

Curso 1992/93
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS

MARÍA INÉS MÁRQUEZ RODRÍGUEZ

**Dinámica de la fotosfera solar
en regiones en calma y faculares**

Director
JOSÉ ANTONIO BONET NAVARRO



SOPORTES AUDIOVISUALES E INFORMÁTICOS
Serie Tesis Doctorales

a Pablo e Inés

Agradecimientos

Agradezco al Instituto de Astrofísica de Canarias y en particular a su Director Dr. Francisco Sánchez Martínez la posibilidad de realizar, en calidad de Miembro Colaborador, esta tesis doctoral.

Al Dr. José Antonio Bonet Navarro, director de este trabajo, le tengo que mencionar de una manera muy especial. En el terreno profesional me ha ilusionado día a día con variados temas de la Física Solar, poniendo de manifiesto siempre una gran capacidad y mostrando en todo momento confianza en mis posibilidades. Su dirección y preocupación por el trabajo han sido impecables. En el terreno personal esta hoja de agradecimientos se me hace extremadamente pequeña. Únicamente digo que lo quiero.

El Dr. Manuel Vázquez Abeledo ha participado también en todos los pasos que he ido dando en el conocimiento de la Astrofísica, con sus valiosas enseñanzas, sugerencias e inyecciones de optimismo que han sido inestimables para la elaboración de esta memoria. Le agradezco su generosidad, confianza y paciencia, pero por encima de todo su amistad.

Los compañeros del Grupo Solar me han prestado su colaboración y apoyo científico en momentos importantes en el avance de mis estudios. Quiero nombrar especialmente a Javier Trujillo, Jorge Sánchez, Fernando Moreno y Basilio Ruiz. Así mismo me gustaría citar a los compañeros del Centro de Cálculo, Gabinete de Dibujo y otros sectores del IAC por su eficaz ayuda.

Al Dr. F. Kneer le debo mi gratitud por sus provechosas enseñanzas y variadas discusiones que han servido para orientar algunas facetas de mi trabajo. Los Drs.

H. Wöhl, A. Wittmann y T. Roca han participado en las observaciones de la línea K I 7699, y los Drs. P. Brandt y S. Solanki me han cedido amablemente sus observaciones de líneas de hierro.

Quiero agradecer a Rosa, M^a Jesús, Ignacio, Inés L. y Jacobo su constante ánimo y colaboración, y que hayan compartido conmigo momentos tan agradables en el terreno personal y en el trabajo docente.

Mi madre, a la que siempre tengo en el recuerdo, mi padre, mis hermanos Saro y Pedro, y mi hermana y amiga Olga, me han brindado constantemente su ayuda, interés y más aún su cariño.

En último lugar, pero no por eso menos importante, quiero citar a mis hijos Pablo e Inés, quienes aún robándoles parte de su tiempo, han sabido siempre mostrarse comprensivos. Ellos saben que tienen todo mi amor.

Resumen

En la presente memoria hemos estudiado la dinámica de la fotosfera solar tanto en regiones en calma como faculares. El método utilizado ha sido el análisis del comportamiento de los bisectores de líneas espectrales fotosféricas correspondientes a observaciones no resueltas espacialmente.

El soporte observacional utilizado consiste fundamentalmente en nuestros propios datos de la línea K I 7699 Å, que se forma en la alta fotosfera complementados con los de otros autores para las líneas Fe I 5576 Å y Fe I 5635 Å, que se forman en zonas más profundas de la fotosfera solar. En nuestras observaciones se han estudiado para distintas posiciones en el disco solar: a) los valores promedio de los parámetros de la línea; y b) las variaciones temporales de éstos mediante espectros de potencia y fase. Se han encontrado notables diferencias en los resultados para regiones en calma y faculares.

Paralelamente se ha desarrollado un código numérico versátil que simula líneas espectrales a partir de un modelo bidimensional de granulación solar, y que permite la obtención de perfiles de líneas en una amplia gama de supuestos, como son: adición de influencias de meso- o supergranulación, ondas acústico-gravitatorias, inclusión de tubos de flujo magnético, etc... De esta forma el código permite estudiar por separado cada uno de los factores que modifican la forma de los bisectores obtenidos.

De la comparación entre los parámetros de las líneas observadas y simuladas, y en particular de sus bisectores, profundizamos en el conocimiento de las condiciones físicas en la dinámica de la atmósfera solar necesarias para conseguir los mejores

ajustes. Así por ejemplo se ha revelado como decisivo para reproducir correctamente las observaciones la inclusión de los siguientes ingredientes. a) Para regiones en calma: una onda acústico gravitatoria, y una microturbulencia reforzada en el intergránulo en una banda de 150 km por encima de $\tau = 1$. b) Para regiones faculares: una microturbulencia igual a la citada para regiones en calma, y una modificación en las fluctuaciones de temperatura del modelo granular utilizado, haciéndolas proporcionales a las velocidades granulares verticales.

Por último comprobamos que el comportamiento de los parámetros que caracterizan el perfil fotométrico del continuo en regiones faculares (brillo medio, ΔI_{rms} y contraste del tubo de flujo) calculados en la simulación numérica, concuerda con los resultados observacionales referidos en la literatura.

Summary

The dynamics of the solar photosphere in quiet and facular regions has been studied in the present work. The method used is the analysis of the behaviour of the bisectors of photospheric spectral lines corresponding to spatially non-resolved observations.

The observational support used consists basically of our own data for the K I 7699 Å line, whose core is formed in the high photosphere, supplemented with those of other authors for the Fe I 5576 Å and Fe I 5635 Å lines, originating in deeper photospheric layers. For different positions on the solar disc, we have studied in our observations: a) the mean values of the line parameters, and b) the time variations of these line parameters by means of power and phase spectra. Remarkable differences in the results for quiet and facular regions have been found.

A versatile numerical code for the simulation of spectral lines using a bidimensional model of the solar granulation has been developed, allowing to obtain line profiles for a wide range of cases of interest, like: inclusion of the influence of meso- and super-granulation, acoustic-gravity waves, magnetic flux tubes, etc... In this way, the code permits to study separately some of the factors which modify the shape of the resulting bisectors.

From the comparison between the parameters (particularly the bisectors) of the observed and simulated line profiles we gain an insight into the physical conditions of the solar atmosphere necessary to reproduce the best fit. As a result of the present study we conclude that the following ingredients have to be included to correctly reproduce the observations. a) For quiet regions: an acoustic-gravity wave and a strengthening of the microturbulence in the intergranular lanes in a 150 Km-band

above $\tau = 1$. b) For facular regions: a microturbulence identical to the one mentioned above; the temperature fluctuations of the granulation model used must be modified so that they become proportional to the vertical granular velocities.

