



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

MODELOS CROMOSFERICOS DE ESTRELLAS  
DE TIPO SOLAR

Tesis presentada para optar al título de  
Doctor de la Universidad de Buenos Aires  
en el área Ciencias Físicas

Mariela C. Vieytes

Director de Tesis: Dr. Pablo Mauas

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Buenos Aires, Julio de 2007



*A Hugo*



---

# Resumen

---

Los intensos campos magnéticos presentes en el Sol producen energía que genera diversos fenómenos no térmicos en la atmósfera solar, denominados colectivamente actividad. A nivel cromosférico, esta actividad es usualmente observada en las líneas del espectro visible H y K del Ca II.

También se han observado variaciones en el flujo de estas líneas en otras estrellas similares al Sol. Es por lo tanto natural suponer que, como en el caso solar, estas variaciones son debidas a la existencia de regiones magnéticamente activas. Dado que se observa un amplio rango de niveles de actividad estelar diferentes al solar, es de particular interés estudiar los cambios en la estructura térmica de la atmósfera con el nivel de actividad y con el tipo espectral.

El objetivo principal de esta tesis es profundizar el estudio de la actividad en estrellas de tipo solar, a partir de la construcción de modelos semiempíricos de sus atmósferas, utilizando como indicador de actividad al índice  $S_{CaII}$  construido a partir de las líneas del Ca II. Para el cálculo de los modelos utilizamos el código numérico PANDORA.

Inicialmente se construyeron modelos de estrellas G ficticias con distintos niveles de actividad cromosférica, y se estudió la respuesta de las líneas H y K del Ca II con la actividad. Obtuvimos que para las estrellas con menor actividad,  $S_{CaII}$  es sensible casi exclusivamente a la estructura del mínimo de temperatura. Cuando  $S_{CaII} \simeq 0.2$ , los perfiles de las líneas se acoplan con las características de la atmósfera, y aumenta la sensibilidad del  $S_{CaII}$ . Por lo tanto, la pendiente de la recta que ajusta este índice en función de la variación de la columna de masa muestra un cambio abrupto para  $S_{CaII} \simeq 0.2$ , lo que podría explicar la existencia de la llamada brecha de Vaughan y Preston. A partir de estos mismos modelos, por otra parte, pudimos reproducir satisfactoriamente la distribución de estrellas de la muestra de Henry et al. (1996).

Luego seleccionamos una muestra de 10 estrellas de tipo espectral G, incluyendo al Sol, y 6 de tipo espectral K con diferentes niveles de actividad. Construimos modelos semiempíricos que reproducen las líneas  $H\beta$ , la K del Ca II, la b del Mg I, y el doblete D del Na I obteniendo que, efectivamente, los cambios se producen inicialmente en la región del mínimo, y luego en el plateau cromosférico y en la posición de la región de transición.

A partir de los modelos obtenidos estudiamos las pérdidas radiativas netas, que son una medida de la energía no térmica que se requiere para mantener la estructura atmosférica propuesta, que debe ser entregada por el proceso físico que calienta la cromósfera. Obtuvimos que el índice  $S_{CaII}$  presenta una única tendencia con la actividad y el tipo espectral, lo que podría significar que el proceso físico que provee la energía es el mismo en ambos casos.

Además, la buena relación encontrada entre ambas cantidades permite estimar los requerimientos energéticos conociendo el nivel de actividad de la estrella estudiada, medido a través de  $S_{CaII}$ .

PALABRAS CLAVE: estrellas enanas tardías - modelos atmosféricos - actividad magnética  
- calentamiento cromosférico - Sol

---

# Abstract

---

The intense magnetic fields on the Sun produce energy that generates different nonthermal phenomena in the solar atmosphere, collectively denominated as activity. At chromospheric levels, this activity usually is observed in the Ca II H and K lines.

Variations in the flux of these lines have also been observed in other stars similar to the Sun, and it is therefore natural to suppose that, as in the solar case, these variations are generated by the existence of magnetic active regions. Since a wide range of stellar activity levels is observed, it is of particular interest to study the changes in the thermal structure of the atmosphere with the level of activity and the spectral type.

The main objective of this thesis is to deepen the study of activity in solar-type stars, building semiempirical models of their atmospheres, using the  $S_{\text{CaII}}$  index as an indicator of activity. To compute the models we used the computer code PANDORA.

Initially we built models for fictitious stars of spectral type G with different levels of chromospheric activity, and we studied the response of the Ca II lines with increasing activity. We found that for stars with lower activity,  $S_{\text{CaII}}$  is sensitive almost exclusively to the structure of the temperature minimum region. When  $S_{\text{CaII}} \simeq 0, 2$ , the profile of the line is coupled with the characteristics of the atmosphere, a fact which increases the sensitivity of  $S_{\text{CaII}}$ . Therefore, the slope of the line that fits this index as a function of the variation of column mass increases at  $S_{\text{CaII}} \simeq 0, 2$ , which could explain the existence of the Vaughan and Preston gap. From these models, on the other hand, we could satisfactorily reproduce the distribution of stars in the sample of Henry et al. (1996).

We selected a sample of 10 stars of spectral type G, including the Sun, and 6 of spectral type K with different levels of activity. We built semiempirical models that reproduce the  $H\beta$ , the Ca II K line, the Mg I b line, and the Na I D doublet, obtaining that, indeed, the atmospheric changes take place initially in the temperature minimum region, and afterwards in the chromospheric plateau and the position of the transition region. We studied the total net radiative cooling rate which indicates the amount of non-radiative heating, provided by a physical process, necessary to sustain the prescribed thermal structure. We obtained that the  $S_{\text{CaII}}$  index shows a unique tendency with activity and spectral type, which could mean that the physical processes that provide the energy to heat the chromosphere are the same one in both cases. Besides, we also found a very good relationship between the integrated cooling rate and the activity index  $S_{\text{CaII}}$ , which can therefore be used to estimate the star's

energy requirements from its activity level.

KEYWORDS: late dwarf stars - atmospheric models - magnetic activity - chromospheric heating - Sun



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. El Sol</b>	<b>5</b>
2.1. Atmósfera solar . . . . .	5
2.1.1. Fotósfera . . . . .	6
2.1.2. Cromósfera . . . . .	7
2.1.3. Región de transición . . . . .	9
2.1.4. Corona . . . . .	9
2.2. Actividad solar . . . . .	10
2.2.1. Fenómenos transitorios . . . . .	10
2.2.2. El ciclo solar . . . . .	11
2.2.3. El Ca II como indicador de actividad . . . . .	15
<b>3. Estrellas frías</b>	<b>17</b>
3.1. Observables estelares . . . . .	17
3.2. Espectros Estelares . . . . .	18
3.2.1. Espectro Continuo de una estrella . . . . .	18
3.2.2. Composición química . . . . .	20
3.3. Clasificación estelar . . . . .	21
3.3.1. Estrellas de tipo solar . . . . .	21
3.4. Actividad estelar . . . . .	23
3.4.1. El Ca II como indicador de actividad estelar . . . . .	24
<b>4. Modelos de atmósfera</b>	<b>27</b>
4.1. Transporte de radiación . . . . .	29
4.1.1. Interacción de la radiación con la materia . . . . .	30
4.1.2. Ecuación de transporte . . . . .	31
4.2. Ecuación de equilibrio estadístico . . . . .	33
4.3. Equilibrio termodinámico local . . . . .	35
4.4. Ensanchamiento de líneas espectrales . . . . .	36
4.4.1. El ensanchamiento Doppler . . . . .	37

4.4.2. Los ensanchamientos natural y por presión . . . . .	37
4.5. Redistribución parcial . . . . .	39
4.6. El método numérico utilizado . . . . .	41
4.7. 'Line Blanketing' . . . . .	44
4.8. Balance de energía . . . . .	45
4.9. Modelo de Vernazza, Avrett y Loeser para el Sol . . . . .	46
<b>5. La brecha de Vaughan y Preston</b>	<b>49</b>
5.1. Los modelos . . . . .	51
5.2. Resultados . . . . .	53
<b>6. Actividad cromosférica en estrellas de tipo G</b>	<b>59</b>
6.1. Las estrellas elegidas . . . . .	59
6.2. Los modelos . . . . .	60
6.3. Requerimientos energéticos . . . . .	63
<b>7. Actividad cromosférica en estrellas de tipo K</b>	<b>75</b>
7.1. Las estrellas de la muestra . . . . .	76
7.2. Los modelos . . . . .	77
7.2.1. Selección de parámetros para $\epsilon$ Eri . . . . .	78
7.2.2. Resultados para $\epsilon$ Eri . . . . .	80
7.2.3. Resultados para las otras estrellas . . . . .	82
7.3. Calentamiento no radiativo en estrellas K . . . . .	85
<b>8. Conclusiones</b>	<b>97</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>103</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>109</b>

# Capítulo 1

## Introducción

---

El Sol es la estrella más importante para nosotros desde el punto de vista planetario. Sin ella, la Tierra no habría desarrollado la biósfera rica y diversa que es el hogar de millones de especies. Debido a las reacciones nucleares en su interior, es una estrella lentamente variable que ha sufrido un incremento de 35 % en su luminosidad en los pasados  $4.5 \times 10^9$  años, según explica el modelo standard de evolución estelar.

En escalas de tiempo más cortas, sabemos que el Sol varía magnéticamente, con un ciclo de 11 años. Como predice la teoría del dínamo solar, la rotación del Sol, con un período de 25.5 días, y la capa convectiva interactúan generando campos magnéticos cuya energía es liberada en una variedad de fenómenos no térmicos, llamados colectivamente “actividad”. En una escala global, esta actividad es responsable de la inversión de temperatura por encima de la fotosfera y produce una amplia gama de estructuras características incluyendo manchas oscuras y fáculas brillantes en la fotosfera, emisión en plages y red cromosférica, y la rica y variada estructura de la corona.

La actividad magnética del Sol actual es débil comparada con otras estrellas similares, aunque los fenómenos inducidos por ella tienen efectos importantes sobre la Tierra y el sistema solar. Así, una de las cuestiones fundamentales aún sin resolver es si el Sol fue siempre una estrella relativamente inactiva o si, por el contrario, ha tenido períodos de mayor actividad, lo que podría haber tenido un fuerte impacto en la evolución del sistema solar.

El estudio de la variabilidad solar lleva ya varios siglos desde que Galileo descubrió las manchas solares. A mitad del siglo XIX Schwabe descubrió que la cantidad de manchas presenta una periodicidad de 11 años. Observaciones efectuadas desde el espacio a partir del inicio de los años 80 permitieron detectar una modulación en la irradiancia solar con el ciclo del orden del 0,1 % (Fröhlich, 2000). En los últimos años, estos estudios recibieron un gran impulso debido a su relación con el problema conocido como “calentamiento global terrestre”. En efecto, cualquier modificación en la cantidad o la distribución en frecuencia de la energía radiada por el Sol puede ser de fundamental importancia para la variación del clima en la Tierra.

Dado que se poseen indicadores de la actividad solar y de la temperatura media en la tierra a lo largo de varios milenios, es posible comparar ambos indicadores, encontrándose una notable correlación entre los máximos y mínimos. Por ejemplo, durante dos importantes

y prolongados mínimos en la actividad solar, el mínimo de Spörer entre 1400 y 1510, y el de Maunder entre 1645 y 1715, el clima terrestre fue inusualmente frío, lo que provocó enormes hambrunas en toda Europa. En cambio, una época de muy alto nivel de actividad solar, entre los años 1100 y 1250, coincide con un período cálido denominado “óptimo climático medieval” (Eddy, 1976).

Más recientemente, Friis-Christensen & Lassen (1991) encontraron una notable correlación entre la longitud del ciclo solar y la temperatura media en la Tierra desde mediados del siglo XIX, aunque al agregar los datos correspondientes a la última década la correlación se pierde debido al calentamiento de origen humano (Reichel et al., 2001). Por otra parte, existe una correlación entre el número de manchas solares y la temperatura media de la superficie oceánica (Reid, 2000). Sin embargo, aunque parece muy plausible que los distintos niveles de actividad solar influyan en el clima terrestre, aún no se comprenden acabadamente los mecanismos por los que ello ocurre. En particular, la irradiancia del Sol varía a lo largo del ciclo solar sólo un 0.1 %, lo que es insuficiente para explicar los cambios climáticos observados (Frölich, 2000), aunque los cambios en las regiones del espectro correspondientes a la radiación X y UV son mucho mayores (10 % - 500 %). Sin embargo, como sólo se cuenta con observaciones de los dos últimos ciclos, no es posible determinar la escala de las variaciones en la irradiancia en períodos mayores.

Una forma de estimar esta escala es hacerlo a partir de observaciones estelares, estudiando la correlación entre por un lado los distintos indicadores de actividad, tales como el número de manchas o la emisión en las líneas H y K del Ca II, y por el otro las variaciones fotométricas o de irradiancia solar.

El estudio sistemático de la variabilidad de las líneas H y K del Ca II con la actividad estelar comenzó en 1966 en el Observatorio de Mount Wilson. Estas líneas son de origen cromosférico y varían fuertemente con la actividad magnética, como se verá en el Capítulo 2. Estos estudios mostraron que el 60 % de las estrellas jóvenes observadas muestran comportamientos cíclicos, con períodos que van de los 3 a los 30 años. Alrededor del 25 % de las estrellas muestran variaciones erráticas, sin una periodicidad observable. Se trata, en general, de estrellas jóvenes que rotan rápidamente y muestran grandes niveles de actividad magnética. El 15 % restante está compuesto por estrellas con niveles constantes de emisión cromosférica, lo que podría asemejarse al mínimo prolongado que mostró el Sol durante el mínimo de Maunder (Baliunas & Soon, 1995).

Las observaciones estelares también mostraron que el nivel de actividad depende de la velocidad de rotación y de la edad de la estrella; las más jóvenes presentan variaciones de irradiancia anticorrelacionadas con la actividad del Ca II, mientras que para las más viejas esta correlación es positiva como en el Sol, es decir que la irradiancia es máxima cuando la actividad también lo es.

Con la emisión de las líneas H y K del Ca II se construye uno de los indicadores de actividad más ampliamente utilizados, el índice  $S_{CaII}$  definido inicialmente en el Observatorio de Mount Wilson. El mismo se calcula como el cociente entre el flujo en las líneas y el flujo en el continuo cercano en dos ventanas de 20 Å.

A partir de los estudios observacionales llevados a cabo en el Observatorio de Mount Wilson, Vaughan & Preston (1980) sugirieron que existe una brecha (“gap”) en los niveles de actividad estelar para estrellas con  $0.45 \leq B - V \leq 1.0$ . Es decir, existe un número relati-

vamente grande de estrellas en este rango con emisión cromosférica tanto fuerte como débil, pero pocas con niveles intermedios de emisión. Esta característica fue encontrada también por Henry et al. (1996) en un estudio de la emisión del Ca II en estrellas del hemisferio sur. La existencia de esta brecha de Vaughan-Preston fue motivo de distintas interpretaciones. Por ejemplo, dado que la actividad cromosférica decrece con la edad de la estrella, se propuso que la brecha representa un cambio en la naturaleza de la actividad en cierto momento de la vida estelar (Knobloch et al 1981, Soderblom 1983). Similarmente, Hartmann et al. (1984) han interpretado dicha brecha como una fluctuación en la tasa de nacimiento estelar; Durney et al (1981) como un cambio en la eficiencia de la dínamo para un período de rotación dado; Brandenburg et al. (1998) como una rápida disminución en la rotación estelar, y Rocha-Pinto y Maciel (1998) como debida a un cambio en la distribución de metalicidad estelar.

En el Capítulo 5 de este trabajo de tesis estudiamos la existencia de la brecha de Vaughan y Preston a partir de la construcción de modelos de cromósfera de estrellas de tipo espectral G, simulando distintos niveles de actividad estelar a partir de cambios realizados en la estructura térmica de la cromósfera y la región de transición. Encontramos que la respuesta de la emisión en las líneas H y K del Ca II con la actividad no es lineal, y que el índice  $S_{CaII}$  cambia su comportamiento abruptamente donde se encuentra la brecha de Vaughan-Preston. Esto sugiere que esta brecha se debe a una discontinuidad en la respuesta de la emisión del Ca II al calentamiento cromosférico. Este resultado es especialmente relevante para la reconstrucción de la irradiancia solar, ya que en muchos casos ésta se basa en la suposición de que durante el mínimo de Maunder el Sol se encontraba del otro lado de la brecha de Vaughan-Preston.

En el presente trabajo también se estudian los cambios producidos en la estructura térmica de la atmósfera con el nivel de actividad cromosférica y con el tipo espectral, a través de la realización de modelos de cromósfera para una muestra de estrellas de tipo espectral G (incluyendo al Sol) y K (Capítulos 6 y 7, respectivamente). Determinamos que el índice  $S_{CaII}$  está correlacionado con el flujo cromosférico (normalizado con el flujo bolométrico de la estrella), y constituye por lo tanto un indicador adecuado de actividad.

Esta tesis se organiza de la siguiente manera: en el Capítulo 2 se describen las características fundamentales de la atmósfera y el ciclo solar. En el Capítulo 3 se definen los observables estelares y la clasificación estelar, se describen las características de las estrellas de tipo solar y, se amplía al caso estelar el estudio de la actividad solar enunciado en el Capítulo 2.

El Capítulo 4 contiene las herramientas utilizadas en esta tesis. Se explica la teoría del transporte de radiación orientada al cálculo de modelos de atmósferas estelares, y se describe brevemente el método numérico utilizado para tal fin.

En el Capítulo 5, como se dijo anteriormente, se estudia la existencia de la brecha de Vaughan y Preston. Los modelos de atmósfera de las estrellas G y K se desarrollan en los Capítulos 6 y 7, y ambos capítulos contienen los aportes que presenta esta tesis en el estudio de la actividad cromosférica en estrellas frías de distinto nivel de actividad y tipo espectral.

Por último, en el Capítulo 8 se presentan las conclusiones de todo el trabajo realizado.



## Capítulo 2

# El Sol

---

### 2.1. Atmósfera solar

En el Sol, y en estrellas similares, se distinguen dos regiones bien diferenciadas: el *interior*, y la *atmósfera*. La atmósfera solar es la región transparente a la radiación electromagnética, por lo que su espesor, en consecuencia, es del orden del camino libre medio de los fotones. La distinción entre atmósfera e interior solar proviene entonces de la posibilidad de realizar observaciones directas sólo sobre la primera. En la Figura 2.1 se muestra un esquema de las capas características del Sol.

El interior está formado por tres capas, el núcleo, la zona radiativa y la zona convectiva. El núcleo contiene la mitad de la masa solar en sólo la cincuentava parte de su volumen, y es la única región en donde se genera la energía. Esta energía es producida debido a que la temperatura y densidad de esta zona son suficientes para que se produzcan reacciones termonucleares que convierten hidrógeno en helio.

La energía luego es transferida a la zona radiativa través de difusión radiativa. El interior solar es tan opaco que los fotones tardan 107 años en llegar a la superficie debido a la gran cantidad de colisiones que sufren en el trayecto (sin ellas tardarían sólo 2 segundos).

La temperatura disminuye dos órdenes de magnitud al llegar a la zona convectiva. Esta gran diferencia de temperatura entre las dos capas vuelve al plasma convectivamente inestable, con lo cual este proceso físico se convierte en el principal transporte de energía: una burbuja de plasma se eleva y cede energía antes de caer y continuar el ciclo. Estos movimientos describen círculos verticales y son los responsables de transportar energía de la base de esta zona hasta su parte superior.

La zona de transición entre las zonas radiativa y convectiva se conoce como tacoclina. Los movimientos de fluido presentes en la zona convectiva desaparecen lentamente desde la parte superior de esta capa hasta su base donde se ajustan a las condiciones de calma de la zona radiativa. Esta delgada capa se ha sido muy estudiada en los últimos años, ya que se cree que el campo magnético toroidal en el Sol es generado en ella a través del mecanismo conocido como dínamo  $\alpha - \omega$ .

En la atmósfera no existen fuentes de energía. La energía generada en el interior del Sol es

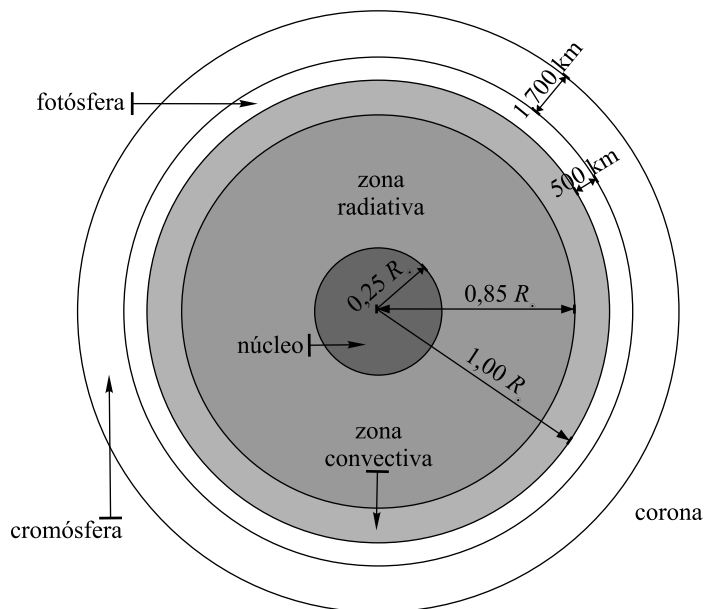


Figura 2.1: Esquema de la estructura solar.

sólo transportada a través de la atmósfera hacia el exterior mediante diferentes mecanismos.

La dependencia de la temperatura con la profundidad atmosférica está determinada por la eficiencia con la cual la energía es transportada de las zonas calientes a las frías. La atmósfera se divide en regiones de acuerdo al mecanismo de transporte preponderante. De adentro hacia afuera se distinguen la fotosfera, la cromósfera, la región de transición y la corona.

En la Figura 2.2 se muestra un modelo de atmósfera solar en equilibrio hidrostático. El origen de alturas del sistema de coordenadas usualmente usado para el estudio de la atmósfera solar se ubica arbitrariamente en la profundidad donde se forma la mayor parte de la radiación continua de  $5500 \text{ \AA}$  que emerge del Sol (es decir la altura en donde la profundidad óptica en el continuo de  $5500 \text{ \AA}$  es igual a 1, ver Sección 4.1). Más adelante, en el Capítulo 4 se explicará con más detalle la construcción de este modelo de atmósfera.

### 2.1.1. Fotosfera

Es una delgada capa de unos  $500 \text{ km}$  de espesor donde se emite alrededor de la mitad de la energía total liberada por el Sol. La forma predominante de transporte de energía en esta región es la radiación, y es donde se genera la mayor parte de la radiación en el espectro visible e infrarrojo, tanto en el continuo como en las líneas espectrales. Como consecuencia, y dado que el flujo es constante, la temperatura media desciende a medida que aumenta la altura, variando entre unos  $6200 \text{ K}$  y unos  $4400 \text{ K}$ .

Aunque su superficie es aproximadamente uniforme, presenta un patrón de estructuras poligonales convectivas que son manifestaciones de la zona convectiva ubicada inmediatamente debajo, llamado *granulación*. Son estructuras con una escala de aproximadamente  $700 \text{ km}$ , una vida media de 18 minutos, una velocidad de convección de  $2 \text{ km seg}^{-1}$  y fluctuaciones de temperatura de más de  $100 \text{ K}$ .

Otro fenómeno característico de esta altura de la atmósfera solar es la *supergranulación*,



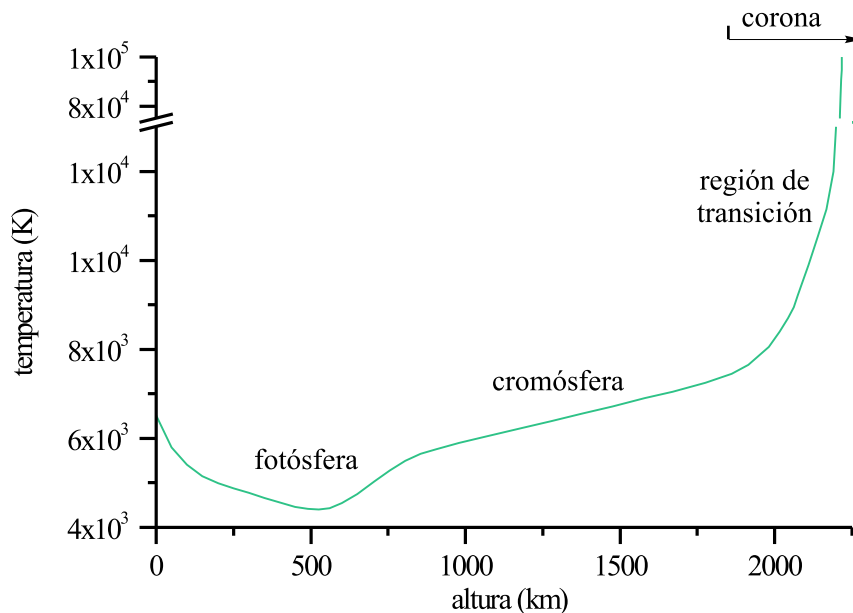


Figura 2.2: Modelo de atmósfera solar.

otro tipo de estructuras convectivas pero con escalas características del orden de  $2$  a  $5 \times 10^4$  km, y mucho más estables, ya que su vida media es de  $1$  ó  $2$  días.

El campo magnético fotosférico, si bien parece casi uniforme, está en realidad compuesto por pequeños elementos que se entremezclan y evolucionan rápidamente. Debido a la alta densidad de la fotosfera y la baja densidad del flujo magnético, el movimiento del material no está determinado por las líneas de campo.

### 2.1.2. Cromósfera

Se llama cromósfera a la región entre el mínimo de temperatura y la corona, de una altura de aproximadamente  $1.700$  km. Es invisible en el continuo debido a la mayor intensidad de luz proveniente de la fotosfera, aunque se puede observar en ondas de radio de longitud mayor a  $100 \mu\text{m}$  y en el ultravioleta (donde el fondo fotosférico es débil), así como en líneas espectrales fuertes como  $\text{H}\alpha$  <sup>(a)</sup>,  $\text{Ca II K}$  y  $\text{Mg II h}$  y  $\text{k}$ . <sup>(b)</sup>. La forma predominante de transporte de energía es hidromagnética, mediante la propagación de ondas mecánicas, sonoras y magnetosónicas hacia el exterior de la atmósfera.

Dado que el objetivo de esta tesis es el estudio de la actividad cromosférica, es de particular importancia describir las características observacionales que se presentan en esta región.

En un principio la cromósfera fue observada únicamente en el limbo durante eclipses solares. Con el desarrollo de coronógrafos y espectrógrafos se comenzó con un monitoreo regular desde tierra de sus características ópticas y en ondas de radio. Con el advenimiento de la tecnología, es posible un monitoreo desde el espacio de la emisión en el ultravioleta de la cromósfera y de la región de transición.

<sup>(a)</sup>Transición entre el primer y el segundo nivel excitados del H.

<sup>(b)</sup>En astrofísica, la notación espectroscópica usual es I para el átomo neutro, II para el átomo ionizado una vez, etc. Por lo tanto  $\text{Ca II}$  se refiere al  $\text{Ca}^+$ .

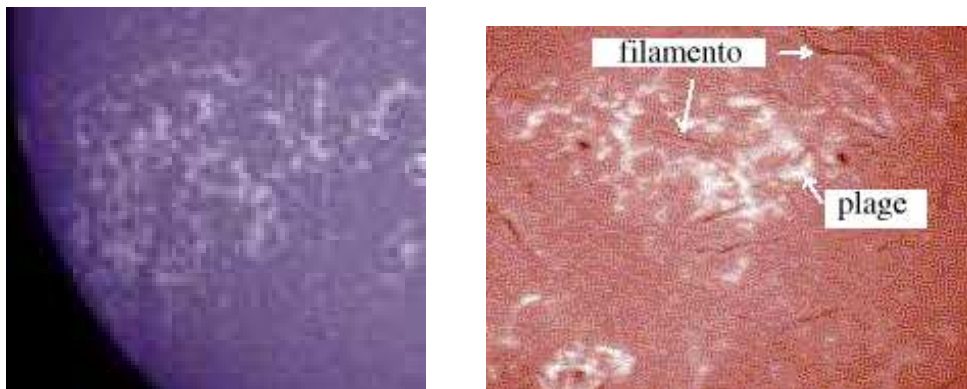


Figura 2.3: **a.** Imagen de la red cromosférica en la línea K del Ca II. **b.** Filamento y plage cromosférico en la línea  $H\alpha$ .

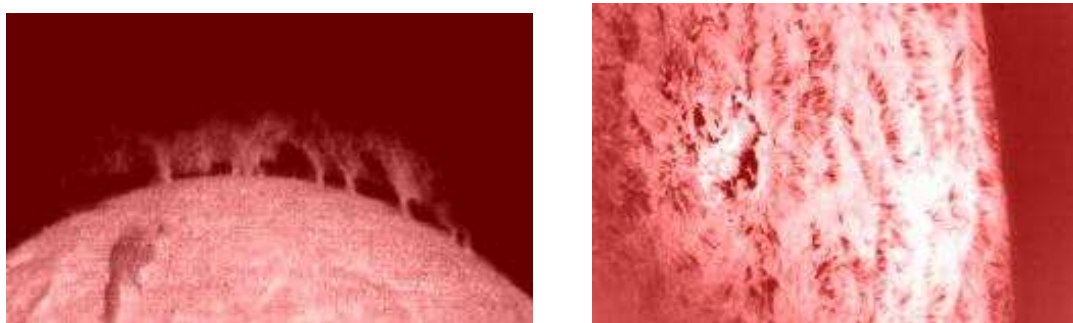


Figura 2.4: **a.** Imagen de prominencias cromosféricas en  $H\alpha$ . **b.** Espículas cromosféricas en  $H\alpha$ .

La característica básica de la cromósfera solar es la no uniformidad. En las capas bajas, hasta una altura de 1500 km, se observan numerosas líneas de emisión que se corresponden con líneas de absorción en la fotosfera. En la alta cromósfera, a una temperatura de alrededor de 10000 K, la emisión del calcio desaparece, la del hidrógeno se debilita y la del helio se incrementa. La densidad de materia varía de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  en la base, a  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  en el límite superior. El grado de ionización del H en la base es del 0.1%, mientras que en el límite superior la ionización es casi completa. Similarmente la densidad electrónica varía entre  $10^{12}$  y  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ .

La cromósfera no es una estructura continua y plano-paralela, sino que es un conjunto de “arcos” de plasma. En el limbo de la baja cromósfera estos detalles son indistinguibles, pero son visibles en la cromósfera media, mientras que la alta cromósfera contiene solo estructuras verticales de 3000 km de espesor y de corta vida llamadas *espículas*. Puede haber 10000 espículas simultáneamente en el Sol, pero ocupan menos del 1% de su superficie, y entre ellas hay gas coronal más caliente. En las líneas H y K del Ca II y  $H\alpha$  se pueden ver estructuras brillantes (plages) en regiones activas y una brillante red cromosférica cuyas celdas bordean los supergránulos de la fotosfera. En el centro de la línea  $H\alpha$  y cerca de regiones activas, se pueden ver filamentos oscuros. En las Figuras 2.3 y 2.4 se aprecian estas estructuras. En la Sección 2.2 se describirán más profundamente las estructuras que se relacionan con la actividad.

El ascenso de gas en espículas con una velocidad característica de  $20 \text{ km seg}^{-1}$ , y la expansión de material de los centros de los supergránulos hacia la periferia con una velocidad de  $0.5 \text{ km seg}^{-1}$  son movimientos característicos en la cromósfera quiescente.

Las regiones activas cercanas entre sí forman complejos de actividad. Usualmente estas estructuras no están esparcidas por la superficie solar al azar, sino que hay regiones de preferencia que persisten por largos períodos llamadas longitudes activas. Durante los máximos de actividad estos complejos activos se superponen y son difíciles de distinguir (Gershberg, 2005).

Al contrario de lo que pasa en la fotosfera, el campo magnético domina los movimientos del gas, por lo que las velocidades son mucho mayores en esta zona. Además, debido a su baja densidad, la eficiencia de los procesos colisionales es mucho menor, por lo que la temperatura cinética del gas, que describe el campo de velocidades de los átomos constituyentes, se desacopla de la temperatura que describe el campo de radiación, proveniente principalmente de capas más profundas de la atmósfera. Como consecuencia de estos dos fenómenos el gas se aparta del equilibrio termodinámico local. Este tema se estudiará en detalle en el Sección 4.3.

### 2.1.3. Región de transición

En una longitud de algunas decenas de kilómetros, la temperatura se eleva bruscamente desde unos  $8.500 \text{ K}$  en la cromósfera superior hasta valores del orden de  $10^6 \text{ K}$  en la base de la corona, constituyendo la llamada región de transición. En esta zona la energía se transmite por conducción, siendo ésta la única región del Sol donde este mecanismo tiene un rol significativo. Este transporte conductivo es hacia el interior solar, es decir, se transfiere energía térmica desde la corona (más caliente) hacia la cromósfera. Esta zona de la atmósfera emite fuertemente en el UV, en líneas de carbono, nitrógeno, silicio, y otros elementos fuertemente ionizados.

Dado que el transporte por conducción se realiza en la dirección paralela al campo magnético, la estructura térmica de la región de transición depende fuertemente de la estructura del campo, por lo que es una zona altamente inhomogénea.

### 2.1.4. Corona

Es la capa que se extiende hacia el espacio interplanetario. Su densidad es muy baja, y su temperatura es del orden de  $10^6 \text{ K}$ . Dada su alta temperatura, irradia fuertemente en el ultravioleta y en rayos X blandos.

Como en la corona la presión magnética es mucho mayor que la del plasma, el material se distribuye siguiendo las líneas del campo, haciendo que la forma de la corona sea la misma que la de los campos magnéticos de gran escala. Dado que el campo magnético solar varía su intensidad en un factor 2 entre el mínimo y el máximo de actividad (ver Sección 2.2.2), las estructuras coronales son radicalmente diferentes a lo largo de un ciclo.

Si bien hay distintos modelos teóricos que explican el *calentamiento coronal*, ninguno es totalmente satisfactorio y la resolución de este problema es uno de los desafíos que enfrenta actualmente la física solar.

## 2.2. Actividad solar

### 2.2.1. Fenómenos transitorios

Los intensos campos magnéticos que se producen en el interior del Sol influyen sobre la estructura física de la atmósfera, dando lugar a diversos fenómenos que se engloban bajo el nombre genérico de *actividad solar*. El modelo esquematizado en la Figura 2.2 corresponde al llamado “Sol tranquilo” o “Sol en estado quiescente”, una idealización en la cual se considera que no hay actividad solar.

Las regiones activas, nombradas ya en la Sección 2.1.2, son zonas del Sol con un intenso flujo magnético, en las que se generan distintos tipos de fenómenos de acuerdo a la altura atmosférica. Suelen hallarse en latitudes bien definidas, básicamente en un cinturón ecuatorial de  $\pm 40^\circ$ . Su diámetro varía entre  $10^4$  y  $10^5$  km, y su vida media oscila entre días y meses. Tienen una gran tendencia a desarrollarse cerca de regiones activas ya existentes, agrupándose en complejos de actividad cuya duración puede ser mucho mayor a la de cada región individual. Otra característica importante es que el decaimiento de una región activa es mucho más lento que su formación, debido a la lenta dispersión del campo magnético.

Inicialmente el campo magnético surge desde el interior del Sol en forma de arcos toroidales. A nivel de la fotosfera, las regiones activas se manifiestan principalmente de dos formas: las *manchas solares* y las *fáculas*.

Las manchas solares tienen un centro llamado *umbra*, una región que aparece oscura en la radiación continua por ser más fría que el resto de la fotosfera, y cuya intensidad es sólo del 5 al 15 % de la fotosférica. El campo magnético y la temperatura son uniformes, con valores de 2000 a 3000 Gauss y 3700 K respectivamente. Alrededor se extiende la *penumbra*, que consta de filamentos oscuros que se extienden radialmente a lo largo de las líneas de campo y tiene una intensidad del 60 % de la fotosférica. La vida media de las manchas solares es del orden de las semanas. La *fácula* es la parte de la región activa que se extiende alrededor de la mancha, y que se ve brillante en el espectro continuo. Si bien el campo magnético medio es de sólo cientos de Gauss, está concentrado en pequeños elementos magnéticos con intensidades de campo de 1 a  $2 \times 10^3$  Gauss cada uno.

Fuera de las zonas activas el campo magnético tiene intensidades similares, pero está confinado en las redes poligonales que coinciden con los bordes de las celdas convectivas de los supergránulos.

Eventualmente aparecen movimientos convectivos azarosos cercanos a la fotosfera, que desarman los arcos de flujo magnético dispersándolos en elementos magnéticos más pequeños sobre la superficie solar.

Ya a nivel cromosférico, la actividad solar presenta otros fenómenos característicos. Las *plages* se extienden alrededor de las manchas y son brillantes en líneas cromosféricas y en el ultravioleta, y su tiempo de vida es más largo que el de las manchas.

Las *fulguraciones* son intensas liberaciones de energía que ocurren en áreas donde la configuración del campo magnético cambia bruscamente debido a la aparición de nuevos flujos o al movimiento de las manchas. Dado que las líneas de fuerza pueden acomodarse a estos cambios muy lentamente, el campo magnético se retuerce generando grandes gradientes. La energía magnética almacenada por estas estructuras aumenta de forma abrupta, hasta lle-

gar a un nivel tan alto que la configuración no se puede mantener estable y se producen *reconexiones magnéticas*. La estructura de las líneas de campo cambia en forma explosiva a una configuración de menor energía magnética, calentando muy rápidamente el plasma circundante. El tiempo en el cual se producen estas reconexiones es de unos pocos minutos, en contraste con la fase de decaimiento que dura 2 ó 3 horas. La energía que se puede liberar en este proceso puede llegar hasta los  $10^{32}$  erg, y el área involucrada es del orden de  $3 \times 10^8$  km<sup>2</sup>.

La mayoría de las fulguraciones sólo son visibles en líneas espectrales cromosféricas, aunque las más grandes son también detectables en luz blanca. Sin embargo, los aspectos más violentos y espectaculares de las fulguraciones tienen lugar en la corona, y son observables en rayos X y ultravioletas.

Las fulguraciones solares pueden afectar la vida en la tierra de muy diversas maneras. Algunas están asociadas con *eyecciones de masa coronal*, las que a su vez pueden alcanzar la atmósfera terrestre y ocasionar trastornos en el suministro eléctrico y las comunicaciones.

Por último, a nivel de la corona, además de las fulguraciones aparecen otros fenómenos característicos. Las *protuberancias* son básicamente arcos de plasma, más frío que la atmósfera que lo rodea, que es “sostenido” por líneas de campo magnético en la baja corona. Cuando son vistas contra el disco solar, las protuberancias se muestran en absorción, apareciendo oscuras sobre el fondo brillante, y se conocen con el nombre de *filamentos*. Cuando se ven por encima del limbo solar, en cambio, se observan brillantes contra el fondo oscuro del cielo. Son producidas por diversos fenómenos, por lo que sus tiempos de vida pueden variar desde las horas a los meses.

Los *arcos coronales* son líneas cerradas de campo magnético, de forma *toroidal*, de unos  $10^4$  a  $10^5$  km de longitud. Están ubicados por encima de las manchas solares fotosféricas y las plagas cromosféricas, y sus extremos están anclados en manchas de diferente polaridad magnética. Son muy brillantes en un amplio rango del espectro electromagnético, en especial en rayos X.

Por último, los *agujeros coronales* son zonas oscuras desde donde salen líneas de campo abiertas (*campos dipolares*), que se cierran en zonas muy alejadas del Sol. La densidad del material de los agujeros coronales es diez veces menor que la de los arcos. Estas regiones son la principal fuente del *viento solar*, que es básicamente material de la corona que se mueve a lo largo de las líneas de campo hacia el espacio interplanetario.

### 2.2.2. El ciclo solar

En 1843, Heinrich Schwabe descubrió, después de 17 años de cuidadosas observaciones, que el número de manchas solares presenta un ciclo con un período de 11 años, el **ciclo solar**. A partir de este trabajo, en 1847 Rudolf Wolf comenzó a recopilar observaciones fragmentarias de las manchas solares realizadas con anterioridad. Para 1868 sus registros se remontaban hasta el año 1700, época en la que ya se hacían observaciones casi sistemáticas de las manchas solares. Para poder comparar las observaciones provenientes de distintas fuentes, definió el indicador hoy conocido como *número de manchas solares de Wolf* o *de Zurich*, que es una medida de la cantidad de manchas existentes.

