mezcladas, este es el caso de las líneas de C I de la Figura (4.7) a 7115.16Å, 7116.99Å y 7119.65Å, si observamos la primera de estas líneas 7115.16Å notamos que el espectro de línea roja es el que mejor se ajusta y a este le corresponde una abundancia de 7.30dex ($[X/H]=+1.09$), pero a la línea de longitud de onda 7116.99Å se le ajusta mejor un espectro con una abundancia de C I de 7.70dex ($[X/H]=-0.69$), y por último tenemos la línea en 7119.65Å que cumple con las dos condiciones que hacen a una línea sujeto de síntesis, ya que es débil y esta muy mezclada, ninguno de los tres espectros que hemos sintetizado reproduce esta línea, así, el valor de abundancia que adoptamos para el C I es el promedio de -0.69 y 1.09, $[X/H]=-0.89$

Para el N I las líneas se observan en dos órdenes en el espectro, una línea es 7442.23Å (en la Figura (4.8)), podemos ver que la línea es un tanto asimétrica, incluso a la derecha puede verse una superposición de otra línea, para este caso, los espectros sintetizados que mejor parecían ajustarse a la línea correspondían a abundancias entre 8.90dex y 8.70dex, por lo que se trabajó con el promedio de ambos valores 8.80dex ($[X/H]=1.02$); la otra línea que se sintetizó para el N I fue 8683.37Å (Fig (4.9)), que también es un poco asimétrica, pero en este caso, si fue posible un mejor ajuste del espectro sintetizado al espectro real, al utilizar un valor de abundancia de 9.10dex ($[X/H]=1.32$), el dato final que se presenta

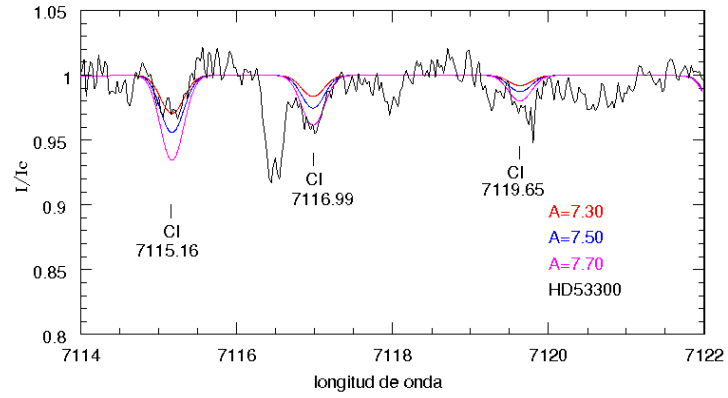


Figura 4.7: Línea de C I

en el Cuadro de abundancias de la estrella, es el promedio de ambos valores $[X/H]=1.17$

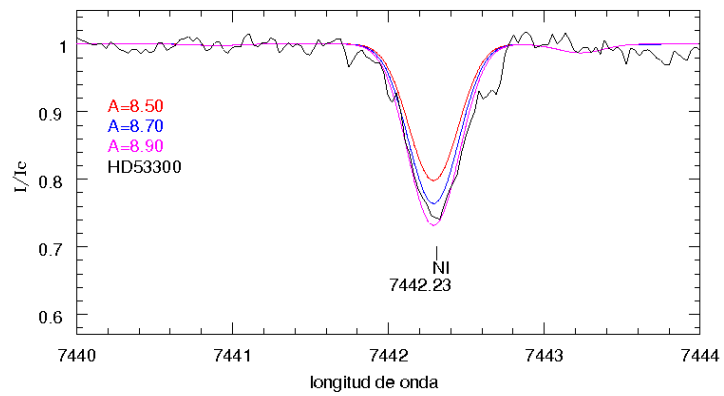


Figura 4.8: Línea de N I

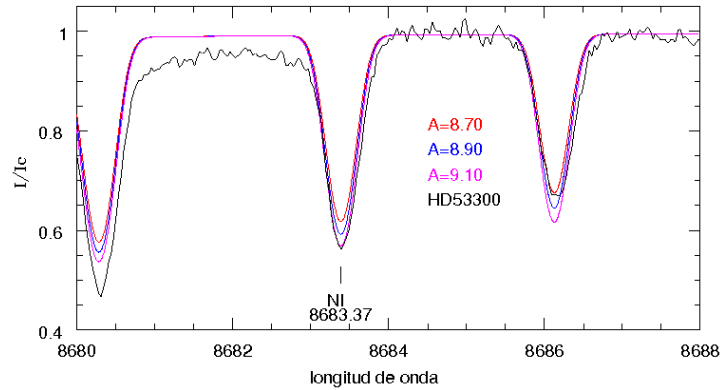


Figura 4.9: Línea de N I

En el espectro de HD 53300 puede notarse con claridad el triplete del O I (fig 4.10), 6155.98Å, 6156.80Å y 6158.19Å, tienen mucha simetría y no se observan mezclas, incluso se logró un ajuste con el espectro sintetizado casi perfecto al trabajar con una abundancia de O I de 8.80, en color azul, las tres líneas del espectro lucen iguales al sintetizado, no hay lugar a dudas del valor de la abundancia de O I en la estrella, $[X/H]=0.14$

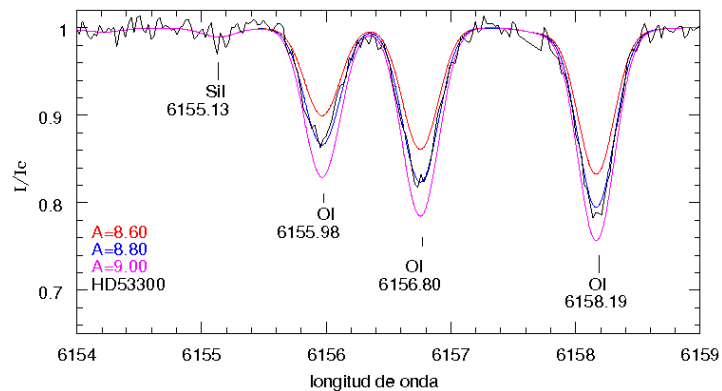


Figura 4.10: Línea de O I

Para el Si I, tenemos la línea en 7423.71Å (Fig(4.11)), la cual está muy mezclada, pero con la intensidad suficiente para poder sintetizarla, al hacerlo obtenemos que la abundancia que le corresponde es de 7.50dex, equivalente a $[X/H]=-0.01$

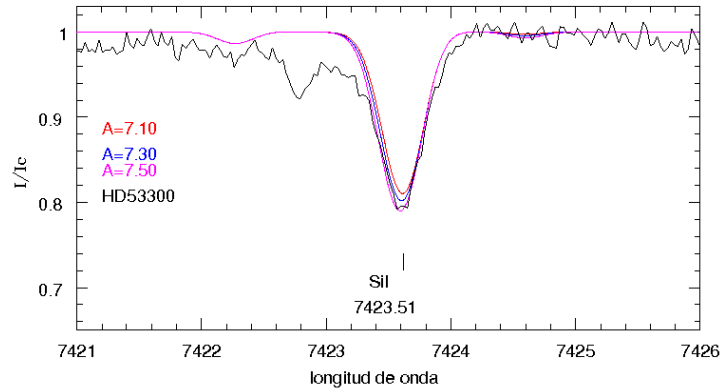


Figura 4.11: Línea de Si I

El último elemento cuya abundancia se determinó por síntesis fue la del Si II, se utilizó una línea en 6371.34\AA , el espectro sintetizado con una abundancia de 7.70dex ($[X/H]=0.19$), logra reproducir casi exactamente al espectro medido (Fig (4.12))

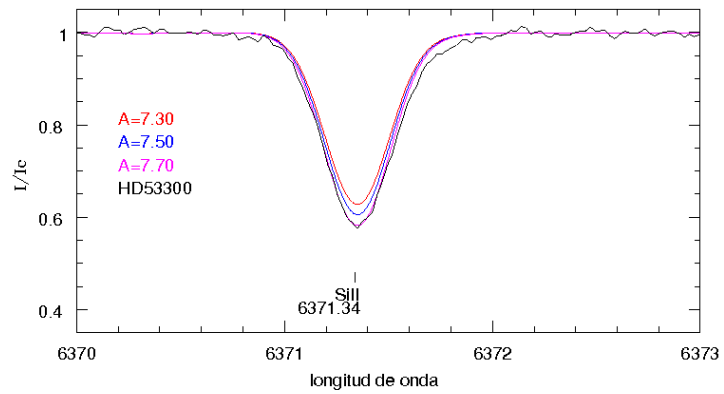


Figura 4.12: Línea de Si II

4.3. El estado evolutivo de HD 53300. Peculiaridades químicas y naturaleza de HD 53300

El espectro más utilizado en este trabajo fue tomado en el Observatorio Vainu Bappu (VBO) el 18 de febrero de 2006, sin embargo casi al finalizar también se tuvo acceso a resultados obtenidos en el análisis realizado por Giridhar et al. (2009, enviado MNRAS) quienes utilizan un espectro obtenido en el Observatorio McDonald que cuenta con un espectrógrafo 2 D Coudé echelle montado al telescopio de 2.7m. Este espectro es de muy alta resolución (60,000). Ambos resultados se compararon y se observó una gran concordancia en los valores de abundancias de elementos en común, ya que como era de esperarse, en el espectro del Observatorio McDonald se observaban más líneas y con mejor resolución. De este espectro se obtuvo una velocidad de microturbulencia de 2.4 km/s y fue el usado para hacer las síntesis de algunas líneas seleccionadas. De estas síntesis también se concluyó que la velocidad de rotación de HD 53300 es 5.0 km/seg. Las abundancias atmosféricas de HD 53300 obtenidas con el espectro del Observatorio McDonald, por (Giridhar et al. 2009) son las que aparecen en el Cuadro 4.4.

En las abundancias calculadas en la sección anterior basadas en el espectro del VBO podemos observar que la estrella HD 53300 tiene una abundancia de Fe moderadamente subsolar; $[Fe/H] = -0.68dex$ es pobre en Carbono ($[C/H] = -0.89dex$) y los elementos producto del proceso-s también se muestran deficientes, P. ej. $[Y/H] = -0.94dex$ y $[Ba/H] = -1.20dex$.

Cuando se hace el cálculo de abundancias se supone un equilibrio termodinámico local (ETL), de manera que se debe aplicar una corrección para obtener un valor que ya no suponga esta condición, estas correcciones dependen de la temperatura de la estrella y de las líneas que se observen, por ejemplo, las correcciones pueden variar entre -0.1 y -0.5 para el rango de temperaturas entre 7400K y 9950K.