Finally, we verify that the behaviour of the parameters which characterize the photometric profile of the continuum in facular regions (mean brightness, ΔI_{rms} and flux tube contrast), as obtained through the present numerical simulations, do agree with the observational results described by previous authors.

Indice

Agradecimientos	i
Resumen	iii
Summary	v
1 Asimetrías y desplazamientos de líneas fotosféricas solares	1
1.1 Introducción	1
1.2 Desplazamientos de líneas espectrales	2
1.3 Asimetrías de líneas espectrales	6
1.4 La granulación solar como fuente de asimetrías y desplazamientos de líneas	10
1.5 Influencia de mecanismos no convectivos sobre las asimetrías y desplazamientos de líneas	15
1.6 Desplazamientos y asimetrías de líneas en regiones activas	17
1.7 Variaciones temporales de los perfiles de las líneas	26
1.8 Objetivos de este trabajo	29
2 Instrumentación y observaciones	33
2.1 Material de observación	33
2.1.1 Observaciones en Kitt Peak	35

2.1.2	Observaciones en Locarno	38
2.2	Instrumentación de Kitt Peak	39
2.2.1	Telescopio principal de la torre solar de McMath	39
2.2.2	Espectrógrafo principal	40
2.3	Instrumentación de Locarno	43
2.3.1	Telescopio Gregory-coudé	43
2.3.2	Espectrógrafo	44
3	Proceso de reducción de datos	47
3.1	Introducción	47
3.2	Filtrado de ruido	48
3.3	Perfil instrumental	48
3.4	Determinación del mínimo de las líneas	51
3.5	Determinación de los bisectores	56
3.6	Determinación de la anchura equivalente	59
3.7	Determinación de otros parámetros de la línea	59
3.8	Reducción de las observaciones en la sombra de las manchas	60
4	Resultados observacionales de la línea K I 7699	63
4.1	Introducción	63
4.2	Variación centro-borde de los valores medios de los parámetros de la línea	64
4.2.1	Parámetros morfológicos medios de la línea	65
4.2.2	Bisectores medios	70
4.3	Variaciones temporales	83
4.3.1	Variación del bisector	85
4.3.2	Comportamiento de los flancos de la línea	88
4.3.3	Variación de la anchura equivalente	91

4.3.4	Variación de la intensidad del mínimo	91
4.4	Perfiles de la línea K I 7699 en las sombras de manchas	93
5	Síntesis de una línea espectral a partir de un modelo de fotosfera solar	97
5.1	Introducción	97
5.2	Coefficiente de absorción del continuo	101
5.2.1	Cálculo del coeficiente de scattering k_{scat}	101
5.2.2	Cálculo del coeficiente k_{bf}	102
5.2.3	Cálculo del coeficiente k_{ff}	102
5.3	Coefficiente de absorción de la línea	103
5.3.1	Cálculo del perfil radiativo $\alpha_{\nu_{rad}}$	103
5.3.2	Cálculo del perfil colisional $\alpha_{\nu_{col}}$	104
5.3.3	Cálculo del perfil térmico $\alpha_{\nu_{term}}$	105
5.4	La función fuente	107
5.5	Resolución de la Ecuación de Transporte.	109
5.6	Transporte radiativo en presencia de un campo magnético.	114
5.6.1	Aproximación de Campo Magnético Débil	119
6	Dinámica de las regiones en calma	125
6.1	Introducción	125
6.2	Aproximaciones y modelos fotosféricos utilizados	126
6.3	Variación centro-borde del desplazamiento absoluto del mínimo de la línea y de los bisectores	131
6.3.1	Discusión de las observaciones	131
6.3.2	Síntesis y comparación con las observaciones	134
6.4	Bisector en el centro del disco solar	155

6.4.1	Influencia en el bisector de las características de una observación. Interpretación teórica	156
6.4.2	Bisector promedio	168
6.5	Variación centro borde de otros parámetros de la línea	173
7	Dinámica de las regiones faculares	177
7.1	Introducción	177
7.2	Aproximaciones y Modelos utilizados	178
7.2.1	Características generales del modelo	178
7.2.2	Modificación de la función fuente de la línea en el tubo de flujo	182
7.2.3	Simulación de la resolución del telescopio	185
7.2.4	Simulación de la proporción de área magnética frente a área observada	191
7.3	Bisector en regiones faculares en el centro del disco solar	192
7.3.1	Discusión de las observaciones	192
7.3.2	Factores que pueden modificar la forma de los bisectores en regiones faculares	193
7.3.3	Parámetros fotométricos característicos de las regiones faculares	213
8	Conclusiones y perspectivas futuras	221
A	Bibliografía	227

Nota:

Antes de comenzar la exposición del trabajo nos gustaría puntualizar una cuestión de convenio. En la mayor parte de los casos, los términos técnicos extranjeros que se utilizan en la literatura sobre Física Solar los hemos sustituido por sus equivalentes en español. Sin embargo, en algún caso la traducción nos ha parecido inconveniente en cuanto a sus significados y acepciones en nuestro idioma, o bien imposible de realizar en pocas palabras. Estos vocablos aparecerán en su forma original (la primera vez entre comillas). Entre ellos figuran: image-slicer, FWHM, mottle, filigree, scattering y plage. La expresión “magnetic filling factor” la hemos traducido en el texto como “factor de llenado magnético” pero por razones de abreviación en las figuras la referimos como “filling factor”.

Capítulo 1

Asimetrías y desplazamientos de líneas fotosféricas solares

1.1 Introducción

Los mecanismos que dan lugar a la formación de líneas espectrales junto con las simplificaciones generalmente utilizadas en la teoría de atmósferas estelares (ver por ejemplo Gray, 1976) dan lugar a perfiles simétricos de tales líneas. Sin embargo, de las observaciones se sabe que los perfiles presentan asimetrías variables con el tiempo y con la posición $\mu = \cos \theta$ ($\theta =$ ángulo heliocéntrico) sobre el disco solar, y más aún, una vez efectuadas las correcciones pertinentes, el mínimo no coincide con la posición registrada en el laboratorio. En este primer capítulo expondremos las principales observaciones realizadas sobre asimetrías y desplazamientos de líneas fotosféricas solares, así como las distintas interpretaciones existentes acerca de sus características observacionales, tanto en el Sol en calma como en regiones activas. Finalmente, nos centraremos en un estudio particular de la línea fotosférica solar KI 7699 Å.