Las manchas solares se han estudiado en forma más o menos regular desde que Galileo Galilei las observó por un telescopio a comienzos del siglo XVII, y hay además numerosas

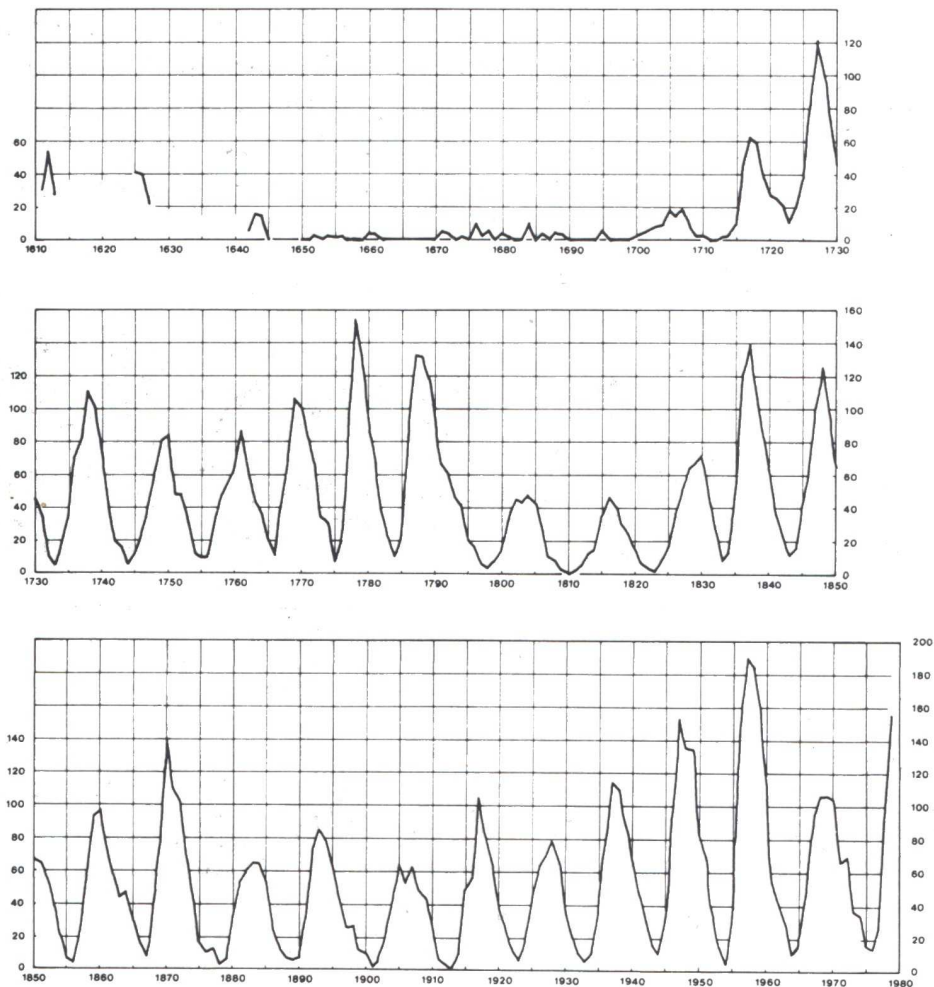


Figura 2.5: Número de manchas solares desde 1610 compilado por J. A. Eddy.

crónicas chinas con observaciones a ojo desnudo que datan del año 800 AC. J. A. Eddy agregó, en el siglo pasado, estas observaciones previas obteniendo la secuencia mostrada en la Figura 2.5, que se remonta hasta el año 1610. Actualmente es posible reconstruir registros de actividad solar que se remontan a varios milenios atrás a partir de isótopos radioactivos como los de  $^{14}\text{C}$  y  $^{10}\text{Be}$  (Baliunas et al., 1998).

Las características principales del ciclo solar son:

- Tiene un período de 11 años aproximadamente.
- Dado que, como se explicó en la Sección 2.2.1, las manchas solares suelen aparecer en grupos, frecuentemente la actividad está circunscrita a un lado del Sol, por lo que el número de manchas tiene una fuerte fluctuación con un período de 27 días (que es el período de rotación del Sol a la latitud aproximada en que se encuentran las manchas), producto solamente de la ubicación de las mismas.
- La latitud promedio de las manchas también cambia a lo largo del ciclo. Al comienzo aparecen alrededor de los  $30^\circ$  de latitud norte y sur, y al final del ciclo se encuentran cerca del Ecuador. A partir de este hecho, E. Walter Maunder en 1922 construyó el

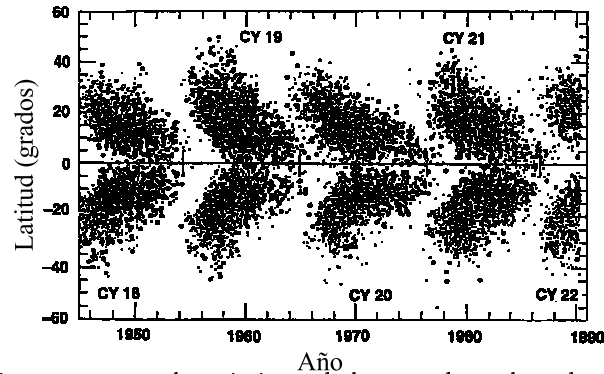


Figura 2.6: Diagrama mariposa: muestra el corrimiento de las manchas solares hacia el Ecuador a lo largo de un ciclo.

conocido “diagrama mariposa” de la Figura 2.6. Es importante notar que las manchas individuales no se mueven, sino que la región más favorable para la aparición de nuevas manchas es cada vez más próxima al Ecuador.

- En 1912, midiendo el efecto Zeeman en algunas líneas espectrales, George E. Hale descubrió que las manchas usualmente aparecían de a pares de diferente polaridad magnética, en forma casi paralela al Ecuador, siendo que en un hemisferio (norte o sur) una polaridad magnética sigue a la otra y en el otro hemisferio la situación se revierte. Más adelante también notó que en un nuevo ciclo la situación vuelve a cambiar: si originalmente en el hemisferio norte una mancha de polaridad positiva estaba al este de una negativa, 11 años después el orden es el inverso.

Considerando este efecto, el ciclo solar *completo* (es decir, incluyendo la polaridad del campo) es de 22 años.

- En general, al hablar de “máximo de manchas”, se entiende máximo del número de Zurich. Pero usualmente las manchas más grandes ocurren algunos años antes o después de la máxima cantidad. Y el máximo de actividad solar se da cuanto mayor es el porcentaje de superficie recubierta por manchas. Como consecuencia el máximo de actividad no se corresponde con el máximo de manchas.

Se puede apreciar en la Figura 2.5 que superpuesto al período de 11 años hay otro ciclo de entre 80 y 90 años, representado por la envolvente del ciclo más corto, conocido como el *ciclo de Gleissberg*. También se observan dos importantes y prolongados mínimos en el número de manchas, el mínimo de Spörer entre 1400 y 1510 y el de Maunder entre 1645 y 1715 (ver Figura 2.5).

La *irradiancia solar total* es la cantidad total de radiación emitida por el Sol que atraviesa una unidad de superficie situada a la distancia media entre el Sol y la Tierra. Hacia el final del siglo XIX se pensaba que esta cantidad era constante, al menos en períodos del orden de años, por lo que históricamente se la llama **constante solar** y tiene un valor medio de  $1370 \text{ Watt m}^{-2}$ . Esta creencia se basaba en que, si bien las manchas solares bloquean la luz generada en el núcleo, las fáculas tienen un efecto compensatorio, ya que generan una emisión adicional que, aunque no produce un balance instantáneo con la absorción de las manchas, permite un equilibrio cuando se promedia en largos períodos. El estudio de la variación de

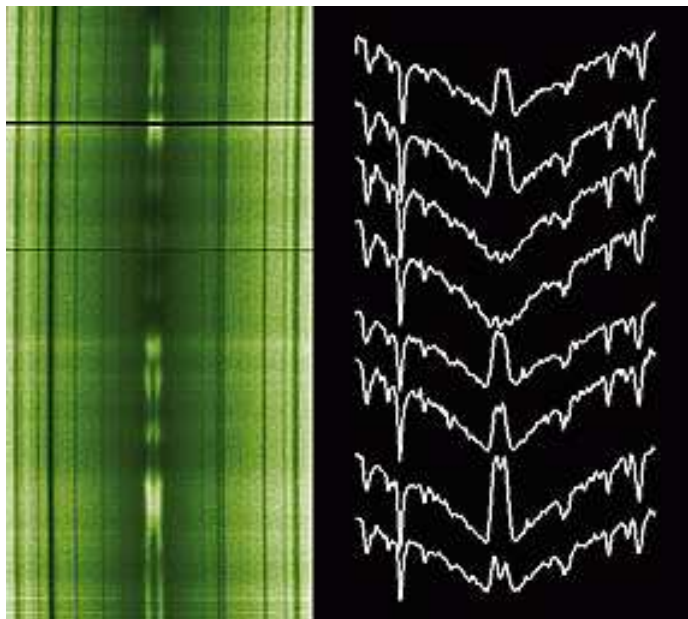


Figura 2.7: **Izquierda.** Imagen de un trozo de superficie solar (eje  $y$ ) versus longitud de onda (eje  $x$ ). **Derecha.** Cambio en la cantidad de emisión en el perfil de la línea K del Ca II a medida que la ranura del espectrógrafo pasa por áreas magnéticamente activas y áreas quiescentes (Fuente: [www.mtwilson.edu](http://www.mtwilson.edu)).

la irradiancia solar, tanto total como espectral, es de suma importancia para las atmósferas planetarias y para el clima terrestre.

En la década de los ochenta, observaciones desde el espacio mostraron evidencias de que la irradiancia solar presentaba una modulación del orden del 1% (Willson & Hudson, 1991). La contribución del ultravioleta a variaciones de la irradiancia solar durante el último ciclo ha sido estudiada por Lean (1989). Aunque solo el 1% de la luminosidad solar es emitida en longitudes de onda menores a  $3000 \text{ \AA}$ , la mayor variación en la irradiancia solar se debe a cambios en la emisión del UV. Estos cambios decrecen con la longitud de onda. Durante el ciclo 21, observaciones con el satélite NIMBUS 7 muestran un factor 2 de cambio en  $\text{Ly}\alpha$  y un 10% de variación a  $2000 \text{ \AA}$ .

Este es uno de los puntos en los que el estudio de estrellas de tipo solar puede ser de gran utilidad. La premisa subyacente en estudios comparativos del Sol y otras estrellas similares es la equivalencia estelar, es decir que estadísticamente, un comportamiento parecido en la actividad magnética es el resultado de propiedades físicas similares. La diferencia entre el Sol y otras estrellas de tipo solar es, principalmente, que cada estrella es observada por intervalos relativamente cortos (décadas) y por ende en diferentes fases de su actividad de largo plazo (centurias). De esto se sigue que observaciones de una muestra grande de estrellas sobre períodos limitados pueden revelar el comportamiento posible de una estrella particular (por ejemplo el Sol), capturada en fases al azar de su variabilidad a largo plazo. Además, a partir del estudio de estrellas de tipo solar, se puede inferir comparativamente la evolución del Sol en función de ciertos parámetros, como la masa, la edad, la temperatura y la clase espectral. En el próximo capítulo se detallarán las características de las estrellas de tipo solar.



### 2.2.3. El Ca II como indicador de actividad

Las líneas de emisión cromosféricas H (3968.47 Å) y K (3933.66 Å) del Ca II, vistas dentro del perfil de absorción fotosférico, son dos de las líneas del espectro solar estudiadas en mayor detalle. Estas líneas son excitadas por colisión con electrones y proveen importante información sobre la estructura térmica de la atmósfera. En el Capítulo 6 se describirá en profundidad su utilización en la construcción de modelos.

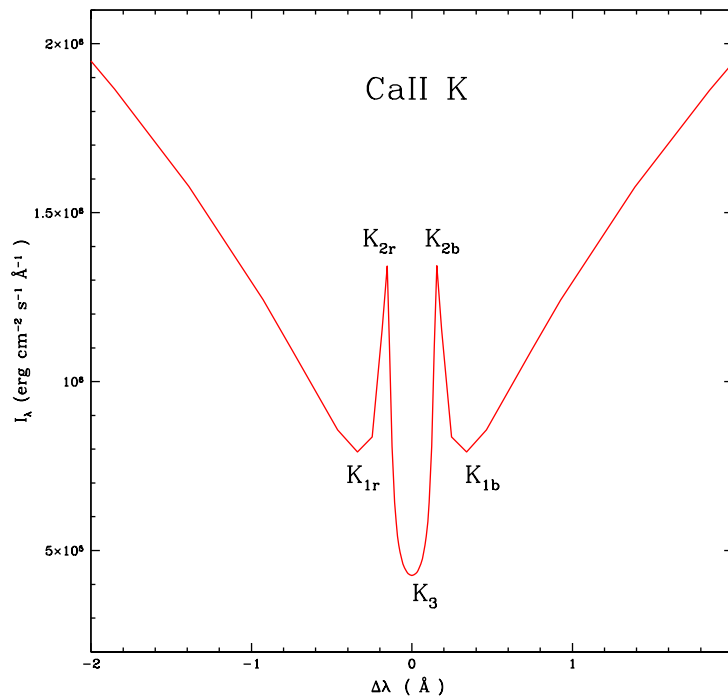


Figura 2.8: Perfil de la línea K del Ca II.

Leighton (1959) observó en el Sol una correspondencia entre las zonas más brillantes de las líneas cromosféricas H y K del Ca II y áreas de fuerte campo magnético en los magnetogramas. Por otro lado, White & Livingston (1981) registraron una variación de casi un 20 % en los flujos de los centros de las líneas H y K integrados en el disco a lo largo del ciclo de 11 años. Además, dependiendo de la estructura solar observada (mancha, fácula, estado quiescente, etc), el perfil cambia considerablemente. Este hecho se ve en la Figura 2.7 donde se muestra qué se obtiene al observar con un espectrógrafo a lo largo de la superficie solar. A la izquierda se observa la imagen de un trozo de superficie solar (eje  $y$ ) versus longitud de onda (eje  $x$ ). A la derecha se observan los perfiles de la línea K del Ca II graficados en la posición que le corresponde en la imagen. Se distingue claramente el cambio en la cantidad de emisión en el perfil a medida que la ranura del espectrógrafo pasa por áreas magnéticamente activas y áreas quiescentes. Por tal motivo, este doblete de Ca II se considera un buen indicador de actividad solar, y es posible estudiar el ciclo de actividad a través de índices construídos con estas líneas.

La Figura 2.8 muestra los nombres con los que comunmente se conocen en la literatura

las distintas regiones del perfil de la línea. En principio el perfil es simétrico, salvo que exista movimiento de material. Los mínimos a cada lado del perfil se denominan  $K_{1r}$  y  $K_{1b}$ , respectivamente; luego se observan los máximos de emisión  $K_{2r}$  y  $K_{2b}$  con un mínimo central denominado  $K_3$ .

---

## Capítulo 3

# Estrellas frías

---

### 3.1. Observables estelares

Entre las magnitudes físicas que caracterizan a una estrella se encuentran su distancia  $d$ , su radio  $R$ , su masa  $M$ , su luminosidad intrínseca  $L$  y la distribución espectral de la energía. La luminosidad es la energía total emitida por unidad de tiempo en la superficie de la estrella. Todos estos parámetros se pueden obtener observando la radiación proveniente de la estrella.

La *magnitud aparente* ( $m_\lambda$ ) de una estrella es una medida de la cantidad de energía por unidad de superficie, por unidad de tiempo y en un rango de longitud de onda determinado ( $f(\lambda)$ ) que llega a la atmósfera terrestre. La ley de Pogson vincula la magnitud aparente con el flujo de energía que llega a la Tierra. Para enunciar esta ley Pogson se basó en la observación empírica de que el ojo responde linealmente ante una excitación logarítmica,

$$m_\lambda = m_0 - 2.5 \log f(\lambda) . \quad (3.1)$$

El coeficiente 2.5 se eligió de manera que haya una diferencia de magnitud 5 entre dos estrellas cuyos flujos  $f(\lambda)$  difirieran en un factor de 100, y  $m_0$  es una constante. El signo menos en la relación 3.1 tiene orígenes históricos: dada una escala de magnitudes, un valor menor de  $m_\lambda$  corresponde a estrellas más brillantes. La magnitud aparente depende de la longitud de onda de la radiación así como también del filtro que se utilice para medirlo.

A fin de obtener una cantidad que resulte independiente de la longitud de onda, se define la *magnitud bolométrica aparente* ( $m_{bol}$ ) como la magnitud aparente para todo el rango de radiación electromagnética,

$$m_{bol} = m_0 - 2.5 \log f , \quad (3.2)$$

donde  $f = \int_0^\infty f(\lambda) d\lambda = L/(4\pi d^2)$ ,  $L$  es la luminosidad de la estrella en la superficie de la misma y  $d$  es la distancia estrella-Tierra.

De esta manera, la magnitud bolométrica queda expresada en función de la luminosidad y la distancia a la Tierra en parsecs (pc)<sup>(a)</sup>

$$m_{bol} = -2.5 \log L + 5 \log d + const . \quad (3.3)$$

---

<sup>(a)</sup> 1 pc =  $3.09 \times 10^{13}$  km

Con el objetivo de poder comparar la luminosidad de las distintas estrellas entre sí, se define la *magnitud absoluta* de una estrella como la magnitud que tendría dicha estrella si se encontrara a una distancia de 10 pc. La *magnitud bolométrica absoluta* ( $M_{bol}$ ) queda expresada según la siguiente ecuación,

$$M_{bol} = -2.5 \log L + 5 + const. \quad (3.4)$$

La diferencia entre las magnitudes aparente y absoluta para una determinada longitud de onda está dada por:

$$m_\lambda - M_\lambda = 5 \log d - 5 \quad (3.5)$$

y recibe el nombre de *módulo de distancia* de la estrella.

Otra relación útil es la diferencia entre las magnitudes bolométricas absolutas de dos estrellas, ya que está vinculada con la relación entre ambas luminosidades:

$$M_{bol_1} - M_{bol_2} = -2.5 \log (L_1/L_2). \quad (3.6)$$

## 3.2. Espectros Estelares

Al observar los espectros estelares en cualquier longitud de onda (visible, UV, IR, rayos X, etc.), se puede distinguir básicamente un continuo y una serie de líneas oscuras (en absorción) o líneas brillantes (en emisión). El espectro de líneas de una estrella depende de su edad, su temperatura y su composición química, entre otras características.

### 3.2.1. Espectro Continuo de una estrella

El espectro continuo de una estrella puede compararse con el de un cuerpo negro de intensidad  $B_\lambda(T)$ . Si el espectro de la estrella  $f(\lambda)$  se encuentra calibrado en forma absoluta y se conoce la distancia de la estrella a la Tierra, el flujo y la luminosidad están relacionados según

$$f(\lambda) = \frac{L(\lambda)}{4\pi d^2} = \frac{R^2}{d^2} F(\lambda), \quad (3.7)$$

donde  $F(\lambda)$  es el flujo emitido en la superficie de la estrella a una longitud de onda  $\lambda$ . Definimos, entonces, la *temperatura de radiación o de brillo*  $T_b$  como la temperatura a la cual el brillo del cuerpo negro coincide con el de la estrella a una determinada longitud de onda. Para un cuerpo negro el flujo de energía está dado unívocamente por la *función de Planck*  $B_\lambda(T_b)$ :

$$F^{CN}(\lambda) = \pi B_\lambda(T_b) = \frac{2\pi hc}{\lambda^5} (e^{\frac{hc}{\lambda k T_b}} - 1)^{-1}. \quad (3.8)$$

Por otro lado, se define la *temperatura efectiva* como la temperatura a la cual un cuerpo negro emitiría la misma energía por unidad de área que la estrella. Si se conoce el radio de la estrella, su temperatura efectiva se obtiene de la relación

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4, \quad (3.9)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Boltzmann ( $\sigma = 5.669 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) y  $L = \int_0^\infty L(\lambda) d\lambda$ .

<i>color</i>	<i>nombre</i>	$\lambda_{eff}$	$\Delta\lambda$
U	ultravioleta	3600 Å	690 Å
B	azul	4500 Å	960 Å
V	visible	5550 Å	900 Å

Tabla 3.1.: Filtros de banda ancha o Sistema UBV

<i>color</i>	<i>nombre</i>	$\lambda_{eff}$	$\Delta\lambda$
<i>u</i>	ultravioleta	3500 Å	380 Å
<i>v</i>	visible	4100 Å	200 Å
<i>b</i>	azul	4700 Å	100 Å
<i>y</i>	amarillo	5500 Å	200 Å

Tabla 3.2.: Filtros de banda angosta o Sistema de Strömgen

Sin embargo, una estrella está lejos de ser un cuerpo negro, por lo que para determinar la energía emitida por longitud de onda no alcanza con conocer su temperatura efectiva. Para obtener más información sobre el espectro estelar continuo se hacen observaciones fotométricas, es decir, se integra el flujo que llega a la Tierra en un determinado rango de frecuencias y se calcula la magnitud correspondiente de acuerdo a la ecuación 3.1. Se utilizan distintos sistemas fotométricos constituídos por distintos filtros con una determinada longitud de onda central ( $\lambda_{eff}$ ) y un ancho de banda ( $\Delta\lambda$ ). En las tablas 3.1 y 3.2 se muestran los sistemas más usuales.

Las estrellas que tienen diferentes temperaturas tienen distintos colores incluso a simple vista. Se define, entonces, el *índice de color* ( $CI$ ) como la diferencia entre dos cualesquiera de las magnitudes correspondientes a los colores de las tablas 3.1 y 3.2, es decir:

$$CI = m(\lambda_{eff_1}) - m(\lambda_{eff_2}) + const. \quad (3.10)$$

Dado que el  $CI$  está definido a menos de una constante, para ajustar este valor tradicionalmente se anula el índice de color para cualquier valor de  $\lambda_{eff}$  de las estrellas calientes de tipo A0.

En general, se utiliza un grupo de índices de color standard por su vinculación inmediata con ciertos parámetros físicos. En el sistema UBV, el índice ( $U - B$ ),

$$(U - B) = 2.5 \log \left( \frac{F_B}{F_U} \right), \quad (3.11)$$

caracteriza la intensidad del continuo ultravioleta cercano, mientras que ( $B - V$ ) mide la pendiente del continuo de Paschen y es una muy buena aproximación a la temperatura efectiva de la estrella.

Por otro lado, la *ley de Wien*,

$$\lambda_{max} T = constante, \quad (3.12)$$

establece que la longitud de onda para la cual el flujo de radiación es máximo es inversamente proporcional a la temperatura del cuerpo negro. Por lo tanto, los índices de color ( $B - V$ ) serán negativos para las estrellas más calientes y más azules y positivos para las estrellas más

frías y más rojas.

### 3.2.2. Composición química

La composición química de una estrella determina las líneas espectrales que esta presenta. Para describir la abundancia relativa de elementos más pesados que el helio en una estrella, se utiliza el concepto de *metalicidad*.

Espectroscópicamente la abundancia de elementos metálicos se mide utilizando la profundidad de sus líneas espectrales en absorción. La abundancia de estos elementos se encuentra correlacionada con las abundancias de otros elementos más ligeros como carbono u oxígeno. En astrofísica, suelen denominarse por esta razón metales a todos los elementos más pesados que el helio. Dado que la fracción de elementos más pesados que el helio aumenta en función del tiempo, la metalicidad de una estrella esta relacionada con el momento en que se formó, lo que permite deducir su edad o la zona de la galaxia donde nació. En el caso de la Vía Láctea la metalicidad decrece dentro del disco a medida que nos alejamos del centro, así mismo decae más rápidamente aun si nos salimos del disco en la dirección perpendicular al plano galáctico.

Existen varios formalismos matemáticos para expresar la metalicidad:

- Metalicidad en fracciones de masa

Definimos:

X: Fracción de masa del H,

Y: Fracción de masa del He, y

Z: Fracción de masa en “metales”, donde se verifica:  $X + Y + Z = 1$ .

La composición solar es  $X=0.70$ ,  $Y=0.28$  y  $Z=0.02$ .

- Índice de metalicidad

Frecuentemente la metalicidad se expresa utilizando como patrón la abundancia de elementos metálicos del Sol. Esta medida no es de carácter absoluto sino relativa. Las líneas de absorción que se comparan son las del hidrógeno con las del hierro. La metalicidad del Sol es de un 1.6 % en masa. El índice de metalicidad se expresa como  $[Fe/H]$  que representa el logaritmo del cociente entre la abundancia de metales en la estrella y la abundancia solar, es decir

$$[Fe/H] = \log \left( \frac{ab.Fe}{ab.H} \right)_* - \log \left( \frac{ab.Fe}{ab.H} \right)_{sol} \quad (3.13)$$

donde *ab* es la abundancia de hierro (Fe) o hidrógeno (H) según el caso.

El índice de metalicidad del Sol será  $[Fe / H] = 0$ . Los objetos más pobres en metales que el Sol tienen un índice de metalicidad negativo y los más ricos tienen un índice positivo. Como la escala es logarítmica, una metalicidad de “-1 ” equivaldrá a una abundancia diez veces menor a la del Sol y un índice de valor “+1” a una abundancia diez veces mayor.

### 3.3. Clasificación estelar

A principios del siglo XX científicos de Harvard realizaron una clasificación de las estrellas en *tipos espectrales*, según las líneas que aparecían en sus espectros (ver Tabla 3.3). La división en los tipos O, B, A, F, G, K y M se basa en ciertas líneas espectrales del rango visible. En esta clasificación las estrellas se ordenan de mayor a menor temperatura: las estrellas de tipo O corresponden a las más calientes y, por ende, tienen más elementos ionizados y las de tipo M corresponden a las más frías, cuyos espectros incluyen líneas asociadas a moléculas y a elementos neutros. Por otro lado, estos tipos espectrales son subdivididos de 0 a 9, de mayor a menor temperatura respectivamente.

Sin embargo, las líneas espectrales no sólo dependen del color y la temperatura de la estrella. En 1905 Hertzsprung, comparando estrellas de la misma clase espectral cuyas distancias y, por ende, su luminosidad  $L$  eran conocidas, observó que las estrellas más luminosas poseían líneas más angostas. Esta observación llevó a la conclusión de que la densidad superficial en las estrellas más luminosas es menor, pues el ancho de la línea depende básicamente de la frecuencia de las colisiones, que es proporcional a la densidad. La clasificación espectral de las estrellas posee entonces dos parámetros relevantes: el tipo espectral y la *clase de luminosidad*. En la Tabla 3.4, se muestra las diferentes clases de luminosidad y su relación con el radio.

Las diferencias entre enanas G0, cuya estructura es similar a la del Sol, y la más tardía de las enanas M son muy significativas. En este rango de tipos espectrales la temperatura efectiva varía de 6000 a 2500 K, las masas estelares de 1 a  $0.06 M_{\odot}$ , el radio de 1 a  $0.1 R_{\odot}$ , y la luminosidad de 1 a  $0.0008 L_{\odot}$ . Además de estas diferencias en los parámetros externos, hay una diferencia cualitativa aún mayor en sus estructuras interiores. Las enanas G están caracterizadas por reacciones termonucleares que consumen hidrógeno y por el transporte radiativo de esta energía en su parte central, mientras que la zona convectiva ocupa solo las capas exteriores (cerca del 30 % del radio estelar) del interior estelar (ver Figura 2.1). Por otro lado, en las estrellas cercanas al tipo espectral M5 (con  $0.3 M_{\odot}$  y una temperatura efectiva de 3200 K), hay una transición a estructuras completamente convectivas, acompañada por la desaparición de la frontera entre el núcleo radiativo y la envoltura convectiva en la cual, de acuerdo a los conceptos actuales, se genera el campo magnético a través del efecto dínamo.

Para estrellas aún más tardías, cercanas a M9, la secuencia principal termina: las enanas rojas son seguidas por las enanas marrones con masas de  $0.07 M_{\odot}$ , en las cuales la temperatura central no es suficiente para sostener la fusión del hidrógeno, por lo que la fuente de energía es ahora compresión gravitacional. La transición de estrellas de secuencia principal a enanas marrones ocurre sin un cambio significativo en el nivel de actividad, puesto que todas las estructuras internas tienen transporte convectivo, al menos en las regiones más externas de las estrellas y una rotación axial notable. Descubrimientos recientes en rayos X de enanas marrones jóvenes apoyan estas consideraciones (Neuhäuser & Comerón, 2001).

#### 3.3.1. Estrellas de tipo solar

El Sol, en su actual etapa evolutiva, es una estrella de la secuencia principal de tipo espectral G2V cuya magnitud visible absoluta  $M_{v\odot}$  es de 4.85, su magnitud visible aparente  $m_{v\odot}$  es de -26.7 y su índice de color  $B - V$  tiene un valor aproximado de 0.65. La luminosidad

<i>Tipo espectral</i>	<i>Color</i>	$T_{eff}$	<i>Descripción</i>
<b>O</b>	violeta	> 28000 K	Líneas de He II, N III, O II, Si IV y H (débil).
<b>B</b>	azul	10000 a 28000 K	Líneas de H más pronunciadas que en las de tipo espectral O, desapareciendo las de He II. Líneas de Si II, Si III, O II y Mg II
<b>A</b>	azul	7500 a 10000 K	Líneas fuertes de H, aparecen también líneas de Mg II, Si II y Ca II.
<b>F</b>	azul a blanco	6000 a 7500 K	Líneas de Ca II, Fe II y Cr II, también de metales neutros como Fe y Cr y aparecen débilmente líneas de H.
<b>G</b>	blanco a amarillo	5000 a 6000 K	Líneas fuertes de Ca II y de Ca I, también aparecen líneas de otros metales ionizados y neutros. Aparece la banda G del espectro del radical CH.
<b>K</b>	naranja a rojo	3500 a 5000 K	Las líneas de Ca II llegan a su máximo. Aparecen bandas moleculares. Las estrellas K que presentan líneas en emisión reciben el nombre de <b>Ke</b> .
<b>M</b>	rojo	< 3500	Líneas correspondientes a metales neutros y a bandas moleculares, en particular de TiO. Intensas líneas de Ca I. Las estrellas M que presentan líneas en emisión reciben el nombre de <b>Me</b> .

Tabla 3.3.: Clasificación standard de estrellas

<i>Tipo</i>	<i>Descripción</i>
<b>Ia</b>	Supergigantes más brillantes.
<b>Ib</b>	Supergigantes menos brillantes.
<b>II</b>	Gigantes brillantes.
<b>III</b>	Gigantes.
<b>IV</b>	Subgigantes.
<b>V</b>	Enanas.
<b>VI</b>	Subenanas.
<b>VII</b>	Enanas blancas.

Tabla 3.4.: Clases de luminosidad.



solar  $L_{\odot}$  tiene un valor de aproximadamente  $3.8 \times 10^{26}$  Watt.

Aquellas estrellas cuyos parámetros físicos como la temperatura efectiva, la gravedad, la magnitud bolométrica y la composición química son similares a los encontrados en el Sol, presentan un interés particular, ya que en la actualidad existe una retroalimentación entre la física solar y el estudio de estas estrellas, como se explicó en la Sección 2.2.2.

La búsqueda de estrellas parecidas al Sol consistió, en un principio, en encontrar estrellas cuya clase espectral, color y masa tuvieran valores cercanos a los registrados en el Sol. Pero estos parámetros no resultaron ser los adecuados para clasificar estas estrellas, ya que si bien la temperatura efectiva del Sol está determinada con exactitud, su color sólo se puede acotar entre 0.62 y 0.68.

Cayrel de Strobel (1996) sugirió una división de las estrellas similares al Sol en *estrellas de tipo solar*, *análogas solares* y *gemelas solares*. Sin embargo, estas definiciones pueden resultar a veces vagas y dependen fuertemente de la exactitud con que se logre medir los parámetros estelares.

Las estrellas de *tipo solar* son aquellas que tienen una masa similar a la del Sol, que se encuentran en la secuencia principal y tienen una envoltura convectiva importante. En términos prácticos el color ( $B - V$ ) de las estrellas de tipo solar oscila entre 0.48 y 0.80 y su clase espectral va de F8V a K2V.

En segundo lugar, aumentando la rigurosidad, se encuentran las *análogas solares*, que son un subconjunto de las estrellas de tipo solar con ciertas características particulares: su temperatura efectiva sólo difiere de la del Sol en  $\sim 500$  K, y su metalicidad sólo se aparta en un factor 2 respecto a la metalicidad solar. Para este grupo de estrellas, no es excluyente ni la cinemática ni la edad, mientras aún se encuentren en la etapa de estar consumiendo hidrógeno.

Por último, las *gemelas solares* forman el grupo de estrellas que, como su nombre sugiere, son más parecidas al Sol. Su temperatura sólo difiere en  $\sim 10$  K, su metalicidad sólo en  $\sim 0.05$  dex<sup>(b)</sup> y su edad en  $\sim 10^9$  años, de manera que las etapas evolutivas de estas estrellas y la del Sol sean comparables.

Entre las estrellas catalogadas como gemelos solares, Porto de Mello & da Silva (1997) hallaron que la estrella 18 Scorpii (HR6060 o HD146233) es aquella cuyos parámetros atmosféricos, su masa, su actividad cromosférica y sus colores son los más parecidos al Sol y sólo su luminosidad y su edad son levemente más altas que las solares.

Más recientemente, Hall & Lockwood (2000) encontraron evidencias de un ciclo de actividad en 18 Scorpii. Tanto la amplitud como el largo de este ciclo podría ser tan grande como, o mayor que, el observado en el Sol. Tomando como indicador de actividad el centro de la línea K del Ca II, sugirieron que esta estrella presenta un nivel de actividad mayor al visto en el Sol.

### 3.4. Actividad estelar

Durante mucho tiempo se estudiaron sólo las propiedades estáticas de las estrellas y se reservó el estudio de las propiedades dinámicas preferentemente al caso solar. Sin embargo, a

---

<sup>(b)</sup>0.05 dex =  $10^{0.05}$

lo largo del tiempo se encontró que muchas estrellas, al contrario de lo que se pensaba tradicionalmente, presentan fenómenos similares a los que se observan en el Sol. Estas estrellas, que se caracterizan por poseer altos campos magnéticos cubriendo una fracción considerable de su superficie, fueron clasificadas como “activas”, en analogía con las regiones activas solares.

De la misma manera que en el Sol, la atmósfera estelar presenta manifestaciones magnéticas como manchas, plagas, fáculas, fulguraciones, etc. De hecho, se encontraron estrellas con emisiones cromosféricas y coronales que exceden en varios órdenes de magnitud a las encontradas en el Sol. Dado que resulta complejo medir los campos magnéticos estelares en forma directa, particularmente para las estrellas menos activas, se utiliza como indicador del mismo la radiación emitida desde la cromósfera, la región de transición o las partes más bajas de la corona.

### 3.4.1. El Ca II como indicador de actividad estelar

Las cromósferas estelares fueron descubiertas con el comienzo de estudios espectrales en estrellas de tipos espectrales intermedios y tardíos usando la fuerte emisión de las líneas de resonancia H y K del Ca II en la parte violeta del espectro visible. Como se explica en el Capítulo 2, la intensidad de la emisión de estas líneas aumenta con la fracción de calentamiento cromosférico que se produce por inhomogeneidades magnéticas locales, por lo que constituye un indicador espectroscópico útil para medir la intensidad y el área cubierta por los campos magnéticos (Baliunas & Soon, 1995).

El primero en sistematizar el estudio de la actividad estelar utilizando las líneas H y K del Ca II fue Olin Wilson (1966), que definió el índice  $S_{CaII}$  de actividad. Este índice se mide con un instrumento especialmente diseñado para tal fin, consistente en un espectrómetro de cuatro canales: dos canales miden el número de cuentas por  $\text{\AA}$  en dos ventanas de  $20 \text{\AA}$  de ancho en el continuo cercano a las líneas,  $N_A$  y  $N_R$  (centrados en  $3891$  y  $4001 \text{\AA}$ , respectivamente); los dos canales restantes miden el número de cuentas en las líneas H y K del Ca II con un perfil instrumental triangular de  $1.09 \text{\AA}$  de ancho total a mitad de altura,  $N_H$  y  $N_K$  (Vaughan & Preston, 1980). A partir de estas mediciones, el índice se define como la razón entre el número de cuentas en las líneas y en los continuos:

$$S_{CaII} = \alpha \frac{N_H + N_K}{N_A + N_R}, \quad (3.14)$$

donde  $\alpha$  es una constante.

En la Figura 3.1 se muestra un esquema del filtro triangular utilizado en el Observatorio de Mount Wilson para calcular  $S_{CaII}$ , en lo que se conoce con el nombre de “proyecto HK”.

Posteriormente, Vaughan & Preston (1980) continuaron este proyecto, que actualmente cuenta con observaciones de 2200 estrellas, de las cuales 300 son estrellas tardías de la secuencia principal y 120 son estrellas de tipo solar.

Como señalamos en el Capítulo 2, se sabe que el Sol presenta una regularidad en su actividad completando un ciclo promedio de 11 años. En el caso de otras estrellas, se posee una menor cantidad de datos, ya que las observaciones sistemáticas sólo se remontan a 30 años atrás.

Wilson, analizando la variabilidad de los flujos de las líneas de Ca II, encontró tres grupos de estrellas con comportamientos distintos en su actividad. Observó que casi un 60% del

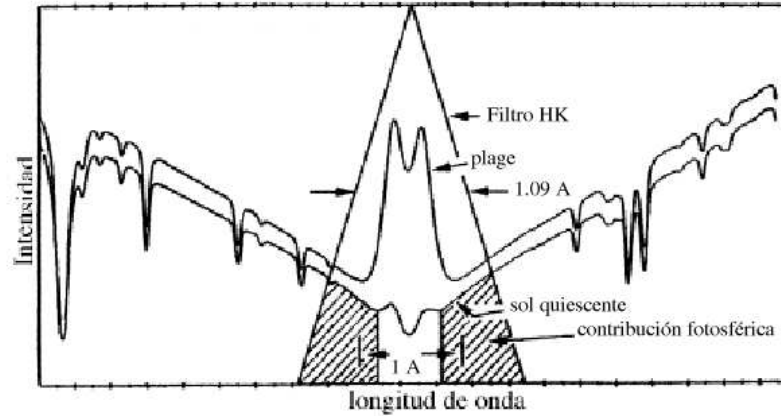


Figura 3.1: Esquema del filtro triangular utilizado en el Observatorio de Mount Wilson para construir el índice  $S_{CaII}$ .

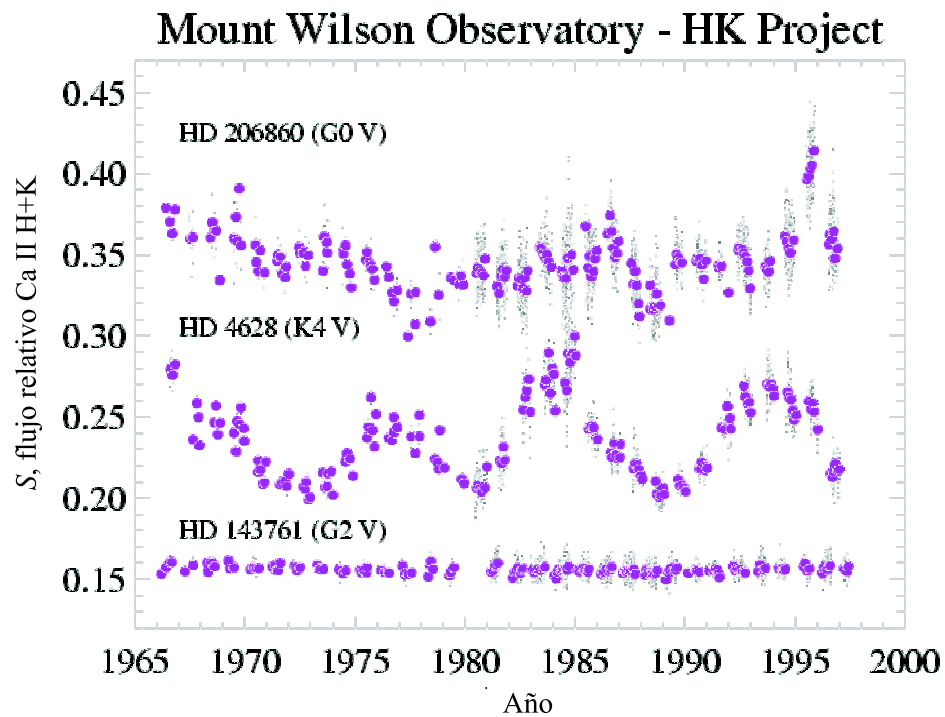


Figura 3.2: Ejemplos de observaciones estelares del flujo de Ca II. HD 206860 presenta un comportamiento variable y aleatorio, mientras que HD 4628 presenta un comportamiento cíclico con una periodicidad cercana a los 10 años y HD 143761 tiene un nivel constante de actividad. (Baliunas et al. 1998)

conjunto de estrellas estudiadas posee ciclos suaves con cierta periodicidad, similares al ciclo solar de 11 años. El ciclo de mayor longitud registrado tiene un período de unos 30 años. En segundo lugar, se encontró que un 25 % de las estrellas observadas presentan cambios que no tienen una periodicidad evidente, sino que varían aleatoriamente en el tiempo. Son, en general, estrellas jóvenes que rotan rápidamente y son muy activas magnéticamente. Por último, alrededor del 15 % de las observaciones son de estrellas con un nivel de actividad

constante en el tiempo, en lo que podría corresponder a una suerte de Mínimo de Maunder, en analogía a la fase registrada en el ciclo del Sol durante el siglo XVII (ver capítulo 2).

El estudio sistemático de la emisión del Ca II ha permitido estudiar la dependencia de la actividad promedio en una estrella enana fría con parámetros tales como la masa, el grado de rotación y la edad estelar. Estrellas jóvenes que rotan rápido muestran un fuerte nivel de actividad que varía irregularmente. Por el contrario, estrellas más viejas y lentas (como nuestro Sol al presente) tienen niveles promedio de actividad considerablemente más débiles, con variaciones regulares y cíclicas. Entre las estrellas más viejas, aquellas más masivas que el Sol tienden a mostrar ciclos de bajas amplitudes, mientras que aquellas menos masivas muestran fuertes ciclos (Baliunas et al., 1995).