Cuadro 4.4: Abundancias elementales de HD 53300, $T_{ef}=7500$, $\log(g)=1.0$

Especie	$\log \epsilon_{\odot}$	[X/H]	s.d.	N	[X/Fe]
C I	8.39	- 0.89	\pm 0.24	4	-0.12
N I	7.78	+ 1.13	\pm 0.16	3	+1.73
O I	8.66	+ 0.14	\pm 0.04	3	+0.74
Na I	6.17	-0.01	\pm 0.01	3	+0.59
Mg I	7.53	-0.64	\pm 0.05	5	-0.04
Mg II	7.53	-0.38	\pm 0.19	3	+0.49
Al I	6.37	-1.03	\pm 0.11	2	-0.43
Si I	7.51	-0.19	\pm 0.04	3	+0.41
Si II	7.51	+0.00	\pm 0.09	3	+0.60
S I	7.14	+0.00	\pm 0.25	4	+0.60
Ca I	6.31	-0.68	\pm 0.20	10	-0.08
Ca II	6.31	-0.55	\pm 0.04	2	+0.05
Sc II	3.05	-1.08	\pm 0.15	15	-0.48
Ti II	4.90	-0.89	\pm 0.14	57	-0.29
V II	4.00	-0.90	\pm 0.14	7	-0.30
Cr II	5.64	-0.69	\pm 0.16	35	-0.09
Mn II	5.39	-0.02	\pm 0.24	2	+0.58
Fe I	7.45	-0.60	\pm 0.16	84	
Fe II	7.45	-0.60	\pm 0.13	56	
Ni I	6.23	-0.63		1	-0.03
Ni II	6.23	-0.74	\pm 0.05	3	-0.14
Zn I	4.60	-0.86		1	-0.26
Sr II	2.92	-1.34		1	-0.74
Y II	2.21	-1.31	\pm 0.17	3	-0.71
Zr I	2.59	-1.04	\pm 0.13	5	-0.44
Ba II	2.17	-1.30	\pm 0.15	3	-0.70

Los valores solares se tomaron de Asplund (2005).

En negrillas las abundancias obtenidas por síntesis espectral

Como podemos ver en la Figura 4.7, las líneas utilizadas para calcular la abundancia de C I, fueron 7115.16Å, 7116.99Å y 7119.65Å. Venn(1995) calculó las correcciones para CNO, para el C I utilizó líneas cercanas a 4770-75Å, 5380iÅ y 7110-15Å, nuestras líneas están cercanas a este último intervalo, aquí las correcciones varían entre -0.1 y -0.5dex para temperaturas entre 7400K y 9950K, para HD 53300, hemos calculado una temperatura de 7500K, basándonos en esto, obtenemos que la corrección para HD 53300 es -0.30dex.

Para las líneas de NI, Venn(1995) utiliza líneas entre 7420-70Å, 8160-80Å y 8710-40Å, en el mismo intervalo de temperaturas mencionado antes, las correcciones varían entre -0.3 y -1.0dex, como se observa en las Figuras 4.8 y 4.9, las líneas utilizadas en nuestro trabajo fueron 7442.23Å y 8683.37Å, y la corrección -0.4dex.

Takeda & Takada-Hidai(1998), han calculado una corrección para O I usando las líneas en la región entre 6155-6160Å, siempre en el mismo rango de temperaturas, las correcciones varían entre -0.1 y -0.4dex. En nuestro caso, para el O I hemos trabajado precisamente con el triplete del O I (Fig.(4.10)): 6155.98Å, 6156.80Å y 6158.19Å, con una corrección de -0.15.

Una vez que conocemos estas correcciones y las aplicamos los resultados fueron: $[C/H] = -1.19\text{dex}$, $[N/H] = 0.77\text{dex}$, este valor es mucho mayor que el que se esperaría cuando se completa el ciclo CNO y ocurre el primer dragado, finalmente $[O/H] = -0.01\text{dex}$ y a estos valores corresponden $[C/Fe] = -0.51\text{dex}$, $[N/Fe] = 1.45\text{dex}$ y $[O/Fe] = 0.67\text{dex}$.

En estrellas AGB relativamente masivas ($4-7M_{\odot}$), la superficie convectiva que la envuelve alcanza una profundidad tal que la temperatura en el fondo de esta, es lo suficientemente elevada como para que ocurran reacciones nucleares, lo que provoca reacciones de síntesis (ciclo CN) en la superficie, este proceso se llama *Hot bottom burning (HBB)*. HD 53300, muestra una deficiencia considerable de C y exceso de N, las abundancias de elementos en la atmósfera muestran concordancia con los resultados esperados al trabajar con un modelo basado en el *hot button burning*(HBB). La combinación del HBB junto con el tercer dragado en las post-AGB con $M > 4M_{\odot}$ se considera la mayor fuente de ^{14}Na en la Galaxia (Henry et al. (2000)).

La nucleosíntesis debida al proceso HBB en las estrellas de masa intermedia ha sido revisada por Lattazio et al. (1996), en HD 53300 se observa un enriquecimiento en la abundancia de N, como lo observó McSaveney et al.(2007) en sus estudios de estrellas AGB en la gran nube de Magallanes (LMC) y en la pequeña nube de Magallanes (SMC), McSaveney et. al (2007), argumenta que este aumento de N y deficiencia de C solamente puede explicarse por el HBB del dragado de ^{12}C a ^{14}N , de manera que nuestras conclusiones a partir de el Cuadro de abundancias de HD 53300 y de su posición en el DHR, quedan reconfirmadas con los estudios de McSaveney, de que la estrella HD 53300 ha evolucionado hasta su estado post-AGB a partir de una estrella AGB de masa intermedia.

Parthasarathy & Reddy (1993), señalaron que el espectro infrarrojo de HD 53300 es similar al de una nebulosa planetaria con una temperatura de 53K y una envolvente de gas de un radio entre $56R_{\odot} - 82R_{\odot}$. La banda del hidrógeno analizada por Oudmaijer et al.(1995) contiene sólo líneas de absorción, esto es consistente con la clasificación AOIb. HD 53300 es una estrella tipo A y ha sido enlistada como un objeto de transición por Ortiz et al.(2005). Bhatt & Manoj(2000) reportan que HD 53300 muestra una polarización óptica lineal de $1.0\%, \pm 0.13$ este valor es mucho mayor que el del medio interestelar, Bhatt & Manoj explican esto como una polarización debida a la dispersión de la luz debido al material circunestelar el cual no posee una simetría esférica.

Como podemos ver en el Cuadro (4.4) la abundancia de los elementos del grupo- α , con respecto al hierro no muestran un enriquecimiento consistente, $[\frac{Si}{Fe}] = 0.77$, mientras que $[\frac{Mg}{Fe}] = -0.10$, $[\frac{Ca}{Fe}] = -0.03$ y $[\frac{Ti}{Fe}] = -0.27$. Además los elementos productos del proceso-s muestran deficiencias: $[\frac{Y}{Fe}] = -0.26$ y $[\frac{BaII}{Fe}] = -0.52$.

En las Figuras 4.7, 4.8, 4.9 y 4.10, el espectro sintetizado muestra una sub-abundancia de C ($[\frac{C}{H}] = -0.89$) y para la temperatura de HD 53300 una corrección LTE de -0.30dex, de donde $[\frac{C}{H}] = -1.19$, la abundancia de $[\frac{N}{H}] = 1.17$ y $[\frac{N}{Fe}] = 1.85$ y una corrección de -0.4, implica $[\frac{N}{H}] = 1.13$ y $[\frac{N}{Fe}] = 1.45$, esto indica un exceso de producción de nitrógeno a partir del proceso CN.

En estrellas rodeadas de polvo circunestelar, la masa que pierde la estrella, acaso por pulsación de la alta atmósfera, se condensa en granos de polvo y cuando este material cae de nuevo en la atmósfera, algunos elementos se quedan condensados en el polvo, a este proceso se le conoce como remoción. HD 53300 es una post-AGB interesante, no solo por que presenta evidencia de HBB, sino también se observa la remoción selectiva de sus elementos refractores, que fueron observados primero en HR 4049 (Lambert et al. 1988), las anomalías de estas estrellas están fuertemente relacionadas con la temperatura de condensación que se espera para gases de composición solar a bajas presiones.

Así, elementos como Al, Ca, Ti, y Sc, con temperaturas de condensación más elevadas (1500-1600K), serán significativamente removidos, mientras que los elementos (S, Zn) con temperaturas de condensación más bajas, no serán afectados.

La temperatura de condensación (T_c) se define como la temperatura a la cual el 50% del gas se ha condensado a forma sólida, como se estima para abundancias en el sistema solar y a una presión de 10^4 bar. En la gráfica 4.13, tenemos un estimado de $[\frac{X}{H}]$ en función de T_c (Lodders 2003), podemos ver que el patrón es un tanto evidente, los elementos con T_c mayor que 1250K muestran una remoción relacionada con T_c , los elementos de baja condensación S, Na, Mn, Si, excepto Zn, no se ven afectados.

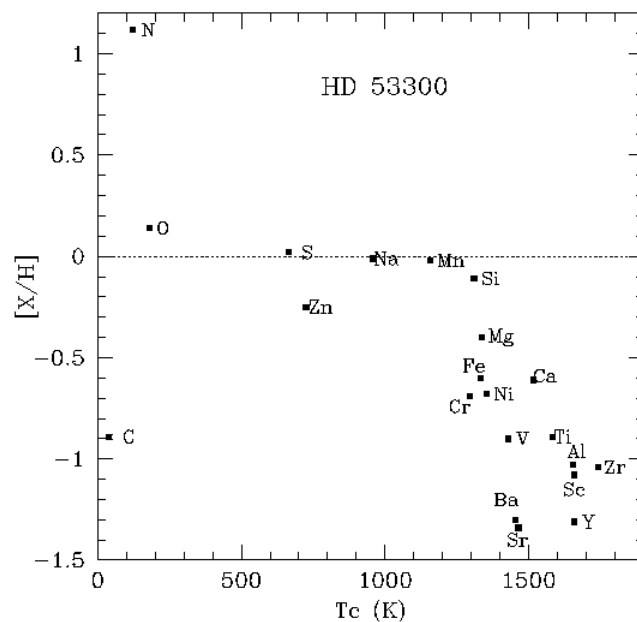


Figura 4.13: Gráfica de abundancias $[X/H]$ contra la temperatura de condensación T_c para diversos elementos en HD 53300

La estrella HD 53300 aparece como una post-AGB evolucionando a partir de una estrella de masa intermedia $5M_{\odot}$ o un poco más y que ha sido afectada por la separación polvo-gas.

4.4. El Diagrama H-R

Para ubicar la estrella en el DHR, es necesario conocer la temperatura efectiva y la luminosidad; la temperatura ya la hemos determinado, y para la luminosidad existen varios recursos para estimarla. En esta sección discutiremos tres métodos y compararemos los resultados antes de inclinarnos por alguna conclusión.

La primera forma, es utilizando la propiedad del triplete del oxígeno neutro, OI (7771.954Å, 7774.181Å y 7775.44Å) de ser sensible a cambios en la luminosidad de la estrella (p.ej. Merrill 1925, 1934; Osmer 1972; Arellano Ferro et al. 2003). Las calibraciones más recientes y basadas en espectros de alta resolución se encuentran en el trabajo de Arellano Ferro et al. (2003) y referencias citadas en ese artículo. Estas calibraciones son:

$$M_V = (0.604 \pm 0.282) - (17.079 \pm 1.346)W_{71} + (7.227 \pm 1.383)(W_{71})^2, \quad (4.1)$$

$$M_V = (0.472 \pm 0.292) - (6.234 \pm 0.572)W_{74} + (0.907 \pm 0.243)(W_{74})^2. \quad (4.2)$$

Donde W_{71} es el ancho equivalente de la línea 7771.957Å y W_{74} es la suma de los anchos equivalentes de 7771.957Å, 7774.177Å y 7775.395Å. Como podemos observar, las calibraciones anteriores dependen del ancho equivalente de las líneas del triplete del O I, en nuestro espectro los anchos equivalentes de cada una de las líneas del triplete fueron: $W(7771.95) = 0.347\text{mÅ}$, $W(7774.18) = 0.332\text{mÅ}$ y $W(7775.44) = 0.294\text{mÅ}$. Con estos valores las ecuaciones 4.1 y 4.2 nos dan los valores $M_v = -4.45 \pm 0.38$ y $M_v = -4.77 \pm 0.38$ respectivamente.