1.2 Desplazamientos de líneas espectrales

Es sabido desde el siglo XIX (Jewell, 1896) que en general la posición del mínimo de una línea espectral solar no coincide con la de la correspondiente línea obtenida en el laboratorio. Poco después Halm (1907) descubrió que la longitud de onda de la línea, aún después de descontaminar de los efectos de rotación solar, se incrementa conforme se observan posiciones cada vez más alejadas del centro del disco. Estos hechos históricos han suscitado una gran cantidad de trabajos posteriores, obteniéndose como resultado un conocimiento más profundo y creciente de la atmósfera solar.

El desplazamiento entre las líneas solar y de laboratorio se puede justificar en parte, teniendo en cuenta una serie de contribuciones bien identificadas, pero queda un residuo, en principio desconocido, al que dedicaremos especial atención. Para una línea fotosférica solar dicha diferencia resulta:

$$\Delta\lambda = \lambda_{sol} - \lambda_{lab} = \Delta\lambda_{RS} + \Delta\lambda_{RT} + \Delta\lambda_{TT} + \Delta\lambda_g + \Delta\lambda_{le}$$

donde:

- * $\Delta\lambda_{RS}$ es el desplazamiento Doppler producido por la rotación solar. Depende de la longitud y latitud solar y es nulo para las observaciones realizadas sobre el eje de rotación.
- * $\Delta\lambda_{RT}$ es el desplazamiento Doppler debido a la rotación terrestre. Depende de la latitud geográfica del lugar desde donde se realiza la observación.
- * $\Delta\lambda_{TT}$ es producido por el movimiento de traslación terrestre. Depende de la época del año en que se hace la observación.
- * $\Delta\lambda_g$ es producido por la influencia simultánea de los campos gravitacionales solar y terrestre sobre la radiación. Este desplazamiento al rojo, predicho por la Teoría General de la Relatividad, equivale a una velocidad Doppler de 636 m/s, cualesquiera que sean los parámetros de la línea o la posición en el disco

solar (desplazamientos gravitacionales diferenciales en líneas formadas en diferentes alturas de la atmósfera solar son despreciables).

* $\Delta\lambda_e$ es el residuo que queda después de considerar los desplazamientos anteriores. Este término se conoce como *efecto borde* debido a su especial variación cuando se hacen observaciones en distintas posiciones desde el centro al borde solar (variación centro-borde). Su comportamiento general viene dado por las siguientes características, deducidas de las observaciones:

- Generalmente este desplazamiento es hacia el azul en el centro del disco y su valor va disminuyendo hacia el borde, pudiendo convertirse cerca del borde ($\mu = \cos \theta = 0.2$) en un desplazamiento al rojo conocido como efecto de "supergravedad" o "superrelativístico". Sin embargo, el máximo desplazamiento al azul puede darse en alguna posición fuera del centro del disco para determinadas líneas. Por ejemplo Brunning (1981) y Andersen (1984) encontraron para la línea Fe I 5576 que el máximo desplazamiento al azul se halla en $\mu = 0.85$, lo cual no ha sido confirmado por otros autores (Howard et al. (1980) y Cavallini et al. (1986a)).
- El desplazamiento depende de la fuerza de la línea, siendo menor para líneas más fuertes, pudiendo incluso no existir, o convertirse en un desplazamiento al rojo para líneas muy intensas (Balthasar, 1984).
- Depende del potencial de excitación de la línea (Dravins et al.,1981;Balthasar, 1984).
- No se detecta en manchas solares (Beckers,1977).
- No parece depender del ciclo solar (Evershed, 1931), aunque puede estar correlacionado con actividad solar a gran escala (Howard, 1971; Ambroz, 1976).
- Parece depender de la latitud solar (Caccin et al.,1978; Beckers y Taylor, 1980; Brandt y Schröter, 1982; Cavallini et al., 1986a).

Citamos a continuación algunos de los principales trabajos realizados en lo

concerniente al efecto borde:

- a) Con diferencia, el estudio más extenso sobre longitudes de onda en el centro del disco solar es el realizado por Pierce y Breckinridge (1973), que dan longitudes de onda de 14624 líneas solares entre 2920-9000 Å utilizando como referencia las líneas de emisión de una lámpara de thorio.
- b) Dravins et al.(1981) estudian en el centro del disco 311 líneas de Fe I, sin solapamientos, seleccionadas en el atlas espectral de la fotosfera solar de Delbouille et al.(1973) y comparan sus respectivas posiciones, observadas por Pierce y Breckinridge (1973), con las correspondientes posiciones de laboratorio de Crosswhite (1975).
- c) Posteriormente este trabajo se extendió a 58 líneas de Fe II por Dravins y Larson (1983), encontrándose en el centro del disco desplazamientos mayores (típicamente el doble) que los obtenidos para el Fe I.
- d) O'Brien (1971) observó 142 líneas en el centro del disco en la región espectral 4675-6275 Å, determinando el desplazamiento respecto del laboratorio para 68 líneas de Fe
- e) Por otro lado, a partir de espectros obtenidos con el espectrógrafo de Transformada de Fourier (FTS) de Kitt Peak, Balthasar (1984, 1988) determinó las longitudes de onda de 143 líneas sobre distintas posiciones sobre el disco comparándolas con las de laboratorio de Crosswhite (1975).
- f) Debemos señalar también medidas realizadas sobre el efecto borde en distintas posiciones en el disco para conjuntos menos extensos de líneas: Adam et al. (1976) y Cavallini et al. (1985a) para tres líneas de Fe I en la región espectral próxima a 6300 Å; Pierce (1991 y 1992) para algunas líneas de Fe I, Ti I y II, Mg I, Ba II, CN, Ca I y Na I; Lopresto et al. (1991) para el triplete de O 7772-7775; Brandt y Schröter (1982), Cavallini et al. (1986a), y Kentischer y Schröter (1991) para la línea Fe I 5576; Andersen (1984, 1987)

para las líneas Fe I 5576, Fe I 5434, y Fe 7090; ; Brunning (1981) para las líneas de Fe I 5250 y 5576; Labonte y Howard (1982) para la Fe I 5250; Snider (1970, 1972), Gasanalizade (1979), Roca Cortés et al. (1983), Andersen et al. (1985), Lopresto y Pierce (1985) y Bonet et al. (1991) para la K I 7699.