---

## Capítulo 4

# Modelos de atmósfera

---

El problema del estudio de la atmósfera solar (o de cualquier otra estrella) consiste en la construcción de un modelo. Por modelo de atmósfera se entiende un modelo numérico que permita estimar por un lado la dependencia de las variables físicas con la altura en la atmósfera, y por el otro el espectro emergente, tanto en el continuo como en distintas líneas espectrales.

En los primeros modelos atmosféricos las estrellas eran consideradas como formaciones opacas de gas ideal unidas por sus fuerzas gravitatorias. Bajo la condición de equilibrio radiativo, tenían que tener máxima temperatura y densidad en su centro, y mínima temperatura y densidad en su superficie. Sin embargo, observaciones solares mostraron que estos modelos estaban equivocados: a medida que se va hacia afuera desde capas subfotosféricas, la temperatura del material decrece, hasta que a una cierta altura, al alcanzar aproximadamente 4200 K, comienza nuevamente a crecer. Es en esta zona donde comienza a ionizarse el hidrógeno. Esta capa de la atmósfera solar fue descubierta por la brillante emisión de la línea roja del hidrógeno neutro  $H\alpha$ , observada durante eclipses solares. A esta capa observada sobre la fotosfera se la denominó cromósfera.

La contradicción entre los primeros modelos solares y las observaciones del Sol fue resuelta cuando se encontró que el transporte de energía por convección jugaba un rol importante en las capas subfotosféricas de las estrellas de masa intermedia y baja, generando un flujo de energía no radiativa en la atmósfera. Se supone que este flujo de energía es conducido por ondas acústicas y/o hidromagnéticas que interactúan con el material de la atmósfera.

La densidad del material decrece con la altura, tal como predice la ley barométrica, mientras que la densidad del flujo de energía no radiativa decrece lentamente por la débil absorción. De esta manera la condición estacionaria de la atmósfera, en la cual la cantidad de energía mecánica absorbida debería ser igual a la energía emitida por radiación, puede ser alcanzada sólo si hay un aumento de la temperatura del material con la altura. Como resultado hay una inversión de la temperatura: sobre la fotosfera, con una temperatura efectiva de 5600 K hay un mínimo de temperatura más frío, y una cromósfera con temperaturas que varían entre 5000 y 20000 K. Luego hay una delgada capa, la región de transición, en donde la temperatura se incrementa rápidamente de 20000 a  $10^6$  K y por último la capa más externa, la corona, con temperaturas aún mayores a  $10^6$  K. Este incremento de temperatura con la altura es lo que muestra la Figura 2.2 del Capítulo 2.

Los modelos presentados en este capítulo, y calculados a largo de todo este trabajo de tesis, son modelos semiempíricos. Los mismos son construídos para ajustar lo mejor posible las observaciones, tanto en líneas espectrales como en el continuo en un amplio rango de longitudes de onda. En esta clase de modelos no hay hipótesis hechas sobre los procesos responsables de los fenómenos observados en el Sol. En otras estrellas de tipo solar no es posible resolver su superficie, aunque se supone que los fenómenos que ocurren en el Sol están presentes en mayor o menor medida también en este caso. En este caso las intensidades que se ajustan están promediadas, tanto espacial como temporalmente.

Un modelo semiempírico puede indicar solamente propiedades generales de la temperatura y de la distribución del calentamiento mecánico que genera un determinado espectro. Sin embargo mucha de la información que poseemos al presente sobre el Sol fue extraída de este tipo de modelos.

Un nuevo tipo de modelo, basado en la información obtenida de los modelos semiempíricos, se ha ido desarrollando en los últimos años. En este caso se trata de reproducir las observaciones solares desde un punto de vista teórico. Se puede citar, por ejemplo, los modelos hidrodinámicos de Carlsson, Stein y colaboradores (Carlsson & Stein, 1997) que simulan los procesos dependientes del tiempo y usan sus propiedades para generar el calentamiento mecánico necesario para reproducir las observaciones. Dado que no reproducen la componente magnética que calienta la atmósfera, estos modelos hidrodinámicos son útiles para reproducir la emisión basal, pero no la emisión del Sol activo.

Los modelos dinámicos son predictivos, por lo que brindan, en la medida que ajusten las observaciones, más información sobre los mecanismos físicos involucrados que los modelos semiempíricos. Estos últimos, en cambio, tratan de convertir el conjunto de las observaciones por medio de herramientas adecuadas, y transformar los datos observados en una descripción de las variables hidro y termodinámicas para la región que produce el espectro. Estos modelos no son predictivos en el sentido que no contienen una base física para la extrapolación.

Para hacer tratable el problema del modelado de atmósferas suelen hacerse las siguientes aproximaciones:

- Se supone que la atmósfera está estratificada en capas plano-paralelas homogéneas. En una estrella enana, esta suposición de geometría está justificada por el hecho de que el espesor de la atmósfera es mucho menor que el radio estelar. La suposición de homogeneidad es más complicada. Como se vió en el Capítulo 2, las observaciones muestran que en el Sol existe un considerable número de estructuras de pequeñas dimensiones, lo que significa que las capas horizontales no son homogéneas; por lo tanto, se debe tener en cuenta que los modelos de atmósfera basados en esta suposición sólo brindan información sobre las condiciones medias (en alguna forma no muy bien definida) de la atmósfera.
- Se considera a la atmósfera en estado estacionario, lo que significa que las ecuaciones de transporte de radiación y equilibrio estadístico son independientes del tiempo. Esto simplifica las ecuaciones a resolver, pero implica la omisión de fenómenos de transporte de energía y efectos espectroscópicos debidos al movimiento de masa, salvo que estos movimientos se realicen en estado estacionario.
- Se supone equilibrio hidrostático, es decir que la distribución de presión es tal que

equilibra el campo gravitatorio  $g$ , cumpliéndose que

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (4.1)$$

donde  $\rho$  es la densidad del gas,  $z$  es la altura medida hacia el exterior y  $p$  es la presión total, es decir, la presión del gas más la presión de radiación.

En los capítulos que siguen se realizan modelos semiempíricos de varias estrellas con distintos niveles de actividad, para lo que se aplica un método de prueba y error, modificando el modelo hasta conseguir un ajuste satisfactorio con las observaciones. En las siguientes secciones se explicarán las ecuaciones que se deben resolver para el cálculo del mismo y el método utilizado.

### 4.1. Transporte de radiación

Definimos como *intensidad específica*  $I_\nu(\vec{r}, \vec{n}, t)$  en la posición  $\vec{r}$  y en el momento  $t$ , a la cantidad de energía por unidad de intervalo de frecuencia que atraviesa un área unitaria normal a  $\vec{n}$ , por unidad de ángulo sólido y tiempo. Por lo tanto, si llamamos  $\theta$  al ángulo entre la normal a una superficie  $dA$  y la dirección  $\vec{n}$ , la energía que atraviesa  $dA$  resulta (Figura 4.1)

$$dE = I_\nu(\vec{r}, \vec{n}, t) dA \cos\theta d\nu d\omega dt, \quad (4.2)$$

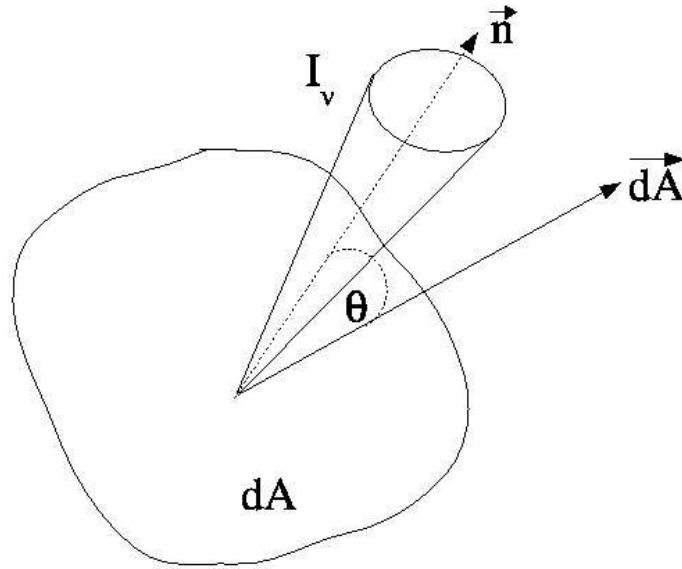


Figura 4.1: Geometría para la definición de la intensidad específica.

La intensidad específica  $I_\nu$  puede considerarse como una descripción completa de la función de distribución de fotones, dado que contiene toda la información sobre las dependencias espacial, temporal, angular y en frecuencia de la radiación.

A lo largo de todo este trabajo se considerarán problemas independientes del tiempo, por lo que dejaremos de escribir la dependencia explícita con él en  $I_\nu$ . Además, como se trabajará bajo la aproximación de atmósferas con geometría plano-paralela, reemplazaremos  $\vec{r}$  y  $\vec{n}$  por la descripción más simple  $(z, \theta)$ , donde  $z$  es la distancia vertical medida desde el cero de referencia prefijado en la sección 2.1, y  $\theta$  el ángulo entre la dirección del haz y la vertical.

#### 4.1.1. Interacción de la radiación con la materia

Cuando la radiación pasa a través del gas que compone la atmósfera estelar, interactúa con el material, dando lugar a procesos de absorción y emisión por un lado, y de dispersión por el otro. La naturaleza física de estos dos grupos de procesos es distinta. Estos fenómenos determinan cómo sucede el transporte de la radiación a través de la atmósfera.

En el proceso de absorción un fotón es destruido, transformando su energía en energía térmica del gas. De manera inversa, en un proceso de emisión la energía se transfiere desde la térmica del gas al campo de radiación. Ambos tienden a producir un equilibrio local entre la radiación y el material. Ejemplos de absorción y sus inversas (emisión) son:

- *Fotoionización o absorción ligado-libre*: un fotón es absorbido por un átomo en un estado ligado, ionizándolo y permitiendo que el electrón escape con cierta energía cinética al continuo. Esta energía es luego entregada al gas a través de colisiones elásticas del electrón que ayudan a establecer la distribución térmica de velocidades de las partículas.
- *Recombinación radiativa*: es el proceso inverso del anterior, en el que un electrón libre pasa a un estado ligado creando un fotón cuya energía iguala la suma de la energía cinética del electrón y la de ligadura.
- *Absorción libre-libre*: un fotón es absorbido por un electrón libre que se mueve en el campo de un ion, resultando en una alteración de la energía cinética del electrón relativa al ion, el cual, en una visión clásica, se mueve en una nueva órbita hiperbólica alrededor del ion.
- *Bremsstrahlung*: es el proceso inverso al anterior, en donde un fotón es emitido.
- *Absorción ligado-ligado o fotoexcitación*: un fotón es absorbido por un átomo, provocando una transición electrónica de un estado ligado a otro de mayor energía.
- *Desexcitación colisional*: se produce cuando el átomo que ha sufrido una fotoexcitación es desexcitado por una colisión inelástica con otra partícula.
- *Excitación colisional*: es el proceso inverso al anterior que lleva a la creación colisional de un fotón a expensas de la energía térmica del gas.
- *Ionización colisional*: se produce una colisión que permite que un electrón en un estado ligado se libere y pase al continuo. El proceso inverso es llamado de tres cuerpos o *recombinación colisional*.



Un proceso de dispersión es aquel en el que un fotón interactúa con un centro dispersor y emerge de la interacción con una energía ligeramente cambiada y en una nueva dirección, sin que la energía sea convertida en energía cinética de las partículas del gas. Permite al fotón moverse de una parte de la atmósfera a la otra sin acoplar las condiciones locales, tendiendo a deslocalizar los procesos que equilibran el gas con la radiación. Introduce propiedades globales en la atmósfera, como por ejemplo la presencia de condiciones de contorno. La interacción de un fotón con un electrón libre (dispersión de Thomson) o con un átomo o molécula (dispersión de Rayleigh), son ejemplos de este fenómeno presentes en una atmósfera.

La distinción entre absorción (emisión) y dispersión puede ser establecida con claridad únicamente cuando se considera la transición entre dos estados atómicos específicos que no poseen acoplamiento con ningún otro estado permitido. Cuando se consideran transiciones sucesivas entre varios estados que interactúan entre sí, surgen ambigüedades fundamentales. La manera de tratar consistentemente todos los casos es a través de las ecuaciones de equilibrio estadístico, que serán tratadas en la Sección 4.2, acopladas a la ecuación que describe el transporte de la radiación.

#### 4.1.2. Ecuación de transporte

El cambio de la energía transportada por un haz de intensidad específica  $I_\nu$ , al atravesar un elemento de volumen de área unitaria y espesor  $ds$  debe ser igual a la diferencia entre la energía absorbida y la emitida por el elemento, o sea

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \mu \frac{dI_\nu}{dz} = \varepsilon_\nu - \kappa_\nu dI_\nu, \quad (4.3)$$

donde  $\mu = \cos\theta$ , y  $\kappa_\nu$  y  $\varepsilon_\nu$  son los coeficientes macroscópicos de absorción y de emisión por unidad de longitud respectivamente, que caracterizan los procesos microscópicos que tienen lugar en la atmósfera. Estos coeficientes son especificados por secciones eficaces atómicas y números de ocupación, que representan las poblaciones de los niveles de energía involucrados en el proceso en cuestión.

En el caso de radiación en una línea atómica o molecular, el lado derecho de la ecuación 4.3 puede separarse en dos términos: el primero correspondiente a la emisión y absorción en la línea en cuestión, y el segundo correspondiente a otro tipo de procesos, tales como emisión continua, en otras líneas, etc. La ecuación 4.3 puede reescribirse como

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = (\varepsilon_\nu^l - \kappa_\nu^l dI_\nu) + (\varepsilon_\nu^c - \kappa_\nu^c dI_\nu). \quad (4.4)$$

Si suponemos que la emisión y absorción en la línea tienen la misma dependencia con la frecuencia (a este caso se lo llama *redistribución completa*, para un caso más general ver sección 4.5), se tiene para la transición entre los niveles atómicos  $i$  y  $j$  ( $i > j$ )

$$\kappa_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) \varphi_\nu \quad (4.5)$$

$$\varepsilon_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} n_i A_{ij} \varphi_\nu, \quad (4.6)$$

donde la densidad numérica  $n_i$  es la cantidad de átomos en el nivel  $i$  por unidad de volumen,  $\varphi_\nu$  es el perfil de emisión tal que  $\int \varphi_\nu d\nu = 1$  y  $B_{ji}$ ,  $A_{ij}$  y  $B_{ij}$  son los coeficientes de Einstein

de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada respectivamente. Estos coeficientes son constantes características de la transición en cuestión y están relacionados según

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji} \quad (4.7)$$

$$A_{ij} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ij}, \quad (4.8)$$

donde  $g_i$  y  $g_j$  son los pesos estadísticos de los niveles atómicos. Nótese que en la ecuación 4.5 estamos tratando la emisión estimulada como absorción negativa.

Introduciendo la *función fuente* en la línea y en el continuo definidas como  $S = \varepsilon_\nu^l / \kappa_\nu^l$  y  $S_\nu^c = \varepsilon_\nu^c / \kappa_\nu^c$ , la ecuación 4.4 resulta

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = \kappa_\nu^l (S - I_\nu) + \kappa_\nu^c (S_\nu^c - I_\nu). \quad (4.9)$$

Utilizando las ecuaciones 4.5, 4.6 y 4.7 se obtiene

$$S = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{g_i}{g_j} \frac{n_j}{n_i} - 1 \right)^{-1}. \quad (4.10)$$

Nótese que, debido a la suposición de redistribución completa,  $S$  depende sólo débilmente de la frecuencia dentro de la línea.

Si definimos la profundidad óptica monocromática  $\tau_\nu$  de forma que

$$\tau_\nu = -(\kappa_\nu^l + \kappa_\nu^c) dz, \quad (4.11)$$

y hacemos  $\phi_\nu = \kappa_\nu^l / \kappa_{\nu 0}^l$  y  $r_\nu = \kappa_\nu^c / \kappa_{\nu 0}^c$ , donde  $\nu_0$  es la frecuencia en el centro de la línea, obtenemos la forma estándar de la ecuación de transporte (ver por ejemplo Mihalas, 1978)

$$\mu \frac{dI_\nu}{\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (4.12)$$

en donde

$$S_\nu = \frac{\phi_\nu}{\phi_\nu + r_\nu} S + \frac{r_\nu}{\phi_\nu + r_\nu} S_\nu^c. \quad (4.13)$$

En el caso de la radiación emergente de una atmósfera semiinfinita, la ecuación 4.12 tiene solución

$$I_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty S_\nu(t) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu}. \quad (4.14)$$

Dado que  $S_\nu(\tau = 0) = 0$ , la aproximación más sencilla posible para la función fuente es la lineal, es decir  $S_\nu(\tau) = a\tau$ . Usando esta expresión en 4.14, se obtiene que

$$I_\nu(0, \mu) = a\mu, \quad (4.15)$$

es decir que la radiación que observamos es, en primera aproximación, igual a la función fuente en  $\tau = \mu$ . En otras palabras, la radiación observada se forma en la región en la que la profundidad óptica es igual a  $\mu$ , y provee información de las condiciones de la atmósfera a esa profundidad.

Se define la intensidad media  $J_\nu$  como el promedio en ángulo sólido de la intensidad de radiación,  $J_\nu = (1/4\pi) \int I_\nu d\omega$ . Si se aplica esta definición a la integral 4.14, para una

atmósfera semiinfinita sin radiación incidente, se obtiene

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty E_1(|t_\nu - \tau_\nu|) S_\nu(\tau_\nu) dt_\nu, \quad (4.16)$$

donde  $E_1$  es la integral exponencial primera (Mihalas, 1978). Cabe señalar, sin embargo, que esta solución es sólo formal, dado que requiere el conocimiento de  $S_\nu$  y  $\tau_\nu$  en cada punto de la atmósfera, lo que a su vez requiere el conocimiento de las densidades numéricas  $n_i$  en cada punto de la grilla de alturas, como puede verse en las ecuaciones 4.5, 4.10 y 4.11.

## 4.2. Ecuación de equilibrio estadístico

Consideremos ahora las ecuaciones con las cuales se calcula  $n_i$ , la cantidad de átomos por  $\text{cm}^3$  de una dada especie que se encuentran en el nivel  $i$ . El procedimiento consiste en estudiar desde un punto de vista microscópico las probabilidades de todos los procesos por los cuales un átomo sufre transiciones entre niveles, ya sean ligados o libres. Si consideramos un átomo con  $N$  estados ligados, y llamamos  $P_{ij}$  a la probabilidad de la transición del estado  $i$  al  $j$ , tenemos para cada estado  $i$  en estado estacionario:

$$n_i \left( \sum_{j=1, j \neq i}^N P_{ij} + P_{ik} \right) = \sum_{j=1, j \neq i}^N n_j P_{ij} + n_k P_{ki} \quad (4.17)$$

en donde el subíndice  $k$  se refiere al continuo, es decir al grado siguiente de ionización.

Podemos eliminar  $n_k$  usando la ecuación para el continuo,

$$n_k \sum_{j=1}^N P_{kj} = \sum_{j=1}^N n_j P_{kj}, \quad (4.18)$$

obteniendo

$$n_i \sum_{j=1, j \neq i}^N (P_{ij} + T_{ij}) = \sum_{j=1, j \neq i}^N n_j (P_{ji} + T_{ji}), \quad (4.19)$$

con

$$T_{ab} = P_{ak} P_{kb} / \sum_{j=1}^N P_{kj}. \quad (4.20)$$

En la ecuación 4.20, las probabilidades de ionización y recombinación pueden expresarse como

$$P_{ik} = R_{ik} + C_{ik} \quad (4.21)$$

y

$$P_{ki} = R_{ki} + C_{ki}, \quad (4.22)$$

donde la probabilidad de fotoionización está dada por

$$R_{ik} = 4\pi \int_{\nu_{ki}}^\infty \frac{1}{h\nu} \alpha_i(\nu) J_\nu d\nu \quad (4.23)$$

y la probabilidad de recombinación radiativa (por átomo ionizado) es

$$R_{ki} = 4\pi \frac{n_i^*}{n_k^*} \int_{\nu_{ki}}^{\infty} \frac{1}{h\nu} \alpha_i(\nu) e^{-h\nu/KT} \left( \frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right) d\nu. \quad (4.24)$$

Nótese que las integrales 4.23 y 4.24 son iguales cuando  $J_\nu$  es la función de Planck 4.35. Las  $n^*$  son las poblaciones correspondientes a equilibrio termodinámico local que están relacionadas por la fórmula de Saha (ver sección 4.3),  $\nu_{ki}$  y  $\alpha_i(\nu)$  son la frecuencia umbral y la sección eficaz de fotoionización del nivel  $i$  y  $T$  es la temperatura electrónica del plasma. Finalmente, las probabilidades de ionización y recombinación colisional están relacionadas por

$$C_{ki} = \frac{n_i^*}{n_k^*} C_{ik}. \quad (4.25)$$

Por otra parte, las probabilidades de transición entre estados ligados pueden expresarse como

$$P_{ij} = A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij}, \quad (4.26)$$

$$P_{ji} = B_{ji} \bar{J}_{ij} + C_{ji}, \quad (4.27)$$

con  $i > j$ , y donde

$$\bar{J}_{ij} = \int J_\nu \varphi_\nu^{ij} d\nu, \quad (4.28)$$

y  $B_{ji}$ ,  $A_{ij}$  y  $B_{ij}$  son los coeficientes de Einstein definidos anteriormente. Las probabilidades de excitación y desexcitación colisionales satisfacen la relación

$$n_i^* C_{ij} = n_j^* C_{ji}, \quad (4.29)$$

donde las  $n^*$  están dadas por la relación de Boltzmann:

$$\frac{n_i^*}{n_j^*} = \frac{g_i}{g_j} e^{-h\nu_{ij}/KT} \quad (4.30)$$

donde  $g_i$  y  $g_j$  son los pesos estadísticos de los niveles de energía  $E_i$  y  $E_j$  y  $\nu_{ij} = (E_i - E_j)/h$ .

Si hacemos  $Z_{ij} = C_{ij} + T_{ij}$ , la ecuación 4.19 resulta

$$n_i \left[ \sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + Z_{ij}) + \sum_{j=i+1}^N (B_{ij} \bar{J}_{ij} + Z_{ij}) \right] = \sum_{j=1}^{i-1} n_j (B_{ji} \bar{J}_{ij} + Z_{ji}) + \sum_{j=i+1}^N (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij} + Z_{ji}). \quad (4.31)$$

Las probabilidades de transición radiativas pueden expresarse como probabilidades netas, haciendo

$$n_i (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij}) - n_j B_{ji} \bar{J}_{ij} = n_i A_{ij} \rho_{ij} \quad (4.32)$$

donde, usando las ecuaciones 4.7 y 4.8, el coeficiente de escape  $\rho_{ij}$  resulta

$$\rho_{ij} = 1 - \frac{\bar{J}_{ij}}{S_{ij}}, \quad (4.33)$$

y  $S_{ij}$  es la función fuente de la línea dada en la ecuación 4.10.

Combinando las ecuaciones 4.31 y 4.32 obtenemos

$$n_i \left[ \sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} \rho_{ij} + Z_{ij}) + \sum_{j=i+1}^N Z_{ij} \right] = \sum_{j=1}^{i-1} n_j Z_{ji} + \sum_{j=i+1}^N n_j (A_{ji} \rho_{ji} + Z_{ji}). \quad (4.34)$$

En la sección 4.6 se explicará el método utilizado para resolver el sistema de ecuaciones 4.34, acoplado con las ecuaciones de transporte del tipo 4.16.

### 4.3. Equilibrio termodinámico local

El estado conceptualmente más simple de excitación de un gas es el equilibrio termodinámico, que se aplica al material en el interior de una cavidad aislada e isoterma, en equilibrio con las paredes (opacas) de la misma. En estas condiciones es aplicable el principio de equipartición de la energía entre los distintos grados de libertad, y las funciones de distribución dependen solamente (aparte de parámetros atómicos) de la temperatura termodinámica  $T$ . En este caso, las densidades numéricas están relacionadas por la ecuación de Boltzmann 4.30.

Reemplazando 4.30 en 4.10, vemos que la función fuente  $S$  de la línea está dada simplemente por la función de Planck:

$$S = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1}. \quad (4.35)$$

Finalmente, las poblaciones atómicas de un elemento en dos estados consecutivos de ionización se relacionan por medio de la ecuación de Saha

$$n_e \frac{n_{i+1}}{n_i} = 2 \frac{U_{i+1}}{U_i} \left[ \frac{2\pi mKT}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}} e^{-X_i/KT}, \quad (4.36)$$

donde  $n_i$ ,  $n_{i+1}$  y  $n_e$  son las cantidades por unidad de volumen de átomos  $i$  e  $i + 1$  veces ionizados y de electrones respectivamente;  $X_i$  es el potencial de ionización del ion  $i$  en su estado fundamental y  $U_i$  y  $U_{i+1}$  son las funciones de partición de ambos iones.

En resumen, en equilibrio termodinámico las ecuaciones de transporte y de equilibrio estadístico se desacoplan, y la temperatura  $T$  y la densidad electrónica  $n_e$  constituyen un conjunto completo de parámetros que describe el estado espectroscópico del gas.

Sin embargo, no es ésta la situación en la atmósfera estelar. Por empezar, el hecho de que se emita radiación hacia el espacio implica una pérdida de energía, lo que a su vez determina la existencia de un gradiente de temperatura. Es decir que el sistema que estamos considerando no es ni cerrado ni de temperatura uniforme. Es más, el material atmosférico es más transparente a ciertas frecuencias que a otras, de forma que la radiación emergente en distintas frecuencias se origina a profundidades diferentes. Si esta radiación emergente refleja la temperatura de la región en la que se origina y si existe, como se dijo, un gradiente de temperatura en la atmósfera, es evidente que la radiación no puede responder a la ecuación de Planck

de una sola temperatura, dado que será una superposición de contribuciones provenientes de distintos puntos en la atmósfera. En resumen, ninguna de las suposiciones necesarias para el equilibrio termodinámico se satisfacen.

Sin embargo, como el flujo de radiación del gas es mucho menor que el contenido energético local, suele adoptarse la aproximación de equilibrio termodinámico local (ETL), que supone que la distribución de la energía entre los grados de libertad cinéticos e internos es la misma que en el equilibrio termodinámico, sólo que esta distribución depende ahora del valor local de la temperatura.

Por lo tanto, en ETL se cumplen las ecuaciones 4.30, 4.35 y 4.36, de forma que el conocimiento de  $T$  y  $n_e$  en un cierto punto de la atmósfera nos brinda toda la información necesaria para conocer las densidades numéricas y la función fuente de dicho punto.

Como vimos, el suponer que la distribución de las densidades numéricas está dada por la relación de Boltzmann con un valor local de la temperatura tiene el efecto de desacoplar las ecuaciones de transporte y de equilibrio estadístico. Vimos en las ecuaciones 4.26 y 4.27 que las probabilidades de transición entre un nivel y otro dependen de la intensidad media  $J_\nu$  a través de las probabilidades radiativas. Pero la intensidad que ve el gas en un punto de la atmósfera puede ser originada en otro punto, por lo que para que la suposición de la localidad sea válida la densidad debe ser lo suficientemente elevada como para que el término radiativo de 4.26 y 4.27 sea despreciable frente al colisional, o para que el medio sea suficientemente opaco.

En otras palabras, si la densidad no es lo suficientemente elevada como para que las transiciones entre niveles sean producidas mayoritariamente por colisiones, la ecuación de equilibrio estadístico dependerá de la intensidad media, y como ésta no depende de la temperatura local, sino de las condiciones en toda la atmósfera (a través de la ecuación de transporte), para resolver la ecuación de equilibrio estadístico resulta necesario conocer no sólo  $n_e$  y  $T$ , sino también  $J_\nu$ . Es decir que, como el campo de radiación es el resultado de un proceso de transferencia en la atmósfera, el estado del gas en un punto dado ahora depende del estado del gas en la atmósfera en su conjunto.

Por lo tanto, en las capas más externas de la atmósfera la aproximación de ETL es cada vez menos válida, dado que la densidad es cada vez menor y que el campo de radiación representa una fracción cada vez mayor de la energía del medio. Además, la anisotropía es cada vez más marcada.

Si no puede hacerse la suposición de ETL, las relaciones de Saha-Boltzmann dejan de ser válidas, y la ley de Planck no representa la distribución de los fotones. Por lo tanto, la temperatura no puede considerarse como una variable termodinámica absoluta. Sin embargo, puede demostrarse que la distribución de velocidades de los electrones, átomos e iones continúa siendo maxwelliana y se puede caracterizar por una sola temperatura, llamada temperatura electrónica.

#### 4.4. Ensanchamiento de líneas espectrales

Los perfiles de las líneas de los espectros estelares contienen información acerca de las condiciones físicas de la atmósfera y de la abundancia de elementos químicos presentes en la misma, por lo que proveen una herramienta de diagnóstico muy valiosa. Para llevar a cabo

un análisis de los perfiles observados, es necesario conocer cómo depende la distribución de opacidades del perfil de absorción de la línea, el cual a su vez depende de las condiciones locales de densidad, temperatura, etc.

En un átomo aislado con niveles de energía con tiempos de vida infinitos, las líneas espectrales serán infinitamente angostas. En el caso de átomos en un plasma, existe una variedad de mecanismos que producen una distribución en los niveles de energía, produciendo en consecuencia un ensanchamiento de la línea.

#### 4.4.1. El ensanchamiento Doppler

Al observar una línea atmosférica, uno está observando en realidad los efectos combinados de la absorción de todos los átomos del ensamble. Cada átomo tiene una determinada velocidad proyectada en la línea de la visual, con respecto al sistema de referencia del observador. Por lo tanto, el perfil intrínseco de cada átomo presentará un corrimiento Doppler en su frecuencia. Si el decaimiento radiativo que produce el perfil intrínseco de cada átomo no está correlacionado con su velocidad, entonces los perfiles corridos pueden superponerse para calcular el perfil total.

Suponiendo que el plasma se caracteriza por una temperatura cinética  $T$ , la distribución de velocidades  $P(v)$  es maxwelliana, y la probabilidad de encontrar un átomo con una velocidad proyectada en la línea de la visual  $v$  en el rango  $(v, v + dv)$  es

$$P(v) dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-mv^2/2kT} dv. \quad (4.37)$$

Un átomo con velocidad  $v \ll c$  absorbe a una frecuencia  $\nu' = \nu(1 - v/c)$  en su sistema propio de referencia. Entonces, si sólo tenemos en cuenta el ensanchamiento Doppler del perfil de absorción,

$$P(v) dv = \phi_\nu^D d\nu = P(v(\nu)) \left| \frac{dv}{d\nu} \right| d\nu \quad (4.38)$$

y

$$\phi_\nu^D = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \exp \left[ - \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right], \quad (4.39)$$

donde hemos definido el *ancho Doppler*:

$$\Delta\nu_D = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \frac{\nu_0}{c} \quad \text{ó} \quad \Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \frac{c}{\lambda_0}. \quad (4.40)$$

Vemos que obtenemos un *perfil gaussiano*, con un ancho a mitad de altura de  $2\sqrt{\ln 2} \Delta\nu_D$ .

#### 4.4.2. Los ensanchamientos natural y por presión

El *ensanchamiento natural* o *por radiación* se refiere al producido por el tiempo de vida finito de los niveles atómicos, que decaen por la misma radiación. Supongamos que estamos observando una línea proveniente del decaimiento de un estado  $U$  al nivel fundamental 1. La vida media del nivel  $U$  estará dada por la inversa de  $\Gamma_U = \sum_{i < U} A_{Ui}$ . Si suponemos que hasta  $t = 0$  el estado es estacionario (no hay decaimiento) y llamamos  $\psi_U$  a la función de

onda que describe este estado, sabemos que

$$\psi_U(\vec{r}, t) = \zeta(\vec{r}) e^{i\omega_U t} e^{-\Gamma_U t/2}. \quad (4.41)$$

Pero, consistente con el principio de incerteza, el estado  $U$  no tiene una energía  $E_U = \hbar\omega_U$  perfectamente definida. La probabilidad de encontrar un átomo en el estado  $U$ , en el espacio de frecuencias, estará dada por

$$\phi_\omega^{\text{nat}} d\omega = P_U(\omega) d\omega = \int \langle \phi_U | \phi_U \rangle d^3r d\omega = P_U(t) dt = \int \langle \psi_U | \psi_U \rangle d^3r dt, \quad (4.42)$$

donde  $\phi_U(\vec{r}, \omega) = \mathfrak{F}[\psi_U(\vec{r}, t)]$  es la transformada de Fourier de la función de onda. De esta forma llegamos a que el perfil natural de la línea es

$$\phi_\omega^{\text{nat}} = \frac{\Gamma_U}{2\pi} \frac{1}{(\omega_U - \omega)^2 + (\Gamma_U/2)^2}. \quad (4.43)$$

Si la línea en cuestión hubiese provenido de las transiciones entre dos estados excitados, el estado inferior  $L$  también tendría una vida media finita dada por la inversa de  $\sum_{j < L} A_{Lj}$ , y el perfil reflejaría el ancho finito de ambos niveles. Se puede demostrar que, en este caso, la forma funcional sería la misma pero habría que reemplazar  $\Gamma_{UL} = \Gamma_U + \Gamma_L$ . En el caso general, pasando a la variable  $\nu = \omega/2\pi$ , el perfil de línea natural para una línea de frecuencia  $h\nu_0 = E_U - E_L$  es

$$\phi_\nu^{\text{nat}} = \frac{\Gamma_{UL}}{4\pi^2} \frac{1}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\Gamma_{UL}/4\pi)^2}, \quad (4.44)$$

y se puede comprobar fácilmente que  $\int \phi_\nu^{\text{nat}} d\nu = 1$ . Esta forma funcional se conoce como *perfil de Lorentz*. El valor más probable de esta distribución es  $\nu_0$ , y su ancho a mitad de altura, en unidades de frecuencia, es  $\Delta\nu_{\text{nat}} = \Gamma_{UL}/2\pi$ . En unidades de longitud de onda,

$$\Delta\lambda_{\text{nat}} = \frac{c}{\nu_0^2} \Delta\nu_{\text{nat}} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \Gamma_{UL}. \quad (4.45)$$

Pero el átomo además forma parte de un plasma; existirá entonces un *ensanchamiento por presión* de la línea, causado por las perturbaciones producidas en el Hamiltoniano por las colisiones con otros átomos o partículas cargadas del gas. Se puede demostrar que el perfil de absorción resultante es nuevamente un perfil de Lorentz. Existen interacciones de distinta naturaleza en el plasma que constituye la atmósfera de una estrella, dependiendo quienes sean las partículas que colisionan. El *efecto Stark lineal* es el debido a la colisión de un átomo de hidrógeno con una partícula cargada. El *efecto Stark cuadrático* es el producido por un átomo que no sea de hidrógeno por una partícula cargada. El *ensanchamiento por resonancia* es el producido por la colisión de dos átomos iguales. Por último, *ensanchamiento van der Waals* es la colisión de dos átomos distintos.

Teniendo en cuenta tanto el ensanchamiento por presión como el natural, el perfil resultante es la convolución de dos lorentzianas, cuya resultante es una nueva lorentziana con un ancho total que es la suma de los dos por separado.

Si se tiene en cuenta, además del perfil intrínseco de absorción de cada átomo, el ensanchamiento Doppler, el perfil total de absorción a frecuencia  $\nu$  (para el ensamble de átomos)



está dado entonces por la convolución

$$\phi_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{\nu'}^{\text{int}} P(\nu) d\nu, \quad (4.46)$$

donde  $\phi_{\nu'}^{\text{int}}$  es el perfil intrínseco lorentziano con el ancho  $\Gamma$  adecuado. Por lo tanto,

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{(b-y)^2 + a^2} dy, \quad (4.47)$$

donde hemos definido

$$a = \frac{\Gamma}{4\pi} \quad \text{y} \quad b = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}. \quad (4.48)$$

Este tipo de perfil, que combina el ensanchamiento intrínseco y el producido por efecto Doppler, se conoce con el nombre de *perfil de Voigt*.

Se puede hacer explícita la dependencia con los distintos tipos de ensanchamiento escribiendo

$$\Gamma = \Gamma_{rad} + \Gamma_{stark} + \Gamma_{res} + \Gamma_{vdW}. \quad (4.49)$$

En líneas espectrales muy intensas que se forman en zonas de baja densidad, el ensanchamiento natural es el de mayor importancia. Sin embargo, en la mayoría de los casos de interés las líneas se forman en regiones donde la densidad de los átomos, iones y electrones es lo suficientemente alta como para que el ensanchamiento por presión sea el dominante, o al menos muy importante.

## 4.5. Redistribución parcial

En un proceso de dispersión en el que se forma una línea espectral, un átomo es excitado de un estado ligado a otro absorbiendo un fotón, y decayendo luego radiativamente al estado original emitiendo un nuevo fotón. Si el átomo excitado no es perturbado por una colisión elástica, el fotón será emitido coherentemente, es decir con la misma frecuencia del fotón original. Si parte de las alas de dicha línea se forman en una región en la atmósfera donde domina la excitación radiativa sobre la colisional, entonces es necesario tener en cuenta la forma del espectro que puebla el nivel superior puesto que no es constante a lo largo de la línea.

Ejemplo de líneas con estas características son la H y K del Ca II, la h y k del Mg II, y Ly $\alpha$ , para las cuales la suposición de redistribución completa no permite reproducir correctamente sus características observacionales. Son ejemplos en que la dispersión coherente describe bien la formación de las alas, y la aproximación de redistribución completa la del centro de la línea. El formalismo requerido para el cálculo es el de *redistribución parcial*, el cual combina ambas descripciones.

Hasta este momento se supuso que los fotones eran completamente redistribuidos, es decir que el perfil  $\varphi_\nu$  de absorción era igual al de emisión (ver ecuaciones 4.5 y 4.6). Estas ecuaciones pueden reescribirse considerando además un perfil de emisión distinto al de absorción de la siguiente manera

$$\kappa_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} (n_j B_{ji} \varphi_\nu - n_i B_{ij} \psi_\nu) \quad (4.50)$$

$$\varepsilon_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} n_i A_{ij} \psi_\nu, \quad (4.51)$$

donde  $\varphi_\nu = \varphi(a, y)/\Delta\nu_D$  según la notación de la sección 4.4.

Siguiendo a Heasley & Kneer (1976), se puede escribir la función fuente de la línea como

$$S_\nu^L = S + \frac{F(\nu)}{1 + \varepsilon}, \quad (4.52)$$

donde  $S$  está definida por 4.10 y

$$F(\nu) = \frac{1}{\phi_\nu} \int [R(\nu', \nu) - \phi_\nu \phi_{\nu'}] J_{\nu'} d\nu', \quad (4.53)$$

siendo  $R(\nu', \nu)$  la función de redistribución promediada en ángulo (dado que el fotón emitido puede tener una dirección distinta al absorbido) para un campo de radiación isotrópico. Esta función es la probabilidad de que un fotón con frecuencia  $\nu$  sea dispersado a otro fotón de frecuencia  $\nu'$ . Y cumple que

$$d\nu' \int_{-\infty}^{\infty} R(\nu', \nu) d\nu = \phi(\nu') d\nu' \quad (4.54)$$

y

$$d\nu \int_{-\infty}^{\infty} R(\nu', \nu) d\nu' = \psi(\nu)^* d\nu. \quad (4.55)$$

El parámetro  $\varepsilon$  de 4.52 se define como sigue: las ecuaciones de equilibrio estadístico pueden ser usadas para derivar la siguiente relación entre  $S$  y  $\bar{J}$

$$S = \frac{\bar{J} + [R_c (1 - \beta)/A] B}{1 + (R_d - \beta R_c)/A}, \quad (4.56)$$

donde  $B$  es la función de Planck,  $A$  es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea, y  $\beta = e^{-h\nu/KT}$ . Los parámetros  $R_c$  y  $R_d$  son las tasas de creación y destrucción de fotones respectivamente. La ecuación 4.56 puede escribirse como

$$S = \frac{\bar{J} + \varepsilon B^s}{1 + \varepsilon}, \quad (4.57)$$

donde

$$\varepsilon = \frac{R_d - \beta R_c}{A}, \quad (4.58)$$

y

$$B^s = B \left[ \frac{R_c (1 - \beta)}{R_d - \beta R_c} \right]. \quad (4.59)$$

Siguiendo a Omont et al. (1972) y Milkey & Mihalas (1973) se puede escribir

$$R(\nu', \nu) = \gamma_s R^{II}(\nu', \nu) + (1 - \gamma_s) \phi_\nu \phi_{\nu'}, \quad (4.60)$$

con

$$\gamma_s = \frac{\Gamma_{rad}}{\Gamma_{rad} + \Gamma_{stark} + \Gamma_{res} + \Gamma_{vdW}}, \quad (4.61)$$

$\gamma_s$  es la probabilidad de dispersión coherente independiente de la frecuencia, y  $R^{II}(\nu', \nu)$  es la función de redistribución en el marco de referencia en el cual el átomo se encuentra en reposo. La ecuación 4.53 se puede escribir

$$F(\nu) = \frac{\gamma_s}{\phi_\nu} \int [R^{II}(\nu', \nu) - \phi_\nu \phi_{\nu'}] J_{\nu'} d\nu'. \quad (4.62)$$

Adoptando la aproximación de Kneer (1975) para  $R^{II}(\nu', \nu)$ , resulta

$$R^{II}(\nu', \nu) = \langle a \rangle_\nu \psi_{\nu'} \delta(\nu' - \nu) + (1 - a_{\nu', \nu}) \phi_\nu \phi_{\nu'}, \quad (4.63)$$

donde  $\langle a \rangle_\nu = \int a_{\nu', \nu} \phi_{\nu'} d\nu'$ . La relación entre  $a_{\nu', \nu}$  y  $\langle a \rangle_\nu$  asegura que  $\int R^{II}(\nu', \nu) d\nu' = \phi_\nu$ . La función  $a_{\nu', \nu}$  se define de la siguiente manera: tomemos  $x = |\nu - \nu_0|/\Delta\nu_D$ , donde  $\nu_0$  es la frecuencia en el centro de la línea y  $\Delta\nu_D$  es el ancho Doppler. Luego  $a_{\nu', \nu} = f(x)$ , donde  $f$  es cero dentro del centro Doppler de la línea y alcanza el valor 1 en las alas. Kneer (1975) encontró que  $f(x) = 1 - e^{-(x-2)^2/2}$  para  $x \geq 2$  da un perfil de la línea K del Ca II en acuerdo con el perfil observado.