Para obtener la luminosidad es necesario corregir la magnitud absoluta por la componente bolométrica. La magnitud bolométrica de una estrella es la magnitud absoluta más la *corrección bolométrica*. La corrección bolométrica para estrellas supergigantes de tipo espectral F con $T_{eff} = 7500\text{K}$ según las calibraciones de Schmidt-Kaler es $BC = 0.005$

mag, por lo que su magnitud bolométrica, $M_{bol} = -4.61 \pm 0.38 + 0.005 = -4.605 \pm 0.38$. La luminosidad puede calcularse a partir de la M_v , adoptando la magnitud bolométrica del Sol, $M_{bol\odot} = 4.75$, de la siguiente forma:

$$-2.5\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = M_{bol} - M_{bol\odot} = -4.61 - 4.75 = -9.36 \quad (4.3)$$

$$\log(L/L_{\odot}) = 3.74. \quad (4.4)$$

Este valor es la luminosidad de HD 53300, la temperatura se obtuvo en la sección *Determinación de parámetros atmosféricos* y el valor obtenido fue 7500K, ya que conocemos estos datos es posible ubicar a la estrella en un diagrama Hertzsprung Russell (DHR), en el cual se muestren diferentes trayectorias evolutivas para diferentes masas. En la Figura 4.14 hemos graficado la posición de HD 53300 además de otras estrellas post-AGB para comparación:

Cuadro 4.5: Temperaturas y luminosidades de tres estrellas post-AGB bien conocidas (Arellano Ferro et al. 2001).

Estrella	$\log(T_{eff})$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$
HD 172481	3.86	4.1
HD 158616	3.86	4.5
HD 56126	3.77	3.8

El procedimiento anterior ha sido criticado por algunos autores, porque la calibración del ancho de las líneas del triplete del OI 7774Å, y la magnitud absoluta M_V está hecha para estrellas supergigantes y no para estrellas post-AGB específicamente. Con el afán de estimar la masa de la estrella a partir de su posición en el DHR y por medio de la comparación con trazas evolutivas para diferentes masas, discutiremos a continuación otros métodos con los que pueden calcularse la magnitud absoluta M_V y la luminosidad $\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$.

1. Utilizando la temperatura de la estrella y la calibración de Schmidt-Kaler (1982). Si suponemos que la estrella responde a la calibración para supergigantes con lumino-

sidad I, La calibración de Schmidt-Kaler (1982) para $T_{eff}=7500$ nos da $\log(\frac{L}{L_{\odot}}) = 4.5$. Este valor puede compararse con el obtenido usando el triplete del OI: $\log(\frac{L}{L_{\odot}}) = 3.74$.

2. A partir de dos ecuaciones fundamentales

Si:

$$L = 4\pi r^2 \sigma T_{eff}^4$$

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{T}{T_{\odot}}\right)^4$$

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = 2\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) + 4\log\left(\frac{T}{T_{\odot}}\right) \quad (4.5)$$

y

$$F = mg = \frac{MGm}{R^2}$$

$$\frac{g}{g_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-2}$$

$$\log\left(\frac{g}{g_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) - 2\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) \quad (4.6)$$

Combinando (4.5) y (4.6), tenemos:

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) + 4\log\left(\frac{T}{T_{\odot}}\right) - \log\left(\frac{g}{g_{\odot}}\right)$$

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) + 4\log(T) - \log(g) - 10.61 \quad (4.7)$$

Si $\log(g)=0.5$ y $T = 7500\text{K}$

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) + 4.38 \quad (4.8)$$

Si suponemos masas intermedias de 3, 5 y 7 M_{\odot} , obtenemos luminosidades de 4.37, 4.59 y 4.73.

En la Figura 4.14 se han graficado las posiciones resultantes para estas luminosidades y la temperatura de 7500K. Si bien es cierto que estos valores son comparables con los valores obtenidos utilizando la calibración de Schmidt-Kaler (1982), es probable que la suposición de masas intermedias para esta estrella sea arbitraria y que la calibración de Schmidt-Kaler no sea aplicable si la estrella no es una supergigante joven y masiva, sino de masa mucho menor. Existe la tendencia entre los expertos en estrellas post-AGB a considerarlas estrellas de Población II y de baja masa, $0.6M_{\odot}$ (Reddy 1995). Si en efecto HD 53300 es de baja masa, el valor de su luminosidad según la ecuación (4.8) es de 4.16, que es parecido al valor obtenido a partir de las líneas de OI (3.74).

En el DHR de la Figura 4.14 hemos graficado las diversas posiciones de HD 53300 según los valores de la luminosidad discutidos en los párrafos anteriores. También hemos graficado las trazas evolutivas, provenientes de modelos evolutivos calculados por diferentes autores para las etapas entre la secuencia principal y las rama de las gigantes para masas 3, 5 y 7 M_{\odot} (Schaller et al. 1992), mientras que para la etapa post-AGB los modelos son de Blöcker (1995). Sobre las trazas de Blöcker (1995), es necesario aclarar que se refieren a la evolución del núcleo de la estrella una vez que ha perdido la envoltura, es decir son trazas para objetos de masas de alrededor de $0.6-0.7M_{\odot}$, provenientes de objetos originalmente mas masivos, como se indica en la leyenda de la Figura 4.14.

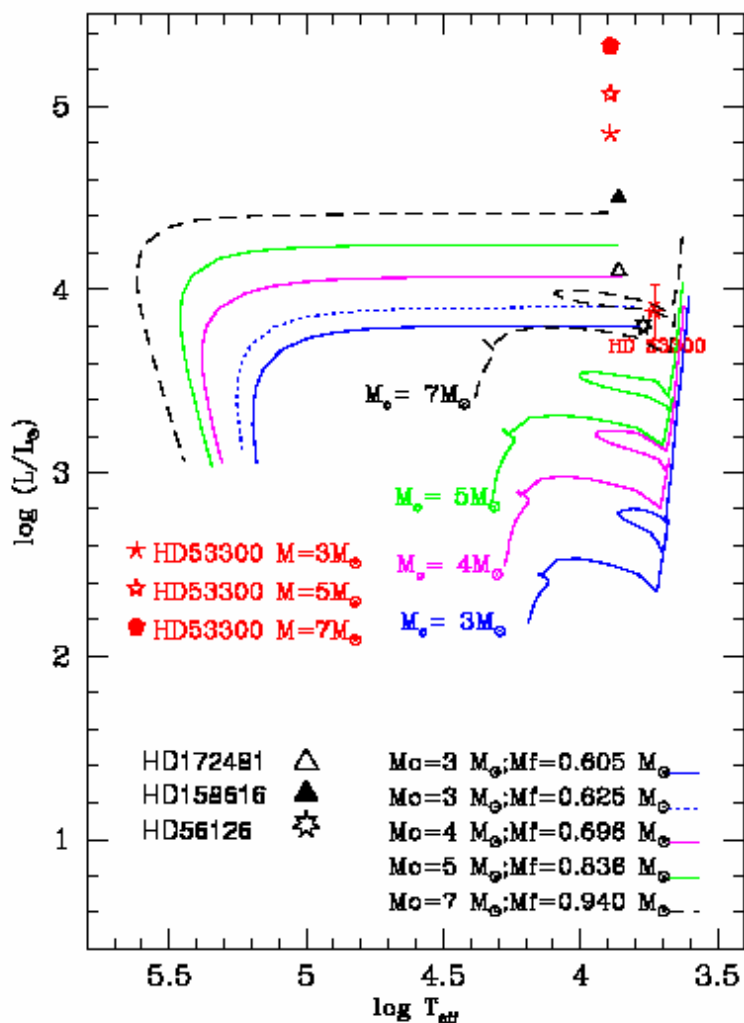


Figura 4.14: Posición de la estrella HD 53300 en el diagrama Hertzsprung Russell

En la Figura se indican las masas iniciales y finales correspondientes a cada una de las trazas; tenemos modelos para estrellas cuya masa inicial es de $3M_{\odot}$ con este valor observamos en la Figura dos trazas diferentes que nos llevan a diferentes masas finales de $0.605M_{\odot}$ y $0.625M_{\odot}$, el resto de masas iniciales que hemos graficado son $4M_{\odot}$, $5M_{\odot}$ y $7M_{\odot}$ cuyas masas finales son $0.696M_{\odot}$, $0.836M_{\odot}$ y $0.940M_{\odot}$ respectivamente.

De aquí podríamos inferir que la posición de HD 53300 en el DHR según las determinaciones de la luminosidad a partir de las intensidades de las líneas del triplete O I 7774Å

es consistente con una masa $\sim 0.6 M_{\odot}$. Por otro lado, la suposición de que posee una masa intermedia $(3-7)M_{\odot}$ y la adopción de las calibraciones de Schmidt-Kaler (1982), producen luminosidades muy altas que son más consistentes con las de estrellas supergigantes jóvenes y menos evolucionadas. Al mismo tiempo, podemos conjeturar que las intensidades de las líneas de O I 7774Å son efectivamente un buen indicador de luminosidad aún para estrellas de baja masa y producen luminosidades congruentes con las predicciones de la relación entre la masa y la luminosidad obtenida a partir de ecuaciones fundamentales (4.8).

En la Figura 4.14 hemos incluido algunas estrellas identificadas como post-AGB; HD 172481 y HD 158616 (Arellano Ferro 2001) y HD 56126 (Lambert et al. 1988), las cuales están ubicadas en nuestro diagrama HR (4.14), puede notarse que especialmente HD 56126 se encuentra dentro del rango de valores entre los cuales se encuentra HD 53300.

Del diagrama anterior (4.14) y el perfil de abundancias químicas obtenidas y discutidas en el Capítulo 4 de este trabajo, resulta evidente que HD 53300 es una estrella evolucionada en la etapa post-AGB. Sin embargo, la estimación de su luminosidad esta sujeta a las incertidumbres de las calibraciones que se apliquen y por lo tanto su masa es también incierta, aunque por los argumentos dados anteriormente nos parece probable que la estrella es de baja masa ($\sim 0.6M_{\odot}$). Sin embargo, nuestras abundancias de C y N, según los argumentos de Saveney et al.(2007) y Latanzio et al.(1996), parecen apoyar que HD 53300 tiene una masa mayor que $4M_{\odot}$, el valor de la masa es incierto, esto solo podrá solucionarse cuando comprendamos mejor la teoría de los post-AGB y contemos con nuevas observaciones a mayor resolución.

4.5. Conclusiones

Observaciones en el infrarojo realizadas por IRAS (Infrared Astronomical Satellite) de HD 53300 muestran que este objeto posee un espectro similar al de una nebulosa planetaria, y el polvo que la envuelve posee una temperatura de 53K y un radio de $56-83R_{\odot}$ (Parthasarathy & Reddy, 1993). El espectro tomado por Oudmaijer et. al (1995) utilizando UKIRT (The United Kingdom Infrared Telescope) en la banda H, solamente contiene líneas de absorción de hidrógeno, lo que indica que la estrella no es aún una

nebulosa planetaria, ya que éstas ya suelen mostrar líneas de emisión de He y el espectro de HD 53300 no tiene líneas de emisión. El tipo espectral de HD 53300 es A0Ib. Las estrellas tipo A han sido enlistadas como objetos de transición entre post-AGB y nebulosa planetaria (Ortíz et al. 2005).