Los principales problemas que se encuentran para el estudio del efecto borde son :

1) Escasez de determinaciones de longitudes de onda de laboratorio de interés en Física Solar. Los desplazamientos debidos a la presión, que dependen de la intensidad de la línea y del potencial de excitación, los desplazamientos producidos por la presencia de isótopos o de estructura hiperfina, o los desplazamientos debidos a campos eléctricos en las fuentes de laboratorio hacen difícil conseguir precisiones de 100 m/s en la posición de la línea. Estas consideraciones hacen que las longitudes de onda de laboratorio de interés en Física Solar, con la necesaria exactitud, estén limitadas sólo a algunas especies atómicas. Para el Fe las más extensas recopilaciones son las de Crosswhite (1975), con 2377 líneas de Fe I y 596 de Fe II en la región 1930-9000 Å, Litzén y Vergès (1976) y Biémont et al. (1985) (ver Nadeau, 1988, para una discusión comparativa sobre la exactitud de estas determinaciones).

Para la línea K I 7699 Å, centro de nuestro trabajo, tomamos la longitud de onda de laboratorio estimada por Risberg (1956).

2) Para determinar la longitud de onda de las líneas solares observadas hace falta una referencia absoluta en el espectro, y en muchos casos no se dispone de ella. Las líneas terrestres pueden ser útiles a este respecto aunque presentan también pequeños desplazamientos debido a la dinámica de la atmósfera terrestre (ver por ejemplo Caccin et al., 1985). En algunas observaciones el espectro de absorción de gases como el Iodo se puede superponer al espectro solar, sin embargo esto está limitado al intervalo 5000-6760 Å (Gerstenkorn y

Luc (1978) presentan un atlas de estas líneas de Iodo).

1.3 Asimetrías de líneas espectrales

Como hemos dicho en la Introducción de este capítulo, las líneas espectrales solares no son simétricas, esto es, la posición del mínimo de la línea no coincide con la del centro de gravedad. Esto conduce a una imprecisión en la definición de la longitud de onda de una línea espectral. La determinación exacta de la asimetría es un problema complicado debido a que es un efecto relativamente pequeño y que coyunturalmente puede estar influido por diferentes mecanismos, variables en espacio y tiempo, existentes en la atmósfera solar (Gurtovenko, 1972).

Debemos empezar definiendo cuáles son los parámetros que se utilizan habitualmente para caracterizar la asimetría de una línea espectral:

a) Kostik y Orlova (1974) han usado la definición estadística de coeficiente de sesgo, basado en el momento de tercer orden del perfil de la línea respecto de su centro de gravedad. Viene dado por

$$\int (\lambda - \lambda_c)^3 [1 - r(\lambda)] d\lambda$$

donde

$$\lambda_c = \frac{\int \lambda (1 - r(\lambda)) d\lambda}{\int (1 - r(\lambda)) d\lambda}$$

siendo r_λ la intensidad residual de la línea.

b) Voigt (1956) y Magnan y Pecker (1974) utilizan la definición de "Asimetría media" como $A = \frac{\delta_A - \delta_R}{\delta_A + \delta_R}$ siendo δ_A y δ_R los flancos azul y rojo, respectivamente, correspondientes a la altura mitad de la línea (definimos flanco en una intensidad I de la línea como la distancia entre los puntos correspondientes a la abscisa del mínimo y a la abscisa en I).

c) Gray (1980) utiliza la transformada de Fourier para calcular la asimetría de la línea. Es sabido que si una función es simétrica, su transformada de Fourier no tiene componente imaginaria. Luego, el valor de esta componente imaginaria nos dará una medida global de lo asimétrica que es la función. Sin embargo, este método es muy sensible al ruido y a la presencia de pequeños solapamientos con líneas vecinas.

d) El método más usado últimamente para medir asimetrías es el del bisector. Se define éste como el lugar geométrico de los puntos medios de los segmentos que unen puntos del perfil con igual intensidad en ambos lados de la línea. Tiene la ventaja frente a los parámetros definidos anteriormente de que: i) es una función de la intensidad que calcula la asimetría localmente, dándonos información de en qué partes de la línea existe asimetría y hacia que lado se produce ésta. ii) Por esta razón con esta función se puede aprovechar información de partes de una línea, aunque otras estuvieran defectuosas por solapamientos. iii) Da información sobre la velocidad aparente en la línea de visión en cada profundidad del perfil de la línea espectral.

Sin embargo, el cálculo del bisector presenta algunas dificultades: i) generalmente los puntos del bisector vienen referidos en % del nivel del continuo, por lo que éste debe estar muy bien determinado. Esta determinación no siempre resulta fácil ya que pocas líneas tienen un buen continuo en su entorno (este inconveniente también lo presenta el cálculo de los otros parámetros de asimetría definidos anteriormente). ii) El bisector no es un parámetro único sino una función, y en determinadas circunstancias puede interesar un único parámetro fácilmente conectable con la física de la atmósfera solar para realizar correlaciones con otros parámetros de la línea. iii) Son también importantes para el cálculo del bisector así como para otros parámetros de asimetría, tener una buena relación señal/ruido, alta resolución espectral, el conocimiento del

perfil instrumental (Righini et al., 1984), etc.

Las características más importantes que presentan los bisectores, deducidas de las observaciones son las siguientes:

- Generalmente la amplitud del bisector (máximo valor) depende de la altura de formación de la línea. En el centro del disco y para líneas con núcleos formados en capas altas son generalmente convexos hacia el azul (forma de "C"). Para líneas formadas en capas muy profundas la forma puede ser sólo la parte superior de la C teniendo así asimetría al rojo (Dravins et al.(1981), Balthasar (1984)).
- La forma de "C" en general disminuye al apartarnos del centro del disco pudiendo conservar su forma o evolucionar al acercarnos al borde solar hacia una forma de "\", o desaparecer o a menudo cambiar su convexidad hacia el rojo (Balthasar (1984, 1988), Cavallini et al. (1985), Brandt y Schröter (1982)).
- El bisector es de mayor amplitud para líneas espectrales situadas en el azul, y disminuye para las situadas en el rojo (Dravins et al., 1981).
- Dravins et al. (1981) encuentran que el bisector depende del potencial de excitación de la línea, Balthasar (1984) obtiene un ligero pero poco significativo incremento de la asimetría con el potencial de excitación; sin embargo Barambon y Müller (1979) no encuentran ninguna relación.

Como vemos, estos apartados sobre las características de los bisectores están muy relacionados con los que relatamos anteriormente para el efecto borde, de lo que parece desprenderse que la interpretación física de ambos fenómenos debe estar conectada.