La ecuación 4.62 puede reescribirse como

$$F(\nu) = \gamma_s (\langle a \rangle_\nu J_\nu - \langle a J \rangle_\nu), \quad (4.64)$$

donde  $\langle a J \rangle_\nu = \int a_{\nu', \nu} J_{\nu'} \phi_{\nu'} d\nu'$ . Esto lleva a escribir la función fuente como

$$S_\nu^L = S + \frac{\gamma_s}{1 + \varepsilon} (\langle a \rangle_\nu J_\nu - \langle a J \rangle_\nu). \quad (4.65)$$

En el interior Doppler de la línea  $\langle a \rangle_\nu$  y  $\langle a J \rangle_\nu$  son pequeños de tal manera que  $S_\nu^L \approx S$ . Se obtiene este resultado a través de la línea si  $\gamma_s$  es chico. En las alas  $\langle a \rangle_\nu \rightarrow 1$ ,  $\langle a J \rangle_\nu \rightarrow \bar{J}$ , y de la ecuación 4.52 se obtiene

$$S_\nu^L \rightarrow \frac{\gamma_s J_\nu + (1 - \gamma_s) \bar{J} + \varepsilon B^s}{1 + \varepsilon}, \quad (4.66)$$

lo que lleva a que  $S_\nu^L \approx J_\nu$  en las alas cuando  $\gamma_s$  es cercano a la unidad y  $\varepsilon \ll 1$ . En nuestros cálculos se toma  $\gamma_s = \min \left[ \frac{\Gamma_{rad}}{\Gamma_{rad} + \Gamma_E}, \gamma_{max} \right]$ .

Una descripción detallada del cálculo de  $J_\nu$  puede verse en Vernazza et al. (1981).

## 4.6. El método numérico utilizado

Cuando no puede hacerse la suposición de ETL, para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico es necesario conocer la intensidad media  $\bar{J}_{ij}$  en cada punto de la atmósfera y para cada transición de interés para la especie atómica o molecular en cuestión. Por lo tanto, para cada línea de cada especie se debe elegir una grilla de frecuencias que permita calcular la integral 4.28, y para cada una de estas frecuencias se tiene una ecuación del tipo 4.12 o 4.16. Estas ecuaciones están acopladas con las ecuaciones de equilibrio estadístico 4.34, de las cuales se debe resolver una por cada punto de altura incluido en la grilla.

En el presente trabajo hemos utilizado el código PANDORA, uno de los más completos para el cálculo de modelos de atmósfera, que fue gentilmente cedido por el Dr. E. H. Avrett. Este programa usa el llamado método del átomo equivalente de dos niveles que se describe

a continuación. El método numérico que utiliza este código puede verse en más detalle en Vernazza et al. (1973) y Avrett & Loeser (1987).

Las ecuaciones de equilibrio estadístico 4.34 para los niveles  $i$  y  $j$  ( $i > j$ ) pueden escribirse como

$$n_i (A_{ij} \rho_{ij} + Z_{ij} + X_i) = n_j Z_{ji} + n_1 V_i \quad (4.67)$$

y

$$n_j (Z_{ji} + X_j) = n_i (A_{ij} \rho_{ij}) + Z_{ij} + n_1 V_j, \quad (4.68)$$

donde

$$X_i = \sum_{l=1, l \neq j}^{i-1} A_{il} \rho_{il} + \sum_{l=1, l \neq i, j}^N Z_{il}, \quad (4.69)$$

$$X_j = \sum_{l=1}^{j-1} A_{jl} \rho_{jl} + \sum_{l=1, l \neq i, j}^N Z_{jl}, \quad (4.70)$$

$$V_i = \sum_{l=i+1}^N A_{li} \rho_{li} \frac{n_l}{n_1} + \sum_{l=1, l \neq i, j}^N Z_{lu} \frac{n_l}{n_1}, \quad (4.71)$$

$$V_j = \sum_{l=j+1, l \neq i}^N A_{lj} \rho_{lj} \frac{n_l}{n_1} + \sum_{l=1, l \neq i, j}^N Z_{lj} \frac{n_l}{n_1}, \quad (4.72)$$

y

$$Z_{ij} = C_{ij} + T_{ij}, \quad (4.73)$$

en donde  $C_{ij}$  es la tasa de excitación colisional definida en la ecuación 4.29, y  $T_{ij}$  es la tasa indirecta de transiciones al continuo desde los niveles  $i$  y  $j$  definida en la ecuación 4.20.

Si combinamos las ecuaciones 4.67 y 4.68 multiplicando la primera por  $V_j/(V_i + V_j)$  y la segunda por  $V_i/(V_i + V_j)$  y restando una de la otra obtenemos

$$\frac{n_i}{n_j} (A_{ij} \rho_{ij} + R_d) = \frac{n_i^*}{n_j^*} R_c, \quad (4.74)$$

donde la tasa de destrucción de fotones está dada por

$$R_d = Z_{ij} + \frac{X_i V_j}{V_i + V_j} \quad (4.75)$$

y la tasa de creación de fotones es

$$R_c = \frac{n_j^*}{n_i^*} \left( Z_{ji} + \frac{X_j V_i}{V_i + V_j} \right). \quad (4.76)$$

Reemplazando 4.30 y 4.33 en 4.74 obtenemos

$$A_{ij} \left( 1 - \frac{\bar{J}_{ij}}{S_{ij}} \right) + R_d = \frac{g_i}{g_j} \frac{n_j}{n_i} e^{-h\nu/KT} R_c. \quad (4.77)$$

Utilizando ahora 4.10 y definiendo

$$\varepsilon_{ij} = \frac{R_d - e^{-h\nu/KT} R_c}{A_{ij}} \quad (4.78)$$

y

$$\beta_{ij} = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/KT} \frac{R_c}{R_d - e^{-h\nu/KT} R_c}, \quad (4.79)$$

obtenemos (por simplicidad, dejamos de notar los subíndices  $i$  y  $j$ )

$$S = \frac{\bar{J} + \varepsilon \beta}{1 + \varepsilon}. \quad (4.80)$$

Consideramos ahora la solución de la ecuación de transporte. Tomemos una atmósfera con  $N$  puntos de altura, y una grilla en frecuencia consistente de  $K$  valores. La ecuación de transporte relaciona la intensidad media en el punto  $n$  a la frecuencia  $\nu_k$  con la función fuente total a esa frecuencia en toda la atmósfera, y puede expresarse como

$$J_{nk} = \sum_{m=1}^N W_{nmk}^\Lambda S_{mk}. \quad (4.81)$$

en donde  $n$  y  $k$  son puntos de profundidad en la atmósfera y varían entre 1 y  $N$ . La integral 4.16 ha sido aproximada por la suma de los valores de  $S$  pesados con coeficientes  $W_{nmk}^\Lambda$  apropiados. Estos pesos dependen únicamente de los valores de  $\tau_{mk}$  y de la elección de la aproximación utilizada para calcular  $S(\tau_\nu)$  entre el valor de  $\tau_\nu$  y su siguiente. PANDORA dispone de diferentes representaciones funcionales para  $S$ , encontrándose que la que mejor funciona es aproximar por una parábola a través de los valores  $S(\tau_{n-1,k})$ ,  $S(\tau_{n,k})$  y  $S(\tau_{n+1,k})$  con  $i \neq 1, N$  en el intervalo  $\tau_{n-1,k} \leq \tau_\nu \leq \tau_{n+1,k}$ , y aproximar  $S$  con una función lineal en cualquier otro intervalo (Avrett & Loeser, 2003).

Escribiendo la ecuación 4.28 para  $\bar{J}$  como

$$\bar{J}_n = \sum_{k=1}^K \gamma_{nk} J_{nk}, \quad (4.82)$$

con los coeficientes  $\gamma_{nk}$  normalizados de forma que  $\sum \gamma_{nk} = 1$  y, usando 4.81, reemplazamos en 4.80, obtenemos que

$$S_n = \frac{\sum_{m,k} \gamma_{nk} W_{nmk}^\Lambda S_{mk} + \varepsilon_n \beta_n}{1 + \varepsilon_n}. \quad (4.83)$$

Las ecuaciones 4.82-4.83 dan un conjunto de ecuaciones simultáneas para  $S$  en cada punto de altura.

Por otra parte, de 4.33 y 4.80 resulta que

$$\rho_n = \varepsilon_n \left( \frac{\beta_n}{S_n} - 1 \right). \quad (4.84)$$

Nótese en 4.83 y 4.84 que  $\varepsilon$  y  $\beta$  para una transición dependen de los valores de  $\rho$  para las otras transiciones y de las poblaciones  $n_i$  de los niveles involucrados en la transición.

El método utilizado para iterar en estas ecuaciones es el siguiente: en general se parte de ETL, es decir se supone que  $\rho_{i,j}^0 = 0$  para cada transición, y  $n_i^0 = n_i^{*0}$  para cada nivel,

lo que implica que la función fuente para cada línea es la función de Planck,  $S_{i,j}^0 = B_{i,j}$ . Por lo tanto se puede integrar la ecuación de transporte para calcular la intensidad media  $J_{i,j}^0$ , en las frecuencias necesarias para computar las probabilidades de fotoionización 4.23 y recombinación 4.24 para cada nivel, lo que permite calcular  $\varepsilon_{i,j}^0$  y  $\beta_{i,j}^0$  para cada transición.

Dado este conjunto de valores, calculamos la función fuente  $S_n^1$  para cada transición y en cada punto de altura usando 4.83, los coeficientes de escape  $\rho_n^1$  utilizando 4.84, y las poblaciones de cada nivel  $n_i^1$  invirtiendo las ecuaciones 4.10. Esto completa la primera iteración, y estamos en condiciones de calcular la función fuente en los continuos, calculando  $R_{i,k}^1$  y  $R_{k,i}^1$  y usando estos valores, junto con los obtenidos para  $n_i^1$  y  $\rho_{i,j}^1$  para calcular  $\varepsilon_{i,j}^1$  y  $\beta_{i,j}^1$ , lo que permite obtener un nuevo conjunto de valores para la función fuente.

Una vez completado el proceso iterativo, y conociéndose las poblaciones de cada nivel, se puede resolver la ecuación de transporte para cada frecuencia de interés, obteniéndose así la radiación emergente. Los modelos presentados en este trabajo fueron calculados de este modo, ajustándose la estructura atmosférica (fundamentalmente T versus z) hasta obtener un espectro emergente en acuerdo con las observaciones.

## 4.7. ‘Line Blanketing’

Además del continuo, la opacidad del material estelar contiene la contribución de millones de líneas espectrales, tanto atómicas como moleculares. Las opacidades de transiciones ligado-ligado son significativas en estrellas de todos los tipos espectrales. En el caso de estrellas de tipo solar, los efectos más importantes provienen de líneas de metales neutros o ionizados una vez, y de otros átomos de peso atómico moderado, mientras que en estrellas más frías, dominan las bandas moleculares (CN, CO, H<sub>2</sub>O, etc). La composición química del gas es un parámetro fundamental en el cálculo de la opacidad. Los efectos de las absorciones ligado-ligado sobre una atmósfera estelar es lo que se conoce con el nombre de *line blanketing*, y juega un rol crucial en la determinación de la distribución de energía emergente y la estructura física de la atmósfera. En nuestros modelos se consideran  $58 \times 10^6$  líneas, tanto atómicas como moleculares.

Desde 1965 se ha desarrollado una base de datos de opacidades en atmósferas estelares en el Observatorio Astrofísico Smithsonian, descrito en el trabajo de Kurucz (2006) y referencias citadas en el mismo. Las opacidades de Kurucz, como son comunmente llamadas, son computadas en nuestros modelos para 35093 valores distintos de longitudes de onda en el rango comprendido entre 89.7 y 100000 Å, para 56 valores de temperatura, 21 valores de presión y 5 valores de velocidad. Para reducir el número de puntos en longitud de onda, cada 100 puntos son ordenados de menor a mayor opacidad, y se eligen los puntos número 10, 30, 50, 70 y 90. Estos cinco valores son asignados a frecuencias distribuidas uniformemente sobre el intervalo original respetando en orden de ocurrencia en la muestra original. De esta manera 100 puntos son reemplazados por 5.

Dado que estas líneas no están en equilibrio termodinámico local en la cromósfera, la función fuente será distinta a la función de Planck. Se propone una función fuente  $S_\nu$  dada por (Anderson, 1989)

$$S_\nu = \alpha J_\nu + (1 - \alpha) B_\nu, \quad (4.85)$$

donde  $B_\nu$  es la función de Planck,  $J_\nu$  es la intensidad media, y  $\alpha$  es el albedo por dispersión

$$\alpha = \frac{1}{1 + Q_i}, \quad (4.86)$$

donde  $Q_i$  depende del punto  $i$  de altura en que se calcula, de la longitud de onda y de la temperatura.

## 4.8. Balance de energía

Si no hubiera ni calentamiento ni enfriamiento en la atmósfera estelar por medio de ondas o cualquier otro mecanismo no radiativo, la suma de la energía radiada y absorbida en todas las transiciones en cada punto de la atmósfera sería cero. Por lo tanto, en estado estacionario, la suma de las pérdidas radiativas netas totales como función de la altura en un dado modelo atmosférico indica la cantidad de calentamiento no radiativo necesario para mantener la estructura térmica propuesta. Cuando la integral de la tasa de enfriamiento radiativo total a lo largo de toda la atmósfera y para todas las frecuencias es cero, se tiene el caso de una atmósfera en equilibrio radiativo.

En una transición entre dos estados ligados  $u$  y  $l$ , donde el primero es el de mayor y el segundo el de menor energía, la tasa de enfriamiento radiativo neto es

$$\Phi_{ul} \equiv h \nu [n_u (A_{ul} + B_{ul} \bar{J}) - n_l B_{lu} \bar{J}], \quad (4.87)$$

donde  $n_u$  y  $n_l$  son los números de ocupación, y  $A_{ul}$ ,  $B_{ul}$  y  $B_{lu}$  son los coeficientes de Einstein de emisión, absorción y emisión estimulada respectivamente, definidos en la sección 4.1.

Utilizando la definición del coeficiente de escape 4.33, también puede escribirse

$$\Phi_{ul} = h \nu n_u A_{ul} \rho, \quad (4.88)$$

y haciendo uso de la ecuación 4.57 podemos reescribir el coeficiente de escape como

$$\rho = \varepsilon \left( \frac{B^s}{S} - 1 \right). \quad (4.89)$$

La ecuación 4.89 tiene mejores propiedades numéricas que la 4.57, por lo que es la utilizada para el cálculo de  $\rho$ . La función fuente de la línea  $S_\nu^L$  solo es igual a  $S$  si uno supone redistribución completa para la línea.

La tasa neta de enfriamiento radiativo para una transición ligado-libre, donde el subíndice  $m$  denota el continuo y se utiliza la notación de la sección 4.5, es

$$\Phi_m \equiv n_k (n_m^*/n_k^*) 4 \pi \int_{\nu_m}^{\infty} a_m(\nu) \beta_\nu (\alpha_\nu + J_\nu) d\nu - n_m 4 \pi \int_{\nu_m}^{\infty} a_m(\nu) J_\nu d\nu, \quad (4.90)$$

donde  $\alpha_\nu = 2 h \nu^3/c^2$  y  $\beta_\nu = e^{-h\nu/KT}$ .

Para evaluar la tasa de enfriamiento radiativo total en nuestro caso, se hace uso de 4.87 y 4.90.

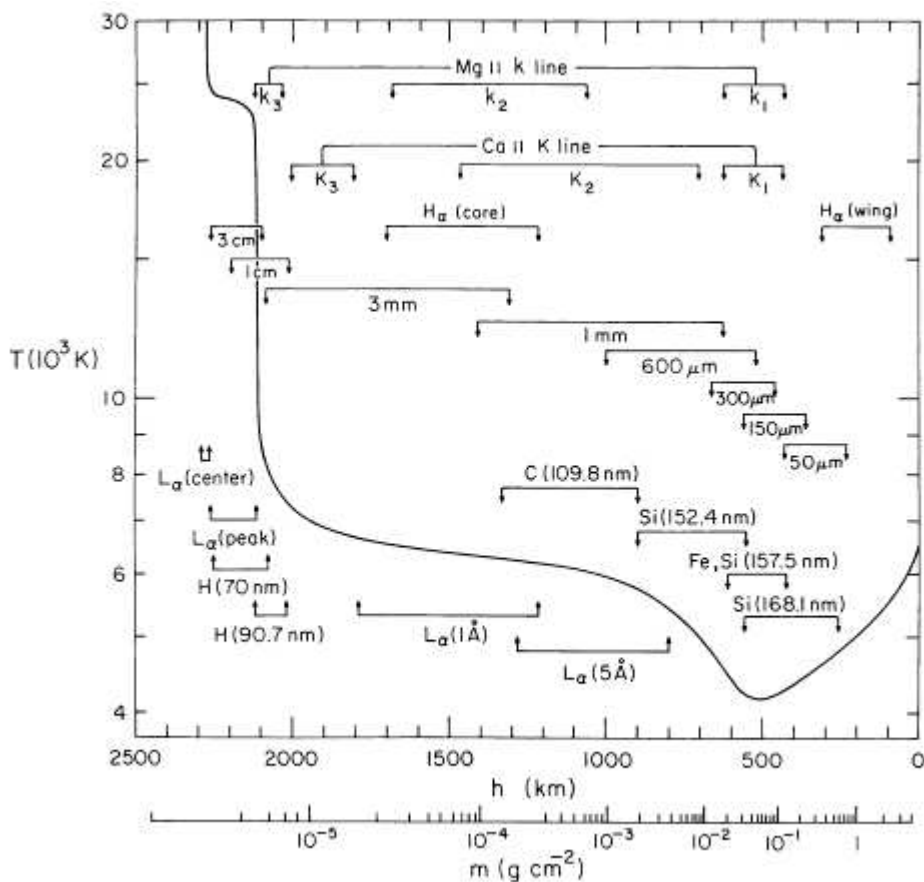


Figura 4.2: Modelo *C* del trabajo de Vernazza et al. (1981) (su Figura 1).

#### 4.9. Modelo de Vernazza, Avrett y Loeser para el Sol

Los modelos semiempíricos de la atmósfera solar más ampliamente usados en los últimos veinte años son los de Vernazza et al. (1981), modificados luego por Fontenla et al. (1993), quienes agregan el fenómeno de difusión ambipolar en la descripción del plasma atmosférico. Estos modelos fueron calculados con el código PANDORA, el mismo que hemos utilizado en la presente tesis. Ambos trabajos utilizan observaciones en el centro del disco, abarcando longitudes de onda desde rayos X hasta radio para obtener la relación de la temperatura con la altura, desde la fotosfera profunda hasta la región de transición entre la cromósfera y la corona para lo que usan la línea  $Ly\alpha$ .

Estos modelos representan diferentes componentes observacionales de la atmósfera solar en estado quiescente: el modelo *A* representa un punto oscuro dentro de una celda, el modelo *B* el centro de una celda promedio, el modelo *C* una región media, el *D* la red cromosférica promedio, el *E* un elemento brillante dentro de la red, y el *F* un elemento muy brillante dentro de la red. Cada una de estas componentes es tratada por separado.

El modelo *C* puede verse en la Figura 4.2, en donde se muestra la estructura de la temperatura con la altura, así como la región de formación de las distintas partes de varias de las líneas más estudiadas.

En Vernazza et al. (1981) se realiza un estudio muy detallado sobre distintas líneas, se



describen los modelos atómicos para las distintas especies usadas, se estudian los valores de los parámetros de redistribución parcial que mejor ajustan las líneas de Ca II, Mg II y  $Ly\alpha$ , y se calcula la tasa de enfriamiento radiativo total en la atmósfera solar para cada componente.

En los modelos realizados en este trabajo y que son descritos en los próximos capítulos, el modelo  $C$  se utilizará como partida para la realización de modelos de otras estrellas.



## Capítulo 5

# La brecha de Vaughan y Preston

---

<sup>(a)</sup> Como se ha explicado en el Capítulo 3, el mayor estudio sobre actividad cromosférica estelar es el llevado a cabo en el Observatorio de Mount Wilson, el cual incluye al presente más de 2200 estrellas en un rango espectral entre F y K. Este estudio usa un espectrómetro de cuatro canales para medir la emisión en el centro de las líneas H y K del Ca II y dos ventanas en el continuo cercano. En analogía con el Sol, la emisión en estas líneas está correlacionada con los campos magnéticos superficiales y, por lo tanto, con la actividad.

Estudios cualitativos de estos datos hechos por Vaughan & Preston (1980) sugirieron que existe una “brecha” en la emisión cromosférica para estrellas en el rango  $0.45 \leq B - V \leq 1.0$ . Por brecha se quiere decir que hay un número relativamente grande de estrellas en este rango de color que tienen o fuerte o débil emisión cromosférica, pero relativamente pocas presentan un nivel de emisión moderado. Durney et al. (1981) y Middelkoop (1982) también proponen la existencia de la brecha en sus estudios de actividad cromosférica.

En el relevamiento de emisión de Ca II en estrellas de tipo solar del hemisferio sur, Henry et al. (1996) también encontraron una distribución bimodal, aunque ellos la consideraron más una zona de transición que una brecha, ya que no observan una ausencia completa de estrellas en este rango de actividad. La Figura 5.1 muestra los resultados de Henry et al. (1996) en un gráfico de  $S_{\text{CaII}}$  en función del índice de color  $B - V$  de la estrella. Puede verse que hay un gran número de estrellas con  $0.1 \leq S_{\text{CaII}} \leq 0.2$  y un número menor de estrellas con  $S_{\text{CaII}} \geq 0.2$ .

Mucho se ha especulado sobre el origen de esta brecha, usualmente llamada en la literatura el “Vaughan-Preston gap”, de aquí en adelante VPG. Por ejemplo, como la actividad cromosférica decrece cuando la edad estelar crece, el VPG podría representar un cambio en la naturaleza de la actividad a una cierta edad estelar. Trabajos sobre esta hipótesis son los de Knobloch et al. (1981) y Soderblom (1983). De igual manera, Hartmann et al. (1984) interpretaron el quiebre en la actividad cromosférica como una fluctuación en la tasa local de nacimiento de estrellas, de tal forma que el VPG resulta de un cambio a una tasa más lenta de nacimiento estelar.

La actividad está íntimamente relacionada con la rotación estelar a través del efecto dínamo, y se supone que éste, por analogía con el caso solar, genera los campos magnéticos

---

<sup>(a)</sup> Este trabajo ha sido publicado en Vieytes & Mauas (2004).

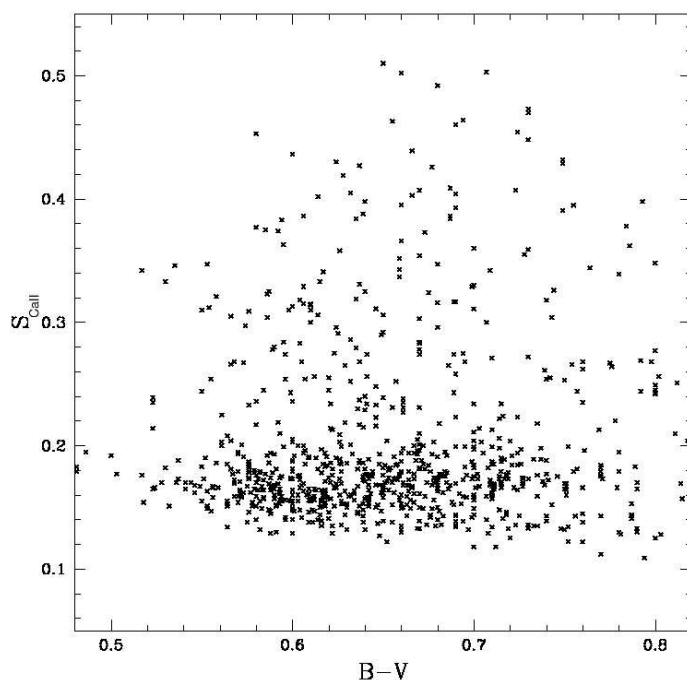


Figura 5.1: Resultados del relevamiento realizado por Henry et al. (1996) para estrellas del hemisferio sur.

superficiales. Una alternativa propuesta por Durney et al. (1981) fue que el VPG puede deberse a un frenado rápido de la rotación en algún punto de la evolución estelar, de tal forma que hay un cierto rango de períodos de rotación que es más difícil de encontrar que el resto, o que hay un cambio abrupto en la eficiencia del dínamo para un dado período de rotación.

Dado que Soderblom (1981) no encuentra evidencia observacional de una brecha en la relación entre la velocidad de rotación y la edad, Durney et al. (1981) proponen una interpretación en términos de la teoría de dínamo. A partir de la emisión de Ca II y su modulación con la rotación estelar encontrada en el relevamiento de Vaughan & Preston (1980), proponen una relación empírica para el número de dínamo  $N_D$  y parámetros estelares como el índice de color  $B - V$  y el flujo en exceso en las líneas H y K del Ca II.

Durney et al. (1981) interpretan el VPG como una transición de un dínamo multimodo a uno de modo simple cuando  $N_D$  decrece. Es decir que a medida que la estrella evoluciona (con  $B - V$  constante), su tasa de rotación decrece *continuamente* a medida que pierde momento angular a través del viento estelar, y el  $N_D$  decrece también *continuamente*. Cuando  $N_D$  alcanza el valor crítico  $N_D^c$ , la morfología del campo cambia drásticamente de una morfología multimodo compleja a una más sencilla de modo simple, generando una discontinuidad en la emisión cromosférica. Los autores concluyen que si esta interpretación es correcta, debería encontrarse una discontinuidad en un gráfico del índice  $S_{CaII}$  en función del período de rotación. Otros trabajos que explican el VPG en términos del dínamo estelar son los de Soon et al. (1993) y Baliunas et al. (1996).

Entre las varias correlaciones entre la actividad y la rotación estelar estudiadas en las últimas dos décadas, una de las más interesantes es la propuesta por Noyes et al. (1984) entre

el flujo cromosférico en las líneas H y K del Ca II normalizadas con el flujo bolométrico y el número de Rosby. Este número está definido como el cociente del período de rotación de una estrella y el tiempo de correlación de la turbulencia que representa la vida de un vórtice en la zona convectiva,  $\tau_c$ , el cual depende empíricamente del índice de color  $B - V$ . Basado en un modelo de dínamo distribuido que opera en la zona convectiva, Noyes et al. (1984) propusieron, a través de argumentos de escala simples, que el número de Rosby se relaciona con el número de dínamo de acuerdo a  $N_D \sim Ro^{-2}$ . En ese trabajo no se encontraron evidencias de una discontinuidad en la emisión cromosférica con el período de rotación o con el número de Rosby como esperaban Durney et al. (1981).

Brandenburg et al. (1998) también propusieron un quiebre en el período de rotación en una edad de 2-3 Gaños, lo que coincide aproximadamente con el VPG. Rocha-Pinto & Maciel (1998) sugirieron que la transición de estrellas activas a inactivas a través del VPG está relacionada con un cambio abrupto en la distribución de metalicidad de estas estrellas.

Más recientemente, Montesinos et al. (2001) estudiaron nuevamente la relación entre el número de Rosby y la emisión del Ca II en una muestra de estrellas de tipo F, G y K, utilizando un modelo más actual de dínamo. En este modelo la amplificación del campo toroidal por la rotación diferencial y la producción del campo poloidal a partir del toroidal por turbulencia, se producen en capas adyacentes en la base de la zona convectiva. Encuentran que la sencilla relación  $N_D \sim Ro^{-2}$  debe reescribirse como

$$N_D \sim Ro^{-2} \left( \frac{\Delta\Omega r L}{\nu \Omega d^2} \right), \quad (5.1)$$

donde  $\Omega$  es la velocidad angular,  $\Delta\Omega$  es la rotación diferencial,  $r$  es el radio de la tacoclina,  $L$  es la escala característica de variación de la velocidad angular en la capa por debajo de  $r$ ,  $\nu$  es el cociente entre las difusividades en las dos capas (por encima y por debajo del radio de la tacoclina), y  $d$  es una longitud característica para la convección en la capa sobre  $r$ . La cantidad entre paréntesis es adimensional y la consideran constante para las estrellas consideradas. Concluyen que para una dada velocidad angular  $\Omega$ , la rotación diferencial  $\Delta\Omega$  es menor para estrellas de tipo espectral más temprano (tipo F) que para más tardías (tipo K). Tampoco en este caso encuentran evidencia de una discontinuidad.

En el trabajo que se describe en este capítulo, se investigó la respuesta de la emisión del Ca II al cambiar la estructura térmica de la cromósfera estelar, ya que el cambio abrupto en la emisión que implica el VPG puede no ser debido a una discontinuidad en el calentamiento cromosférico, sino a la respuesta de las líneas H y K del Ca II a este calentamiento.

## 5.1. Los modelos

Para investigar la respuesta de las líneas del Ca II a los cambios en la estructura de la cromósfera inducidos por la actividad estelar, construimos un conjunto de modelos cromosféricos para estrellas que tuvieran, en teoría, la misma estructura fotosférica que el Sol pero diferentes niveles de actividad. Es muy importante aclarar que los modelos en principio no corresponden a una estrella en particular, salvo el modelo de partida que corresponde al Sol en su estado quiescente. El modelo utilizado es el modelo C de Vernazza et al. (1981), con las modificaciones realizadas en la región del mínimo de temperatura y en la región de

transición por Fontenla et al. (1993). Los detalles de este modelo se explicaron en la Sección 4.9.

A partir de este modelo, generamos modelos de cromósferas más activas que la del Sol corriendo rígidamente hacia adentro la temperatura en función de la *columna de masa*, a partir de la región del mínimo de temperatura. Bajo la suposición de equilibrio hidrostático, el peso de las capas subyascentes es soportado por la presión total, que es la suma de la presión del gas y la presión de radiación, según

$$p_{tot} = p_{gas} + p_{rad} = NkT + \frac{4\pi}{c} \int K_{\nu} d\nu \quad (5.2)$$

donde, en la notación de la Sección 4.1,  $K_{\nu} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(z, \mu, \nu, t) \mu^2 d\mu$ . El balance de la presión total es lo que determina la estructura de densidad que posee el medio en cuestión.

En la ecuación 4.1, la densidad de masa (en unidades de  $\text{g cm}^{-3}$ ) puede ser escrita como

$$\rho = (N - n_e) m_H \sum_k \alpha_k A_k \equiv (N - n_e) m, \quad (5.3)$$

donde  $N$  denota la densidad numérica total,  $n_e$  la densidad numérica de electrones,  $m_H$  la masa de un átomo de hidrógeno,  $A_k$  el peso atómico de la especie química  $k$  con fracción de abundancia  $\alpha_k$ . Se define la columna de masa en unidades de  $\text{g cm}^{-2}$ , y medida desde afuera hacia adentro como

$$dm = \rho dz. \quad (5.4)$$

Utilizando las ecuaciones 5.3 y 5.4, la relación entre la altura en la atmósfera y la columna de masa resulta

$$\log(m) = (N - n_e)z + cte, \quad (5.5)$$

en donde la *cte* depende de las condiciones de contorno y tiene en cuenta el cambio de base de logaritmo natural a decimal.

En la Figura 5.2 se muestran algunos de los modelos obtenidos para variaciones de la columna de masa ( $\Delta \log(m)$ ) de 0.3, 0.6, 0.9, 1.2, y 1.5. Esta forma de construir modelos artificiales de cromósferas activas de estrellas de tipo solar, ha sido utilizado anteriormente en diferentes estudios de actividad estelar. Ejemplos de los mismos pueden verse en Andretta & Giampapa (1995) y otras referencias citadas en este trabajo. Este método, esencialmente, incrementa la cantidad de material en la cromósfera, y tiene la ventaja de reducir el número de parámetros libres que caracterizan el nivel de actividad a solo uno, la cantidad  $\Delta \log(m)$  por la cual la estructura térmica de la atmósfera ha sido corrida, o, alternativamente, el valor de  $m_c$  que da la ubicación de la región de transición.

Una vez que la tabla de temperatura versus columna de masa fue construida de la manera explicada, se calcularon los modelos de atmósfera de manera autoconsistente, suponiendo equilibrio hidrostático. Como se explicó en el capítulo anterior, resolvimos simultáneamente las ecuaciones de transporte de radiación y equilibrio estadístico para el átomo de hidrógeno, obteniendo la densidad total y la densidad electrónica a cada altura, así como las poblaciones fuera del equilibrio termodiámico local (NLTE). Para esto se utilizó el código Pandora, que fue descrito en el Capítulo 4.

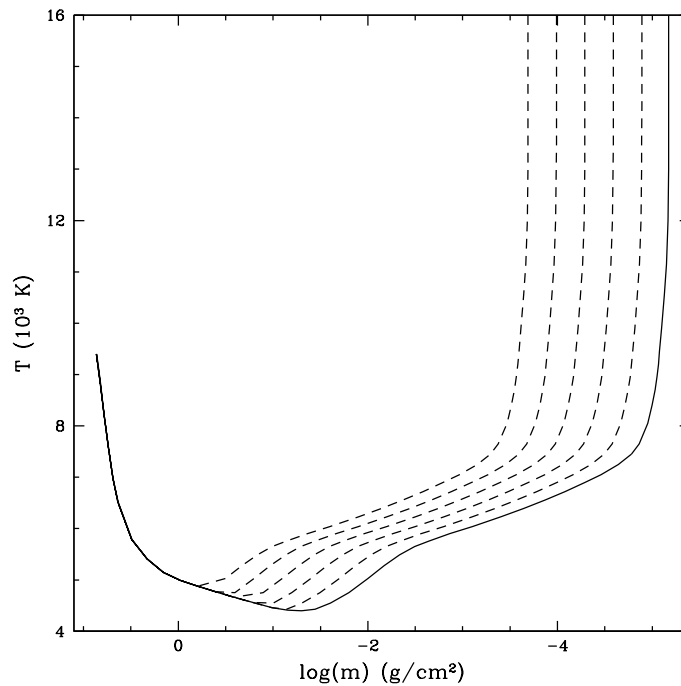


Figura 5.2: Modelos generados, a partir del modelo C para el Sol (línea llena), de estrellas con mayor nivel de actividad (línea de rayas) en donde  $\Delta \log(m) = 0.3, 0.6, 0.9, 1.2, \text{ y } 1.5$ .

Finalmente, se calcularon las poblaciones de los niveles de energía que generan las líneas H y K del Ca II. El modelo atómico de hidrógeno neutro utilizado consta de 15 niveles y el de calcio una vez ionizado de 5 niveles. Detalles de los modelos atómicos pueden verse en Falchi & Mauas (1998). En particular, se calcularon los perfiles de las líneas H y K del Ca II usando el formalismo de redistribución parcial (PRD) que fue explicado en el capítulo anterior. La importancia de utilizar PRD para estudiar esta línea fue demostrada por Falchi & Mauas (1998) que encontraron que si se supone redistribución completa (CRD) el mínimo  $K_1$  es dos veces más intenso que el calculado usando PRD.

A partir de los perfiles sintéticos calculamos el índice  $S_{\text{CaII}}$  de manera similar al índice observado en el Observatorio de Mount Wilson. Como se explicó en el Capítulo 3,  $S_{\text{CaII}}$  está definido como el cociente del flujo en dos filtros triangulares de  $1.09 \text{ \AA}$  de ancho a mitad de altura, centrados en las líneas H y K, con dos bandas de continuo de  $20 \text{ \AA}$  cada una centradas en  $3901 \text{ y } 4001 \text{ \AA}$ . En este trabajo se reprodujo el resultado obtenido con los filtros integrando el flujo calculado con una función triangular con el ancho correcto, y dividiendo por el flujo solar en la misma región del continuo que los filtros de Mount Wilson. El flujo solar del continuo fue obtenido del atlas solar de Brault & Neckel (1999).

## 5.2. Resultados

Los resultados obtenidos en este trabajo se muestran en la Figura 5.3, en donde se grafica el valor calculado del índice  $S_{\text{CaII}}$  en función del  $\Delta \log(m)$ . Se puede observar de la figura que el índice de actividad tiene un comportamiento bimodal: desde el modelo de Sol en estado

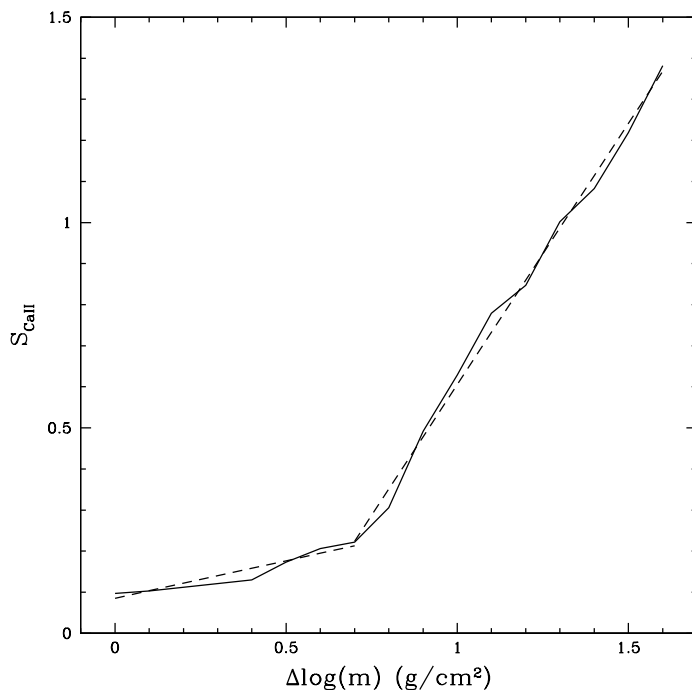


Figura 5.3: Respuesta del índice  $S_{CaII}$  en los diferentes modelos de la Figura 5.2. En línea de puntos se muestra el ajuste lineal para los dos regímenes explicados en el texto.

quiescente al modelo con  $\Delta \log(m) = 0.7$ ,  $S_{CaII}$  varía siguiendo una relación lineal dada por

$$S_{CaII} = 0.19 \Delta \log(m) + 0.085, \quad (5.6)$$

con un coeficiente de correlación lineal  $r = 0.958$ . A partir de este punto, la relación sigue siendo lineal pero la pendiente de la misma cambia y se hace mayor, obteniéndose en el ajuste

$$S_{CaII} = 1.27 \Delta \log(m) - 0.66, \quad (5.7)$$

con  $r = 0.997$ . El siguiente modelo, con  $\Delta \log(m) = 0.8$ , ya se encuentra por arriba del VPG, con  $S_{CaII} = 0.31$ . Ambos ajustes se muestran en la Figura 5.3 con línea de puntos.

Este cambio en el comportamiento puede explicar por qué hay un número más grande de estrellas con  $S_{CaII} \leq 0.2$ , ya que todas las estrellas que tienen  $\Delta \log(m) < 0.7$  están en esta región, y las estrellas que tienen  $\Delta \log(m) > 0.8$  ya tienen un  $S_{CaII} > 0.2$ .

Como se puede ver en la Figura 5.2, en los modelos que construimos la cromósfera cambia de manera global: tienen diferente temperatura en el mínimo, diferente posición de la primera subida cromosférica hacia el plateau, diferente temperatura en el plateau, y poseen la región de transición en una posición distinta. Para estudiar cuáles de estos cambios en los modelos son responsables del comportamiento del índice  $S_{CaII}$ , se construyeron varios conjuntos de modelos en los que se realizó un único cambio a la vez en la estructura de la atmósfera.

El procedimiento fue el siguiente. A partir del modelo C del Sol en estado quiescente en un caso, y luego comenzando del modelo que se encuentra justo por debajo de la brecha de Vaughan y Preston para otro, se construyeron seis conjuntos de modelos. Un conjunto fue generado corriendo hacia adentro la región de transición, otro se construyó corriendo



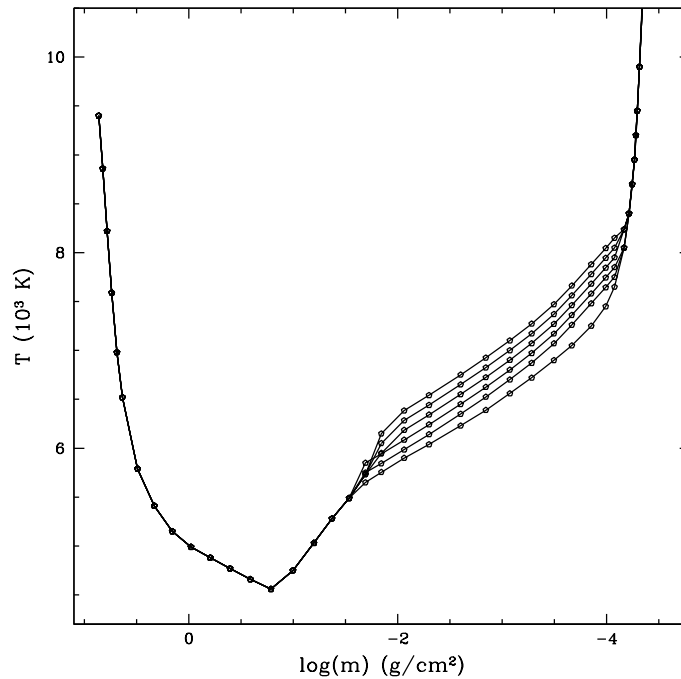


Figura 5.4: Modelos generados a partir del modelo que se encuentra justo por debajo de la VPG, en los que se cambia la temperatura del plateau cromosférico.

hacia adentro el plateau cromosférico, lo que equivale a incrementar la temperatura en esta zona. En otro de los conjuntos se corrió hacia adentro la primera subida cromosférica, lo que también significa un aumento en la temperatura del mínimo. A modo de ejemplo, en la Figura 5.4 se muestran los modelos en los cuales se cambia la temperatura del plateau, y en la Figura 5.5 los modelos en los que se modifica el mínimo de temperatura y la primera subida cromosférica.