En esta tesis se determinó la temperatura efectiva de HD 53300 de diferentes formas, como se detalla en la subsección *Determinación de parámetros atmosféricos*. Uno de estos cálculos fue a partir de los índices fotométricos de Strömgren [c_1], [m_1] y [$u - v$] y de la intensidad de la línea H_β utilizando las calibraciones sin publicar de A. Arellano Ferro (comunicación privada). Con ese método se obtuvo $T_{eff} = 7204\text{K}$, luego a partir de variaciones en la T_{eff} y $\log(g)$ para generar un espectro que simulara la línea de H_γ , se tomaron los valores para los que se obtuvo el mejor ajuste y por último, se variaron los valores de T_{eff} y $\log(g)$ hasta lograr un equilibrio de ionización de Fe I y Fe II; con los pares ordenados de T_{eff} y $\log(g)$ obtenidos de la sintetización de H_γ y el equilibrio de ionización de Fe I y Fe II. Ambas curvas se grafican en un plano de T_{eff} contra $\log(g)$ donde el punto de cruce está en los valores $T = 7500$ y $\log(g) = 1.0$. Sin embargo el análisis detallado de las abundancias y equilibrios de ionización de varias especies nos llevaron a concluir que la gravedad $\log(g) = 0.5$ produce resultados más consistentes y estos fueron los valores utilizados a lo largo de este trabajo. La velocidad radial calculada con base en un espectro tomado en agosto de 2006 fue de 75.64 ± 1.12 km/s

HD 53300 presenta indicaciones de haber atravesado por un proceso de HBB. También se observa la subabundancia de algunos elementos correlacionada con la temperatura de condensación para gases de baja presión de composición solar. La temperatura de condensación se define como la temperatura a la cual el 50% del gas es condensado a un estado sólido; así, elementos como Ca, Ti y Sc, que poseen las temperaturas de condensación más altas (1500-1600K), serán significativamente condensados en el polvo circunestelar y por lo tanto sistemáticamente removidos de la atmósfera de la estrella, haciéndose evidente este fenómeno en las subabundancias de dichos elementos. Los elementos con una baja temperatura de condensación, como S y Zn (los cuales no se observan en nuestro espec-

tro, pero de los que si se tienen resultados en los análisis del espectro del Observatorio McDonald) no se ven afectados. Este fenómeno conocido en la literatura del tema como *depletion*(remoción), ha sido observado en numerosas estrellas post-AGB y ejemplos clásicos son HR 4049 (Lambert et al. 1988), HD 44179 (van Winckel 1995) y HD 137569 (Giridhar & Arellano Ferro 2005).

Las medidas hechas y los cálculos realizados apuntan a que la estrella HD 53300 es una estrella post-AGB que ha evolucionado desde una masa entre $5M_{\odot}$ y $7M_{\odot}$, y que actualmente su núcleo tiene una masa de $\sim 0.6M_{\odot}$. Lo anterior ha sido deducido a partir de las abundancias que presenta y que concuerdan con las de otras estrellas post-AGB con parámetros físicos similares. Los procesos de síntesis por los que la estrella ha atravesado a lo largo de su evolución determinan las abundancias que se han observado en su atmósfera. Su posición en el DHR sugiere que la estrella está en su etapa post-AGB en camino a convertirse en una nebulosa planetaria.

Dentro de las estrellas post-AGB, se han identificado algunos sub-grupos según el cociente C/O que presenten. El primero consiste de estrellas con $C/O > 1$ suelen ser ricas en elementos producto del proceso-s, el cual produce aproximadamente la mitad de los isótopos más pesados que el Fe como el Sr y en estrellas de baja metalicidad produce elementos más pesados que el Pb. Algunas estrellas que pertenecen a este grupo son HD 44179: $C/O = 1.20$, HD 158616: $C/O = 1.90$ (Van Winckel 1995), HD 187785: $C/O = 1.20$ (Lambert et al. 1988). Debido a la presencia de polvo circunestelar más frío que la estrella, la distribución de energía de estas estrellas muestran dos máximos, sus rangos de metalicidad está entre $[Fe/H] = -0.30$ y -1.0 . El segundo sub-grupo contiene a las estrellas con $C/O < 1$, son ricas en O y presentan poca abundancia de elementos producto del proceso-s, pero si muestran una distribución espectral de energía con un doble montículo y un rango de metalicidades similar a las observadas en las estrellas ricas en C. El último sub-grupo está formado por estrellas en las que el cociente $C/O \sim 1$, estas muestran abundancias peculiares debido a la pérdida de elementos condensados (Giridhar & Arellano Ferro 2005).

En el caso de HD 53300 tenemos que $C/O = -1.4 < 1$, y en el Cuadro de abundancias se confirma que uno de los elementos más abundantes en la estrella es el O. La Cuadro de abundancias de HD 53300 obtenida por nosotros no muestra elementos producto del proceso-s que se forman para estrellas de baja metalicidad, como son La, Ce, Pr, Nd, Sm o Eu que se han observado en otras estrellas de temperatura similar y estado evolutivo parecido a HD 53300 como por ejemplo la estrella HD 27381 (Giridhar & Arellano Ferro 2005), pero es probable que con un espectro de mayor resolución que los utilizados aquí pudieran registrarse líneas de esos elementos.

Bibliografía

- [1] Arellano Ferro A., Giridhar S. & Mathias, P., 2001, A&A, 368, 250.
- [2] Arellano Ferro, A., Giridhar, S & Rojo Arellano, E., 2003, RMxAA, 39, 3.
- [3] Bernath, Peter F., 1995, Spectra of atoms and molecules, N.Y.Oxford University Press.
- [4] Bhatt, H.C., Manoj, P., 2000, A&A, 362, 978.
- [5] Blocker, T., Osterbart, R., Eeigelt, G., Bolega, Y., Menshchikov, A., 2001, ASSL, 265, 241B.
- [6] Dremtroedger, W., 2003, Laser spectroscopy: Basic concepts and instrumentation, Springer.
- [7] Earle L. R., Bond, H. E., Lambert, D., 1990, ApJ, 357, 188.
- [8] Engels, D., 2004, Mem. S.A.It, 75, 282.
- [9] Fuhr, J.R., Wiese, W.L., 2006, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 35, No. 4.
- [10] García Lario, P. , 2006, IAUS, 234, 63G.
- [11] Giridhar, S., Arellano Ferro, A., 1989, JA&A, 10, 47.
- [12] Giridhar S., Arellano Ferro, A., 1995, RMxAA, 31, 23.
- [13] Giridhar, S., Arellano Ferro, A., 2005, A&A, 443, 297.
- [14] Giridhar, S., Molina, R., Arellano Ferro A., Selvakumar, R., 2009, MNRAS, enviado.

- [15] Herwing, F., 2003, arXiv:astro-ph/0306478v1.
- [16] Karttunen, H., KrÄuger, P., Oja, H., Poutanen, M., Donner, K.J., 2007, *Fundamental astronomy*, Springer.
- [17] Lambert, D. H., Hinkle, K. H., Luck, R. E., 1988, *ApJ*, 333, 917.
- [18] Lattanzio, J.; Frost, C.; Cannon, R.; Wood, P. R., 1996, *MmSAI*, 67, 729.
- [19] McSaveney, J.A., Wood, P.R., Scholz, M., Lattanzio, J., Hinkle, K.H. 2007, *MNRAS*, in press (astro-ph ArXiv 0704.190).
- [20] McSaveny J.A., Wood P.R., Scholz M., Lattazio J.C., Hinkle K.H., 2007, *MNRAS*, 378.1089, 1.
- [21] Meijerink, R., Simis, Garrelt , Yvonne, 2003, *A&A*, 405, 1075.
- [22] Mooney, C.J., Aller, L.H., Rolleston, W.R.J., Dufton, P.L., Keenan, F.P., Smoker, J.V., Pollacco, D.L., 2002, *RMxAA*, 12, 181.
- [23] Morgan, W.W., Harris, W.W., Jhonson, H.L., 1953, *ApJ.*, 118, 92.
- [24] Morgan, W.W., Keenan, P.C., 1973, *Ann.Rev.A&A*, 11, 29.
- [25] Morgan, W. W.; Abt, Helmut A.; Tapscott, J. W., 1978, *Revised MK Spectral Atlas for stars earlier than the sun*, Williams Bay: Yerkes Observatory, and Tucson: Kitt Peak National Observatory.
- [26] Oudmaijer, R.D., Waters, L.B.M.F., Van der Veen, W.E.C.J., Geballe, T.R., 1995, *A&A*, 299, 69.
- [27] Oudmaijer, R.D., Waters, L. B. F. M., van der Veen, W. E., C. J., Geballe, T.R., 1995, *A&A*, 299, 69O.
- [28] Ortiz, R.; Lorenz-Martins, S.; Maciel, W. J.; Rangel, E. M., 2005, *A&A*, 431, 565.
- [29] Ortiz R., Lorenz-Martins S., Maciel W.J., Rangel E.M., 2005, *A&A*, 431, 565.
- [30] Parathasarathy, M., Reddy, E. B., 1993, *BASI*, 21, 609.

- [31] Parthasarathy, M., Reddy, B. E., 1993, Bull. ASI, 21, 609.
- [32] Reddy B.E., Lambert D.L., Gonzalez G. & Young D., 2002, ApJ, 564:482.
- [33] Robinson, K., 2007, Spectroscopy: the key to the stars, Springer, London.
- [34] Schaifers, K., Voigt, H. H., 1892, Astronomy and Astrophysics, Stars and Star Clusters, NY: Springer-Verlag.
- [35] Schmidt-Kaler, T.H., 1982, Physical parameters of the stars, Landolt-Barnstein new series, Vol 2b.
- [36] Shaw, A. M., 2006, Astrochemistry: from astronomy to astrobiology, John Wiley & sons, Ltd.
- [37] Shy, Frank., 1982, The physical Universe: An introduction to astronomy., University science books Sausalito, CA.
- [38] Suarez, O., García Lario, P., Manchado, A., Manteiga, M., Ulla, A. & Pottasch, S.R., 2006, A&A, 458, 173S
- [39] Szczerba, R., Siodmiak, N., Stasinska, G. & Burokowsky, J., 2007, A&A, 469, 799-806
- [40] Tull, R.G., McQueen, P.J., Sneden, C., Lambert, D.L., 1995, PASP, 107.
- [41] Van Hoof ,P.A.M., Oudmaijer ,R.D., Waters ,L.B.F.M., 1995, IAUS, 180, 363O.
- [42] Van Winckel, H., 1995, A&A, 293, L25
- [43] Van Winckel, H., 1997, A&A, 319, 561.