Citamos a continuación algunos de los principales trabajos existentes sobre asimetrías de líneas solares. La mayoría de las citas bibliográficas de la sección anterior son válidas también para ésta debido a que los desplazamientos y asimetrías de líneas en términos generales se han observado e interpretado

conjuntamente. Algunos de estos trabajos adolece de una calibración absoluta de la longitud de onda, por lo que refieren las asimetrías sólo a la posición del mínimo de la línea, este es el caso de la mayoría de los trabajos iniciales sobre el tema :

a) Como trabajos pioneros en la observación de las asimetrías y su interpretación debemos citar a Voigt (1956, 1959) y Schröter (1957).

b) Gurtovenko et al. (1975) obtienen perfiles de 98 líneas espectrales diferentes en cinco posiciones desde el centro al borde solar.

c) Kostik y Orlova (1970, 1977a, 1977b) presentan extensos conjuntos de bisectores para líneas de diferente intensidad y en diferentes posiciones centro-borde en el disco solar.

d) Dravins et al. (1981) presentan la dependencia estadísticamente significativa de los bisectores de 311 líneas de Fe I sobre la fuerza de la línea, potencial de excitación y región espectral, y no significativa sobre el factor Landé g_{eff} o número de multiplete. Posteriormente Dravins y Larsson (1983) y Dravins et al. (1986) ampliaron este estudio con 32 líneas de Fe II encontrando algunas diferencias sutiles con el Fe I.

e) Barambon y Müller (1979) observan los bisectores de 43 líneas de elementos variados en el centro del disco y cerca del borde, estudiando la relación con la anchura equivalente, potencial de excitación y grado de ionización.

f) En un intento de sintetizar el comportamiento de las asimetrías de las líneas solares, Balthasar (1984) hizo un estudio sobre 143 líneas seleccionadas en el rango espectral 4800-6300 Å y las clasificó en tres tipos, según la forma de los bisectores observados cerca del borde solar ($\cos \theta = 0.194$) :

Clase I: 89 líneas mostraron aún asimetría al azul pero con la convexidad del bisector cambiada respecto de la C del centro del disco.

Clase II: 14 líneas mostraron asimetría al rojo en la parte más baja de la línea

aunque también con la convexidad cambiada respecto del centro.

Clase III: 34 líneas mostraron una forma de “C” similar a la del centro del disco.

Balthasar hizo un estudio comparativo de todas estas líneas, analizando la relación entre la altura de formación del mínimo y el potencial de excitación. Define además otros parámetros de asimetría para el estudio de las variaciones centro-borde, y que también nosotros utilizaremos y describiremos en el capítulo 4. Posteriormente (Balthasar, 1988) completa este trabajo y lista todos los datos de estos parámetros de asimetrías y su variación centro-borde para las 143 líneas. Sin embargo estos parámetros constituyen una información de carácter morfológico para el bisector, pero no ofrecen una clara interpretación física de la atmósfera.

g) Otros trabajos sobre variación centro-borde de asimetrías, aunque menos extensos en cuanto a número de líneas observadas son los de: Blamont y Roddier (1961) y Roddier (1965) para los bisectores de la línea Sr I 4607 Å; Adam et al. (1976) y Cavallini et al. (1985a) para los bisectores de tres líneas de Fe I en la región alrededor de 6300 Å; Brandt y Schröter (1982) y Cavallini et al. (1986a) para la Fe I 5576 Å y estos últimos también para la Fe I 5569.6; Gasanalizade (1979), Roca Cortés et al. (1983) y Bonet et al. (1984, 1987, 1988, 1991) para la línea K I 7699 Å (Snider (1972) estudia también las asimetrías de esta línea pero sólo en el centro del disco solar).

1.4 La granulación solar como fuente de asimetrías y desplazamientos de líneas

Se ha publicado un gran número de trabajos intentando explicar las observaciones relativas a los desplazamientos de líneas y a sus asimetrías. Algunos de

ellos incluyen suposiciones de nuevas leyes físicas, como interacciones fotón-fotón y fotones de masa no nula (Pecker et al.,1973), fotones de tiempo de vida finito (Browne, 1962), etc, pretendiendo explicar así también los desplazamientos de líneas en cuásares y otros objetos extragalácticos. Sin embargo, estas teorías aplicadas a líneas solares han recibido varias y severas críticas, como puede verse en Beckers y Cram (1979) y Dravins et al.(1981), y actualmente no se reconoce que la presencia de desplazamientos de líneas solares sea un soporte para tales teorías.

Voigt(1956) y Schröter (1957) demostraron separadamente y por primera vez que las propiedades observadas de las asimetrías y los desplazamientos de líneas solares pueden explicarse como debidas a la presencia de inhomogeneidades a pequeña escala en la fotosfera. Fotografías de alta resolución de la fotosfera nos muestran la granulación como un conjunto de células o gránulos brillantes poligonales separados por espacios oscuros intergranulares, cubriendo una estructura completa (celda granular) un tamaño comprendido entre 1000 y 2000 km.

De espectrogramas de alta resolución espacial parece deducirse que existe una correlación entre los gránulos brillantes y los desplazamientos locales de la línea al azul, y entre los espacios oscuros y los desplazamientos al rojo. Estos corrimientos de líneas se interpretan en términos de efecto Doppler, dando lugar a que se identifique a la granulación como convección celular, con gases más calientes moviéndose hacia afuera en los gránulos, y gases más fríos moviéndose hacia adentro en las zonas intergranulares (Bray y Loughhead, 1967).

Con este supuesto las observaciones con baja resolución espacial en el centro del disco darán lugar a una línea espectral que se obtendría como contribución de las zonas granulares e intergranulares. En su modo más esquemático esta

contribución se puede reducir a una línea granular desplazada al azul (velocidades ascendentes) y otra intergranular con un continuo de menor intensidad (temperatura intergranular inferior a la granular) y desplazada al rojo (velocidades descendentes). La suma de ambos perfiles produce una línea asimétrica y desplazada.

La convección podría explicar las principales características observacionales de los desplazamientos de líneas y asimetrías expuestos anteriormente (ver Dravins, 1982); por ejemplo:

- a) Para líneas de más alta excitación, que se forman preferentemente en las zonas más calientes (gránulos), el desplazamiento al azul debe ser mayor que para las de baja excitación, que se forman preferentemente en las zonas más frías (intergránulos).
- b) Para líneas fuertes el desplazamiento del mínimo es más pequeño porque la parte correspondiente al fondo de la línea se forma en lugares más altos en la atmósfera, donde los efectos tanto térmicos como dinámicos de la granulación se han atenuado fuertemente.
- c) Para líneas situadas en distintas regiones espectrales los desplazamientos y asimetrías serán diferentes pues el contraste granulo-intergranulo depende de la longitud de onda: en el rojo el contraste es menor y existirá por tanto menor desplazamiento y asimetría.
- d) Desde el centro del disco al borde se observa que el contraste granular disminuye, lo que explicaría que el desplazamiento y asimetría de la línea también lo hagan. A este comportamiento también contribuiría el decrecimiento de la componente de las velocidades en la línea de visión debido a que se pierde la observación de las capas más profundas (donde se suponen mayores las velocidades). De hecho, para obtener la variación centro borde correcta en los

desplazamientos y bisectores se requiere un cuidadoso modelado de las componentes horizontal y vertical de las velocidades granulares (Beckers y Nelson, 1978; Balthasar, 1985). El desplazamiento superrelativístico se puede explicar también con tales modelos convectivos, que incluyen una anticorrelación entre las fluctuaciones de la temperatura y la velocidad vertical en las capas superiores de la atmósfera (Evans y Catalano (1972), Canfield y Mehlretter (1973), Altröck y Musman (1976), Nordlund (1984), Steffen (1987)).