Luego calculamos el valor del índice  $S_{CaII}$  para los seis conjuntos de modelos. Los resultados de temperatura obtenidos de este cálculo se graficaron versus  $\Delta \log(m)$  tal como se muestra en las Figuras 5.6 y 5.7.

Por ejemplo, en la Figura 5.6 se grafican los valores computados del índice  $S_{CaII}$  para los tres conjuntos construidos a partir del modelo de Sol quieto, en función del desplazamiento  $\Delta \log(m)$  de dicho modelo. Puede verse que para todos estos modelos con actividad poco mayor a la solar, ni el desplazamiento de la región de transición ni el calentamiento del plateau cromosférico afectan el valor de  $S_{CaII}$ , lo que casi únicamente depende de la estructura de la región del mínimo de temperatura.

La Figura 5.7 es un gráfico similar, pero en este caso el modelo de partida es el que está inmediatamente por debajo de la VPG, con  $\Delta \log(m) = 0.7$ . Para facilitar la comparación entre las figuras, las escalas son las mismas en ambas. Es importante notar que, a diferencia del caso anterior, cada uno de estos tres cambios posibles afectan el valor de  $S_{CaII}$ . El cambio en la posición de la región de transición es tan efectivo como el cambio en la estructura de la región del mínimo de temperatura en el caso anterior. A su vez, los cambios de temperatura en esta zona y en el plateau cromosférico son el doble de importantes. Este resultado sugiere que

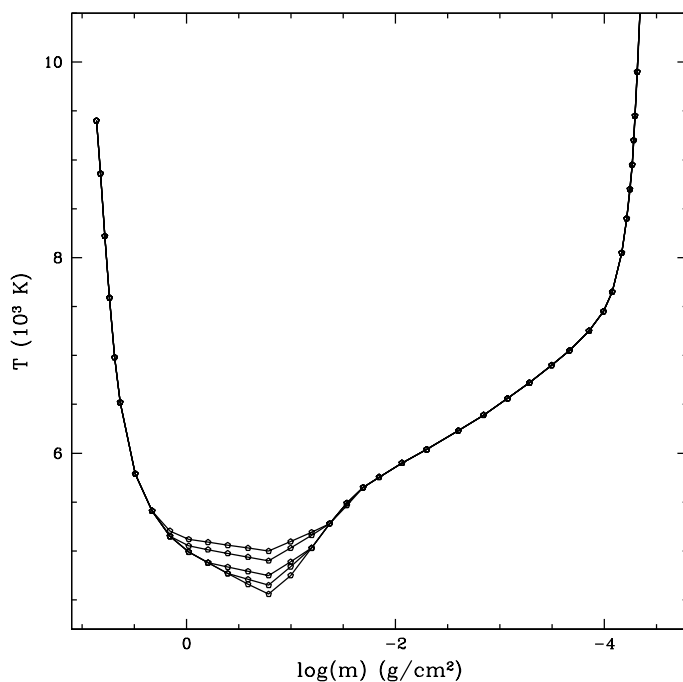


Figura 5.5: Modelos generados a partir del modelo que se encuentra justo por debajo de la VPG, en los que se cambia la temperatura del mínimo y la primera subida cromosférica.

el primer cambio en la estructura térmica de la atmósfera al aumentar el nivel de actividad, es en la región del mínimo de temperatura, y luego en el resto de la atmósfera.

Considerando que los resultados en la Figura 5.3 son el efecto combinado de todos estos cambios, puede ser fácilmente entendible el por qué del cambio en el comportamiento. Por este motivo la Figura 5.3 resume el resultado principal de este trabajo. En ella se muestra que la respuesta de las líneas de emisión H y K del Ca II es no lineal a través del rango de actividad observado. En particular, el índice  $S_{CaII}$  construido en Mount Wilson a partir de estas líneas, tiene un quiebre en  $S_{CaII} \approx 0.2$ , en donde cambia abruptamente la pendiente, la cual se incrementa por un factor 6.

Este comportamiento sugiere que la existencia de la VPG no es debida a una discontinuidad en la respuesta de la actividad con la rotación o la edad, o de la tasa de formación de estrellas en el pasado, sino que se debe a la respuesta de las líneas de emisión H y K del Ca II al calentamiento cromosférico.

Para corroborar esta suposición, calculamos la distribución de los valores de  $S_{CaII}$  de nuestros modelos, bajo la suposición que todos los modelos computados tienen igual probabilidad de ocurrir en la naturaleza. En la Figura 5.8 los resultados, normalizados convenientemente, se comparan con la distribución de la muestra de Henry et al. (1996) que se puede ver en la Figura 5.1, la cual posee más de 900 observaciones. Es notable el acuerdo que se obtiene entre ambas distribuciones.

Bajo la suposición de que diferentes cantidades de calentamiento cromosférico tienen la misma probabilidad, obviamente hasta una cierta cantidad dada por el modelo más activo con  $S_{CaII} = 0.6$  (es decir, el modelo con  $\Delta \log(m) \approx 1$ ), se puede explicar la distribución de

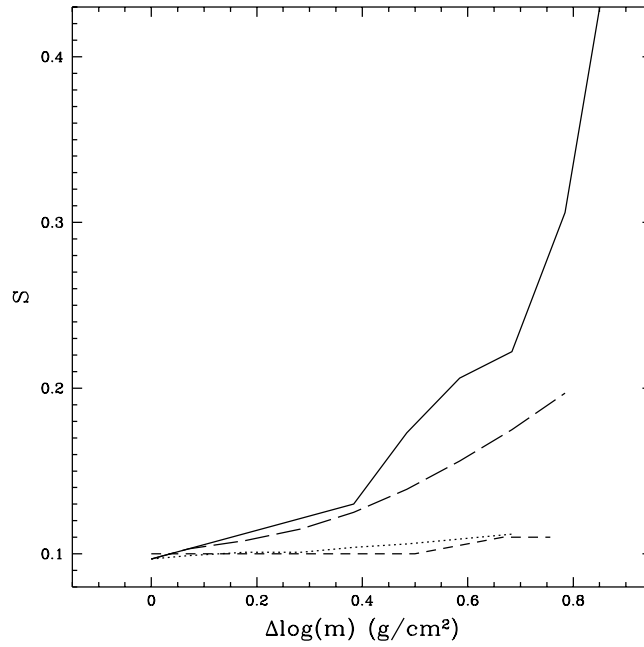


Figura 5.6: Respuesta del índice  $S_{CaII}$  en los diferentes modelos cambiando localmente la estructura atmosférica. La línea llena es la misma curva de la Figura 5.3. La línea punteada, la de rayas cortas y la de rayas largas representan modelos construídos corriendo hacia adentro el plateau cromosférico, la región de transición o la primera subida cromosférica por  $\Delta \log(m)$  a partir del modelo de Sol quieto.

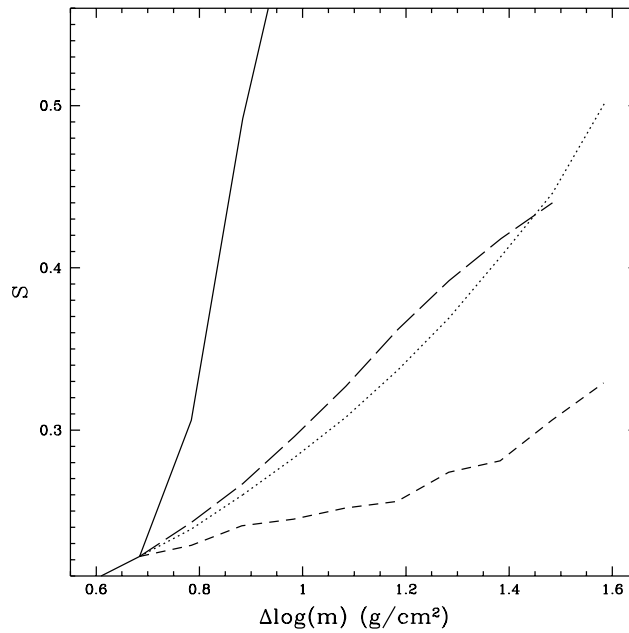


Figura 5.7: Esta figura es similar a la Figura 5.6, pero el modelo de partida es el que está justo por debajo de la VPG.

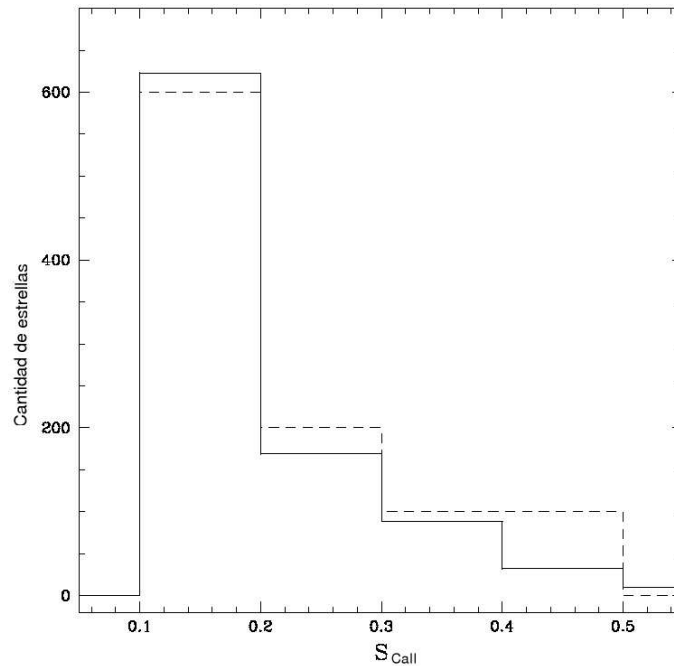


Figura 5.8: Comparación del histograma de valores de  $S_{CaII}$  del relevamiento de Henry et al. (1996) (línea llena) con el histograma obtenido a partir de nuestros modelos (línea rayada), convenientemente normalizado.

estrellas en la muestra.

Otro dato de relevancia en este estudio es que el valor de  $S_{CaII}$  en donde el quiebre ocurre,  $S_{CaII} \approx 0.2$ , es el valor que separa regiones solares activas e inactivas (Labonte, 1986). También, en un estudio observacional de los perfiles de las líneas H y K, Cincunegui & Mauas (2002) encontraron que este valor es el umbral entre las estrellas moderadamente activas, con las líneas de Ca II en emisión, y las estrellas inactivas, con estas mismas líneas en absorción.

Como se mencionó antes, este trabajo fue realizado calculando modelos de estrellas de tipo espectral G ficticias con las mismas características del Sol, ya que todos los modelos son modificaciones del modelo solar C, y suponiendo que todos los cambios en la estructura atmosférica son equiprobables. Para estudiar más en profundidad cuáles son los cambios que se manifiestan en la estructura de una estrella con la actividad, sería necesario contar con una grilla de modelos de estrellas reales, incluyendo modelos de estrellas menos activas que el Sol, las cuales no fueron incluidas en el cálculo presentado en este capítulo, pero que si están presentes en el relevamiento de estrellas de tipo solar del hemisferio sur de Henry et al. (1996).

En esta dirección, se seleccionaron nueve estrellas reales con características similares al Sol y con distintos niveles de actividad. El modelado de la cromósfera estelar de estas estrellas es el objeto del próximo capítulo.

## Capítulo 6

# Actividad cromosférica en estrellas de tipo G

---

Como se ha descrito en capítulos anteriores, el Sol es una estrella que presenta un nivel de actividad bajo cuando se la compara con otras estrellas del mismo tipo espectral. En este capítulo se estudia la influencia de la actividad magnética en la estructura de la cromosfera para el Sol y un conjunto de análogos solares<sup>(a)</sup>.

### 6.1. Las estrellas elegidas

Con el objeto de estudiar los cambios en la estructura cromosférica con el nivel de actividad, se calcularon modelos de atmósfera del Sol como estrella y nueve estrellas del mismo tipo espectral. Las estrellas seleccionadas tienen colores similares a los solares y, por lo tanto, similares estructuras fotosféricas, y pueden ser consideradas como análogos solares puesto que comparten algunas de las características con el Sol, según se definió en la sección 3.3.1. Estas estrellas presentan diferentes niveles de actividad cromosférica, presumiblemente debido a diferentes edades y/o períodos de rotación.

Todas las estrellas de la muestra forman parte de un catálogo de estrellas enanas tardías del Hemisferio Sur, que cubre el rango entre F6 y M5, publicado por Cincunegui & Mauas (2004).

En la Tabla 6.1 se muestran algunos de los parámetros estelares. Las dos últimas columnas muestran el valor medio de  $S_{\text{CaII}}$  obtenido en el Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO, Henry et al., 1996) y a partir de nuestros espectros (Cincunegui & Mauas, 2004).

Nuestras observaciones fueron obtenidas con el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), ubicado en la provincia de San Juan. El espectrógrafo utilizado es el REOSC, diseñado para trabajar entre 3500 y 7500 Å, y el detector usado es el TEK CCD de 1024 x 1024 pixels. La resolución espectral varía entre 0.141 y 0.249 Å por pixel ( $R = \lambda/\delta\lambda \simeq 26400$ ). En Cincunegui & Mauas (2004) se pueden encontrar más detalles sobre las observaciones y la reducción de los datos.

En el cálculo de  $S_{\text{CTIO}}$ , Henry et al. (1996) utilizaron el espectrógrafo Cassegriano en el telescopio de 1.5 m en CTIO. Debido a la baja resolución instrumental ( $\lambda/\Delta\lambda \approx 2500$ ) la

---

<sup>(a)</sup>El trabajo descrito en este capítulo fue publicado en Vieytes et al. (2005).

HD	<i>T. espectral</i>	<i>B</i> − <i>V</i>	<i>U</i> − <i>B</i>	[Fe/H]	<i>S</i> <sub>CTIO</sub>	<i>S</i> <sub>CM</sub>	<i>P</i> <sub>rot</sub> (días)
Sol	G2 V	0.65	0.195	0	0.179	—	25
189567	G3 V	0.64	0.07	-0.30	0.238	0.17	—
197076	G5 V	0.63	0.09	—	—	0.19	19
172051	G5 V	0.63	0.17	—	0.181	0.19	25
146233	G2 Va	0.65	0.16	0.05	—	0.19	—
19467	G3 V	0.65	0.15	—	—	0.16	—
20766	G2.5 V	0.64	0.08	-0.22	0.245	0.25	—
30495	G3 V	0.64	0.13	-0.13	0.286	0.34	12
1835	G3 V	0.67	0.22	-0.01	0.344	0.35	8
202917	G5 V	0.65	—	—	0.743	0.76	—

Tabla 6.1.: Características de las estrellas elegidas (de Cincunegui & Mauas 2004). Las dos últimas columnas dan el valor de  $S_{CaII}$  medido por Henry et al. (1996) en CTIO y por Cincunegui & Mauas (2004) en CASLEO.

banda HK fue elegida con un ancho de 3.28 Å (4 pixels). Para calibrar sus observaciones con las de Mount Wilson, usaron 22 estrellas de calibración, con más de 100 observaciones en Mount Wilson y con niveles de actividad casi constante.

Para calcular  $S_{CaII}$  en nuestro caso, se observaron 18 de estas estrellas de calibración en varios turnos de observación (típicamente entre 8 y 12 observaciones de cada estrella), y se integraron los flujos en dos bandas centradas en las líneas H y K del Ca II, usando una función peso que simula el perfil instrumental de Mount Wilson. También se midió el flujo promedio en dos bandas del continuo cercano, y se calculó un índice  $S'$  como el cociente entre los flujos pesados en el centro de las líneas y el flujo promedio en el continuo. Para cada estrella de calibración se promedió el valor de  $S'$ . Por último, se ajustaron los índices obtenidos con los de Mount Wilson, encontrando la siguiente recta de calibración

$$S_{CaII} = 1.277 S' - 0.002. \quad (6.1)$$

Los perfiles solares utilizados fueron tomados del Atlas solar FTS (Brault & Neckel, 1999). Estas observaciones muestran el flujo solar promedio en el disco, y fueron obtenidas en el Kitt Peak Observatory en 1987, cuando el Sol estaba en su mínimo nivel de actividad.

## 6.2. Los modelos

Se construyó un modelo atmosférico para cada estrella de la muestra. Como se explicó en el capítulo 4, se supone una atmósfera en una dimensión, plano paralela y en equilibrio hidrostático. Para el caso planteado, se resolvieron simultáneamente las ecuaciones de equilibrio hidrostático, de transporte de radiación y de equilibrio estadístico, usando el código Pandora.

A diferencia de los modelos construidos en el Capítulo 5, en estos modelos se pretende ajustar observaciones de estrellas reales, por lo que es necesario tener en cuenta, además del H y el Ca II, otros átomos presentes en la atmósfera. Con este fin se computaron autoconsistentemente poblaciones fuera del equilibrio termodinámico local (NLTE), de H con un modelo de 15 niveles, He I con 13 niveles, 6 niveles de He II, 15 de Fe I, 8 de Ca I, 5 de Ca II, 7 de Mg I, 6 de Mg II, 21 de Si I, 8 de Na I y 6 de Al I. Del modelo terminado, se computaron los perfiles emitidos de las líneas H y K del Ca II y de la serie de Balmer, en particular  $H\beta$ . Estos

perfiles se compararon con los perfiles observados, y se realizaron modificaciones al modelo hasta encontrar un ajuste satisfactorio entre las observaciones y los perfiles calculados.

La cantidad de información utilizada como diagnóstico para construir un modelo atmosférico es un parámetro crítico del mismo. Tratar de reproducir un único perfil de alguna línea, por ejemplo en la cromósfera son muy usadas las H y K del Ca II o  $H\alpha$ , lleva a un conjunto muy amplio de modelos posibles. En algunos casos también se utiliza como parámetro de ajuste el flujo integrado de alguna línea, lo que también restringe muy poco los modelos resultantes.

Una manera de acotar el número de modelos resultantes y hacer que sean más confiables al momento de estudiar las variables físicas de la estructura atmosférica encontrada, es combinar el ajuste de varias líneas espectrales que se formen a diferentes alturas en la atmósfera, pero de tal manera que en algún punto de la misma se superpongan entre sí, permitiendo que los cambios realizados para ajustar un perfil contengan también el ajuste del otro.

En este trabajo se utilizaron las líneas H y K del Ca II y  $H\beta$  para comprobar los modelos. Estas líneas fueron elegidas por ser sensibles a la actividad y porque sus perfiles se forman en distintas regiones de la atmósfera. Las alas de todas estas líneas tienen como región de formación la fotosfera. Los mínimos de absorción  $K_1$  (ver Figura 2.8) y  $H_1$  (el análogo al  $K_1$  pero de la línea H) del Ca II se forman en la región del mínimo de temperatura. La primera subida cromosférica y el principio del plateau cromosférico es la región de formación de los máximos de emisión  $K_2$  y  $H_2$  del Ca II. Los centros en absorción del hidrógeno y del Ca II ( $K_3$  y  $H_3$ ) se forman desde el plateau cromosférico hasta la región de transición. Ajustando el perfil de flujo en estas líneas se puede inferir de manera confiable una estructura atmosférica.

Hay que tener en cuenta que un modelo exitoso debería reproducir otros perfiles de línea que no hayan sido usados para su construcción. En este caso, luego de que los modelos estaban terminados se comprobaron comparando los perfiles sintéticos de las líneas b del Mg I y la D del Na I con las observaciones.

El primer paso fue construir un modelo para el Sol, basado en los mismos perfiles utilizados para los modelos estelares. El modelo más ampliamente utilizado de la cromósfera solar en su estado quiescente es, como se explicó en el Capítulo 4, el modelo C de Vernazza et al. (1981) modificado luego por Fontenla et al. (1993), que fue construido para una región media de la superficie solar ajustando la intensidad en el continuo ultravioleta y de microondas, la emisión en las alas del Ca II y la línea  $Ly\alpha$ . El modelo no fue construido para reproducir un perfil de línea específico en detalle. Dado que en este trabajo se intenta reproducir los perfiles de las líneas  $H\beta$  y las H y K del Ca II en análogos solares, para poder comparar dichos modelos con el del Sol fue necesario construir un nuevo modelo solar que reproduzca las mismas líneas, y que considere al Sol como estrella.

El modelo obtenido se muestra en la Figura 6.1, en la que se compara con el modelo C de Fontenla et al. (1993). Ambos modelos son muy similares, aunque el nuestro (en línea llena) es un poco más caliente en la región del mínimo de temperatura y en la zona superior del plateau cromosférico, y la región de transición está ubicada 35 km más adentro. Los perfiles computados con nuestro modelo se muestran en la Figura 6.2, donde se nota el excelente ajuste que se logró.

Para reproducir las asimetrías observadas en el perfil K del Ca II, se incluyó un campo de velocidades macroscópico en la región del plateau cromosférico, que se muestra en la Figura 6.3 junto a los modelos estelares.

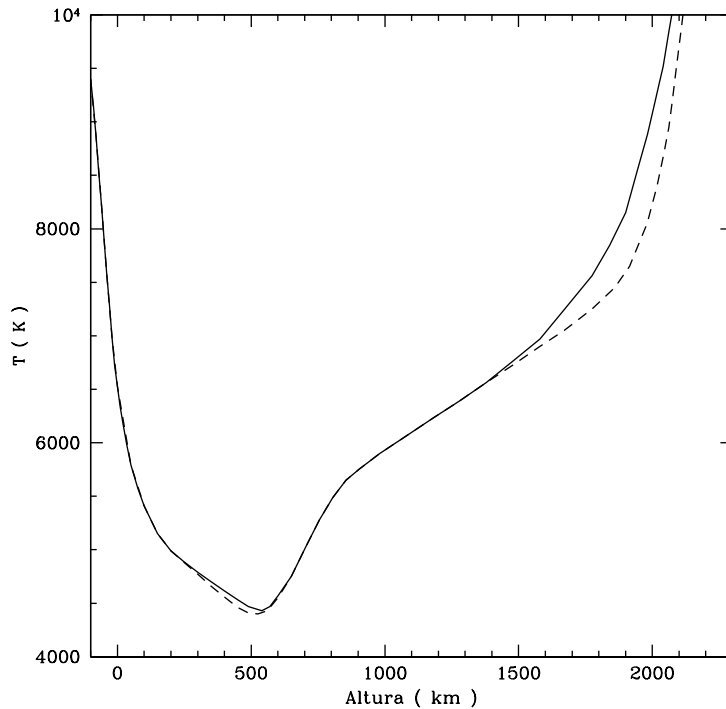


Figura 6.1: Nuestro modelo para el Sol como estrella (línea llena). Como referencia, mostramos el modelo C de Fontenla et al. (1993) (línea de rayas).

Para construir los modelos de las otras estrellas se partió del modelo solar. Se realizaron la menor cantidad de cambios al mismo necesarios para reproducir los perfiles, con la intención de no sobreinterpretar los datos. En el caso de las otras estrellas también se incluyó, en el caso que hiciera falta, un campo de velocidades macroscópico como en el modelo solar.

En la Figura 6.3 se muestran los modelos para todas las estrellas. En la Figura 6.3a se observa que en los modelos para las estrellas menos activas, incluyendo al Sol, el principal cambio en la estructura atmosférica a medida que se incrementa el nivel de actividad se produce en la región del mínimo de temperatura, mientras que el plateau cromosférico y la posición de la región de transición es la misma para todas estas estrellas. Este resultado es acorde con lo obtenido en el capítulo anterior para los modelos con  $S_{CaII} \leq 0.2$ .

Por otro lado, para el grupo de estrellas más activas, a medida que crece el nivel de actividad cambia toda la estructura atmosférica, principalmente la alta cromósfera y la posición de la región de transición. El campo de velocidades macroscópico se muestra en el panel superior de la Figura 6.3, donde se puede distinguir entre los dos grupos de estrellas. Las estrellas menos activas poseen velocidades de entre 5 y 10  $\text{km seg}^{-1}$  en la zona del plateau cromosférico, mientras que las más activas muestran velocidades entre 15 y 20  $\text{km seg}^{-1}$  y la zona del mínimo de temperatura también se ve afectada por estas velocidades. En este último caso, la intensidad del campo de velocidades resulta independiente del nivel de actividad.

Los perfiles resultantes son comparados con las observaciones en las Figuras 6.9 a 6.17.



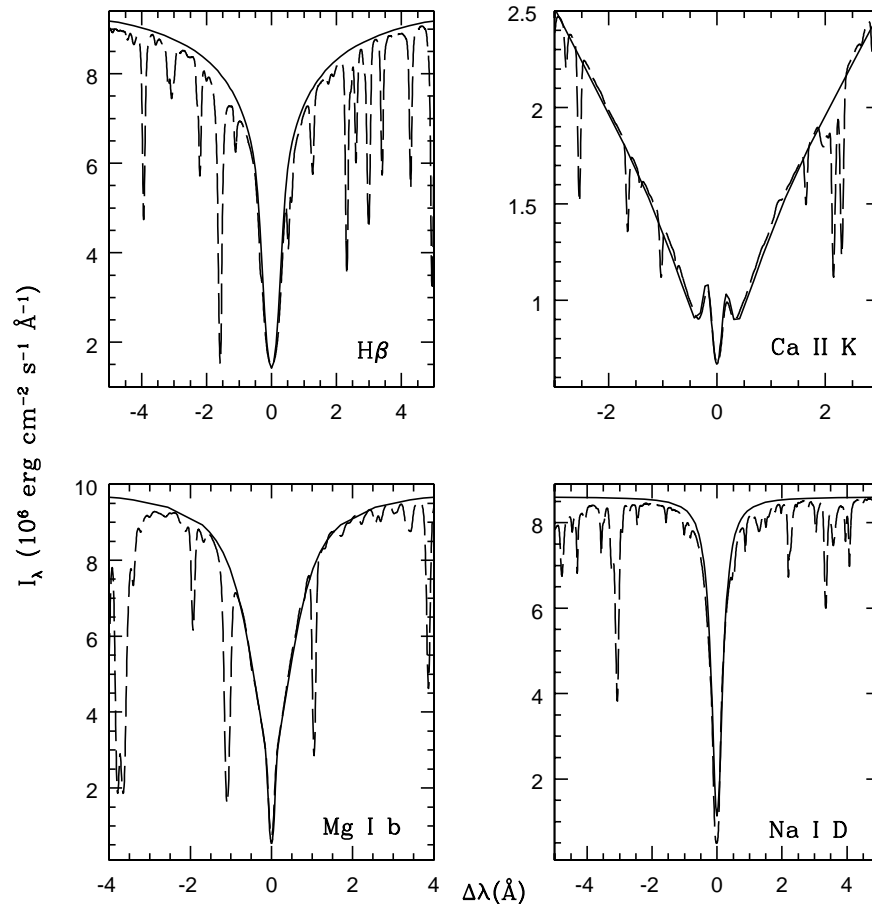


Figura 6.2: Perfiles solares observados (línea de rayas) y calculados de nuestro modelo (línea llena).

Los flujos de los perfiles observados fueron convertidos a la superficie estelar según

$$F_E = F_T \frac{1}{R^2 P^2}, \quad (6.2)$$

donde  $F_E$  es el flujo en la superficie de la estrella,  $F_T$  es el flujo observado en la tierra,  $P$  es el paralaje de la estrella de HIPPARCOS, y  $R$  es el radio estelar, aunque utilizamos para todas las estrellas el radio solar.

Los perfiles sintéticos fueron convolucionados con una función Gaussiana para obtener un perfil con la misma resolución de los observados. Se puede notar el buen acuerdo entre los perfiles calculados y observados.

### 6.3. Requerimientos energéticos

Uno de los principales objetivos de esta clase de modelos atmosféricos es calcular la cantidad de energía requerida para calentar la cromósfera y mantener la estructura atmosférica. Como se explicó en la Sección 4.8, la pérdida radiativa neta como función de la altura para un modelo atmosférico dado indica la cantidad de calor de origen no radiativo necesaria para mantener la estructura de temperatura en función de la altura en la atmósfera. A una altura dada, la tasa de enfriamiento radiativo  $\Phi$  ( $\text{ergs cm}^{-3} \text{seg}^{-1}$ ) en una línea o en el continuo,

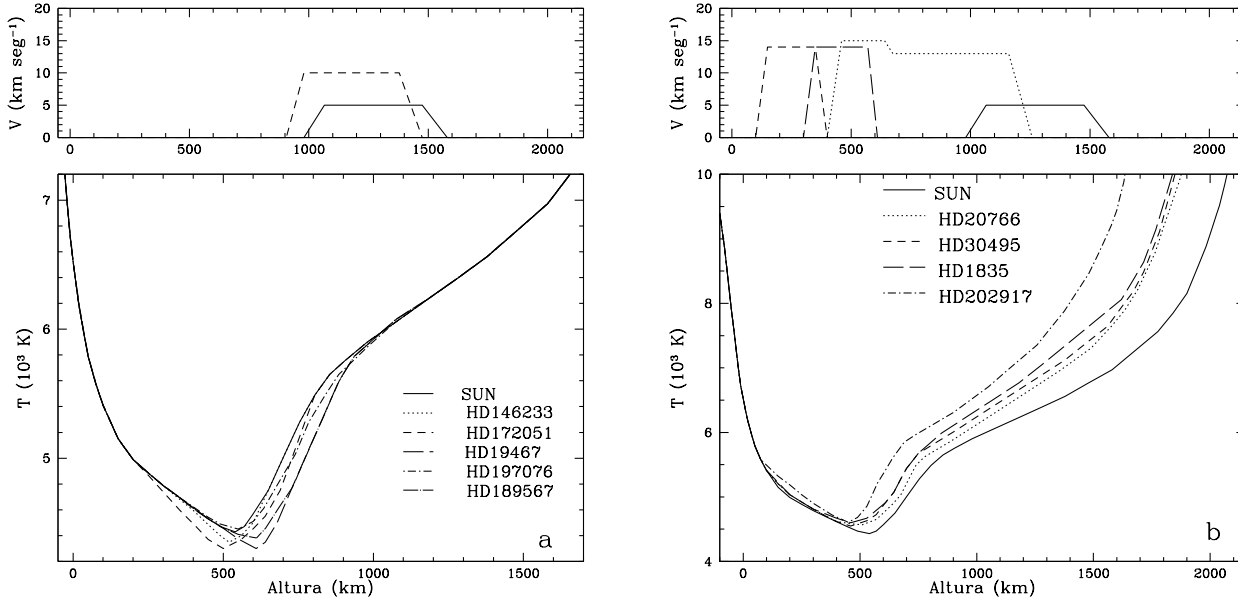


Figura 6.3: **a.** Modelos para las estrellas menos activas. **b.** Modelos para las estrellas más activas. Arriba: Campo de velocidades macroscópico para la estrella correspondiente.

puede ser calculada como (Vernazza et al., 1981)

$$\Phi = 4\pi \int \kappa_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu, \quad (6.3)$$

donde  $S_\nu$  es la función fuente y  $J_\nu$  es la intensidad media a la frecuencia  $\nu$ . Un valor positivo de  $\Phi$  implica una pérdida neta de energía (enfriamiento), y un valor negativo representa una absorción neta de energía. Calculamos la tasa de enfriamiento en todas las líneas y continuos que son importantes para enfriar y calentar la atmósfera de manera radiativa, en particular las líneas y los continuos de H, H-, H-ff, Mg I y II, Fe I, Si I, Ca II y CO.

Las tasas totales para cada estrella se muestran en las Figuras 6.4 y 6.5 respectivamente. En todos los casos, la tasa total es negativa en la región del mínimo de temperatura, lo que confirma resultados anteriores para el Sol (Vernazza et al., 1981). Dentro de la aproximación de atmósfera plano-paralela y homogénea que se está investigando, este hecho implica una extracción mecánica de energía o, más probablemente, que en los cálculos realizados se hayan despreciado fuentes importantes de enfriamiento radiativo (ver por ejemplo, Mauas et al. 1990a).

La Figura 6.6 muestra, para el caso solar, la contribución de los átomos y moléculas que absorben energía más eficazmente en esta región: H-, Si I, Fe I y, particularmente, CO, que fue propuesto como el principal agente de enfriamiento a esta altura, y como el responsable de una bifurcación en la cromósfera (Ayes, 1981, ; pero ver Mauas et al. 1990a).

Para estos cálculos utilizamos un modelo atómico de Si estudiado en Cincunegui & Mauas (2001), que es mucho más detallado que el usado en trabajos previos, y encontramos que la contribución al enfriamiento en la región del mínimo de temperatura es mucho mayor. Sin embargo, el modelo atómico utilizado para el Fe I es incompleto, ya que no contiene muchas de las transiciones que se observan. Dada la experiencia con el Si I, es posible que un modelo

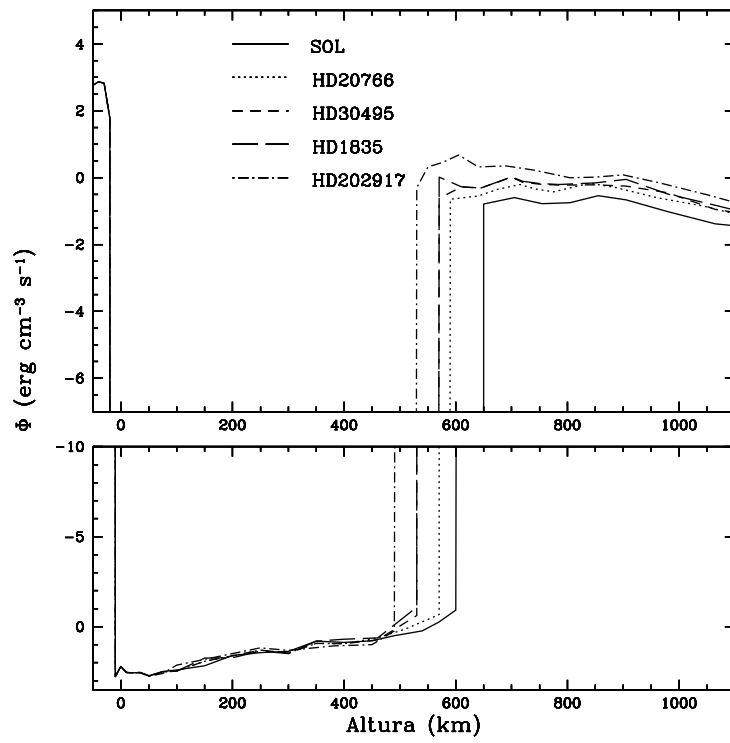


Figura 6.4: Tasa de enfriamiento total para las estrellas más activas.

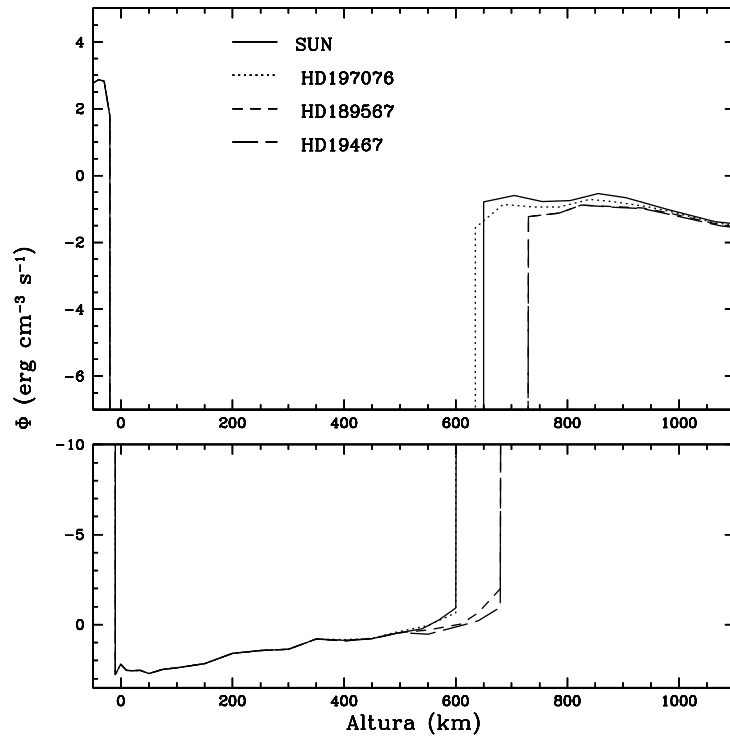


Figura 6.5: Tasa de enfriamiento total para las estrellas menos activas.

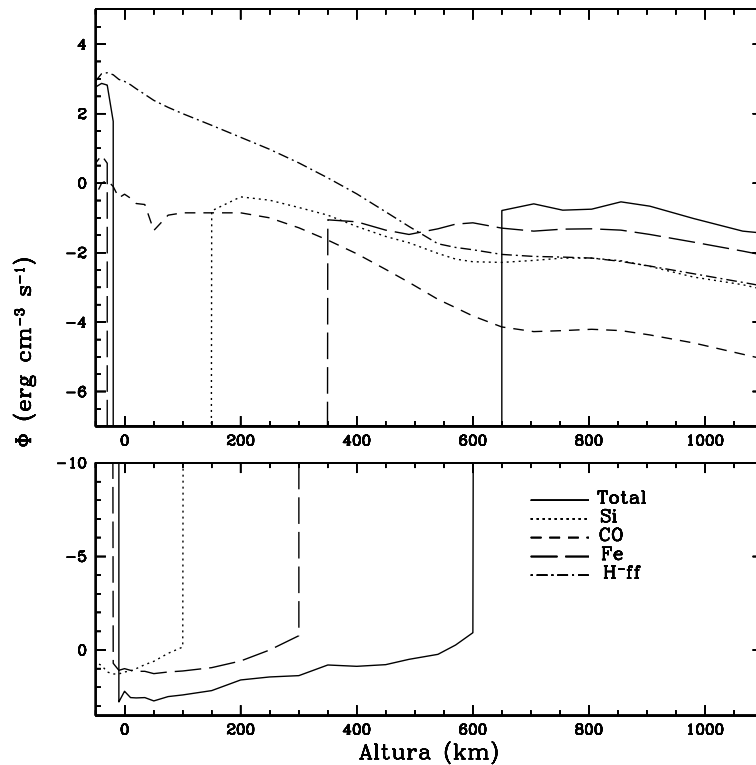


Figura 6.6: Tasa de enfriamiento en la región del mínimo de temperatura para el Sol, y sus principales componentes.

más realista, que tenga en cuenta todas las líneas que se forman en la alta fotosfera y en la región del mínimo de temperatura, resulte en un enfriamiento mucho mayor al calculado en nuestro caso (Anderson, 1989). Por otra parte es posible que el problema surja de la aproximación realizada en el cálculo del modelo, de una atmósfera plano-paralela, estática y homogénea, lo cual representa una visión muy simplista de la atmósfera inhomogénea y altamente dinámica que es posible observar en el Sol.

Las contribuciones más importantes a las pérdidas radiativas totales en la cromósfera solar son el Mg II ( $\sim 20\%$ ), Ca II ( $\sim 18\%$ ) y el Fe I ( $\sim 10\%$ ) como se muestra en la Figura 6.7. También encontramos que aproximadamente la mitad de la tasa neta total corresponde a la de las líneas, tanto fotosféricas como cromosféricas, que conforman el ‘line blanketing’ explicado en la Sección 4.7.

En la Figura 6.4 se puede observar que las estrellas más activas están más cerca del equilibrio radiativo en la región del mínimo, y que la tasa de enfriamiento es negativa en un rango de altura menor que en las estrellas menos activas puesto que, a medida que el nivel de actividad sube, el calentamiento cromosférico comienza a una profundidad mayor y es mayor a lo largo de toda la cromósfera.