Índice de figuras

1.1.	Curvas de distribución de energía como función de la longitud de onda (λ) para cuerpos negros a diferentes temperaturas. Nótese el desplazamiento del máximo hacia longitudes de onda hacia el rojo para cuerpos más fríos, de acuerdo a la Ley de Wein (1.9)	7
1.2.	Curvas de transmisión de los filtros <i>uvby</i>	11
1.3.	Espectro de la estrella polar (Polaris), con algunas líneas identificadas. El espectro fue tomado con el telescopio de 72 "del Dominion Astrophysical Observatory, Canadá. Cortesía de A. Arellano Ferro.	15
1.4.	Ilustración del ensanchamiento colisional, explicado con las curvas de potencial de las partículas que colisionan A y B. Figura tomada de <i>Laser spectroscopy. W.Demtröder, 3ra edición. Springer</i>	18
1.5.	Espectros de los diferentes tipos espectrales, según la clasificación de Harvard	22
1.6.	Ancho equivalente de una línea de absorción (Figura de Astrophysical Concepts. Martin Harwit, 4th edition)	24
1.7.	Diagrama Hertzsprung-Russell, para 41704 estrellas del catálogo Hipparcos (Imagen de la misión Hipparcos de la Agencia Espacial Europea)	25
1.8.	Relación de masa-luminosidad en la secuencia principal. Los círculos llenos son binarias visibles y los cuadros vacíos son binarias eclipsantes, la línea recta corresponde a la relación masa-luminosidad de estrellas de baja masa. (Figura tomada de Fundamental Astronomy. H.Karttunen.3ra. edición. E.Springer)	27
1.9.	Las líneas rectas en el DHR corresponden a un valor constante de radio, los radios están dados en unidades de radio solar, se indica con un \odot	27

2.1.	Trazas de evolución estelar en el DHR en la secuencia principal y después, la secuencia principal. El punto marcado con He indica en donde comienza la fusión de He y para estrellas de baja masa indica el punto en el que ocurre el flash de He. Las líneas rectas muestran la posición de las estrellas con el mismo radio (Figura de Fundamental Astronomy, H.Karttunen,5th edition.Springer)	32
2.2.	Núcleo de He cuando aun no ha alcanzado la temperatura necesaria para comenzar a experimentar las recciones de fusión de He, pero la capa de H que lo rodea es activa y continúa fusionando H en He	33
2.3.	Camino evolutivo que sigue una estrella de masa baja $m \leq 5M_{\odot}$	33
2.4.	DHR que muestra el camino evolutivo que sigue una estrella cuya masa es igual a la del Sol y otra que es cinco veces más masiva que éste. RGB = Rama de las gigantes rojas, AGB = Rama asintótica de las gigantes. Figura tomada de Engles (2004)	35
2.5.	Esquema de la estructura de una estrella AGB	36
3.1.	Triplete del Oxígeno de la estrella HD 53300 antes y después de ser normalizado	44
3.2.	Ajustes con curvas de Gauss hechas por IRAF para el triplete del OI	45
4.1.	Las regiones donde típicamente se buscan las post-AGB son las zonas VIa y la VIb, el punto rojo es HD 53300	53
4.2.	Comparación de modelos atmosféricos estelares de diferentes temperaturas y gravedades superficiales para $H\gamma$ en el espectro de HD 53300. Figura de R. Szczerba et al., 2007, A&A, 467, 799-806	55
4.3.	Comportamiento de las alas de $H\gamma$ y el equilibrio de ionización Fe I/Fe II en HD 53300	58
4.4.	Línea de Ca I	62
4.5.	Línea de Ca I, con tres espectros sintetizados con diferentes abundancias	62
4.6.	Línea de Ca I	65
4.7.	Línea de C I	66
4.8.	Línea de N I	66
4.9.	Línea de N I	67
4.10.	Línea de O I	67
4.11.	Línea de Si I	68
4.12.	Línea de Si II	68

4.13. Gráfica de abundancias $[X/H]$ contra la temperatura de condensación T_c para diversos elementos en HD 53300	73
4.14. Posición de la estrella HD 53300 en el diagrama Hertzsprung Russell	78

Índice de cuadros

1.1. Ancho de banda y longitud de onda efectiva para los filtros UBV y ubvy	10
1.2. Tipos de ensanchamiento debido a las colisiones por presión	19
1.3. Clasificación MKK de la luminosidad	21
1.4. Clasificación espectral de Harvard	23
3.1. Corrección por efecto Doppler	46
4.1. Valores de los mejores ajustes de T_{eff} y $\log (g)$	56
4.2. Abundancias de FeI y FeII para diferentes T_{eff} y $\log (g)$	57
4.3. Abundancias elementales de HD 53300, $T_{ef}=7500$, $\log (g) = 0.5$	64
4.4. Abundancias elementales de HD 53300, $T_{ef}=7500$, $\log(g)=1.0$	70
4.5. Temperaturas y luminosidades de tres estrellas post-AGB bien conocidas (Arellano Ferro et al. 2001).	75

ANEXOS

$$\begin{aligned} \log e[\text{N/C}]_{\text{solar}} &= \log e(\text{N})_{\text{sol}} - \log e(\text{C})_{\text{sol}} \\ &= 7.76 - 8.39 = -0.63 \end{aligned}$$

$$\log e[\text{N/O}]_{\text{solar}} = 7.76 - 8.66 = -0.90$$

$$\log e[\text{C/O}]_{\text{solar}} = 8.39 - 8.66 = -0.27$$

=====

For the stellar term

$$\log e[\text{N/C}]^* = \log e(\text{N})^* - \log e(\text{C})^*$$

Since $[\text{N/H}]_{\text{netl}} = \log e(\text{N})^* - \log e(\text{N})_{\text{sol}}$, solving for $\log e(\text{N})^*$

$$\log e(\text{N})^* = +0.63 + 7.76 = +8.39$$

Likewise for C and O

$$\log e(\text{C})^* = -0.30 + 8.34 = +8.04$$

$$\log e(\text{O})^* = -0.11 + 8.66 = +8.55$$

Then,

$$\log e[\text{N/C}]^* = 8.39 - 8.04 = +0.35$$

$$\log e[\text{N/O}]^* = 8.39 - 8.55 = -0.16$$

$$\log e[\text{C/O}]^* = 8.04 - 8.55 = -0.51$$

and

$$[\text{N/C}] = +0.35 - (-0.63) = +0.98$$

$$[\text{N/O}] = -0.16 - (-0.90) = +0.74$$

$$[\text{C/O}] = -0.51 - (-0.27) = -0.24$$

and

$$\text{C/O} = 0.58 \text{ (which is } < 1 \text{)}$$

--
 Instituto de Astronomia
 Universidad Nacional Autonoma de Mexico (UNAM)
<http://www.astroscu.unam.mx>

$\log e(\text{O}) = 8.70$ from 3 lines

The solar abundances from Asplund et al. (2005) are:
8.39, 7.76 and 8.66 for C, N and O respectively.

therefore

$$[\text{C}/\text{H}] = 8.34 - 8.39 = -0.05$$

$$[\text{N}/\text{H}] = 8.55 - 7.76 = +0.79$$

$$[\text{O}/\text{H}] = 8.70 - 8.66 = +0.04$$

Since $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.32$ for this star (from MOOG), then

$$[\text{C}/\text{Fe}] = -0.05 - (-0.32) = +0.27$$

$$[\text{N}/\text{Fe}] = +0.79 - (-0.32) = +1.11$$

$$[\text{O}/\text{Fe}] = +0.04 - (-0.32) = +0.36$$

These values would have to be corrected for NLTE effects.

Ramon has done that. According to him he used the corrections for HD36673 (FOIb Te = 7400 K, $\log g = 1.1$ dex and 4.0 km/s) for which Venn (1995a,b ?) derived a correction -0.25 for C

For the same star Takada & Takada-Hidai (1998) use -0.16 for N and -0.15 for O. Therefore

$$[\text{C}/\text{H}]_{\text{net}} = -0.05 - 0.25 = -0.30$$

$$[\text{N}/\text{H}]_{\text{net}} = +0.79 - 0.16 = +0.63$$

$$[\text{O}/\text{H}]_{\text{net}} = +0.04 - 0.15 = -0.11$$

Now,

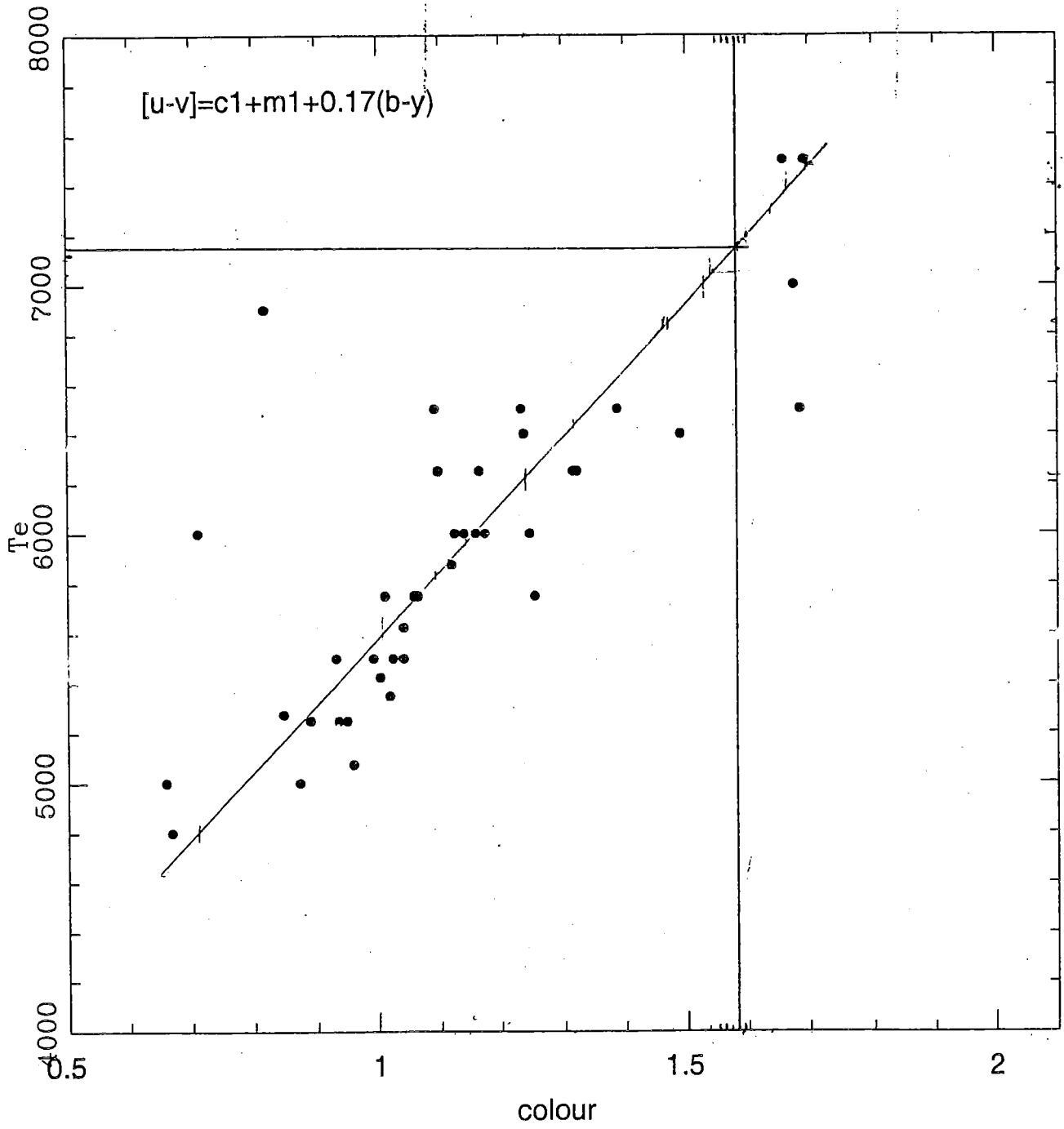
$$[\text{N}/\text{C}] = \log e[\text{N}/\text{C}]^* - \log e[\text{N}/\text{C}]_{\text{sun}}$$