e) Para explicar la forma de “C” de los bisectores observados en el centro del disco solar Dravins et al. (1985) argumentan que se requieren velocidades descendentes mayores que las ascendentes (asimetría vertical del campo de velocidades granulares). Sin embargo Kaisig y Durrant (1982) dan otra interpretación basada en las distintas opacidades de las zonas granular e intergranular, observándose para una misma profundidad óptica capas más bajas en el intergranulo y por tanto mayores velocidades descendentes, predominando así cerca del continuo un desplazamiento al rojo.

La estructura dinámica de la atmósfera solar es muy complicada, como se desprende de fotografías, espectrogramas y sobre todo de películas sobre evolución temporal de la granulación. Los primeros modelos de la convección en la atmósfera solar fueron dados por Voigt (1956), que obtuvo un modelo de tres flujos: columnas ascendente, descendente y estacionaria; y Schröter (1957), que dió un modelo de dos flujos: región granular ascendente e intergranular descendente. Posteriormente se han propuesto varios modelos de granulación; así por ejemplo, Nelson (1978) desarrolla uno, presentado por Nelson y Musman (1977, 1978), en el que aparecen además de los valores medios de los parámetros atmosféricos, las fluctuaciones granulo-intergranulo de la temperatura, presión de gas, y velocidades verticales y horizontales. Este modelo será utilizado en nuestras simulaciones numéricas en los capítulos 6 y 7.

Existen modelos de convección fotosférica que vienen especificados por las leyes básicas de la hidrodinámica y de la radiación, son los llamados modelos teóricos. Los cálculos en esta clase de modelos totalmente autoconsistentes presentan considerables problemas puesto que se requiere dependencia temporal, hidrodinámica no lineal aplicada a flujos fuertemente turbulentos y que además interacciona con el campo de radiación. En la atmósfera además existen unas capas de transición, especialmente críticas, en las que el transporte de energía cambia de convectiva a radiativa. Precisamente esta zona crítica es de gran interés debido a que en ella se origina la mayor parte del espectro solar emergente. Aunque conceptualmente el planteamiento del problema se reduce a unas pocas ecuaciones diferenciales, su solución no presenta una forma analítica. En la práctica el cálculo de soluciones puede hacerse sólo numéricamente. Los cálculos en tres dimensiones con estos modelos dependientes del tiempo requieren un considerable esfuerzo computacional y enormes cantidades de datos procesados, lo que hace difícil la tarea de interpretar los resultados numéricos. Sólo en la última década el acceso a supercomputadoras ha posibilitado estas simulaciones (Nordlund, 1982, 1984; Steffen, 1986; Cattaneo et al., 1991; Lydon et al., 1993) y aunque permiten unos cálculos muy completos sobre líneas espectrales, no resulta fácil aislar los diferentes mecanismos que influyen en su forma y posición.

Frente a estos modelos teóricos existen otros más simples - empíricos y semi-empíricos - en los que se imponen algunas condiciones adicionales, o bien aportadas por los conocimientos observacionales con el ánimo de reproducir algún aspecto de los datos observados, o bien para simplificar el tratamiento (2 dimensiones, soluciones estacionarias, constancia del flujo, etc.). En esta línea están los modelos de Voigt (1956), Schröter (1957), Nelson (1978), etc. citados anteriormente. La simulación numérica en estos modelos es mucho

más simple y sobre todo permite aislar el efecto de un determinado parámetro atmosférico sobre la forma de una línea espectral simulada. (Para más explicaciones sobre distintos modelos convectivos ver por ejemplo Nordlund (1985), Zahn (1987) y sobre todo Rutten y Severino (1989) y Spruit et al., 1990, con gran cantidad de citas bibliográficas).

1.5 Influencia de mecanismos no convectivos sobre las asimetrías y desplazamientos de líneas

Aparte de los movimientos convectivos como explicación de las asimetrías y desplazamientos de líneas fotosféricas solares, se han propuesto otras posibles interpretaciones de tales efectos. Entre otros están, además de los expuestos al principio de la sección 1.4:

a) Desplazamientos debidos a presión: Spitzer (1950) y Hart (1974) proponen que los desplazamientos debidos a la presión, producidos principalmente por colisiones de átomos absorbentes con átomos de hidrógeno neutro, son los causantes del efecto borde en las líneas solares (que sería máximo en el centro del disco al ser mayor la densidad de hidrógeno). Beckers (1977) sin embargo, a propuesta de Hart, demuestra que no existe efecto borde en las manchas solares donde la presión es más alta, lo que significa un argumento en contra. Posteriormente Beckers y Vegvar (1978) estudiando líneas de Fe I completan los trabajos anteriores llegando a la conclusión de que estos desplazamientos por presión contribuyen sólo en una pequeña fracción al efecto borde (~ 15 m/s). Analizan también en su trabajo los desplazamientos por presión debidos al efecto Stark cuadrático, obteniendo para este caso valores insignificantes.

b) Un mecanismo basado en el scattering de fotones por electrones libres propuesto por Compton (1923) y Misana (1975, 1977, 1978). Pasachoff y Silk (1968) y Maltby (1977) encuentran que este mecanismo produce simplemente un ensanchamiento en la línea pero no contribuye en más de 1 m/s a su desplazamiento, dada la poca abundancia relativa de electrones libres en la atmósfera solar.

d) Ondas acústicas. En la atmósfera solar se ha observado un amplio espectro de ondas acústicas. Aunque estas pueden producir desplazamientos y asimetrías en las líneas fotosféricas solares (Eriksen y Maltby, 1967; Babij y Altman, 1969; Kostik y Orlova, 1972, 1974; Cram et al., 1979), por sí solas no pueden reproducir algunos aspectos, como por ejemplo la dependencia de las asimetrías y desplazamientos con la fuerza de la línea, ya que al crecer la amplitud de la onda con la altura en la atmósfera solar, el desplazamiento en líneas más fuertes debería ser mayor, contrariamente a lo observado. Por tanto, las ondas producirán un efecto complementario al de la granulación, y que se debe tener en cuenta, aunque no como único mecanismo responsable de asimetrías y desplazamientos en las líneas solares.