En la Figura 6.8 se muestra el índice  $S_{\text{CaII}}$  versus  $\Phi_{int}$ , la tasa de enfriamiento integrada en la región donde es positiva, desde el mínimo de temperatura hasta la altura en donde se alcanza una temperatura de  $10^4$  K.  $\Phi_{int}$  representa la energía mecánica total necesaria para mantener la estructura atmosférica de la estrella. En esta figura también se incluyeron el

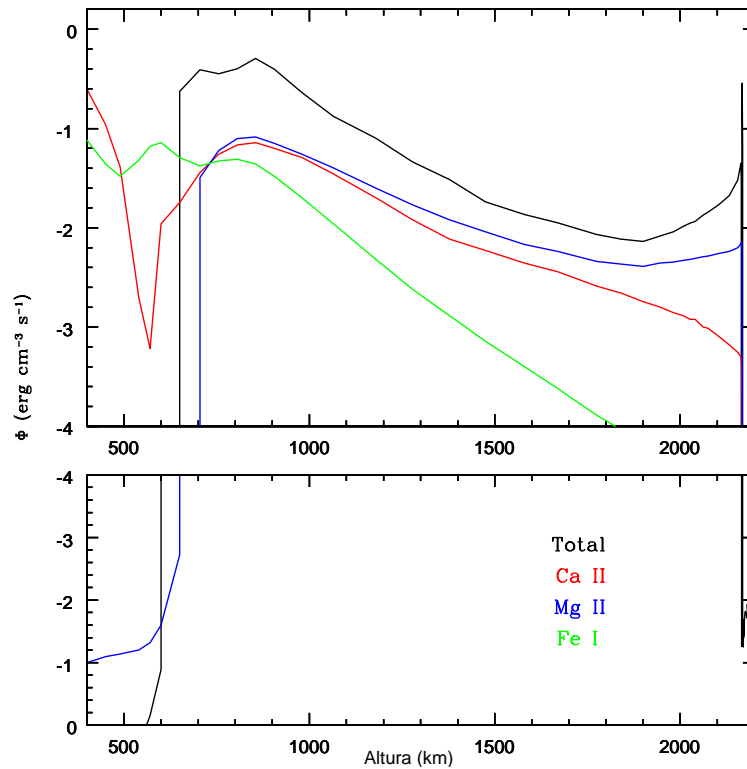


Figura 6.7: Tasa de enfriamiento en la cromósfera para el Sol y sus principales componentes.

modelo P de Fontenla et al. (1993) y el modelo FLA de Mauas et al. (1990) que representan una plage solar y una fulguración respectivamente. En todos los casos, el valor de  $S_{CaII}$  mostrado en la Figura fue calculado haciendo uso de los perfiles sintéticos obtenidos de los mismos modelos utilizados para calcular  $\Phi_{int}$ . De esta manera, se evitó propagar las diferencias que pueden ocurrir entre los perfiles calculados y los observados. En particular, muchas de estas estrellas muestran una fuerte variabilidad temporal, y los modelos calculados representan el espectro de la estrella en un instante dado. En un momento diferente, la estrella puede ser más o menos activa y un modelo distinto puede ser más apropiado, obteniendo del mismo valores de  $S_{CaII}$  mayores o menores pero también mayores o menores requerimientos energéticos representados por el valor de  $\Phi_{int}$ . En los modelos realizados para estrellas de tipo espectral K, en el siguiente capítulo, se tendrá en cuenta este hecho.

Se puede ver de la Figura 6.8 que hay una buena relación lineal entre ambas cantidades, que está dada por

$$\Phi_{int} = 3964.9 S_{CaII} - 533.5, \quad (6.4)$$

con un coeficiente de correlación de  $r = 0.979$ . Esto implica que  $S_{CaII}$  es un buen indicador de actividad estelar, ya que da una medida directa de la cantidad de energía depositada para mantener la estructura. Se hace notar que la ecuación 6.4 implica un valor mínimo para  $S_{CaII}$  de 0.135, que correspondería a una atmósfera en equilibrio radiativo, es decir, con  $\Phi_{int} = 0$ . Sin embargo, como es claro de la Figura 6.8, el ajuste depende fuertemente de los dos puntos

con  $S_{CaII} \simeq 0.6$ . Si se calculara la regresión lineal quitando estos dos puntos, se obtendría

$$\Phi_{int} = 2811.8 S_{CaII} - 301.3, \quad (6.5)$$

lo que implica un valor mínimo de  $S_{CaII}$  de 0.110.

Por otro lado, cuanto más cerca se está del equilibrio radiativo, más podrían influir contribuciones pequeñas al enfriamiento, en particular las de alguna fuente de enfriamiento radiativo que no se haya tenido en cuenta en nuestros cálculos, como por ejemplo alguna banda molecular. A pesar de que estos valores de  $S_{CaII}$  pueden variar, deberían servir como una indicación de la existencia de un valor mínimo de este índice para una estrella de las mismas características que el Sol. Este hecho podría ser relevante para la reconstrucción de la irradiancia solar durante períodos de muy bajo nivel de actividad solar como es el caso del período llamado Mínimo de Maunder. Es importante notar que el valor de  $S_{CaII}$  estimado para el Sol en el Mínimo de Maunder por Henry et al. (1996) es de 0.145, cercano al valor mínimo del índice  $S_{CaII}$  calculado en este trabajo.

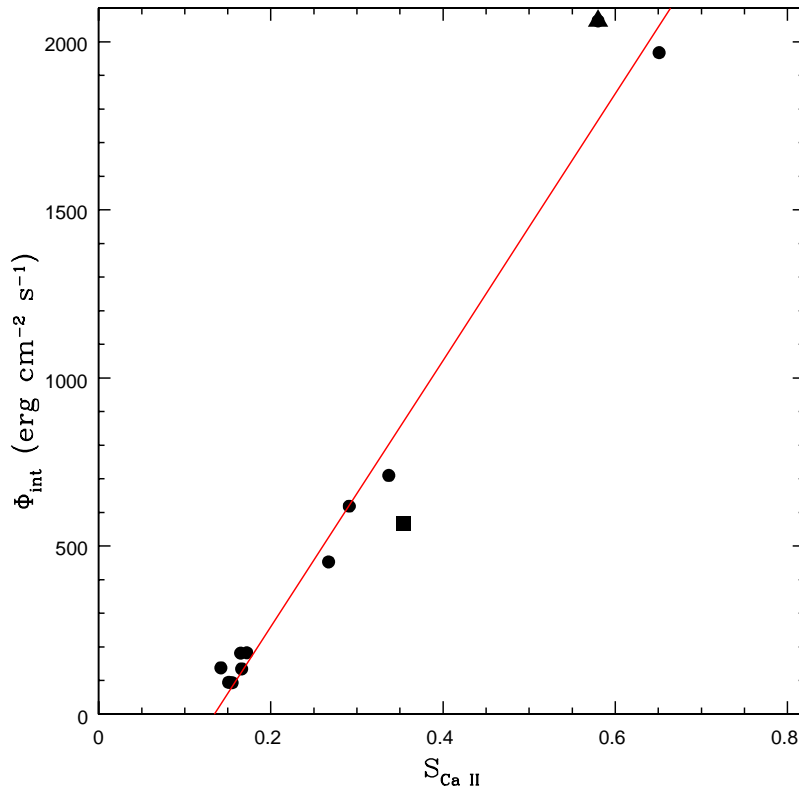


Figura 6.8: Tasa de enfriamiento integrada en función del índice  $S_{CaII}$ . La recta representa el ajuste de los datos dado por la ecuación 6.4, el cuadrado representa el modelo P de Fontenla et al. (1993), y el triángulo el modelo FLA de Mauas et al. (1990).

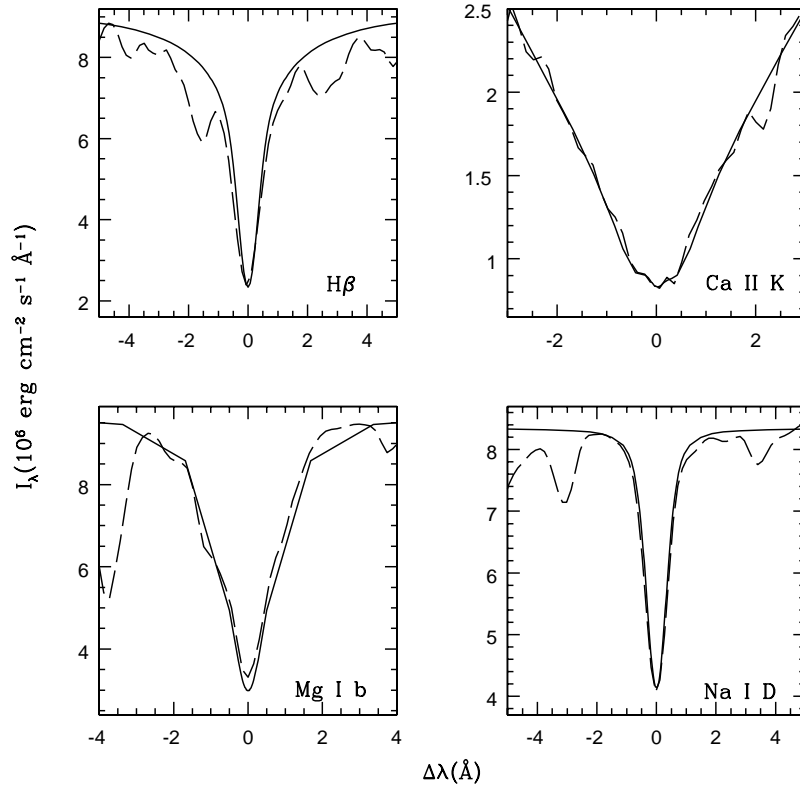


Figura 6.9: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 146233.

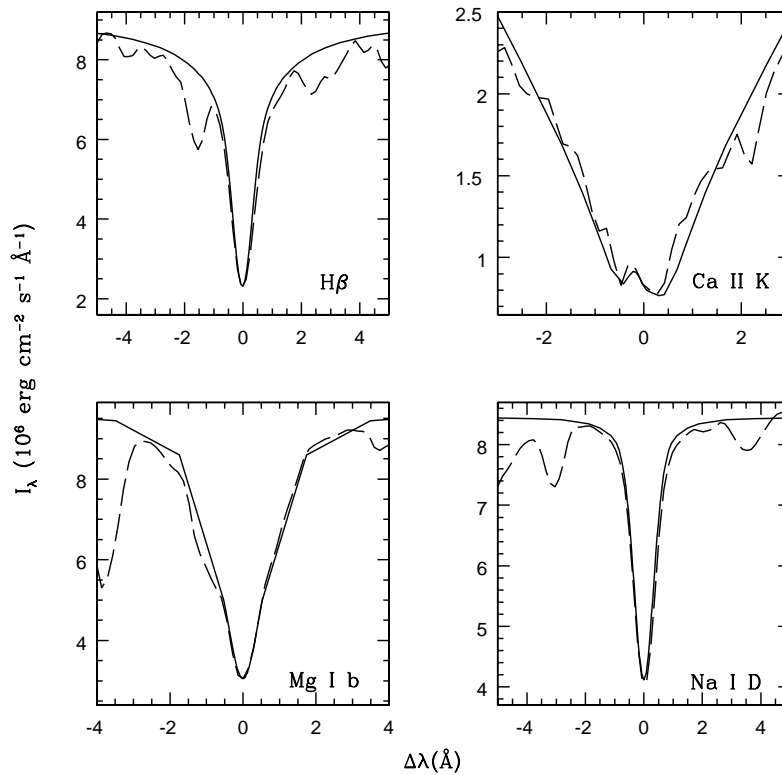


Figura 6.10: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 172051.

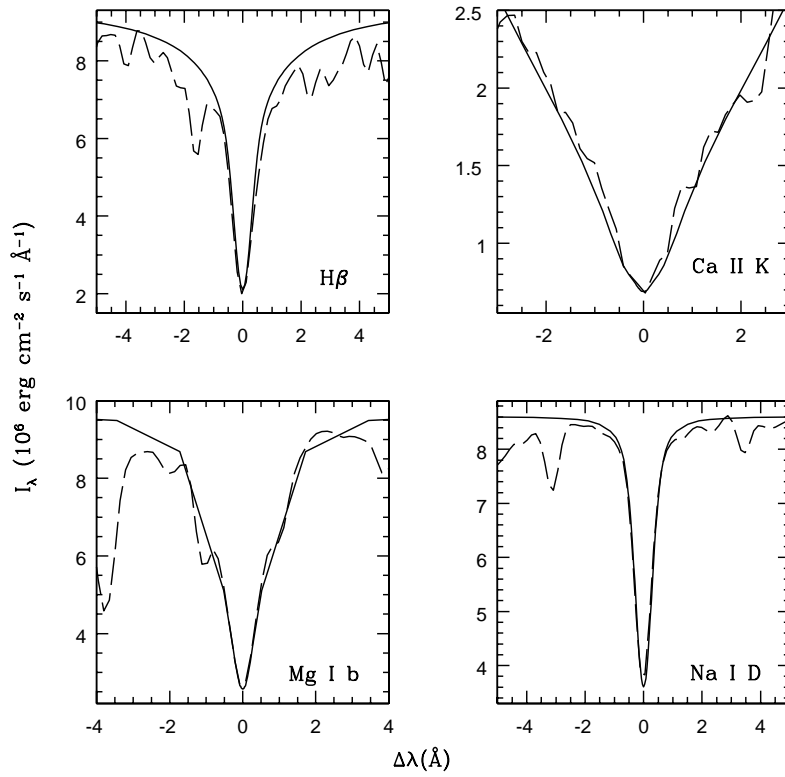


Figura 6.11: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 19467.

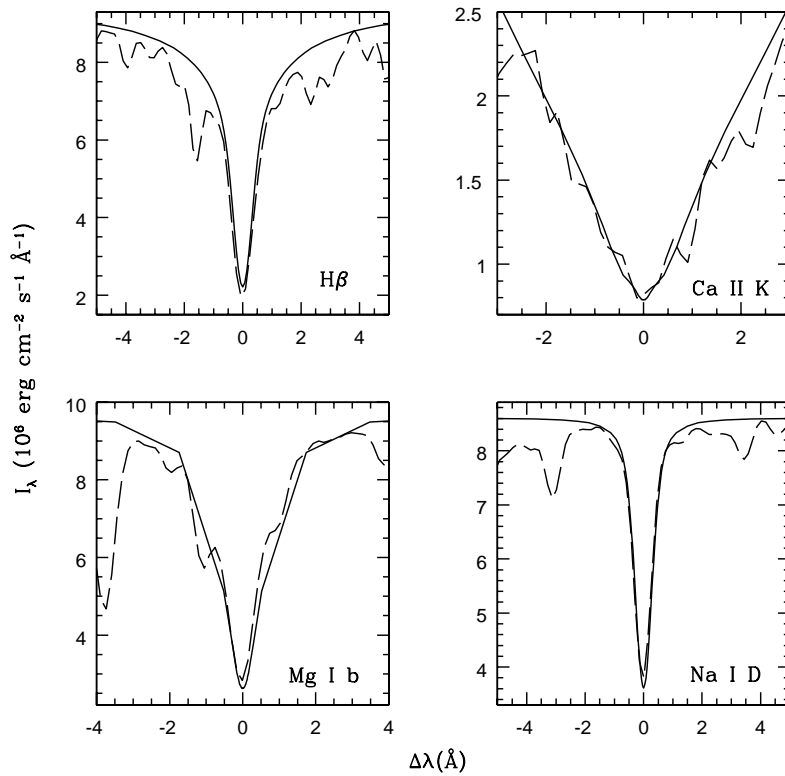


Figura 6.12: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 197076.



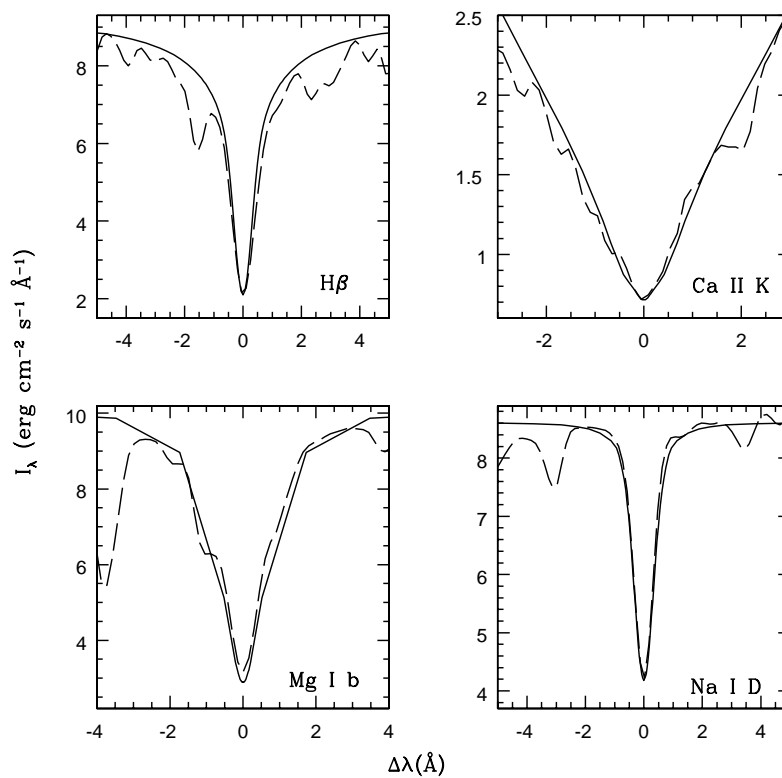


Figura 6.13: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 189567.

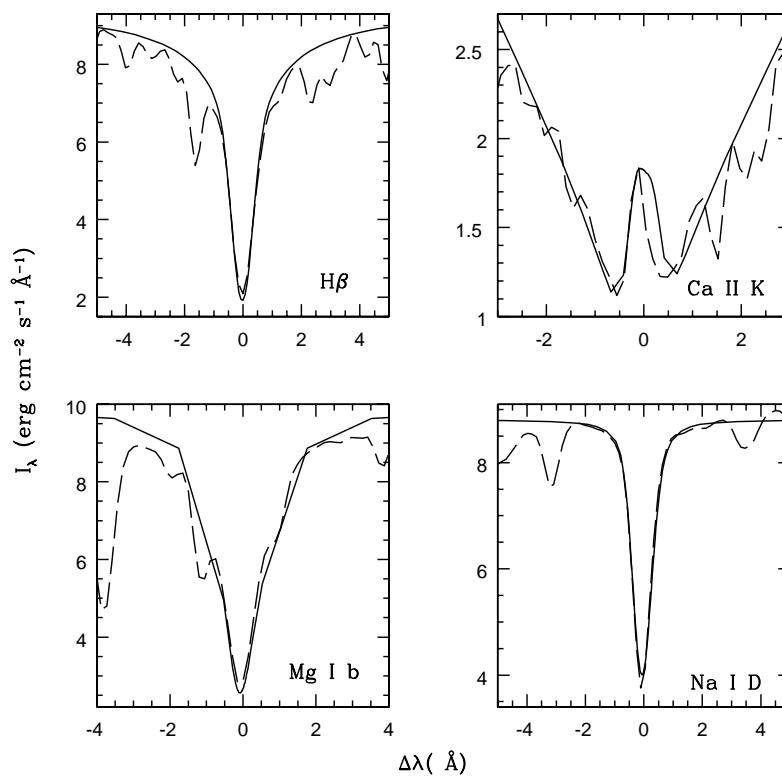


Figura 6.14: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 20766.

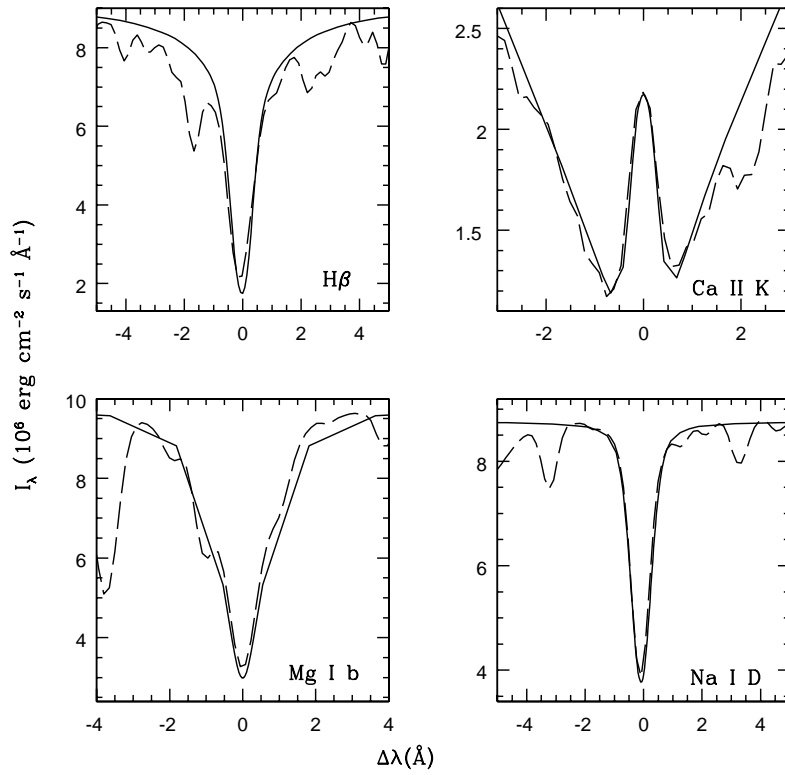


Figura 6.15: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 30495.

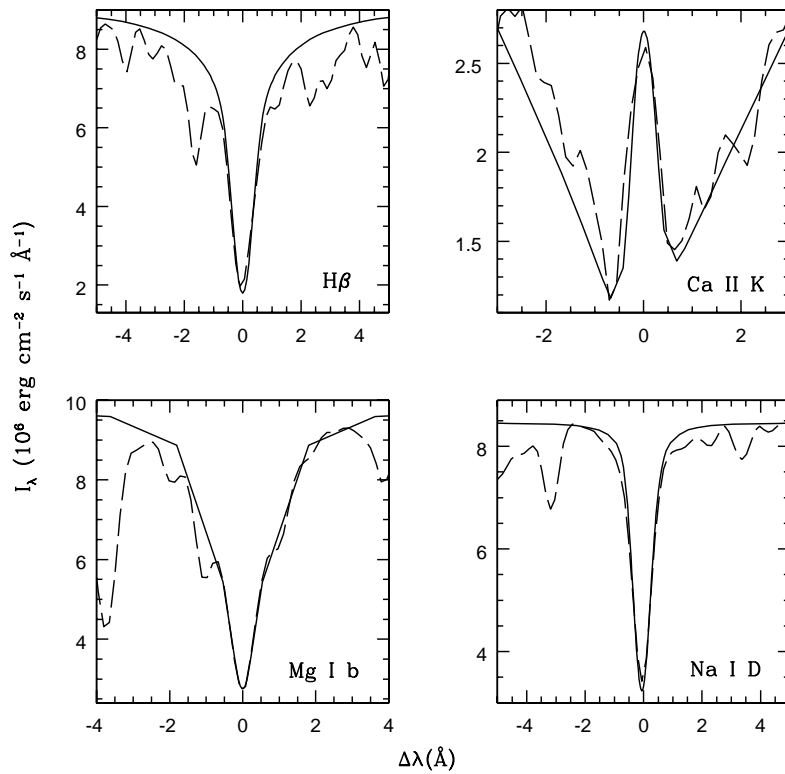


Figura 6.16: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 1835.

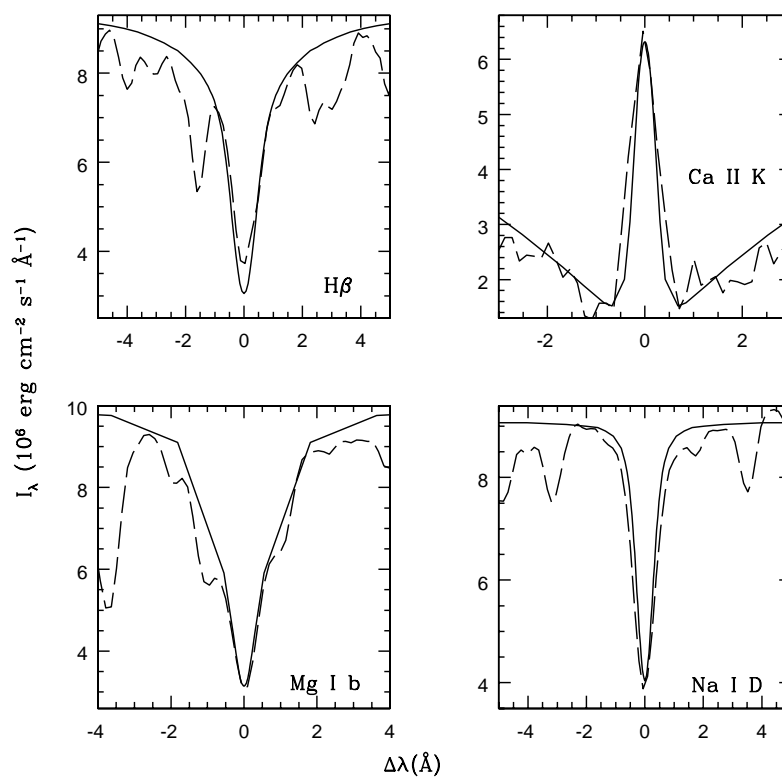


Figura 6.17: Perfiles observados (línea de rayas) y calculados (línea llena) para HD 202917.



---

## Capítulo 7

# Actividad cromosférica en estrellas de tipo K

---

En este capítulo se extiende a estrellas más tardías el estudio de cómo la actividad afecta a la estructura cromosférica. El propósito es el de analizar, además, la relación entre la actividad cromosférica y el tipo espectral. Para esto se eligieron seis estrellas de tipo espectral K que presentan diversos niveles de actividad<sup>(a)</sup>.

Kelch et al. (1979) llevaron a cabo un estudio de este tipo en una muestra de ocho estrellas de la secuencia principal con tipos espectrales entre F0 y M0, algunas de las cuales tenían el mismo tipo espectral pero distinto nivel de actividad. Entre estas estrellas se encuentran algunas de las estrellas estudiadas en nuestro trabajo, como es el caso de Epsilon Eridani y  $\alpha$  Cen A y B. Estos autores utilizaron las alas de la línea K del Ca II para derivar la estructura fotosférica de la estrella considerada, partiendo de modelos en equilibrio radiativo para la temperatura efectiva de la estrella. Luego calcularon la estructura cromosférica ajustando únicamente el centro de la línea K del Ca II. Kelch et al. (1979) estiman las pérdidas radiativas en esta línea a través del índice  $K_1$  (Linsky & Ayres, 1978). Este índice es la diferencia en el flujo integrado entre los mínimos  $K_1$  de la línea K del Ca II calculada y la correspondiente del modelo en equilibrio radiativo.

Las conclusiones de ese trabajo son:

- El calentamiento no radiativo es un fenómeno importante en la baja fotosfera de estrellas tardías, dado que los modelos para las ocho estrellas estudiadas tienen esta región más caliente que los modelos en equilibrio radiativo correspondientes.
- El índice  $K_1$  y el gradiente de temperatura en la cromósfera baja como función de la  $T_{\text{eff}}$  separan estrellas activas e inactivas.
- Las pérdidas radiativas totales en líneas, estimadas a partir del índice  $K_1$ , decrecen con  $T_{\text{eff}}$ .
- La temperatura del mínimo se corre hacia afuera (a valores menores de columna de masa) a medida que la actividad decrece, es decir cuando decrece el calentamiento no

---

<sup>(a)</sup>El trabajo descrito en este capítulo fue enviado para su publicación a *Astronomy and Astrophysics*

radiativo en la baja cromósfera. Este resultado es similar al obtenido para estrellas G, en el Capítulo 6 de la presente tesis.

## 7.1. Las estrellas de la muestra

Una de las estrellas de tipo espectral K más estudiadas es Epsilon Eridani (HD 22049) una de las diez estrellas más cercanas al Sol. Se trata de una estrella activa de tipo espectral K2 V ( $B-V=0.88$ ), con una  $T_{\text{eff}}=5110$  K. Tiene dos planetas y un cinturón de polvo a su alrededor, que ha sido comparado con el cinturón de Kuiper que posee el Sol. Por estas razones este sistema estelar es considerado como un ejemplo de nuestro propio sistema solar en su juventud.

De esta estrella, que hemos tomado como prototipo de estrella K debido a su relevancia, se han construido anteriormente varios modelos de atmósfera. Kelch (1978) modeló la baja cromósfera de  $\epsilon$  Eri ajustando la línea K del Ca II y los flujos integrados de las líneas h y k del Mg II. Por otro lado, Simon et al. (1980), utilizando observaciones en el rango del ultravioleta de líneas de C II, Mg II, Si II y Si III del satélite IUE, obtuvieron un modelo para esta estrella que presenta el plateau cromosférico a temperaturas más bajas y el inicio de la región de transición más adentro que el modelo de Kelch.

Uno de los modelos más conocidos es el de Thatcher et al. (1991), quienes realizaron un modelo ajustando perfiles de varias líneas simultáneamente, método que se aplica en el transcurso de esta tesis y que se detalló en el Capítulo 6. Las líneas utilizadas por estos autores fueron la K y el triplete infrarrojo del Ca II, la línea D del Na I,  $H\alpha$  y  $H\beta$ .

Más recientemente, Sim & Jordan (2005) desarrollaron un nuevo modelo semiempírico para la alta cromósfera y la baja región de transición de esta estrella, utilizando observaciones en el ultravioleta obtenidas con los satélites STIS y FUSE. Cabe aclarar que para la fotosfera y la baja cromósfera utilizaron el modelo de Thatcher et al. (1991).

Las restantes estrellas de nuestra muestra fueron seleccionadas por poseer colores  $B-V$  similares a  $\epsilon$  Eri, y diferentes niveles de actividad. Todas se encuentran comprendidas en el rango  $0.82 < B-V < 0.90$  y sus parámetros estelares se listan en la Tabla 7.1. En la segunda columna de esta tabla se lista el tipo espectral, en la tercera se indica el índice de color  $B-V$ , en la cuarta la  $T_{\text{eff}}$  y en la quinta la metalicidad. Entre la sexta y la octava columna se muestran el valor medio del índice  $S_{\text{CaII}}$  obtenido en el Cerro Tololo Interamerican Observatory (Henry et al., 1996), y el máximo y mínimo  $S_{\text{CaII}}$  de nuestros espectros. Por último, en las dos columnas restantes se incluyen las fechas de cada espectro usado en este trabajo.

Las estrellas de esta muestra también forman parte del catálogo de enanas tardías mencionado en la Sección 6.1, y las observaciones fueron obtenidas como se describe en esa sección. Dado que se obtuvieron varios espectros en diferentes turnos de observación, los espectros que utilizamos para la realización de los modelos para cada estrella fueron seleccionados entre aquellos con la mejor relación señal-ruido.

Como se explicó en la Sección 3.4, el nivel de actividad varía dependiendo del momento del ciclo estelar en el cual la observación fue realizada. Aún si la estrella no posee un ciclo de actividad y presenta variaciones irregulares, el valor de  $S_{\text{CaII}}$  también depende del momento de la observación utilizada para su cálculo. A diferencia del trabajo realizado con las estrellas

HD	$T. esp.$	$B-V$	$T_{eff}(K)$	$[Fe/H]$	$S_{CTIO}$	$S_{CaII}^{ma}$	$S_{CaII}^{mi}$	Mín	Máx
26965	K1V	0.82	5203	-0.25	0.185	0.149	0.138	3/9/04	8/11/00
128621	K1V	0.90	5037	0.24	0.209	0.247	0.164	8/13/00	9/11/03
22049	K2V	0.88	5037	-0.14	0.483	0.555	0.440	11/21/02	3/9/04
17925	K1V	0.86	4956	0.10	0.662	0.792	0.566	11/22/02	12/5/03
37572	K0V	0.85	5175	—	0.952	0.703	0.691	—	11/24/04
177996	K1V	0.86	5092	—	0.861	0.821	0.613	—	6/27/02

Tabla 7.1.: Parámetros estelares. Las primeras cuatro columnas listan los parámetros estelares de Perryman et al. (1997) y de Cincunegui & Mauas (2004). Las siguientes tres columnas muestran el  $S_{CaII}$  medido por Henry et al. (1996) en el CTIO y por Cincunegui & Mauas (2004) en el CASLEO, ambos convertidos al índice  $S_{CaII}$  de Mount Wilson; y las últimas dos columnas listan las fechas de observación de cada espectro utilizado.

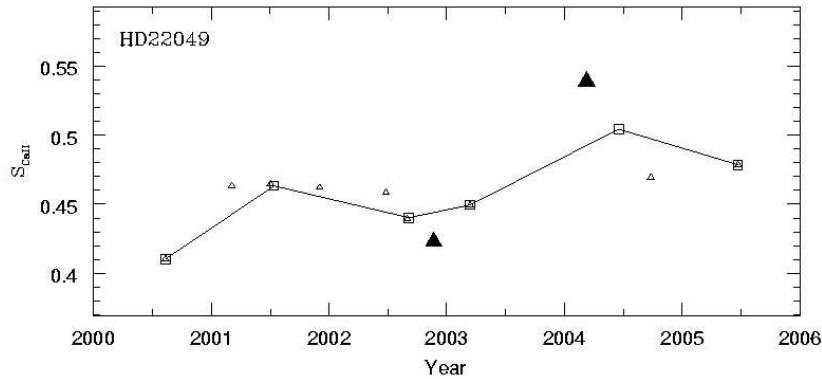


Figura 7.1:  $S_{CaII}$  para cada observación disponible del catálogo para  $\epsilon$  Eri. Los triángulos abiertos son los valores para diferentes observaciones, los cuadrados son los promedios anuales, y los triángulos llenos son los dos espectros modelados en este trabajo.

G en el capítulo anterior, y dado que lo que se quería estudiar era el cambio en la estructura cromosférica con la actividad, para cada estrella se seleccionaron dos espectros, el de mayor y el de menor nivel de actividad, teniendo en cuenta la relación señal-ruido como se dijo antes. Hubo dos excepciones, HD 177996 y HD 37572, cuyos espectros con menor nivel de actividad son muy similares a los espectros de mayor nivel de actividad de  $\epsilon$  Eri y HD 17925 respectivamente, por lo que no aportan ninguna información nueva para el modelado. De este modo construimos en total 10 modelos distintos. Es importante notar, dada la dependencia del nivel de actividad con el momento de la observación, que todos los perfiles de línea utilizados para cada modelo fueron observados simultáneamente.

A modo de ejemplo, en la Figura 7.1 se muestra el índice  $S_{CaII}$  de  $\epsilon$  Eri obtenido de nuestras observaciones (triángulos abiertos). Los dos espectros modelados en este trabajo están representados por triángulos llenos grandes. La diferencia en el flujo de la línea K del Ca II entre el máximo y el mínimo es de 17%. Los cuadrados mostrados en la figura representan el promedio anual del indicador  $S_{CaII}$ .

## 7.2. Los modelos

El primer paso para la realización de un modelo es la determinación de los parámetros atmosféricos que caracterizan la estrella en particular, su gravedad, su metalicidad, y su temperatura efectiva. Para eso fue necesario realizar una búsqueda en la bibliografía de los

$\log g$	$T_{\text{eff}}(K)$	$[Fe/H]$	Referencia
4.565	—	-0.0	Krishna Swamy (1966)
4.61	5020	-0.31	Hearnshaw (1974)
4.4	5000	-0.19	Oinas (1974)
4.5	5000	—	Kelch (1978)
4.5	5100	—	Tomkin & Lambert (1980)
4.1	5040	-0.20	Steenbock & Holweger (1981)
4.8	5000	-0.08	Burnashev (1983)
4.19	5040	-0.23	Steenbock (1983)
4.80	4990	-0.20	Abia et al. (1988)
4.61	5156	0.05	Bell & Gustafsson (1989)
4.75	5180	-0.09	Drake & Smith (1993)
4.75	5000	0.06	Mallik (1998)
4.38	5110	-0.14	Tomkin & Lambert (1999)

Tabla 7.2.: Características estelares de HD 22049 (Epsilon Eridani).

parámetros de  $\varepsilon$  Eri.

Además, a diferencia de los modelos realizados para las estrellas G en donde utilizamos como punto de partida el modelo de Sol de Fontenla et al. (1993), el cual incluye un modelo de la fotosfera, para el modelado de  $\varepsilon$  Eri no utilizamos ningún modelo de los existentes, dado que ninguno de estos fue realizado en las mismas condiciones que nuestro modelo del resto de la atmósfera. Para el cálculo, entonces, de un modelo que represente la estructura de la fotosfera es necesario el ajuste de la emisión en el continuo.

### 7.2.1. Selección de parámetros para $\varepsilon$ Eri

Tanto la gravedad superficial como la metalicidad son parámetros fundamentales en cualquier modelo de atmósfera, sobre todo la metalicidad, que define la abundancia de elementos químicos determinando las líneas espectrales que se observan (ver Sección 3.2.2). Aunque la  $T_{\text{eff}}$  no es un parámetro primario en el cálculo del modelo, es necesaria para calcular el flujo en la superficie de la estrella y así poder comparar con el flujo sintético, como se detallará más adelante en la Sección 7.2.2.

Por lo tanto se realizó una extensa búsqueda bibliográfica, cuyos resultados se sumarian en la Tabla 7.2. En la misma puede observarse la gran diversidad en los valores publicados para los parámetros de interés.

Uno de los trabajos más destacados en la Tabla 7.2 es el de Drake & Smith (1993). Dado el interés astrofísico en esta estrella, los autores reconocen la necesidad de determinar sus parámetros con alta precisión, y listan los métodos usados y los errores cometidos para obtener dichos valores en los trabajos anteriores a 1993. Para mejorar las determinaciones, calculan la gravedad superficial, la metalicidad y la temperatura efectiva de manera autoconsistente utilizando los anchos equivalentes de varias líneas espectrales de Fe I, Fe II, Ca I y Ca II, que comparan con perfiles teóricos calculados con diferentes modelos de atmósfera.

Entre los trabajos posteriores a 1993, se encuentra el de Mallik (1998) que usa el valor de  $\log g$  derivado del trabajo de Drake & Smith (1993) y utiliza los valores de la calibración de  $T_{\text{eff}}$  con  $B-V$  de los trabajos de Schmidt-Kaler (1982) y Boehm-Vitense (1981) para calcular



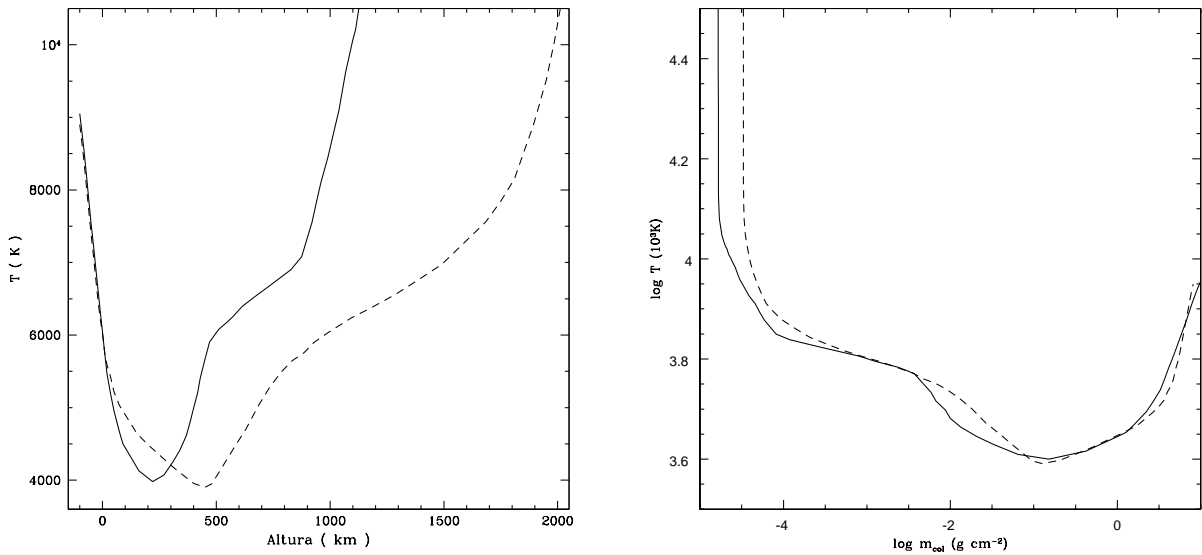


Figura 7.2: Modelos para  $\varepsilon$  Eri en su mínimo de actividad para  $\log g$  de Tomkin & Lambert (1999) (línea de puntos) y para el valor adoptado en este trabajo (línea llena). **Izquierda.** en función de la altura. **Derecha.** en función de la columna de masa.

un nuevo valor de  $T_{\text{eff}}$ .

Tomkin & Lambert (1999) calcularon los parámetros estudiados ajustando el ancho equivalente de líneas de Fe I y Fe II, usando el código MARCS (Gustafsson et al., 1975).

Consultamos también el libro ampliamente utilizado de cantidades astrofísicas de Allen editado por Cox (2000), en el cual se muestra que una estrella de tipo espectral K2 V tiene su gravedad superficial en el rango  $4.49 < \log g < 4.54$ .

También se tuvo en cuenta los valores utilizados por los autores del último modelo publicado de  $\varepsilon$  Eri (Sim & Jordan, 2005), quienes utilizaron los valores de Drake & Smith (1993) por ser el trabajo más reciente sobre esta estrella, aunque reconocen que el valor de la gravedad en esta determinación es un poco alto (comunicación privada).

La dificultad del cálculo de la gravedad superficial y de la temperatura efectiva radica en que las mismas se determinan de manera indirecta a partir de los valores de masa y radio estelar. Un caso en el que estos dos parámetros pueden ser calculados de manera precisa es el de las estrellas en sistemas binarios. Por este motivo estudiamos otra estrella de la muestra,  $\alpha$  Centauro B (HD 128621), perteneciente al sistema  $\alpha$  Centauro AB. En realidad se trata de un sistema triple, aunque la tercer estrella, Próxima Centauri, está lo suficientemente alejada como para que se pueda despreciar su interacción gravitatoria (Eggenberger et al., 2004). En el caso de estrellas cercanas, como el de esta binaria visual, los radios y las masas estelares pueden ser derivados con una error del 1 al 10% (Guenther & Demarque, 2000)

Siguiendo el catálogo de Cayrel de Strobel et al. (2001), el rango de valores de la gravedad superficial de  $\alpha$  Centauro B es de 4.51 a 4.73, con un valor promedio de 4.60.