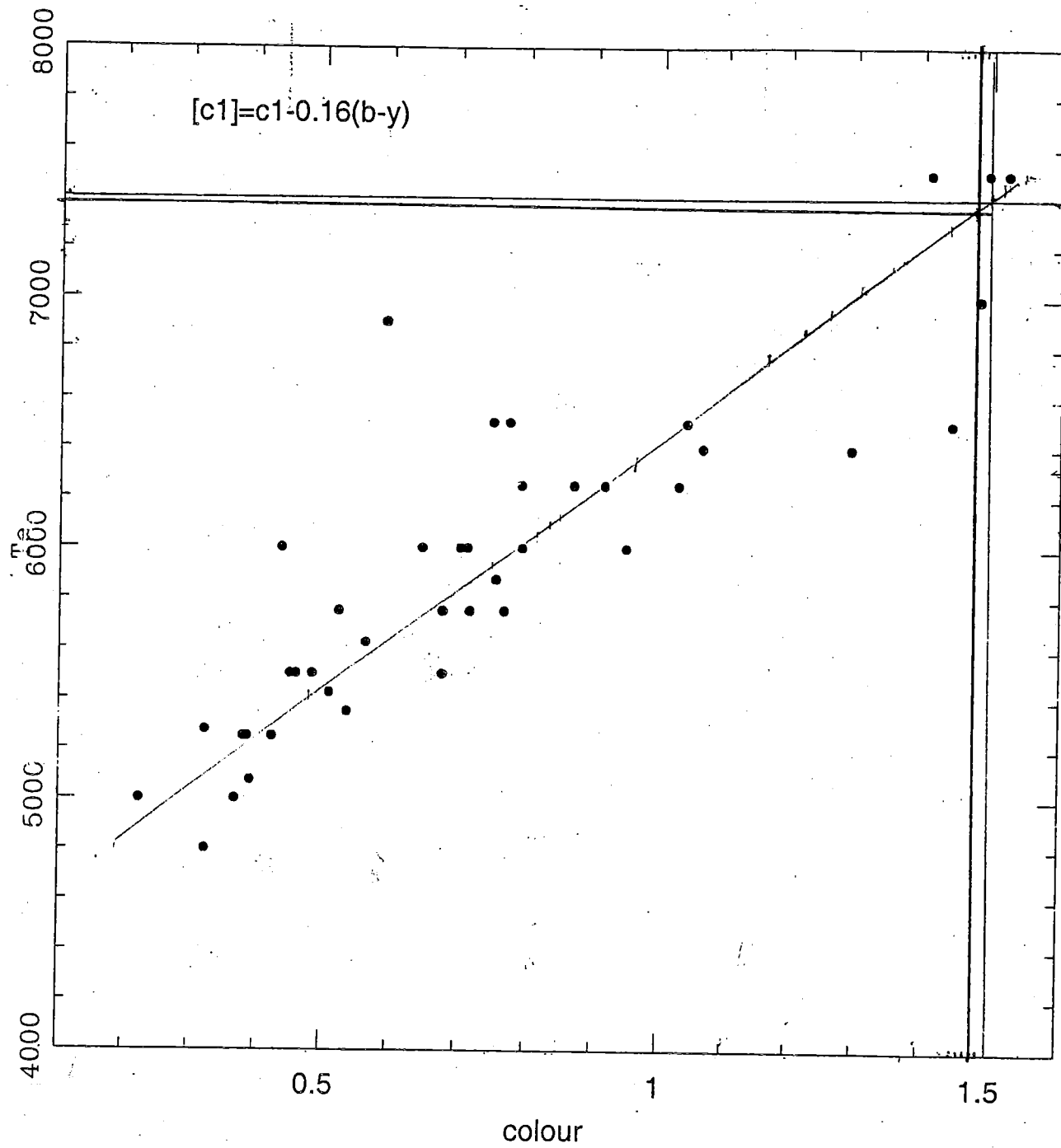
$$[\text{N}/\text{O}] = \log e[\text{N}/\text{O}]^* - \log e[\text{N}/\text{O}]_{\text{sun}}$$

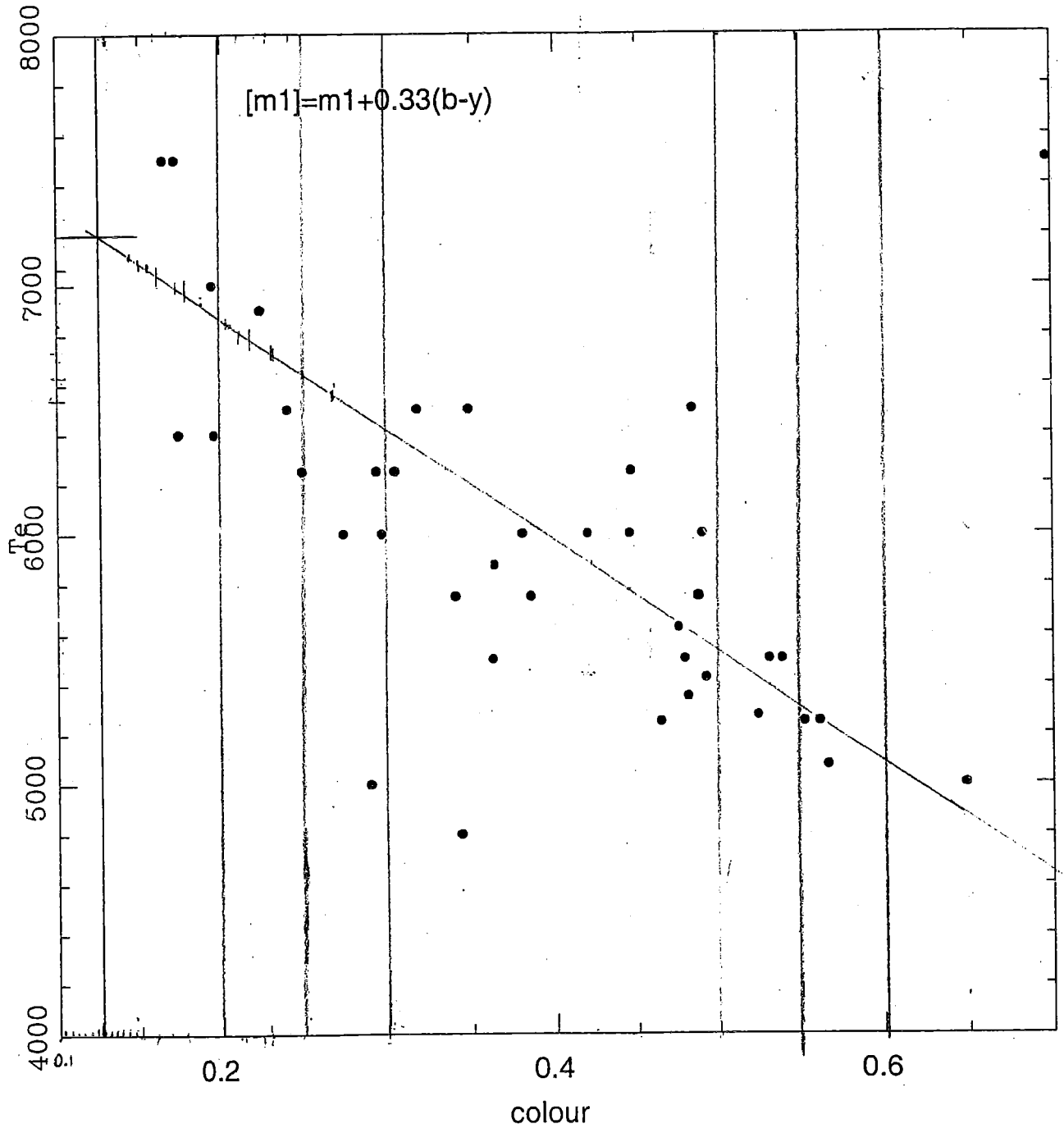
$$[\text{C}/\text{O}] = \log e[\text{C}/\text{O}]^* - \log e[\text{C}/\text{O}]_{\text{sun}}$$

=====

For the solar term we have







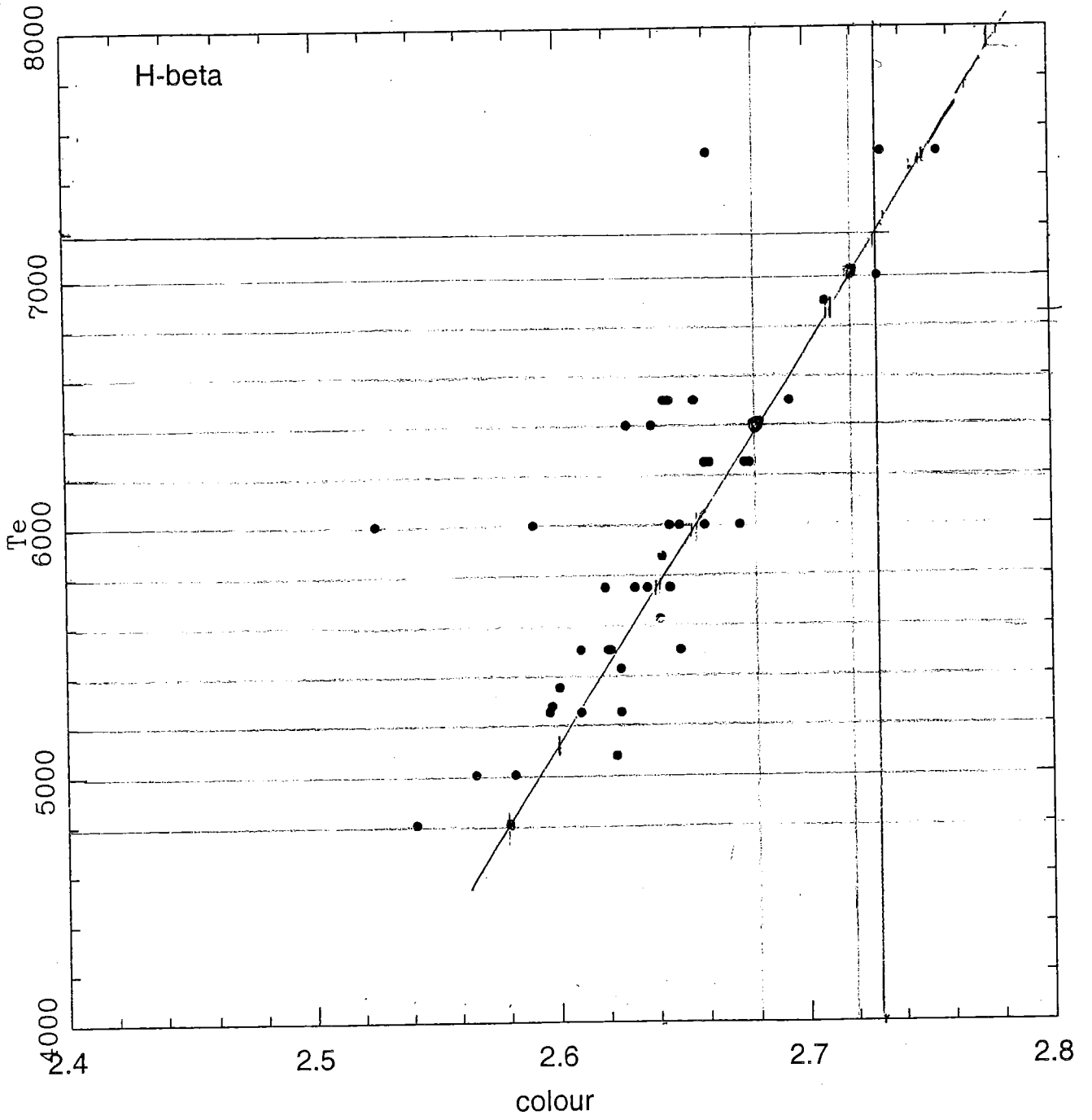


Table 3. Effective temperatures, bolometric corrections and luminosities as function of spectral type/color.

a) Luminosity class V (main sequence)