Para estudiar la influencia de las ondas acústicas en el perfil de una línea espectral se han utilizado *modelos cinemáticos* de ondas, en los que se supone que su paso a través de la atmósfera perturba únicamente la velocidad de las partículas. Sin embargo un efecto mas realista lo producen los *modelos dinámicos*, en los que la onda afecta también a los parámetros termodinámicos temperatura y presión, y a través de ellos a los demás parámetros atmosféricos. Otros campos de velocidades existentes en la atmósfera solar, como por ejemplo super- y mesogranulación, ondas gravitatorias, etc., podrían también contribuir a las asimetrías y efecto borde de las líneas (Bonet et al., 1991).

1.6 Desplazamientos y asimetrías de líneas en regiones activas

Uno de los aspectos más interesantes del estudio de la convección en el plasma solar es comprobar su comportamiento en presencia de campos magnéticos de diferente intensidad. Hale (1908) estableció que las manchas solares eran fenómenos magnéticos (midió 2900 G). Fuera de estas estructuras Hale (1922a, 1922b) también encontró campos magnéticos de 200-300 G en lo que él denominó “manchas invisibles”, y posteriormente Babcock y Babcock (1952, 1955) y Kiepenheuer (1953) con mejor instrumentación midieron campos magnéticos fuera de las manchas tan pequeños como 2 G promediando sobre un área de 5-10". El primer paso hacia la descripción teórica que considera el campo concentrado en elementos magnéticos fué dada por Parker (1955) suponiendo que el campo magnético B viene dado por $B^2/(8\pi) = P_e - P_i$ donde P_e y P_i son respectivamente las presiones de gas externa e interna del elemento magnético. Las observaciones de Sheeley (1966, 1967) y Beckers y Schröter (1968) sugirieron la idea de que el campo magnético fuera de manchas pudiera existir concentrado en pequeñas estructuras. Stenflo (1973) mostró que los campos estaban concentrados en haces de flujo magnético de 1 kG en la altura de la atmósfera en la que se forman las líneas; así mismo encontró que el tamaño de estas estructuras está comprendido entre 100 y 300 km. Por fin Spruit (1976) presentó el primer modelo de estas concentraciones de campo magnético en lo que se conoce con el nombre de *tubo de flujo*, estableciendo la presión de gas como mecanismo de confinamiento del campo de acuerdo con la anterior ecuación de Parker, deduciendo también que los tubos de flujo se expanden en las capas superiores.

La presencia de campos magnéticos altera la morfología en la atmósfera solar

dando lugar a lo que se denomina *regiones activas*. La imagen básica que hoy en día se tiene sobre la estructura de los campos magnéticos en las capas fotosféricas de regiones activas es la siguiente: por un lado están las manchas y poros (2000-3500 G en la sombra, 1000-2000 G en la penumbra y 1500-2000 G en los poros). Por otro lado existen concentraciones de pequeños tubos de flujo brillantes (~ 1500 G y $\sim 0.2''$) inmersos en determinadas zonas de granulación constituyendo las denominadas regiones faculares (RF). En el resto de la fotosfera el campo magnético es prácticamente nulo. El grado de concentración del campo magnético en una determinada zona se mide en términos de porcentaje de área ocupada por elementos magnéticos frente al área total de la zona: es el llamado factor de llenado magnético (“filling factor” magnético). Este término es variable con la profundidad en la atmósfera y normalmente se hace referencia a él en $\tau = 1$, encontrándose valores que van desde aproximadamente el 100% en la sombra de las manchas, hasta típicamente 1-10% en las regiones faculares.

Los principales resultados observacionales sobre granulación, asimetrías y desplazamientos de líneas en regiones faculares, resumidos brevemente, los damos a continuación:

a) Resultados sobre granulación en regiones faculares:

Schröter (1962), usando fotografías de alta resolución del Stratoscope I encuentra que el diámetro de los gránulos es apreciablemente más pequeño en las proximidades de las manchas que en las regiones no activas. Macris (1979) y Macris et al. (1989) en este mismo sentido determinan que el diámetro de los gránulos en la vecindad de las manchas es más pequeño mostrando una dependencia con la intensidad del campo magnético en el centro de la mancha. Sin embargo Collados et al. (1986) demuestran que si bien existen diferencias significativas entre distintas zonas cercanas a las manchas, probablemente

coincidiendo con RF, en promedio sin embargo el diámetro de los gránulos no difiere del obtenido en regiones no activas; estos autores concluyen que la mera distancia radial a la mancha no es el parámetro adecuado para determinar la influencia del campo magnético sobre la convección. En regiones activas Deubner (1967) obtiene una reducción de las fluctuaciones de velocidad a gran escala. De registros fotoeléctricos de perfiles de líneas Vanoli (1975) y Beckers (1981) encuentran para las RF un incremento en la “FWHM” (anchura total a la altura mitad) e intensidad residual de las líneas, mientras que la anchura equivalente no cambia. De aquí deduce Vanoli que la macroturbulencia aumenta y la microturbulencia permanece inalterada en las RF. Hanslmeier et al. (1991) encuentran que en estas regiones hay una reducción de las fluctuaciones de la intensidad del continuo así como de las fluctuaciones de velocidad a escala granular. Keller y Koutchmy (1991) observando el continuo en el centro del disco en tres regiones espectrales muy separadas (análisis multicolor) obtienen información sobre la estratificación de la temperatura en las RF en las alturas de formación del continuo. Observan que en las RF la intensidad del continuo es mayor que en las zonas no magnéticas, y la relación continuo azul/rojo está reducida. Title et al. (1989, 1992) en extensos trabajos observacionales encuentran que las propiedades estadísticas de la granulación en regiones faculares y no activas son cualitativa y cuantitativamente diferentes. Obtienen que en las áreas faculares la intensidad media es mayor, el tamaño de la granulación es más pequeño, el contraste es más bajo, la velocidad vertical es menor y el tiempo de vida granular resulta mayor, comparados con las regiones no magnéticas. También encuentran que las amplitudes de la oscilación 5 minutos son más altas en regiones en calma que en las faculares. Topka et al. (1992) completan los trabajos anteriores con nuevas medidas y obtienen que la intensidad del continuo en RF muy próximas al centro del disco (hasta 20° de