Considerando la información obtenida, decidimos tomar el valor  $\log g = 4.65$ . Este valor está contenido en el valor de Drake & Smith (1993) considerando el error en sus cálculos ( $\log g = 4.75 \pm 0.1$ ).

Para mostrar el impacto que tiene el valor de la gravedad superficial en el cálculo del modelo, se muestran en la Figura 7.2 dos modelos construidos para  $\epsilon$  Eri en su mínimo de actividad, utilizando  $\log g = 4.38$  (Tomkin & Lambert, 1999) en línea de rayas, y el valor adoptado para este trabajo,  $\log g = 4.65$ , en línea llena. En ambos casos se usa metalicidad solar. Como se muestra en la figura, las estructuras atmosféricas que generan perfiles que ajustan las observaciones son completamente diferentes cuando se utiliza como coordenada la altura en la atmósfera (gráfico de la izquierda), aunque las diferencias son menores al utilizar como coordenada la columna de masa (gráfico de la derecha). Esto se debe a la relación logarítmica (5.5) que existe entre ambas magnitudes, y a que el valor de la gravedad seleccionado se utiliza en la ecuación de equilibrio hidrostático que establece la distribución de la densidad de masa con la altura, como se explicó en el Capítulo 4.

Con respecto al resto de los parámetros necesarios para la construcción del modelo, el valor de  $T_{\text{ef}}$  utilizado en este trabajo es de 5110 K (Tomkin & Lambert, 1999). Para la metalicidad de  $\epsilon$  Eri adoptamos el valor solar, como ha sido utilizado en todos los modelos existentes de esta estrella hasta el momento. En particular, Krishna Swamy (1966) construyó una grilla de modelos para  $\epsilon$  Eri con distintos valores de la metalicidad para ajustar la línea K del Ca II, y encontró que el mejor ajuste se obtiene del modelo con metalicidad solar. Por otra parte, como se trata de una estrella joven, no es de esperar que sea deficiente en metales.

### 7.2.2. Resultados para $\epsilon$ Eri

Como se explicó anteriormente, a diferencia de los modelos construidos para las estrellas G, en este caso fue necesario comenzar el ajuste desde la fotosfera, ajustando el modelo hasta obtener un acuerdo razonable entre la emisión calculada en el continuo y las observaciones.

Para poder comparar el flujo observado y el obtenido a través de un modelo, es necesario calcular el flujo en la superficie de la estrella a partir del flujo observado en la superficie terrestre. Dada la gran incerteza en los radios estelares, optamos por calcular el mismo a través de la relación (Schrijver et al., 1992).

$$\log(F_{\text{sup}}/f_{\text{tierra}}) = 0.35 + 0.4 (V - BC) + 4 \log(T_{\text{eff}}), \quad (7.1)$$

donde  $F_{\text{sup}}$  es el flujo en la superficie de la estrella,  $f_{\text{tierra}}$  es el flujo observado en la superficie terrestre,  $V$  es la magnitud visual, y  $BC$  es la corrección bolométrica de Johnson et al. (1966). En la Figura 7.3 se muestra el espectro continuo observado en línea de puntos gris y el calculado en línea llena negra. Es importante destacar el buen acuerdo entre ambos.

Una vez obtenida la estructura fotosférica modificamos la cromósfera hasta ajustar las líneas espectrales K del Ca II y  $H\beta$  para las dos situaciones de interés, es decir para el máximo y el mínimo de actividad. Los modelos resultantes se presentan en columna de masa en la Figura 7.4 para poder comparar con el mejor modelo del trabajo de Sim & Jordan (2005, a partir de aquí SJ05, el modelo “B” en una componente en ese trabajo).

Como puede verse en la Figura 7.4, hay varias diferencias entre los modelos calculados en este trabajo y el calculado por SJ05. En nuestro modelo la fotosfera es más caliente, el mínimo de temperatura está más adentro, la pendiente en la subida cromosférica es mayor, y la región de transición comienza a valores más bajos de la columna de masa, es decir más adentro de la atmósfera si utilizamos como coordenada la altura.

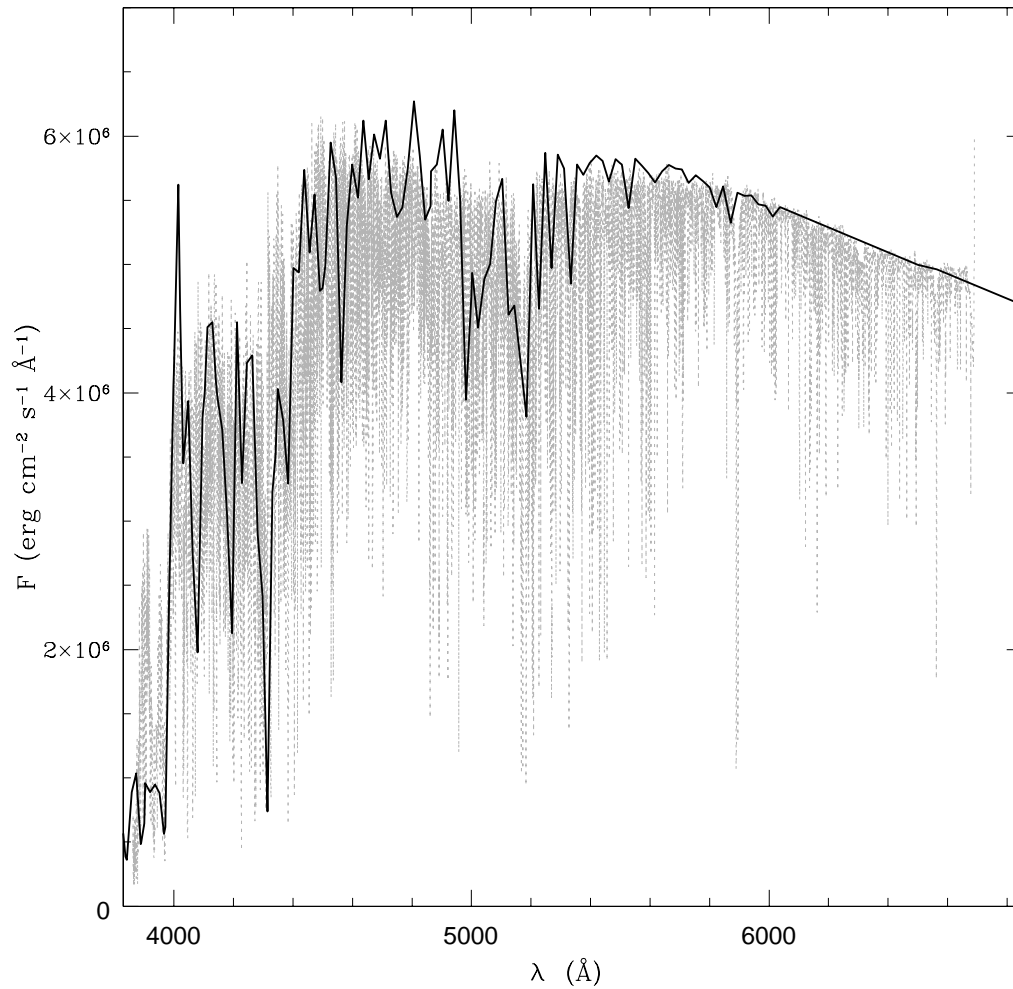


Figura 7.3: Comparación entre la emisión del continuo observada (gris) y calculada (negro) para  $\epsilon$  Eri.

La diferencia entre los modelos puede deberse a varios factores. Como ya se mencionó, SJ05 utilizan un valor de gravedad menor, lo que podría explicar las diferencias observadas en toda la atmósfera. Una fotosfera más caliente en nuestro caso puede deberse a que utilizamos el espectro completo para ajustar la emisión del continuo, mientras que SJ05 utilizan el modelo de fotosfera de Thatcher et al. (1991), calculado ajustando únicamente las alas de la línea K del Ca II que se forman en la parte superior de la fotosfera. Esto hace que nuestro modelo reproduzca mejor la fotosfera, ya que reproduce la emisión de todo el continuo.

Un factor importante que afecta principalmente a la cromósfera y a la región de transición, es el momento del ciclo de actividad en el que se obtuvieron las observaciones usadas para el ajuste de los perfiles. En nuestro caso, todo el modelo se realiza con observaciones simultáneas por lo que todas las líneas espectrales utilizadas corresponden al mismo nivel de actividad de la estrella. Pero en el modelo de atmósfera de SJ05, la estructura obtenida de la cromósfera alta y de la región de transición fue ensamblada con el modelo de fotosfera y baja cromósfera de Thatcher et al. (1991), sin tener en cuenta que los perfiles usados en la construcción del

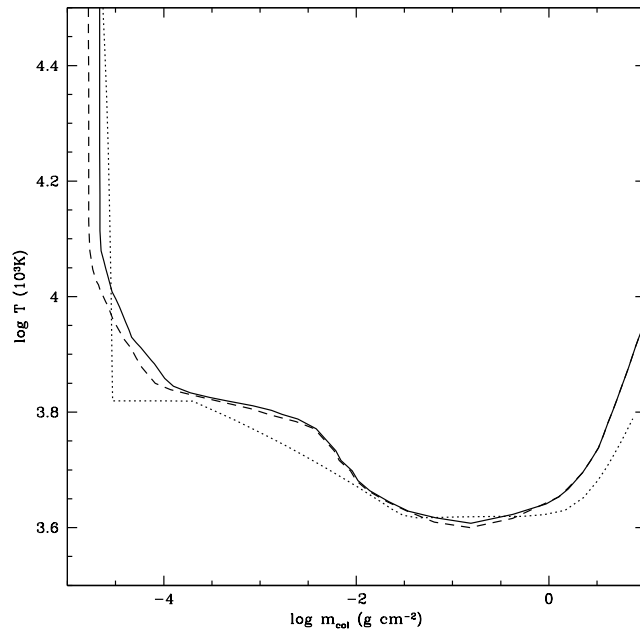


Figura 7.4: Modelos para  $\epsilon$  Eri en su mínimo (línea rayada) y en su máximo (línea llena). Por comparación, se muestra el modelo B de Sim & Jordan (2005, línea de puntos).

modelo pertenecen a diferentes momentos del ciclo de actividad. Por lo tanto la comparación entre nuestro modelo y el de SJ05 es sólo cualitativa.

Restringiéndonos en la Figura 7.4 a la comparación de nuestros modelos para los dos estados de actividad considerados, se pueden notar varias diferencias en la estructura. Los cambios con la actividad cromosférica se observan a lo largo de toda la atmósfera, desde la región del mínimo de temperatura hasta la región de transición. La posición del mínimo es la misma en ambos casos, aunque la temperatura se incrementa de 3980 K a 4050 K.

El ajuste de los perfiles de las líneas utilizadas se muestra en las Figuras 7.5 y 7.6. Es importante notar el buen acuerdo del ajuste, aun mejor que el obtenido por Thatcher et al. (1991) en todas las líneas de diagnóstico usadas en la construcción.

### 7.2.3. Resultados para las otras estrellas

Para construir los modelos del resto de las estrellas de la muestra, utilizamos el mismo valor de gravedad superficial de  $\epsilon$  Eri y metalicidad solar. El valor del flujo en la superficie de la estrella se calculó nuevamente utilizando la ecuación 7.1, con el valor de los parámetros propio de cada estrella. El valor de  $T_{eff}$  usado es el de la Tabla 7.1.

Como el objetivo de este trabajo es estudiar los cambios en la estructura de la atmósfera con la actividad cromosférica, se supuso en todos los casos la misma estructura fotosférica obtenida para  $\epsilon$  Eri.

Según su nivel de actividad, las estrellas pueden dividirse en dos grupos. Los modelos correspondientes al grupo menos activo, formado por HD 128621, HD 26965 (ambas en su máximo y su mínimo), y  $\epsilon$  Eri (sólo en su mínimo nivel de actividad), se muestran en la Figura 7.7. Si se comparan estos modelos con el del mínimo de actividad de  $\epsilon$  Eri, el mínimo

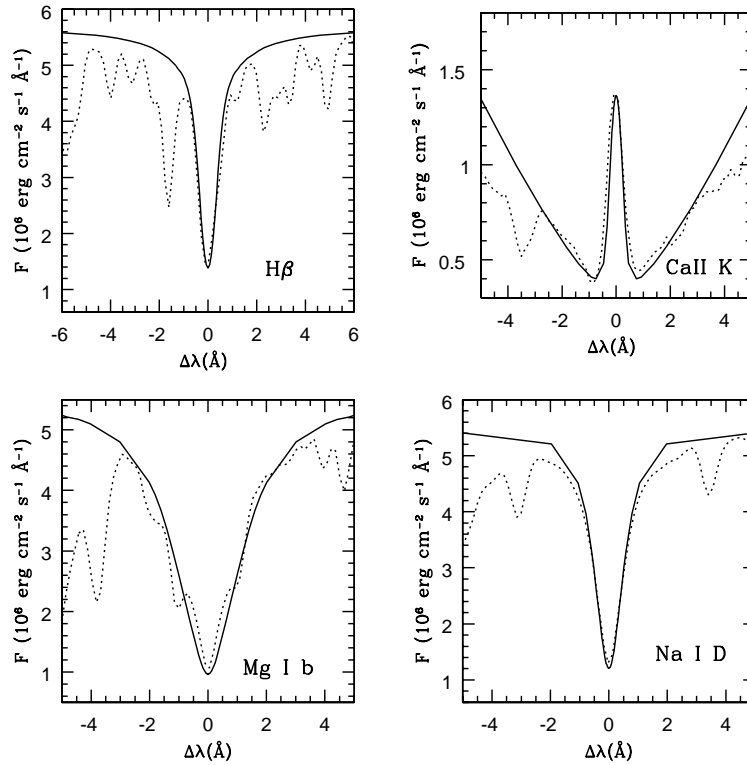


Figura 7.5: Comparación de los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para  $\epsilon$  Eri en su mínimo de actividad.

de temperatura está más afuera (entre 60 a 100 km), y a valores más bajos de temperatura (entre 20 K a 40 K menos). La temperatura en la cromósfera se incrementa con la actividad desde la región del mínimo hasta los 1100 km aproximadamente, aunque la mayor diferencia se observa en la zona del plateau cromosférico.

Estos cambios con la actividad son distintos a los observados en las estrellas G con niveles de actividad similar, ya que en las G sólo se producen cambios en la región del mínimo de temperatura que no afectan el resto de la atmósfera (ver cuadro derecho de la Figura 6.3). En la Figura 7.7 se puede ver que en el caso de las estrellas K menos activas, la temperatura del mínimo crece con el nivel de actividad al igual que en las estrellas G. La única excepción a este hecho es el modelo para la estrella HD 26965 en su mínimo nivel de actividad, para el cual la temperatura del mínimo es más alta (aproximadamente en 35 K) que la que presenta la misma estrella en su máximo nivel de actividad, aún cuando en el resto de la cromósfera la temperatura es menor.

Un hecho importante que se puede ver en la Figura 7.7, es la diferencia que presenta la estructura de la atmósfera para una misma estrella en las situaciones de mayor y menor nivel de actividad. La diferencia encontrada en la estructura térmica en estos casos es comparable a la que se observa en dos estrellas distintas. Esto muestra que el momento de observación de líneas sensibles a la actividad en una estrella es crucial a la hora de determinar la estructura. También muestra la importancia de utilizar observaciones simultáneas de las líneas usadas como diagnóstico en la construcción de modelos.

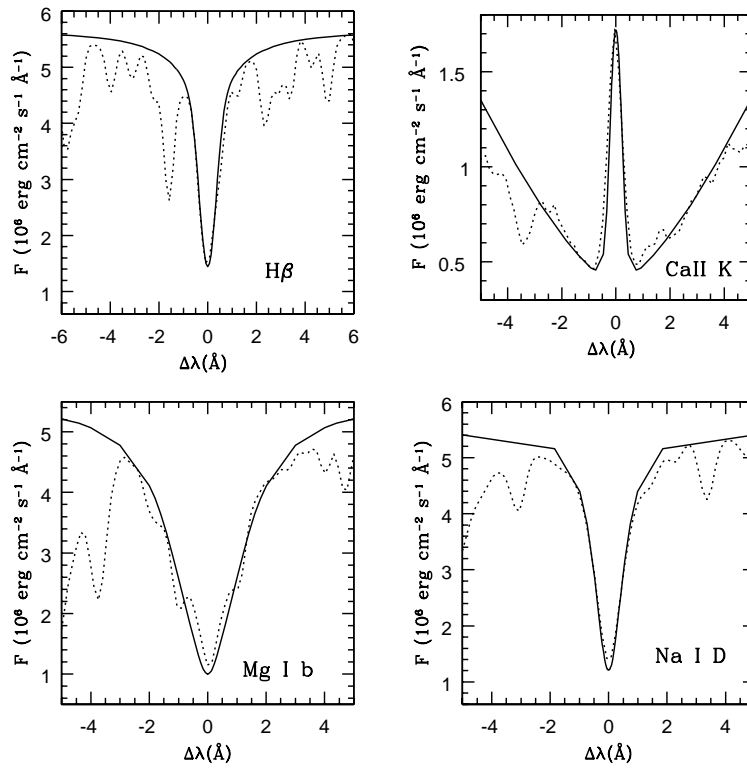


Figura 7.6: Comparación de los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para  $\epsilon$  Eri en su máximo de actividad.

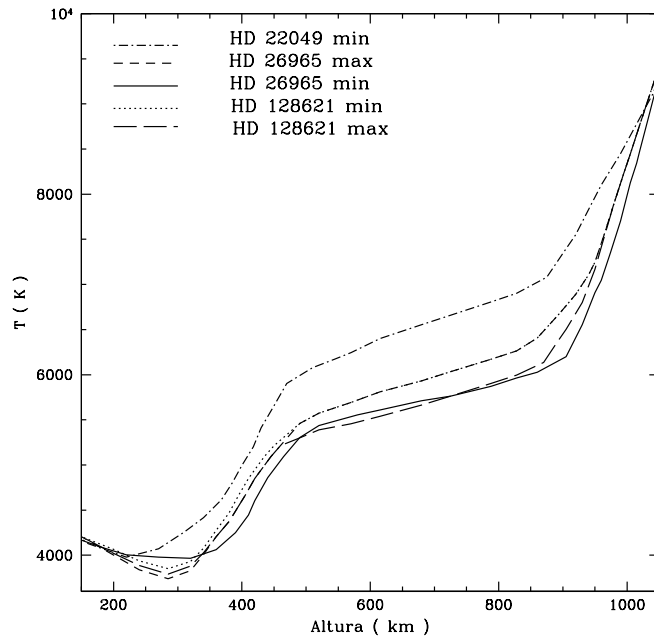


Figura 7.7: Modelos para el grupo menos activo. Todos los modelos tienen la misma estructura hasta los 150  $\text{km}$ .

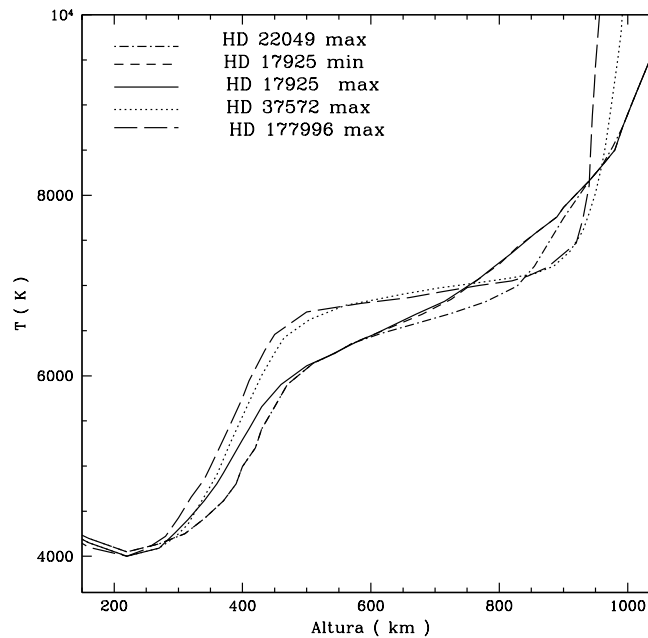


Figura 7.8: Modelos para el grupo más activo. Todos los modelos tienen la misma estructura hasta los 150 km.

Los perfiles observados y calculados para el grupo menos activo (HD 128621 y HD 26965) se muestran en las Figuras 7.17 a 7.20. Para comparar con las Figuras 7.5 y 7.6, se recomienda tener en cuenta el cambio de escala, ya que  $\epsilon$  Eri (HD 22049) es mucho más activa que el resto del grupo.

El grupo de las estrellas más activas está compuesto por HD 17925 (en su máximo y su mínimo), HD 22049, HD 37572 y HD 177996 cada una en su máximo únicamente. Los modelos obtenidos para este grupo se muestran en la Figura 7.8.

Nuevamente en este caso la diferencia con la actividad que presenta la estructura de la atmósfera para una misma estrella en las dos situaciones consideradas es comparable a la diferencia encontrada entre dos estrellas distintas.

En la Figura 7.8 se puede ver que estas estrellas tienen el mínimo de temperatura más caliente que las de la Figura 7.7, y que su valor permanece casi constante a medida que se incrementa el nivel de actividad. Su posición es la misma para todos los modelos, y la temperatura en esta región varía menos de 50 K. Los cambios asociados a la actividad se producen desde la primera subida cromosférica hasta la región de transición, principalmente en el plateau y el comienzo de la región de transición.

La comparación entre los perfiles observados y calculados para todas las estrellas de este grupo se muestra en las Figuras 7.21 a 7.24.

### 7.3. Calentamiento no radiativo en estrellas K

Como fue mencionado al principio de este capítulo, Kelch et al. (1979) estudiaron una muestra de ocho estrellas de diferente tipo espectral entre F0 y M0, algunas de las cuales tienen

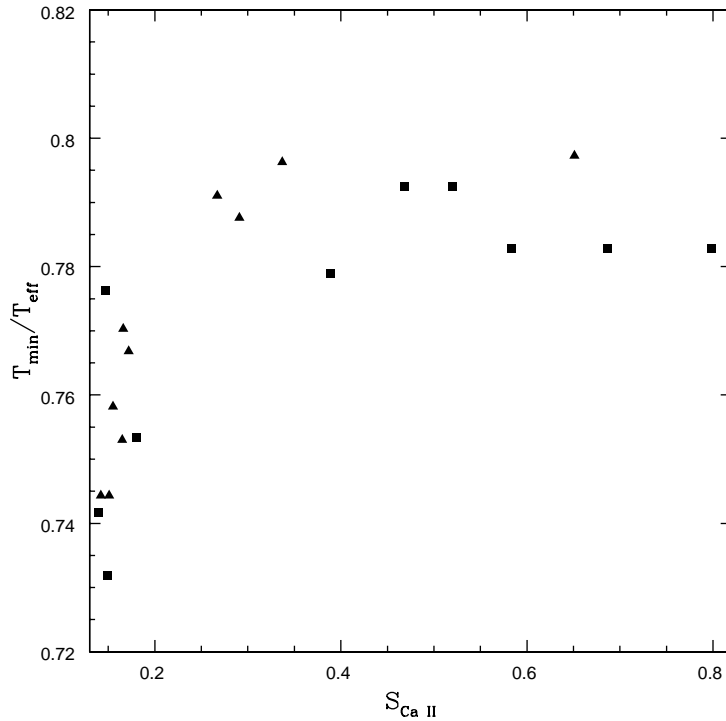


Figura 7.9: El cociente  $T_{min}/T_{eff}$  en función de  $S_{Ca II}$  para los modelos de estrellas K (cuadrados) y para los modelos de estrellas G (triángulos).

distinto nivel de actividad. En ese trabajo proponen que el cociente entre la temperatura del mínimo y la temperatura efectiva de la estrella ( $T_{min}/T_{eff}$ ) puede dar una idea de la importancia de la energía no radiativa depositada en la baja fotosfera de las estrellas.

En la Figura 7.9 se compara este parámetro con el índice  $S_{Ca II}$  calculado usando los modelos que construimos para la muestra de estrellas K y para las estrellas G en el capítulo anterior. En la figura se puede ver que existe un fenómeno de saturación en la temperatura del mínimo. Es decir que  $T_{min}$  aumenta su valor a medida que el nivel de actividad cromosférica crece, hasta que deja de ser sensible a la actividad para un valor de  $T_{min}/T_{eff} \sim 0.785$ , donde permanece aproximadamente constante aún cuando la actividad crece. Además se puede ver que el valor de  $T_{min}/T_{eff}$  calculado para los modelos de las estrellas G es siempre mayor al de las estrellas K.

En la Figura 7.10 se grafica la ubicación del mínimo de temperatura tanto en altura (izquierda) como en columna de masa (derecha) en función del nivel de actividad cromosférica para los modelos de estrellas de ambos tipos espectrales. Puede verse que las estrellas G tienen el mínimo de temperatura más afuera (lo que en columna de masa significa a densidades menores), y que hay una tendencia a que la región del mínimo de temperatura se corra hacia adentro (a columna de masa mayores) en la atmósfera a medida que la actividad crece. Es decir que la inversión de temperatura se produce antes en estrellas más activas, indicando que la deposición de energía, a medida que el nivel de actividad aumenta, se produce cada vez más adentro en la atmósfera, para estrellas de ambos tipos espectrales.

En la Figura 7.11 se muestra la ubicación, tanto en altura como en columna de masa, de la



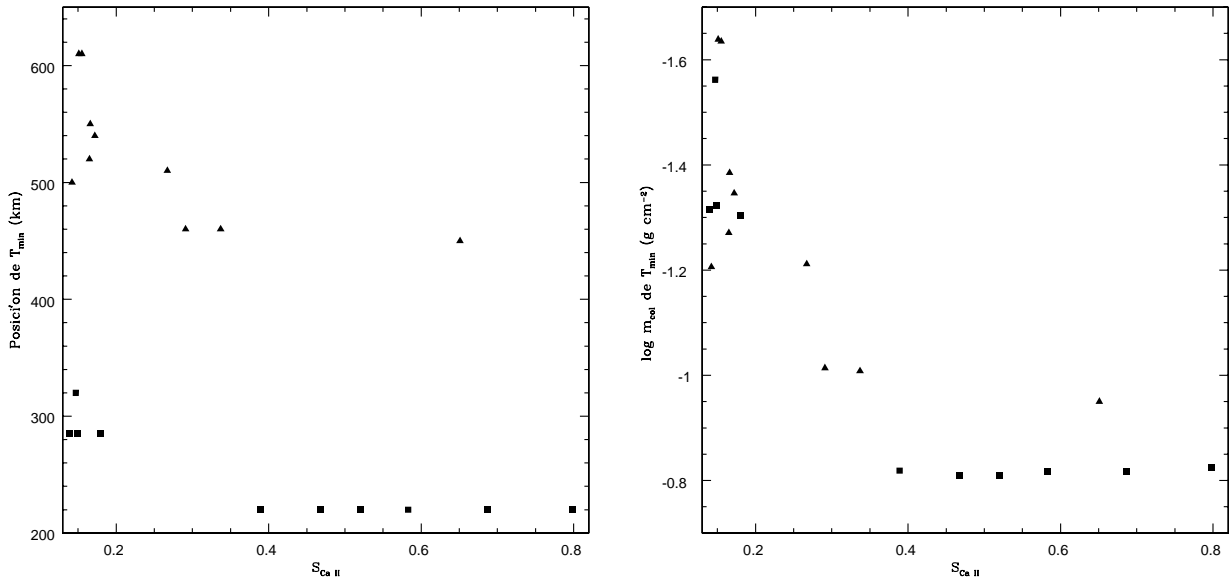


Figura 7.10: Ubicación de  $T_{\min}$  en la atmósfera en función de  $S_{\text{Ca II}}$  para los modelos de estrellas K (cuadrados) y para los modelos de estrellas G (triángulos) **Izquierda.** en función de la altura. **Derecha.** en función de la columna de masa.

región de transición, tomando como referencia el punto donde la temperatura toma el valor de 36590 K, en función de  $S_{\text{Ca II}}$ . La atmósfera de las estrellas G posee la región de transición más afuera (a densidades menores) que la de las estrellas K, y en ambos casos se corre hacia adentro a medida que la actividad crece (a densidades mayores).

Para estudiar los requerimientos energéticos para mantener la estructura atmosférica encontrada en cada caso, calculamos la pérdida radiativa neta total para cada modelo de la manera explicada en el Capítulo 4.

En la Figura 7.12 se muestra el resultado para las estrellas menos activas, y en la Figura 7.13 para los modelos de las estrellas más activas. Como era de esperar, la cantidad de energía no radiativa que es necesario entregar a la cromósfera aumenta con el nivel de actividad. Comparando ambas figuras, podemos también observar que en los modelos menos activos la energía es positiva luego de los 300 km, mientras que en los más activos es necesario entregar energía a mayores profundidades, un resultado similar al obtenido para las estrellas G (Figuras 6.4 y 6.5). Nuevamente obtenemos una tasa neta negativa en la zona del mínimo de temperatura, aunque, teniendo en cuenta que las estrellas K tienen una gravedad superficial mayor, esta región es mucho más angosta que en el caso de las G. Las principales contribuciones en esta zona siguen siendo las mismas que en las estrellas G, es decir, H-, Si I, Fe I y, particularmente, CO. Dado que estas estrellas poseen temperaturas más bajas en esta región, puede ser más probable la formación de otras moléculas, por ejemplo el CH, que actúen como agentes enfriadores, además del CO, por lo que considerar estas moléculas podría mejorar el cálculo de la tasa radiativa total en esta zona.

Las contribuciones más importantes a las pérdidas radiativas totales en la cromósfera en  $\epsilon$  Eri en su mínimo de actividad son, al igual que en el Sol, el Mg II ( $\sim 9.5\%$ ), Ca II

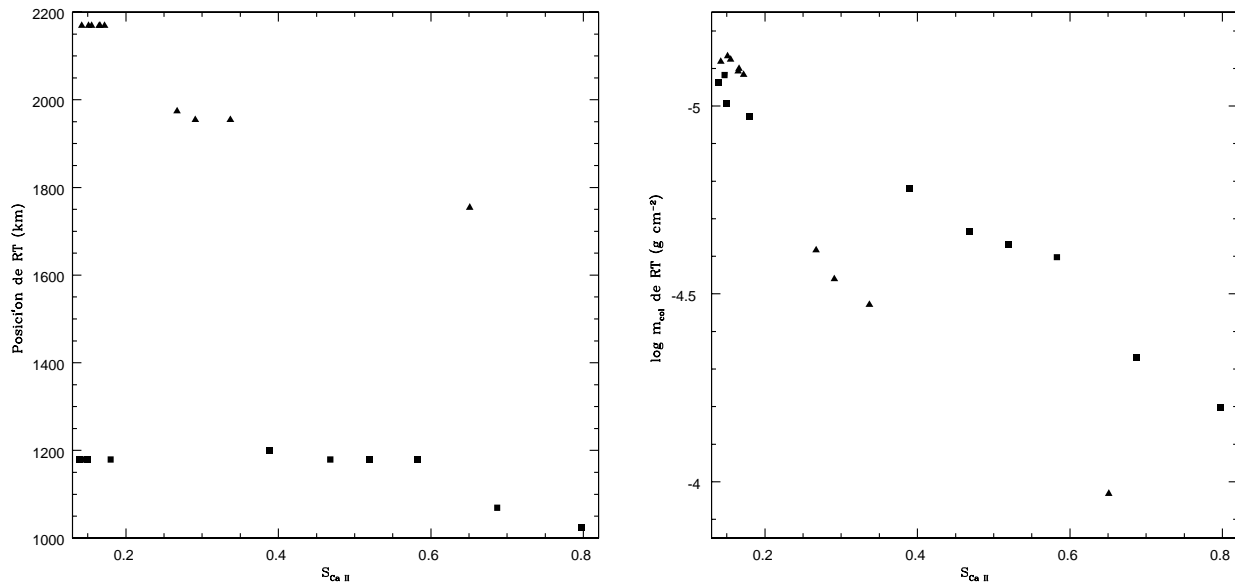


Figura 7.11: Ubicación de de la región de transición en función de  $S_{CaII}$  para los modelos de estrellas K (cuadrados) y para los modelos de estrellas G (triángulos) **Izquierda**, en función de la altura. **Derecha**, en función de la columna de masa.

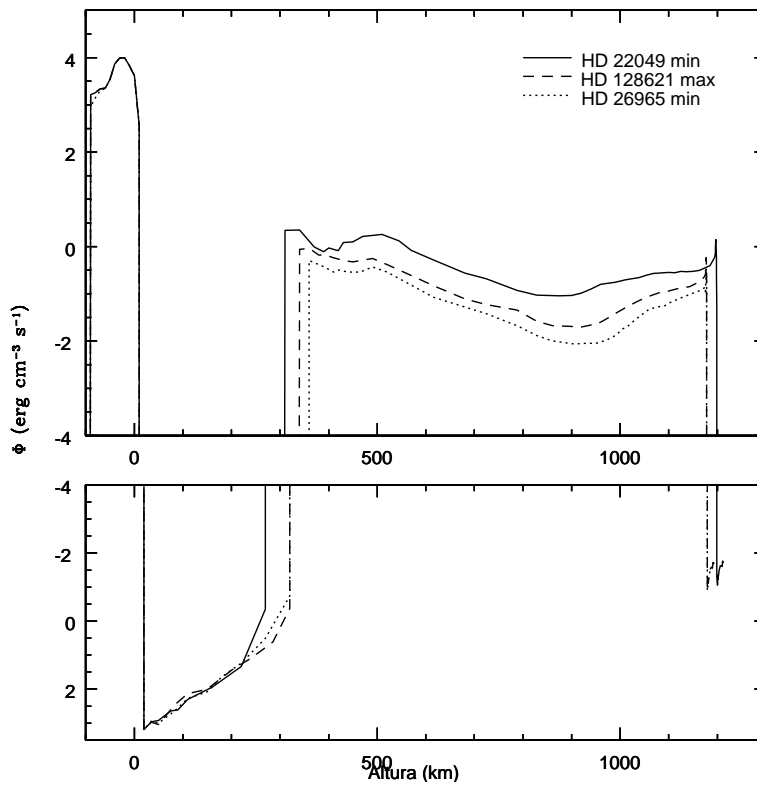


Figura 7.12: Pérdida radiativa neta total para las estrellas menos activas.

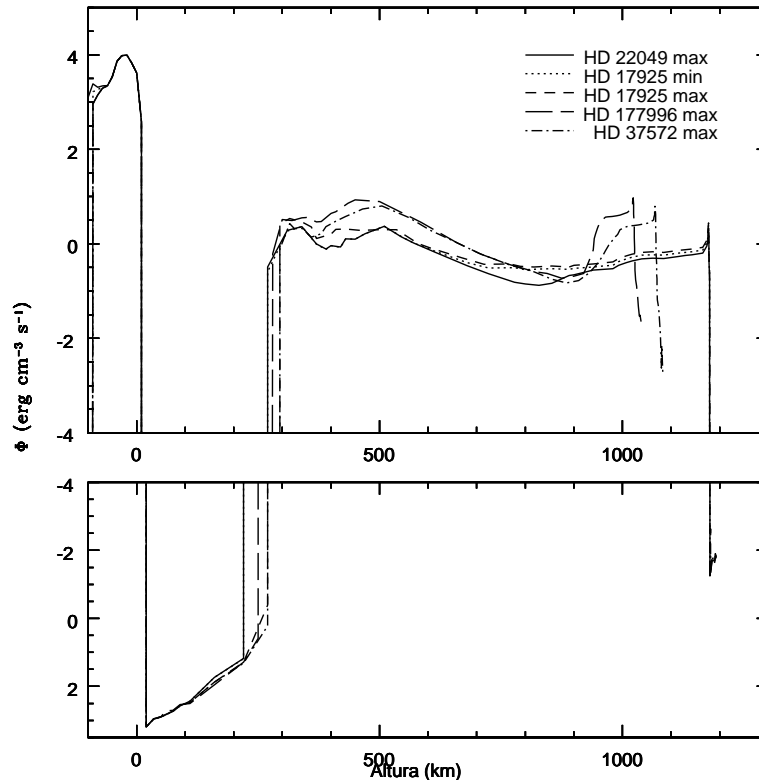


Figura 7.13: Pérdida radiativa neta total para las estrellas más activas.

( $\sim 9\%$ ) y el Fe I ( $\sim 15\%$ ) como se muestra en la Figura 7.14. Es importante notar el cambio en las porcentajes con respecto a los obtenidos en el Sol (ver Sección 6.3). Asimismo, la contribución del total de hidrógeno, es decir la suma de H-, H-*libre-libre* y líneas y continuo de H, pasa del 3.5% en estrellas G al 9.5% en estrellas K. También encontramos en este caso que aproximadamente la mitad de la tasa neta total corresponde a la de las líneas, tanto fotosféricas como cromosféricas, que conforman el ‘line blanketing’.

Finalmente, como se hizo en el capítulo anterior, integramos la pérdida radiativa neta total ( $\phi_{\text{int}}$ ) desde la altura en que la misma es positiva hasta la altura en la región de transición donde la temperatura alcanza  $10^4$  K. La Figura 7.15 muestra  $\phi_{\text{int}}$  en función del índice  $S_{\text{CaII}}$  calculado de los modelos, tanto para las estrellas K (triángulos) y como para las G (cuadrados). Se puede ver que la cantidad de energía necesaria para calentar la cromósfera para el mismo rango de actividad estelar es mayor en las estrellas G que en las K, lo que es razonable ya que las estrellas G tienen mayor luminosidad y temperatura efectiva (ver Sección 3.1).

En la Figura 7.16 se grafica  $\phi_{\text{int}}$  normalizado por  $\sigma T_{\text{eff}}^4$ , que representa la energía por unidad de área y de tiempo que emitiría la estrella si fuera un cuerpo negro de temperatura  $T_{\text{eff}}$ . Esta cantidad se relaciona con la luminosidad superficial a través de la ecuación 3.9. Para las estrellas G utilizamos la  $T_{\text{eff}}$  solar, mientras que para las K tomamos la  $T_{\text{eff}}$  de  $\epsilon$  Eri. Se puede ver que existe una única tendencia para todas las estrellas independientemente del tipo espectral. Este hecho podría significar que el proceso físico que provee la energía es el mismo en ambos casos.

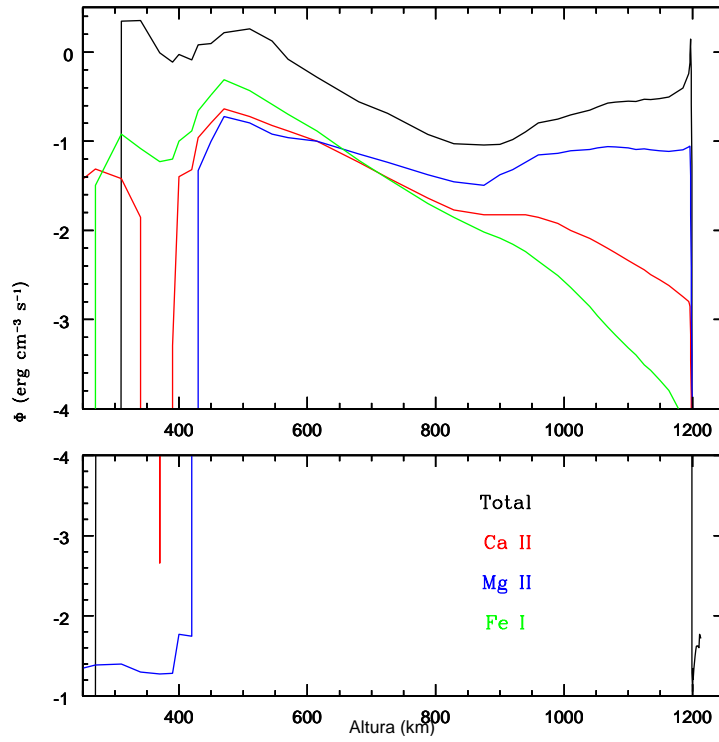


Figura 7.14: Tasa de enfriamiento en la cromósfera para  $\epsilon$  Eri en su mínimo de actividad y sus principales componentes.

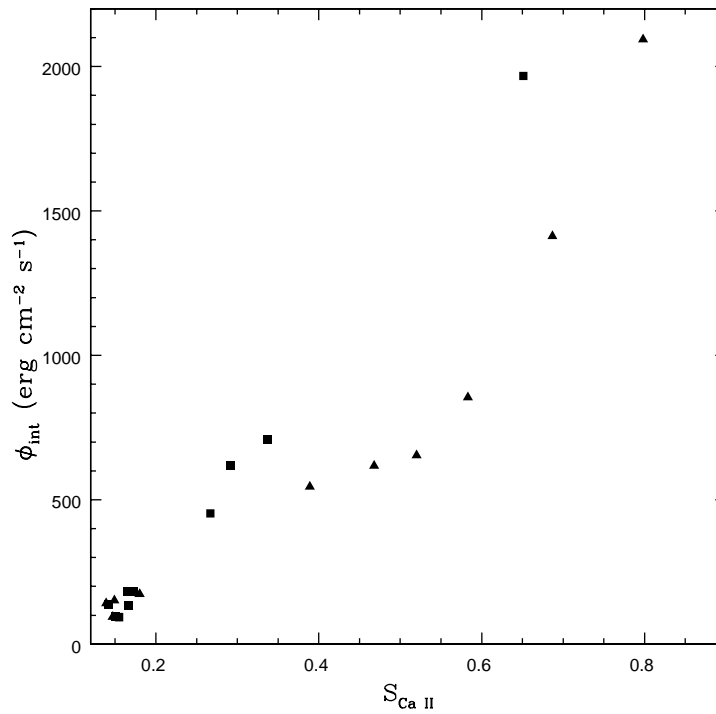


Figura 7.15:  $\phi_{\text{int}}$  versus  $S_{\text{Ca II}}$ . Los cuadrados son los valores para las estrellas G y los triángulos para las K.