Sp	$\log T_{\text{eff}}$	T_{eff} [K]	CI_0	M_V	B.C.	M_{bol}	L/L_{\odot}
			$(U-B)_0$				
O3	4.720	52500	-1^m22	-6^M0	-4^m75	-10^M7	$1.4 \cdot 10^6$
4	4.680	48000	-1.20	-5.9	-4.45	-10.3	$9.9 \cdot 10^5$
5	4.648	44500	-1.19	-5.7	-4.40	-10.1	$7.9 \cdot 10^5$
6	4.613	41000	-1.17	-5.5	-3.93	-9.4	$4.2 \cdot 10^5$
7	4.580	38000	-1.15	-5.2	-3.68	-8.9	$2.6 \cdot 10^5$
8	4.555	35800	-1.14	-4.9	-3.54	-8.4	$1.7 \cdot 10^5$
9	4.518	33000	-1.12	-4.5	-3.33	-7.8	$9.7 \cdot 10^4$
B0	4.486	30000	-1.08	-4.0	-3.16	-7.1	$5.2 \cdot 10^4$
1	4.405	25400	-0.95	-3.2	-2.70	-5.9	$1.6 \cdot 10^4$
2	4.342	22000	-0.84	-2.4	-2.35	-4.7	$5.7 \cdot 10^3$
3	4.271	18700	-0.71	-1.6	-1.94	-3.5	$1.9 \cdot 10^3$
5	4.188	15400	-0.58	-1.2	-1.46	-2.7	$8.3 \cdot 10^2$
6	4.146	14000	-0.50	-0.9	-1.21	-2.1	500
7	4.115	13000	-0.43	-0.6	-1.02	-1.6	320
8	4.077	11900	-0.34	-0.2	-0.80	-1.0	180
9	4.022	10500	-0.20	+0.2	-0.51	-0.3	95
			$(B-V)_0$				
A0	3.978	9520	-0.02	+0.6	-0.30	+0.3	54
1	3.965	9230	+0.01	+1.0	-0.23	+0.8	35
2	3.953	8970	+0.05	+1.3	-0.20	+1.1	26
3	3.940	8720	+0.08	+1.5	-0.17	+1.3	21
5	3.914	8200	+0.15	+1.9	-0.15	+1.7	14
7	3.895	7850	+0.20	+2.2	-0.12	+2.1	10.5
8	3.880	7580	+0.25	+2.4	-0.10	+2.3	8.6
F0	3.857	7200	+0.30	+2.7	-0.09	+2.6	6.5
2	3.838	6890	+0.35	+3.6	-0.11	+3.5	2.9
5	3.809	6440	+0.44	+3.5	-0.14	+3.4	3.2
8	3.792	6200	+0.52	+4.0	-0.16	+3.8	2.1
G0	3.780	6030	+0.58	+4.4	-0.18	+4.2	1.5
2	3.768	5860	+0.63	+4.7	-0.20	+4.5	1.1
5	3.760	5770	+0.68	+5.1	-0.21	+4.9	0.79
8	3.746	5570	+0.74	+5.5	-0.40	+5.1	0.66
K0	3.720	5250	+0.81	+5.9	-0.31	+5.6	0.42
1	3.706	5080	+0.86	+6.1	-0.37	+5.7	0.37
2	3.690	4900	+0.91	+6.4	-0.42	+6.0	0.29
3	3.675	4730	+0.96	+6.6	-0.50	+6.1	0.26
4	3.662	4590	+1.05	+7.0	-0.55	+6.4	0.19
5	3.638	4350	+1.15	+7.4	-0.72	+6.7	0.15
7	3.609	4060	+1.33	+8.1	-1.01	+7.1	0.10
			$(R-I)_0$				
M0	3.585	3850	+0.92	+8.8	-1.38	+7.4	$7.7 \cdot 10^{-2}$
1	3.570	3720	+1.03	+9.3	-1.62	+7.7	$6.1 \cdot 10^{-2}$
2	3.554	3580	+1.17	+9.9	-1.89	+8.0	$4.5 \cdot 10^{-2}$
3	3.540	3470	+1.30	+10.4	-2.15	+8.2	$3.6 \cdot 10^{-2}$
4	3.528	3370	+1.43	+11.3	-2.38	+8.9	$1.9 \cdot 10^{-2}$
5	3.510	3240	+1.61	+12.3	-2.73	+9.6	$1.1 \cdot 10^{-2}$
6	3.485	3050	+1.93	+13.5	-3.21	+10.3	$5.3 \cdot 10^{-3}$
7	3.468	2940	+2.1	+14.3	-3.46	+10.8	$3.4 \cdot 10^{-3}$
8	3.422	2640	+2.4	+16.0	-4.1	+11.9	$1.2 \cdot 10^{-3}$

Schmidt-Kaler

c) Luminosity class I (supergiants, approximately Iab)

Sp	$\log T_{\text{eff}}$	T_{eff} [K]	CI_0	M_V	B.C.	M_{bol}	L/L_{\odot}	
			$(U-B)_0$					
O3	4.675	47300	-1 ^m 21	-6 ^M 8:	-4 ^m 41	-11 ^M 2:	2.2·10 ⁶	
4	4.644	44100	-1.19	-6.7:	-4.17	-10.9:	1.6·10 ⁶	
5	4.605	40300	-1.17	-6.6	-3.87	-10.5	1.1·10 ⁶	
6	4.591	39000	-1.16	-6.5	-3.74	-10.2	9.0·10 ⁵	
7	4.553	35700	-1.14	-6.5	-3.48	-10.0	7.1·10 ⁵	
8	4.535	34200	-1.13	-6.5	-3.35	-9.8	6.2·10 ⁵	
9	4.513	32600	-1.13	-6.5	-3.18	-9.7	5.3·10 ⁵	
B0	4.415	26000	-1.06	-6.4	-2.49	-8.9	2.6·10 ⁵	
1	4.318	20800	-1.00	-6.4	-1.87	-8.3	1.5·10 ⁵	
2	4.267	18500	-0.94	-6.4	-1.58	-8.0	1.1·10 ⁵	
3	4.209	16200	-0.83	-6.3	-1.26	-7.6	7.6·10 ⁴	
5	4.133	13600	-0.72	-6.2	-0.95	-7.2	5.2·10 ⁴	
6	4.114	13000	-0.69	-6.2	-0.88	-7.1	4.9·10 ⁴	
7	4.085	12200	-0.64	-6.2	-0.78	-7.0	4.4·10 ⁴	
8	4.048	11200	-0.56	-6.2	-0.66	-6.9	4.0·10 ⁴	
9	4.012	10300	-0.50	-6.2	-0.52	-6.7	3.5·10 ⁴	
A0	3.988	9730	-0.38	-6.3	-0.41	-6.7	3.5·10 ⁴	
1	3.965	9230	-0.29	-6.4	-0.32	-6.7	3.5·10 ⁴	
2	3.958	9080	-0.25	-6.5	-0.28	-6.7	3.6·10 ⁴	
3	3.943	8770	-0.14	-6.5	-0.21	-6.7	3.5·10 ⁴	
5	3.930	8510	-0.07	-6.6	-0.13	-6.7	3.5·10 ⁴	
7	3.911	8150	0.00	-6.6	-0.06	-6.7	3.3·10 ⁴	
8	3.900	7950	+0.11	-6.6	-0.03	-6.6	3.2·10 ⁴	
			$(B-V)_0$					
F0	3.886	7700	+0.17	-6.6	-0.01	-6.6	3.2·10 ⁴	
2	3.866	7350	+0.23	-6.6	-0.00	-6.6	3.1·10 ⁴	
5	3.839	6900	+0.32	-6.6	-0.03	-6.6	3.2·10 ⁴	
8	3.785	6100	+0.56	-6.5	-0.09	-6.6	3.1·10 ⁴	
G0	3.744	5550	+0.76	-6.4	-0.15	-6.6	3.0·10 ⁴	
2	3.716	5200	+0.87	-6.3	-0.21	-6.5	2.9·10 ⁴	
5	3.686	4850	+1.02	-6.2	-0.33	-6.5	2.9·10 ⁴	
8	3.663	4600	+1.15	-6.1	-0.42	-6.5	2.9·10 ⁴	
K0	3.645	4420	+1.24	-6.0	-0.50	-6.5	2.9·10 ⁴	
1	3.636	4330	+1.30	-6.0	-0.56	-6.6	3.0·10 ⁴	
2	3.628	4250	+1.35	-5.9	-0.61	-6.5	2.9·10 ⁴	
3	3.611	4080	+1.46	-5.9	-0.75	-6.6	3.3·10 ⁴	
4	3.597	3950	+1.53	-5.8	-0.90	-6.7	3.4·10 ⁴	
5	3.585	3850	+1.60	-5.8	-1.01	-6.8	3.8·10 ⁴	
7	3.568	3700	+1.63	-5.7	-1.20	-6.9	4.1·10 ⁴	
			$(R-I)_0$					
M0	3.562	3650	+0.96	-5.6	-1.29	-6.9	4.1·10 ⁴	
1	3.550	3550	+1.04	-5.6	-1.38	-7.0	4.4·10 ⁴	
2	3.538	3450	+1.15	-5.6	-1.62	-7.2	5.5·10 ⁴	
3	3.505	3200	+1.37	-5.6	-2.13	-7.7	5.6·10 ⁴	
4	3.474	2980	+1.59	-5.6	-2.75	-8.3	1.6·10 ⁵	
5	3.446	2800	+1.80	-5.6	-3.47	-9.1	3.0·10 ⁵	
6	3.415:	2600:	+2.02:	-5.6	-3.90	-9.5	4.5·10 ⁵	

log L/L_⊙
4.5

Schmidt-Kaler

b) Luminosity class III (giants)								
Sp	$\log T_{\text{eff}}$	T_{eff} [K]	CI_0	M_V	B.C.	M_{bol}	L/L_{\odot}	
			$(U-B)_0$					
O3	4.698	50000	-1^m22	-6^m6	-4^m58	-11^m2	$2.1 \cdot 10^6$	
4	4.658	45500	-1.20	-6.5	-4.28	-10.8	$1.5 \cdot 10^6$	
5	4.628	42500	-1.18	-6.3	-4.05	-10.3	$9.9 \cdot 10^5$	
6	4.596	39500	-1.17	-6.1	-3.80	-9.9	$6.5 \cdot 10^5$	
7	4.568	37000	-1.14	-5.9	-3.58	-9.5	$4.4 \cdot 10^5$	
8	4.541	34700	-1.13	-5.8	-3.39	-9.2	$3.4 \cdot 10^5$	
9	4.505	32000	-1.12	-5.6	-3.13	-8.7	$2.2 \cdot 10^5$	
B0	4.463	29000	-1.08	-5.1	-2.88	-8.0	$1.1 \cdot 10^5$	
1	4.381	24000	-0.97	-4.4	-2.43	-6.8	$3.9 \cdot 10^4$	
2	4.308	20300	-0.91	-3.9	-2.02	-5.9	$1.7 \cdot 10^4$	
3	4.234	17100	-0.74	-3.0	-1.60	-4.6	$5.0 \cdot 10^3$	
5	4.177	15000	-0.58	-2.2	-1.30	-3.5	$1.8 \cdot 10^3$	
6	4.150	14100	-0.51	-1.8	-1.13	-2.9	$1.1 \cdot 10^3$	
7	4.120	13200	-0.44	-1.5	-0.97	-2.5	700	
8	4.095	12400	-0.37	-1.2	-0.82	-2.0	460	
9	4.042	11000	-0.20	-0.6	-0.71	-1.3	240	
			$(B-V)_0$					
A0	4.005	10100	-0.03	+0.0	-0.42	-0.4	106	
1	3.977	9480	+0.01	+0.2	-0.29	-0.1	78	
2	3.954	9000	+0.05	+0.3	-0.20	+0.1	65	
3	3.935	8600	+0.08	+0.5	-0.17	+0.3	53	
5	3.908	8100	+0.15	+0.7	-0.14	+0.6	43	
7	3.884	7650	+0.22	+1.1	-0.10	+1.0	29	
8	3.873	7450	+0.25	+1.2	-0.10	+1.1	26	
F0	3.854	7150	+0.30	+1.5	-0.11	+1.4	20	
2	3.837	6870	+0.35	+1.7	-0.11	+1.6	17	
5	3.811	6470	+0.43	+1.6	-0.14	+1.6	17	
8	3.789	6150	+0.54		-0.16			
G0	3.767	5850	+0.65	+1.0	-0.20	+0.8	34	
2	3.737	5450	+0.77	+0.9	-0.27	+0.6	40	
5	3.712	5150	+0.86	+0.9	-0.34	+0.6	43	
8	3.690	4900	+0.94	+0.8	-0.42	+0.4	51	
K0	3.676	4750	+1.00	+0.7	-0.50	+0.2	60	
1	3.663	4600	+1.07	+0.6	-0.55	+0.1	69	
2	3.646	4420	+1.16	+0.5	-0.61	-0.1	79	
3	3.623	4200	+1.27	+0.3	-0.76	-0.5	110	
4	3.602	4000	+1.38	0.0	-0.94	-0.9	170	
5	3.596	3950	+1.50	-0.2	-1.02	-1.2	220	
7	3.586	3850	+1.53	-0.3	-1.17	-1.5	280	
			$(R-I)_0$					
M0	3.580	3800	+0.90	-0.4	-1.25	-1.6	330	
1	3.570	3720	+0.96	-0.5	-1.44	-1.9	430	
2	3.559	3620	+1.08	-0.6	-1.62	-2.2	550	
3	3.548	3530	+1.30	-0.6	-1.87	-2.5	700	
4	3.535	3430	+1.60	-0.5	-2.22	-2.7	880	
5	3.522	3330	+1.91	-0.3	-2.48	-2.8	930	
6	3.510	3240	+2.20	-0.2	-2.73	-2.9	1070	

Schmidt-Kaler

HD53300

4528.613	26.0	2.177	-0.968	52.9
4878.204	26.0	2.88	-1.011	18.0
4890.748	26.0	2.88	-0.424	32.7
5162.281	26.0	4.18	0.08	19.8
5171.595	26.0	1.485	-1.793	23.5
5232.939	26.0	2.941	-0.179	66.4
5324.178	26.0	3.212	-0.138	34.3
5328.038	26.0	0.915	-1.965	54.4
5397.122	26.0	0.91	-1.992	27.9
5424.079	26.0	4.32	0.744	31.3
5572.831	26.0	3.40	-0.28	23.5
4472.943	26.1	2.84	-3.59	64.9
4508.289	26.1	2.85	-2.31	128.2
4620.521	26.1	2.829	-3.290	78.7
4635.316	26.1	5.958	-1.649	53.9
5234.615	26.1	3.221	-2.24	138.5
5325.553	26.1	3.222	-3.220	74.5
6149.258	26.1	3.890	-2.724	67.9
6369.375	26.1	2.89	-4.19	29.4
6383.715	26.1	5.554	-2.340	20.5
4588.199	24.1	4.073	-0.660	121.5
4592.049	24.1	4.075	-1.188	80.4
4634.072	24.1	4.07	-1.240	90.4
4812.337	24.1	3.866	-1.796	44.6
4824.132	24.1	3.87	-0.964	109.4
4884.607	24.1	3.85	-2.081	40.2
5237.329	24.1	4.075	-1.160	95.3
5246.768	24.1	3.715	-2.436	33.0
5249.437	24.1	3.760	-2.426	24.0
5310.687	24.1	4.072	-2.28	26.0
5313.563	24.1	4.075	-1.650	66.3
5407.608	24.1	3.83	-2.088	27.8
5502.086	24.1	4.17	-1.993	32.9
6156.801	8.0	10.74	-0.450	67.0
6158.187	8.0	10.74	-0.307	81.5
4702.979	12.0	4.34	-0.374	51.5
5172.680	12.0	2.712	-0.380	143.1
5183.600	12.0	2.717	-0.160	153.8
7423.509	14.0	5.623	-0.43	87.8
6371.335	14.1	8.12	-0.005	163.1
4400.398	21.1	0.605	-0.779	76.3
5239.813	21.1	1.456	-0.784	31.4
4395.036	22.1	1.08	-0.510	156.0
4394.067	22.1	1.22	-1.770	69.6
4417.721	22.1	1.16	-1.24	111.0
4464.460	22.1	1.161	-1.790	81.4
4468.500	22.1	1.131	-0.590	153.3
4529.474	22.1	1.572	-1.720	69.3
4563.761	22.1	1.222	-0.780	141.5
4571.968	22.1	1.572	-0.209	148.7
4589.958	22.1	1.237	-1.667	79.3
4874.014	22.1	3.096	-0.785	48.2
5013.707	22.1	1.58	-1.935	37.9

5185.913	22.1	1.893	-1.352	67.0
5188.680	22.1	1.582	-0.991	90.9
5336.771	22.1	1.582	-1.497	95.3
5087.426	39.1	1.08	-0.390	21.0
6141.727	56.1	0.70	-0.069	20.0
7442.230	7.0	10.33	-0.454	114.5
8683.370	7.0	10.33	-0.045	239.9
8711.700	7.0	10.33	-0.377	204.3
7771.954	8.0	9.14	0.347	349.4
7774.177	8.0	9.14	0.217	333.5
7775.377	8.0	9.14	-0.005	289.8

medida	reposo	Vr(km/s)	desviacion
4529.74	4528.61	74.39	1.25
4879.47	4878.20	77.92	2.28
4891.98	4890.75	75.53	0.11
5042.29	5041.07	72.54	3.10
5099.95	5098.70	73.84	1.80
5163.57	5162.28	74.91	0.73
5172.90	5171.60	75.76	0.12
5234.24	5232.94	74.30	1.34
5325.51	5324.18	75.22	0.42
5329.38	5328.04	75.73	0.09
5398.48	5397.12	75.48	0.16
5425.45	5424.08	75.83	0.19
5574.28	5572.83	78.00	2.36
7947.74	7945.86	71.17	4.47
4474.06	4472.94	74.92	0.72
4509.43	4508.29	75.66	0.02
4516.48	4515.35	75.28	0.36
4583.98	4582.84	74.95	0.69
4584.99	4583.84	75.72	0.08
4621.70	4620.52	76.23	0.59
4636.47	4635.32	74.49	1.15
5235.95	5234.62	76.40	0.76
5326.88	5325.55	74.75	0.89
6150.81	6149.26	75.52	0.12
6249.10	6247.56	74.00	1.64
6371.07	6369.38	80.02	4.38
6385.37	6383.72	77.82	2.18
4589.35	4588.20	75.06	0.58
4593.23	4592.05	77.02	1.38
4635.21	4634.07	73.87	1.77
4813.59	4812.34	77.92	2.28
4825.35	4824.13	75.56	0.08
4885.83	4884.61	75.11	0.53
5238.64	5237.33	75.10	0.54
5248.11	5246.77	76.96	1.32
5250.77	5249.44	76.29	0.65
5312.03	5310.69	75.58	0.06
5314.90	5313.56	75.32	0.32
5408.99	5407.61	76.67	1.03
5503.48	5502.09	76.01	0.37
6158.31	6156.80	73.67	1.97
6159.74	6158.19	75.85	0.21
4704.17	4702.98	75.97	0.33
5168.65	5167.32	77.39	1.75
5173.99	5172.68	76.03	0.39
5184.89	5183.60	74.43	1.21
7425.52	7423.51	81.19	5.55
6372.97	6371.34	77.03	1.39
4401.52	4400.40	76.49	0.85
5241.15	5239.81	76.38	0.74

medida	reposo	Vr(km/s)	desviacion
4396.14	4395.04	75.53	0.11
4395.17	4394.07	75.53	0.11
4418.83	4417.72	75.53	0.11
4451.60	4450.49	74.82	0.82
4465.62	4464.46	78.08	2.44
4469.63	4468.50	76.00	0.36
4530.62	4529.47	76.04	0.40
4564.92	4563.76	76.38	0.74
4573.12	4571.97	75.59	0.05
4591.08	4589.96	73.53	2.11
4875.25	4874.01	76.14	0.50
5014.96	5013.71	74.97	0.67
5187.22	5185.91	75.61	0.03
5190.02	5188.68	77.71	2.07
5338.12	5336.77	75.94	0.30
5088.63	5087.43	70.94	4.70
6143.24	6141.73	73.95	1.69
7425.52	7423.74	71.89	3.75
7444.18	7442.23	78.61	2.97
8685.53	8683.37	74.63	1.01
8713.89	8711.70	75.53	0.11
7773.92	7771.95	75.73	0.09
7776.14	7774.18	75.67	0.03
7777.34	7775.38	75.85	0.21
	promedio=	75.642	1.118

Hoja1

elemento	stdatom	moog	corregida	movi	lim.inferior	lim.superior
Fel	-4.44	6.60	7115.16	7116.96	7116.66	7117.26
Fell	-4.40	6.64	7116.99	7118.79	7118.49	7119.09
CrII	-6.20	4.84	7119.65	7121.45	7121.15	7121.75
OI	-2.32	8.72	4776.45	4777.66	4777.36	4777.96
MgI	-4.56	6.48	4770.02	4771.22	4770.92	4771.52
Sil	-3.50	7.54	4771.81	4773.01	4772.71	4773.31
ScII	-8.96	2.08 CI	4775.89	4777.10	4776.80	4777.40
TiII	-7.26	3.78				
YII	-9.94	1.10	7442.23	7444.11	7443.81	7444.41
Ball	-10.36	0.68	8683.37	8685.56	8685.26	8685.86
NI	-2.06	8.98	7423.74	7425.61	7425.31	7425.91
		NI	8711.70	8713.90	8713.60	8714.20
			6155.98	6157.53	6157.23	6157.83
			6156.80	6158.35	6158.05	6158.65
			6158.19	6159.74	6159.44	6160.04
			7771.95	7773.91	7773.61	7774.21
			7774.18	7776.14	7775.84	7776.44
		OI	7775.38	7777.34	7777.04	7777.64
			5041.07	5042.34	5042.04	5042.64
		Fel	5098.70	5099.99	5099.69	5100.29
			4515.35	4516.49	4516.19	4516.79
			4582.84	4584.00	4583.70	4584.30
		Fell	4583.84	4585.00	4584.70	4585.30

Hoja1

specie	Z	loe e*	moog	
C		6.00	7.50	-4.50
N		7.00	8.91	-3.09
O		8.00	8.80	-3.20
NaI		11.00	6.16	-5.84
MgI		12.00	7.02	-4.98
MgII		12.00	7.42	-4.58
AlI		13.00	5.34	-6.66
SiI		14.00	8.50	-3.50
SiII		14.00	7.85	-4.15
SI		16.00	7.16	-4.84
CaI		20.00	5.63	-6.37
CaII		20.00	5.76	-6.24
ScII		21.00	2.20	-9.80
TiII		22.00	4.04	-7.96
VII		23.00	3.10	-8.90
CrII		24.00	4.95	-7.05
MnI		25.00	4.49	-7.51
MnII		25.00	5.37	-6.63
FeI		26.00	6.85	-5.15
FeII		26.00	6.88	-5.12
NI		28.00	5.60	-6.40
NIII		28.00	5.49	-6.51
ZnI		30.00	3.74	-8.26
SrII		38.00	1.58	-10.42
YII		39.00	1.28	-10.72
ZrI		40.00	1.55	-10.45
Ball		56.00	0.98	-11.02