Dada la buena relación entre ambas cantidades, realizamos un ajuste utilizando cuadrados mínimos con un polinomio de tercer grado cuya forma funcional está dada por

$$\phi_{\text{int}} = -1.14 \cdot 10^{-5} + 1.28 \cdot 10^{-4} S_{\text{CaII}} - 2.80 \cdot 10^{-4} S_{\text{CaII}}^2 + 2.80 \cdot 10^{-4} S_{\text{CaII}}^3 \quad (7.2)$$

Como puede verse de la figura el ajuste es muy bueno. Resulta entonces que la relación empírica 7.2 entre  $\phi_{\text{int}}$  normalizado y  $S_{\text{CaII}}$  permite estimar los requerimientos energéticos de la estrella a estudiar conociendo su nivel de actividad cromosférica.

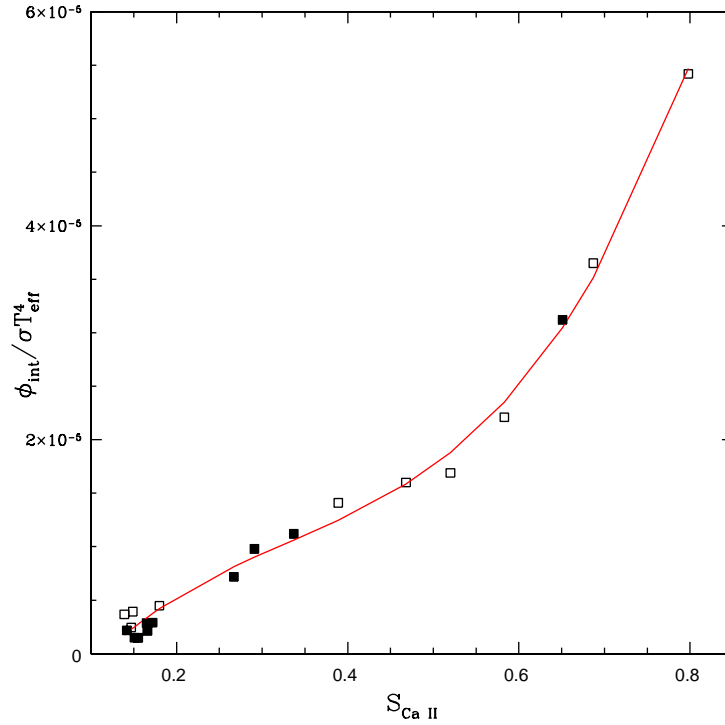


Figura 7.16:  $\phi_{\text{int}}$  normalizado con la luminosidad superficial versus  $S_{\text{CaII}}$ . Los cuadrados vacíos son los valores para las estrellas K y los cuadrados llenos para las G.

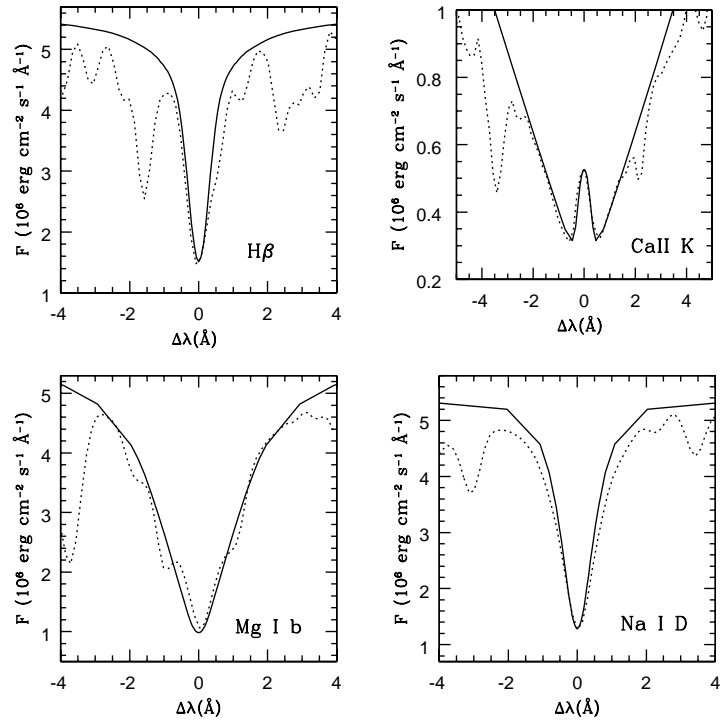


Figura 7.17: Comparación entre los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para  $\alpha$  Cen B (HD 128621) en su máximo.

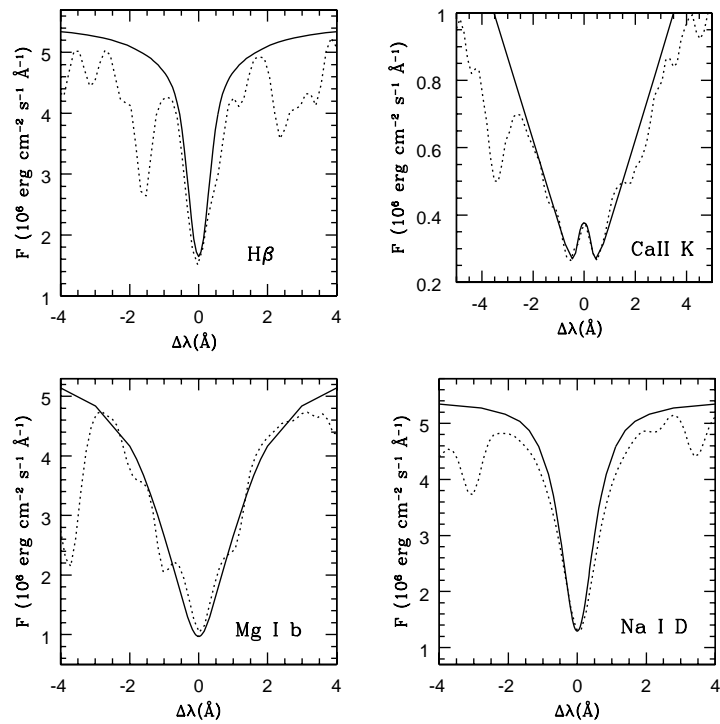


Figura 7.18: Comparación entre los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para  $\alpha$  Cen B (HD 128621) en su mínimo de actividad.

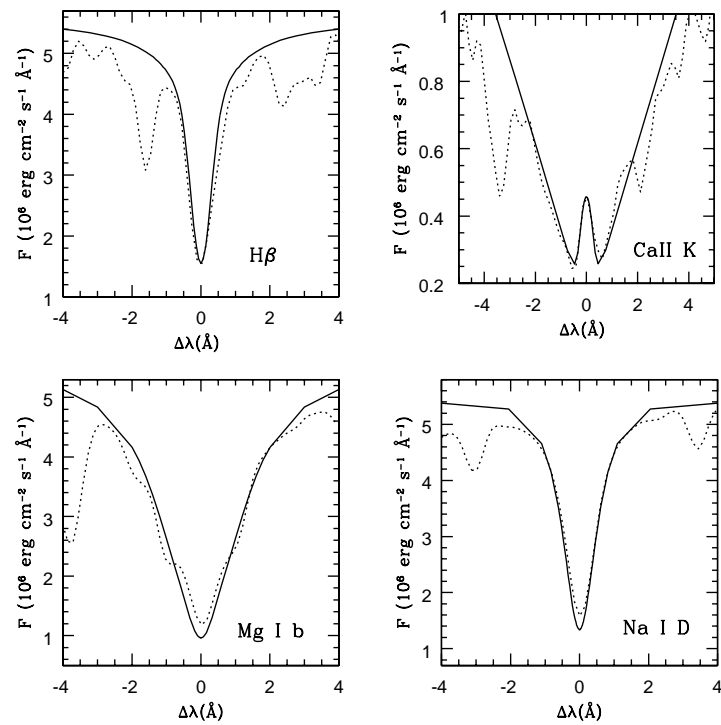


Figura 7.19: Comparación entre los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para HD 26965 en su máximo de actividad.

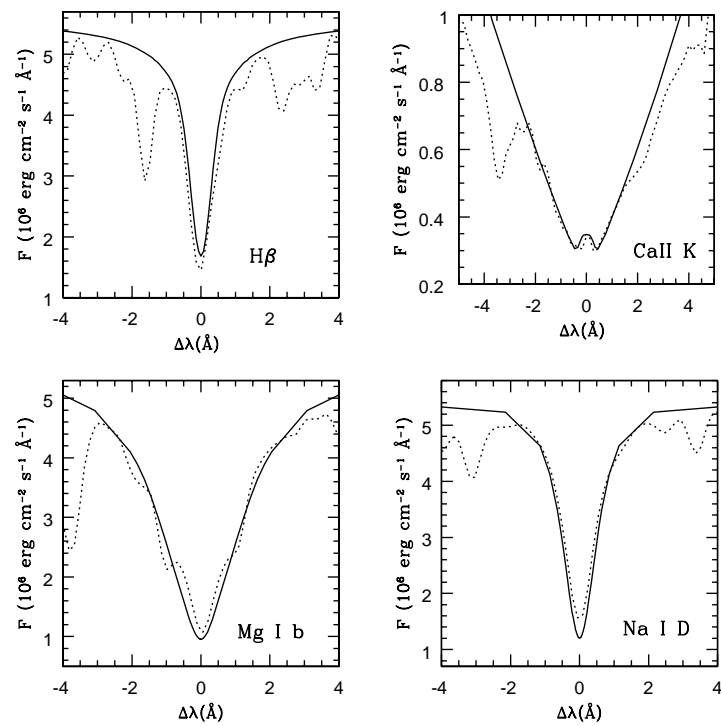


Figura 7.20: Comparación entre los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para HD 26965 en su mínimo de actividad.

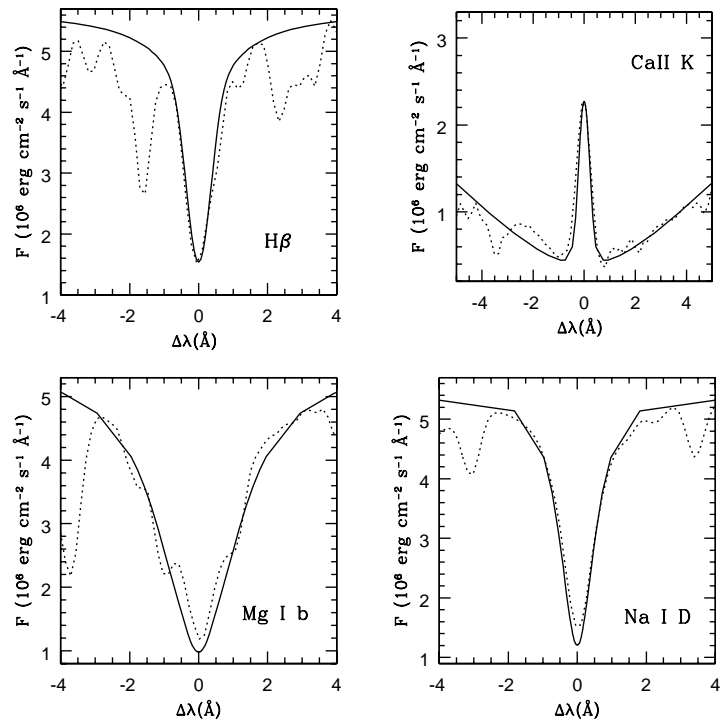


Figura 7.21: Comparación de los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para HD 17925 en su máximo de actividad.

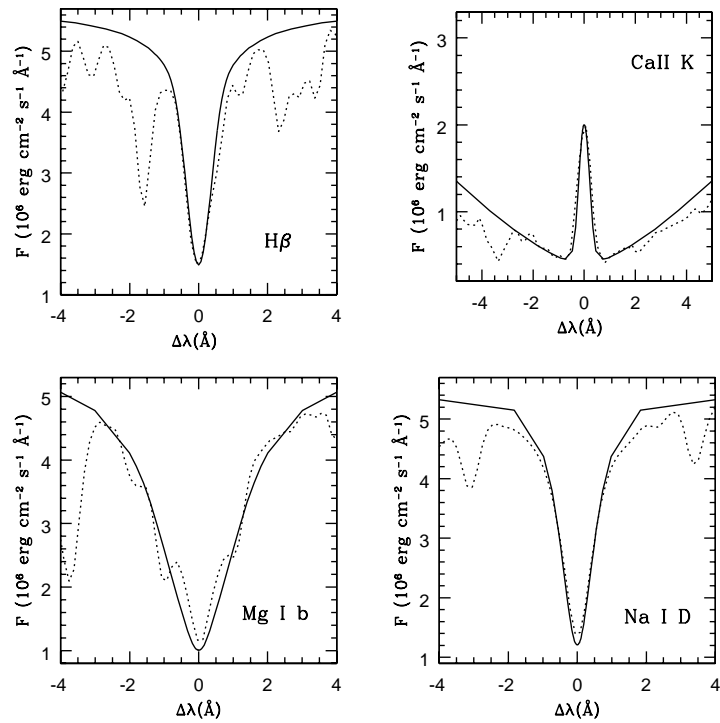


Figura 7.22: Comparación de los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para HD 17925 en su mínimo de actividad.



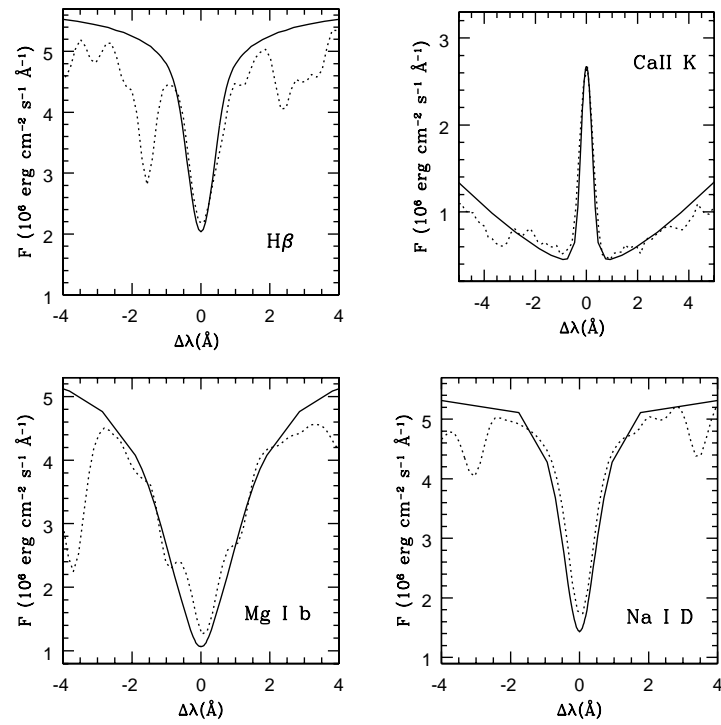


Figura 7.23: Comparación de los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para HD 37572 en su máximo de actividad.

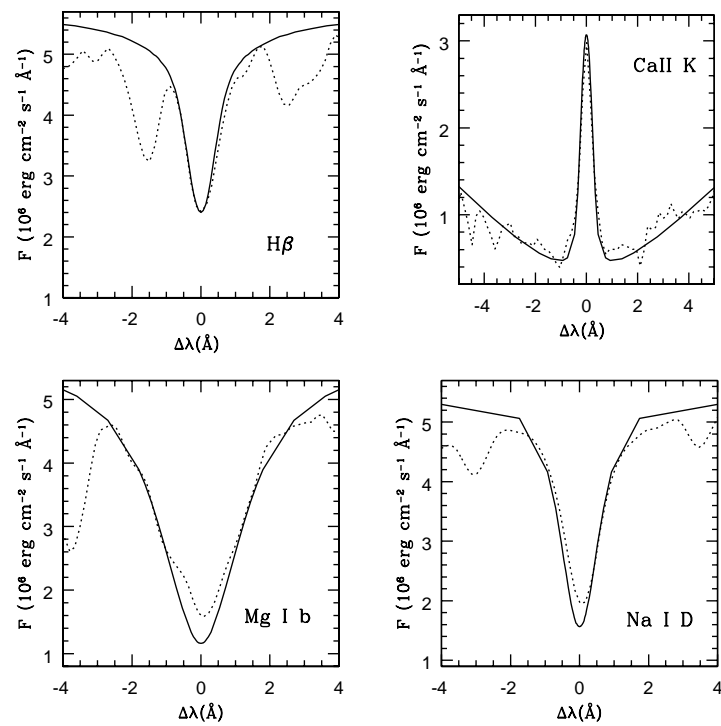


Figura 7.24: Comparación de los perfiles observados (línea de puntos) y calculados (línea llena) para HD 177996.



## Capítulo 8

# Conclusiones

El objetivo de este trabajo de tesis fue el estudio de la actividad cromosférica en estrellas de tipo solar a través de la construcción de modelos semiempíricos de sus atmósferas. Estos modelos fueron construídos resolviendo autoconsistentemente las ecuaciones de transporte de radiación y equilibrio estadístico fuera del equilibrio termodinámico local, para una atmósfera homogénea y plano paralela en equilibrio hidrostático. Los cálculos se realizaron utilizando el programa PANDORA, uno de los códigos más completos para este tipo de cálculos.

Inicialmente estudiamos cómo varía con el nivel de actividad estelar  $S_{CaII}$ , el índice de actividad más comunmente utilizado, ya que en relevamientos de estrellas tardías se obtuvo una disminución en la cantidad de estrellas con  $S_{CaII} \geq 0.2$ , hecho conocido en la literatura como la brecha de Vaughan y Preston.

Para llevar a cabo este estudio, construimos modelos de estrellas ficticias de tipo espectral G cada vez más activas, corriendo rígidamente hacia adentro la temperatura en función de la columna de masa, desde la región del mínimo de temperatura hasta la región de transición.

Los resultados obtenidos al graficar el índice  $S_{CaII}$  de nuestros modelos en función de la variación de la columna de masa demuestran que hay un cambio abrupto en la pendiente de la recta de ajuste, para el valor de  $S_{CaII}$  correspondiente a la brecha de Vaughan y Preston. En otras palabras,  $S_{CaII}$  se torna más sensible a los cambios en la estructura cromosférica para valores de  $S_{CaII} > 0.2$ . Este comportamiento sugiere que la existencia de la brecha no se debe a una discontinuidad en la respuesta de la actividad con la rotación o la edad, o de la tasa de formación de estrellas, como ha sido propuesto, sino a que las líneas de emisión H y K del Ca II tienen una respuesta bimodal al calentamiento cromosférico.

Construimos nuevos modelos para estudiar qué región de la atmósfera es la responsable del cambio en la respuesta del índice  $S_{CaII}$ . Los resultados obtenidos para los modelos con  $S_{CaII} \leq 0.2$  muestran que el valor de este índice depende casi exclusivamente de la estructura de la región del mínimo de temperatura, y no se ve afectada por cambios en otras regiones de la cromósfera. En cambio, para los modelos con  $S_{CaII} \geq 0.2$ , la emisión de Ca II está más acoplada a la estructura de la cromósfera, y casi cualquier cambio en los modelos se refleja en  $S_{CaII}$ . Estos resultados indicarían que a medida que el nivel de actividad crece, los cambios en la estructura de la atmósfera se manifiestan primero en la región del mínimo de temperatura y, luego, principalmente en el plateau cromosférico.

A partir de los modelos construídos pudimos reproducir la distribución de estrellas de

la muestra de Henry et al. (1996), bajo la suposición de que los diferentes niveles de calentamiento cromosférico tienen la misma probabilidad de ocurrir en la naturaleza. Las pequeñas diferencias entre las dos distribuciones pueden deberse a que todos nuestros modelos tienen un índice de color  $B-V$  solar, mientras que en la distribución observada el valor de  $B-V$  varía entre 0.5 y 0.8.

Para estudiar con más profundidad las variaciones en la estructura atmosférica de estrellas con el nivel de actividad y con el tipo espectral, realizamos modelos de atmósfera para una muestra de nueve estrellas de tipo espectral G y seis de tipo espectral K. Todas las estrellas pertenecen al Hemisferio Sur y abarcan un amplio rango de valores del índice de actividad  $S_{\text{CaII}}$ . En el caso de las estrellas G, cumplen con los requisitos de ser análogas solares, es decir que los parámetros estelares son similares a los del Sol, por lo que poseen la misma estructura fotosférica, mientras que la cromósfera varía con el nivel de actividad. En el mismo sentido, las estrellas K fueron elegidas con características similares a  $\epsilon$  Eri. Se construyó un modelo para cada estrella de la muestra.

En todos los casos se buscó el mejor ajuste posible de la línea  $H\beta$ , y la K del Ca II. En el caso de las estrellas G se modelaron las asimetrías en la línea K del Ca II por la presencia de campos de velocidad macroscópicos, lo que no fue necesario en las estrellas K ya que los perfiles de la línea K son simétricos en todos los casos.

Todas las estrellas estudiadas presentan una estructura atmosférica similar a la del Sol. Cada una presenta una región de mínimo de temperatura, una subida cromosférica seguida de un plateau, y un empinado ascenso de temperatura hacia la corona. Estos resultados confirman y expanden los obtenidos por Franchini et al. (1998) y Morossi et al. (2003) quienes, usando un rango diferente de longitud de onda, el continuo ultravioleta, encuentran la necesidad de un ascenso de la temperatura en la cromósfera de estrellas G.

En los modelos de estrellas G menos activas, con  $S_{\text{CaII}} \leq 0.2$ , obtuvimos que el único cambio necesario para ajustar los perfiles es en la región del mínimo de temperatura, que al aumentar la actividad tiene una temperatura mayor y se ubica más adentro en la atmósfera. Este grupo presenta un campo de velocidades con valores entre 5 y 10 km  $\text{seg}^{-1}$  en el plateau cromosférico. En cambio, en las estrellas K los cambios se producen desde la región del mínimo de temperatura hasta la región de transición, principalmente en el plateau cromosférico.

Para reproducir los perfiles de línea del grupo de estrellas más activas, tanto G como K, fue necesario modificar toda la estructura cromosférica, principalmente el plateau y la alta cromósfera. Los campos de velocidades necesarios para reproducir las asimetrías en las líneas de las estrellas G son más intensos que en el caso de las estrellas menos activas, entre 15 y 20 km  $\text{seg}^{-1}$ , y se ubican más adentro en la región del mínimo de temperatura.

Todos los modelos construídos reproducen muy bien los perfiles de las líneas  $H\beta$  y la K del Ca II. También reproducen otras líneas no utilizadas para su construcción y que se forman en la cromósfera, como el doblete de Na I y la línea b del Mg I.

Pasquini (1992) utilizó observaciones de la línea K de una muestra de 45 estrellas de tipo espectral entre G0 y G5, y encontró que a medida que la actividad se incrementa, el primer cambio que se presenta en la línea es el aumento en la intensidad de los  $K_1$  que se forman en la región del mínimo de temperatura. Luego, a niveles aún mayores de actividad, también se incrementa la intensidad de los máximos  $K_2$  y del centro de absorción  $K_3$ , que se forman en el plateau cromosférico y la alta cromósfera respectivamente. Este resultado es,

observacionalmente, la consecuencia de que los primeros cambios en la estructura térmica de la atmósfera sean en la región del  $T_{\min}$ , luego en el plateau cromosférico y, al incrementarse aún más la actividad, en la región de transición, como encontramos en el presente trabajo.

Además, la respuesta de los perfiles de Ca II a la actividad no es lineal con los cambios en la estructura, como puede verse de comparar los modelos y los perfiles resultantes. A medida que se incrementa el nivel de actividad, el perfil se vuelve más sensible a los cambios de temperatura en la atmósfera debido a que los procesos colisionales son más importantes. Esto fue lo observado en los modelos construídos para estudiar la brecha de Vaughan y Preston.

El cociente  $T_{\min}/T_{\text{eff}}$  da una idea de la importancia del calentamiento no radiativo en la baja fotosfera. Al comparar este parámetro con el índice  $S_{\text{CaII}}$  calculado usando los modelos construídos, se puede ver que existe un fenómeno de saturación en la temperatura del mínimo.  $T_{\min}$  aumenta su valor a medida que el nivel de actividad cromosférica crece, hasta que deja de ser sensible a la actividad para un valor de  $T_{\min}/T_{\text{eff}} \sim 0.785$ , donde permanece aproximadamente constante aún cuando la actividad siga creciendo.

La posición del mínimo de temperatura se corre hacia adentro en la atmósfera a medida que la actividad crece. Es decir que la inversión de temperatura se produce antes en estrellas más activas, indicando que la deposición de energía, a medida que el nivel de actividad aumenta, se produce en regiones cada vez más profundas de la atmósfera para estrellas de ambos tipos espectrales. También en este caso existe un fenómeno de saturación, ya que llegado al valor de  $S_{\text{CaII}} \sim 0.4$ , la posición del mínimo casi no se modifica, sobre todo en las estrellas K. Por otra parte, la atmósfera de las estrellas G posee la región de transición más afuera (a densidades menores) que la de las estrellas K, y en ambos casos se corre hacia adentro a medida que la actividad crece.

La energía no radiativa necesaria para obtener la estructura térmica propuesta aumenta con el nivel de actividad independientemente del tipo espectral. Las pérdidas radiativas netas totales de todas las estrellas tienen un valor negativo en los alrededores del mínimo de temperatura, lo que confirma resultados anteriores para el Sol (Vernazza et al., 1981). Dentro de la aproximación de atmósfera plano-paralela y homogénea que se está investigando, este hecho implica probablemente, que en los cálculos realizados se hayan despreciado fuentes importantes de enfriamiento radiativo (ver por ejemplo, Mauas et al. 1990a). En las estrellas K, dado que la temperatura del mínimo es más baja que en las G, es más probable la formación de algunas moléculas no tenidas en cuenta en el presente trabajo, como por ejemplo el CH, que podrían contribuir a la energía necesaria. Es de notar que a medida que la actividad se incrementa, esta región se achica y el calentamiento cromosférico empieza más adentro en la primera subida cromosférica.

En este trabajo utilizamos un nuevo modelo de Si I, que tiene en cuenta un mayor número de niveles que el usado en trabajos anteriores, y obtuvimos que la contribución a las pérdidas radiativas en la región del mínimo es mayor. Consideramos que un modelo más detallado de Fe I que el utilizado hasta el momento, e incluso el agregar en los cálculos un modelo para Fe II, puede contribuir a disminuir la región de pérdida radiativa negativa.

Independientemente del tipo espectral y del nivel de actividad, la tasa de pérdidas radiativas de todas las líneas, tanto fotosféricas como cromosféricas, que conforman el ‘line blanketing’ constituye aproximadamente la mitad del total, por lo que su contribución a la

energía requerida para mantener la estructura térmica de la atmósfera no puede ser despreciada, como se hace en la mayor parte de los estudios de este tipo.

Al graficar la pérdida radiativa neta total integrada a lo largo de la cromósfera y normalizada con la luminosidad estelar, en función del índice de actividad  $S_{\text{CaII}}$ , encontramos que existe una única tendencia independientemente del tipo espectral. Este hecho podría significar que el proceso físico que provee la energía es el mismo en ambos casos. Por otra parte, la buena relación encontrada entre ambas cantidades permite estimar los requerimientos energéticos conociendo el nivel de actividad de la estrella a estudiar.

Para entender e identificar el proceso responsable del calentamiento cromosférico, Cuntz et al. (1999) computaron un modelo teórico de dos componentes para estrellas K2 V de diferentes niveles de actividad y los compararon con observaciones, para lo que calcularon las pérdidas radiativas en la cromósfera en la línea k del Mg II. El resto de las contribuciones cromosféricas fueron calculadas como proporcionales al Mg II, usando factores obtenidos de los cálculos del modelo C de Vernazza et al. (1981).

Cuntz et al. (1999) proponen que la energía es depositada a través de frentes de choque a lo largo de la atmósfera y que para estrellas más activas estos frentes son más intensos y se producen más adentro. Este resultado está de acuerdo con nuestros cálculos, que sugieren que la deposición de energía es mayor y se produce cada vez más adentro al aumentar el nivel de actividad cromosférica.

En ese trabajo, Cuntz et al. (1999) seleccionan una muestra de estrellas K con distintos niveles de actividad y período de rotación conocido, y reproducen la tendencia lineal, aunque subestimada, entre el flujo en las líneas H y K del Ca II con el período de rotación. Uno de los motivos por lo que el flujo obtenido por ellos es menor al observado, puede ser su estimación muy cruda de las pérdidas radiativas en la cromósfera. Por un lado, porque no realizan el cálculo detallado, como en nuestro caso, de las contribuciones más importantes, además del Mg II, tanto en líneas como en el continuo. Este hecho fue mencionado por Rammacher et al. (2005), que intentan mejorar el cálculo de los factores comparándolos con valores semiempíricos obtenidos con otro código menos completo que PANDORA, aunque más sencillo de utilizar.

Además, utilizan el modelo C de Vernazza et al. (1981), lo que introduce un error incluso mayor al anterior. Nuestros resultados demuestran que una estrella K activa como  $\epsilon$  Eri requiere una energía no radiativa mucho mayor que la que necesita una estrella como el Sol con un nivel bajo de actividad (ver Secciones 6.3 y 7.3). Incluso la contribución a la tasa total de las especies más importantes en la cromósfera, esto es Mg II, Ca II y Fe I, con respecto al total son diferentes en ambos casos. Lo mismo sucede cuando se calculan los factores de proporcionalidad de todas las especies con respecto al Mg II, como lo hacen Cuntz et al. (1999).

Uno de los principales resultados que se pueden obtener de los modelos semiempíricos es el de calcular las pérdidas radiativas cromosféricas en detalle, usando la información que se puede obtener de las observaciones, sin hacer hipótesis sobre los procesos físicos involucrados. Aunque los modelos obtenidos representan una atmósfera promedio, cualquier mecanismo de calentamiento debe estar de acuerdo con los modelos.

Por ejemplo, Ulmschneider & Musielak (2003) estiman que la energía no radiativa que es necesario entregar para calentar la cromósfera solar, calculada a partir del modelo C de

---

Vernazza et al. (1981) es de  $1.4 \cdot 10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$ . Sin embargo, nuestros cálculos sugieren un valor de  $5.9 \cdot 10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$ , casi dos órdenes de magnitud menor, aún considerando que nuestro modelo es más caliente en algunas regiones (ver Figura 6.1). Si bien no está claro cómo fue calculado el valor de Ulmschneider & Musielak (2003), es posible que se refiera al flujo integrado en las principales líneas cromosféricas. Esto podría explicar la diferencia, porque este método para estimar las pérdidas radiativas no tiene en cuenta que la mitad de la energía emitida por las líneas es radiada hacia adentro nuevamente, y que parte puede ser reabsorbida dando lugar a un calentamiento que es necesario considerar.





---

# Bibliografía

- Abia, C., Rebolo, R., Beckman, J. E., & Crivellari, L. 1988, *A&A*, 206, 100
- Anderson, L. S. 1989, *ApJ*, 339, 558
- Andretta, V. & Giampapa, M. S. 1995, *ApJ*, 439, 405
- Avrett, E. H. & Loeser, R. 1987, *Iterative Solution of Multilevel Transfer Problems (Numerical Radiative Transfer)*, 135–+
- Avrett, E. H. & Loeser, R. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 210, *Modelling of Stellar Atmospheres*, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 21P–+
- Ayres, T. R. 1981, *ApJ*, 244, 1064
- Baliunas, S. & Soon, W. 1995, *ApJ*, 450, 896
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W., & Henry, G. W. 1998, in *ASP Conf. Ser. 154: Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, 153
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., Horne, J. H., Frazer, J., Woodard-Eklund, L., Bradford, M., Rao, L. M., Wilson, O. C., Zhang, Q., Bennett, W., Briggs, J., Carroll, S. M., Duncan, D. K., Figueroa, D., Lanning, H. H., Misch, T., Mueller, J., Noyes, R. W., Poppe, D., Porter, A. C., Robinson, C. R., Russell, J., Shelton, J. C., Soyumer, T., Vaughan, A. H., & Whitney, J. H. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Baliunas, S. L., Nesme-Ribes, E., Sokoloff, D., & Soon, W. H. 1996, *ApJ*, 460, 848
- Bell, R. A. & Gustafsson, B. 1989, *MNRAS*, 236, 653
- Boehm-Vitense, E. 1981, *ARA&A*, 19, 295
- Brandenburg, A., Saar, S. H., & Turpin, C. R. 1998, *ApJL*, 498, L51+
- Brault, J. & Neckel, H. 1999, *Sol. Phys.*, 184, 421
- Burnashev, V. I. 1983, *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoy Observatorii*, 67, 13
- Carlsson, M. & Stein, R. F. 1997, *ApJ*, 481, 500
- Cayrel de Strobel, G. 1996, *A&A Rev.*, 7, 243

- Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., & Ralite, N. 2001, *A&A*, 373, 159
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2001, *ApJ*, 552, 877
- Cincunegui, C. & Mauas, P. J. D. 2002, in *ESA SP-477: Solspa 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference*, ed. H. Sawaya-Lacoste, 91–94
- . 2004, *A&A*, 414, 699
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities* (*Allen's astrophysical quantities*, 4th ed. Publisher: New York: AIP Press; Springer, 2000. Edited by Arthur N. Cox. ISBN: 0387987460)
- Cuntz, M., Rammacher, W., Ulmschneider, P., Musielak, Z. E., & Saar, S. H. 1999, *ApJ*, 522, 1053
- Drake, J. J. & Smith, G. 1993, *ApJ*, 412, 797
- Durney, B. R., Mihalas, D., & Robinson, R. D. 1981, *PASP*, 93, 537
- Eddy, J. A. 1976, *Science*, 192, 1189
- Eggenberger, P., Charbonnel, C., Talon, S., Meynet, G., Maeder, A., Carrier, F., & Bourban, G. 2004, *A&A*, 417, 235
- Falchi, A. & Mauas, P. J. D. 1998, *A&A*, 336, 281
- Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1993, *ApJ*, 406, 319
- Franchini, M., Morossi, C., & Malagnini, M. L. 1998, *ApJ*, 508, 370
- Friis-Christensen, E. & Lassen, K. 1991, *Science*, 254, 698
- Fröhlich, C. 2000, *Space Science Reviews*, 94, 15
- Gershberg, R. E. 2005, *Solar-Type Activity in Main-Sequence Stars* (*Solar-Type Activity in Main-Sequence Stars*, 1st ed. Publisher: Berlin, Heidelberg; Springer, 2005. ISBN: 103540212442)
- Guenther, D. B. & Demarque, P. 2000, *ApJ*, 531, 503
- Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., & Nordlund, A. 1975, *A&A*, 42, 407
- Hall, J. C. & Lockwood, G. W. 2000, *ApJL*, 545, L43
- Hartmann, L., Soderblom, D. R., Noyes, R. W., Burnham, N., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 276, 254
- Hearnshaw, J. B. 1974, *A&A*, 34, 263
- Heasley, J. N. & Kneer, F. 1976, *ApJ*, 203, 660
- Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A., & Baliunas, S. L. 1996, *AJ*, 111, 439

- Johnson, H. L., Iriarte, B., Mitchell, R. I., & Wisniewskj, W. Z. 1966, *Communications of the Lunar and Planetary Laboratory*, 4, 99
- Kelch, W. L. 1978, *ApJ*, 222, 931
- Kelch, W. L., Worden, S. P., & Linsky, J. L. 1979, *ApJ*, 229, 700
- Kneer, F. 1975, *ApJ*, 200, 367
- Knobloch, E., Rosner, R., & Weiss, N. O. 1981, *MNRAS*, 197, 45P
- Krishna Swamy, K. S. 1966, *ApJ*, 145, 174
- Kurucz, R. L. 2006, in *EAS Publications Series*, Vol. 18, *EAS Publications Series*, ed. P. Stee, 129–155
- Labonte, B. J. 1986, *ApJS*, 62, 229
- Lean, J. 1989, *Science*, 244, 197
- Leighton, R. B. 1959, *ApJ*, 130, 366
- Linsky, J. L. & Ayres, T. R. 1978, *ApJ*, 220, 619
- Mallik, S. V. 1998, *A&A*, 338, 623
- Mauas, P. J. D., Machado, M. E., & Avrett, E. H. 1990, *ApJ*, 360, 715
- Middelkoop, F. 1982, *A&A*, 107, 31
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/* (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.)
- Milkey, R. W. & Mihalas, D. 1973, *ApJ*, 185, 709
- Montesinos, B., Thomas, J. H., Ventura, P., & Mazzitelli, I. 2001, *MNRAS*, 326, 877
- Morossi, C., Franchini, M., Malagnini, M. L., & Chavez, M. A. 2003, in *The Future of Cool-Star Astrophysics: 12th Cambridge Workshop on Cool Stars , Stellar Systems, and the Sun* (2001 July 30 - August 3), eds. A. Brown, G.M. Harper, and T.R. Ayres, (University of Colorado), 2003, p. 285-292., ed. A. Brown, G. M. Harper, & T. R. Ayres, Vol. 12, 285–292
- Neuhäuser, R. & Comerón, F. 2001, in *ASP Conf. Ser. 223: 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, & M. R. Zapaterio Osorio, 1097–+
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- Oinas, V. 1974, *ApJS*, 27, 405
- Omont, A., Smith, E. W., & Cooper, J. 1972, *ApJ*, 175, 185

- Pasquini, L. 1992, *A&A*, 266, 347
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P. L., Crézé, M., Donati, F., Grenon, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C. A., Le Poole, R. S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., & Petersen, C. S. 1997, *A&A*, 323, L49
- Porto de Mello, G. F. & da Silva, L. 1997, *ApJL*, 482, L89+
- Rammacher, W., Fawzy, D., Ulmschneider, P., & Musielak, Z. E. 2005, *ApJ*, 631, 1113
- Reichel, R., Thejll, P., & Lassen, K. 2001, *JGR*, 106, 15634
- Reid, G. C. 2000, *Space Science Reviews*, 94, 1
- Rocha-Pinto, H. J. & Maciel, W. J. 1998, *MNRAS*, 298, 332
- Schmidt-Kaler, T. 1982, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. K. Schaifers & H. Voigt, Vol. 2b, p. 451 (Springer-Verlag)
- Schrijver, C. J., Dobson, A. K., & Radick, R. R. 1992, *A&A*, 258, 432
- Sim, S. A. & Jordan, C. 2005, *MNRAS*, 361, 1102
- Simon, T., Kelch, W. L., & Linsky, J. L. 1980, *ApJ*, 237, 72
- Soderblom, D. R. 1981, *SAO Special Report*, 392, 197
- Soderblom, D. R. 1983, in *IAU Symp. 102: Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects*, ed. J. O. Stenflo, 439–442
- Soon, W. H., Baliunas, S. L., & Zhang, Q. 1993, *ApJL*, 414, L33
- Steenbock, W. & Holweger, H. 1981, *A&A*, 99, 192
- Steenbock, W. 1983, *A&A*, 126, 325
- Thatcher, J. D., Robinson, R. D., & Rees, D. E. 1991, *MNRAS*, 250, 14
- Tomkin, J. & Lambert, D. L. 1980, *ApJ*, 235, 925
- . 1999, *ApJ*, 523, 234
- Ulmschneider, P. & Musielak, Z. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 286, *Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST*, ed. A. A. Pevtsov & H. Uitenbroek, 363–+
- Vaughan, A. H. & Preston, G. W. 1980, *PASP*, 92, 385
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1973, *ApJ*, 184, 605
- . 1981, *ApJS*, 45, 635

Vieytes, M., Mauas, P., & Cincunegui, C. 2005, *A&A*, 441, 701

Vieytes, M. & Mauas, P. J. D. 2004, *ApSS*, 290, 311

White, O. R. & Livingston, W. C. 1981, *ApJ*, 249, 798

Willson, R. C. & Hudson, H. S. 1991, *Nature*, 351, 42



## Agradecimientos

---

Mucho es lo que aprendí y viví en el IAFE estos últimos cinco años. En primer lugar quiero agradecerle a Pablo (mi director) por aceptarme de la nada inicialmente, y después por todo lo que me enseñó y ayudó para que este momento sea posible.

A Andrea y Carolina (aunque ya no esté trabajando con nosotros) quienes estuvieron siempre cerca, tanto en el trabajo como en la amistad. A Rodrigo, por contestar todas mis preguntas sobre el super mongo, y otras yerbas, sobre todo después del incendio!!

A todas las personas del grupo de física solar, Marilú, Cristina, Soledad, Adriana, Marcelo, Sergio, Germán, y espero no olvidarme de nadie!!, porque todos de algún modo u otro formaron parte del camino.

En lo personal, quiero agradecer a Hugo. Si. Igual. Porque, con todo, siempre me escuchó. Aún cuando la astrofísica no es lo suyo, me hizo pensar con sus preguntas al principio!! Por estar al lado mio con todo, y a pesar de todo.

A Eze, porque me emociona cuando habla de que su mamá “estudia las estrellas”. Por tantas veces que lo tuve que dejar un poco, y por las veces que “trabajó conmigo”. Y porque espero haberle aportado algo para su futuro, aunque más no sea el darse cuenta de que hay que esforzarse para llegar a lo que uno quiere.

A mi mamá y a mi papá. Porque me apoyaron y ayudaron siempre, siempre.