ángulo heliocéntrico) es menor que en regiones no activas en las mismas posiciones del disco (3% menor en $\sim 5000\text{Å}$). Este resultado parece sorprendente por ser contrario a muchas observaciones citadas anteriormente y lo atribuyen a que los tubos de flujo deben ser muy pequeños y a que las líneas de fuerza en los tubos están inclinadas respecto de la vertical ($\sim 10^0$).

b) Resultados observacionales sobre asimetrías y desplazamientos de líneas en regiones faculares

Concretándonos al estudio de asimetrías y desplazamientos de líneas, Livingston (1982) estudia con baja resolución espacial ($1\times 2'$), las líneas Fe I 5256.6 Å ($g_{eff}=1.5$) y Fe I 5576.1 Å ($g_{eff}=0$) en regiones de alto flujo magnético cerca del centro del disco, y las compara con las obtenidas en regiones no magnéticas vecinas. En todos los casos encuentra que los bisectores en regiones magnéticas tienen menos curvatura y están menos desplazados al azul que los bisectores correspondientes a las regiones no magnéticas. Por ser este comportamiento común a ambas líneas y una de ellas es no magnética se concluye que sus observaciones no están influidas por efectos de desdoblamiento Zeeman. Esto concuerda con Dravins et al.(1981) que también encuentran que las asimetrías son independientes del factor Landé g_{eff} o del número de multiplete. Livingston (1982) observa además una disminución de la asimetría en los datos del disco completo desde 1976 hasta 1981, época que corresponde a un incremento de la actividad magnética solar.

Otras observaciones importantes de asimetrías y desplazamientos de líneas en regiones magnéticas fueron realizadas por Kaisig y Schröter (1983). Estudian seis líneas de Fe I medio-fuertes, entre ellas la Fe I 5576 Å, en regiones faculares y no activas cerca del centro del disco. En regiones de fáculas encuentran que el mínimo está desplazado 1-5 mÅ al azul respecto del de las regiones en calma vecinas, y que los bisectores tienen menor curvatura, comparados con los

bisectores en regiones no activas próximas. Estas observaciones en cuanto al desplazamiento del núcleo de la línea en RF están claramente en contradicción con lo encontrado por Livingston. Kaisig y Schröter atribuyen sus resultados a una modificación de la estructura hidrodinámica de la fotosfera en RF donde las fluctuaciones de velocidad y temperatura deben alcanzar capas más altas siendo menores sus gradientes. Además encuentran para todas las alturas de la atmósfera una correlación entre ambas fluctuaciones.

Brandt y Schröter (1984) estudian las líneas Fe I 5576.1 y 5250.2 Å confirmando la menor curvatura de los bisectores en RF respecto de las regiones no activas. Hacia el borde y para la primera línea las diferencias en curvatura tienden a decrecer, mientras que para la segunda incrementan. Para otros parámetros de la línea concluyen que en el centro del disco la intensidad del mínimo en zonas faculares es del orden del 4% mayor que en las regiones no activas, la FWHM es el 3% mayor en el centro del disco aumentando hasta el 5.5% en el borde, y en la anchura equivalente no encuentran diferencias significativas. Se confirman de esta manera los resultados de Vanoli (1975). Debido a la ausencia de una longitud de onda de referencia absoluta no pueden concluir si existe desplazamiento al azul o al rojo del mínimo de la línea en regiones activas frente a las no activas, para aclarar la controversia existente entre los resultados de Livingston (1982) y los de Kaisig y Schröter (1983).

Bonet et al.(1984) observan la línea K I 7699 Å ($g_{eff}=1.3$) en RF en diferentes posiciones en el disco y en regiones no activas en el centro del disco, discriminando entre el centro y el borde de las celdas de la red cromosférica. Encuentran que en los bisectores en zonas faculares, en la mayoría de los casos, existe un desplazamiento al rojo de los niveles superiores del bisector respecto del mínimo de la línea, frente al desplazamiento al azul en las regiones no activas. Los bisectores en el borde y en el centro de las celdas de la red cromosférica

son prácticamente iguales excepto en los niveles superiores donde para el centro de las celdas están más desplazados al azul respecto del mínimo, que en los bordes. Bonet et al. (1987) completan el trabajo anterior estudiando variaciones centro-borde de la forma del bisector en regiones no activas y faculares. En general, para las regiones en calma predomina una forma casi lineal en los bisectores, con desplazamiento al azul de los niveles superiores respecto del mínimo, excepto en el borde solar, mientras que en RF, el desplazamiento al azul de los niveles intermedios del bisector es menos pronunciado, unido a un fuerte desplazamiento al rojo de los niveles superiores

Miller et al.(1984) estudian también las diferencias entre los bordes y el centro de las celdas de la red cromosférica para tres líneas de Fe I (dos con $g=0$ y una con $g=1.5$) y que se forman entre 250 y 500 km por encima de $\tau = 1$. Los bisectores de las tres líneas en el centro de las celdas también muestran en las alas un desplazamiento de 75-200 m/s al azul relativo a los bisectores en el borde de las celdas, decreciendo este desplazamiento hacia el mínimo de las líneas. La desaparición de este desplazamiento relativo en el núcleo de las tres líneas es un argumento en contra del flujo hacia abajo en los contornos de los supergránulos (borde de las celdas), dado por Simon y Leighton (1964), Deubner (1972), November et al. (1982).

Cavallini et al.(1985b) miden asimetrías y desplazamientos de tres líneas de Fe I (6297.8Å, 6301.5Å, 6302.5Å, con valores de g_{eff} respectivamente 1, 1.7 y 2.5). Obtienen en el centro del disco que los bisectores en RF están siempre desplazados al rojo respecto de los correspondientes a las regiones no activas y que las formas de los bisectores en unas y otras regiones son fuertemente diferentes. Hacia el borde solar, a partir de 0.56 del radio del Sol el desplazamiento comparativo al rojo de los bisectores en RF se convierte en un ligero desplazamiento al azul, obteniéndose en definitiva que el efecto borde de las líneas es menos

pronunciado en regiones faculares que en regiones no perturbadas por campos magnéticos. Este efecto podría explicar la menor variación centro-borde de los desplazamientos de líneas en la dirección del ecuador solar respecto de la norte-sur (por una mayor probabilidad de zonas activas en torno al cinturón ecuatorial), dando una interpretación alternativa a la del flujo meridional hacia los polos observado por Labonte y Howard (1982). Así pues, aquellos autores concluyen que el efecto de un campo magnético aparentemente es atenuar el desplazamiento azul convectivo de las líneas. Este resultado, junto con el de Stenflo et al.(1984), quienes no encuentran ningún flujo hacia adentro en los tubos de flujo magnético, sugiere que la inhibición de la convección en las zonas magnéticas es la causa real del desplazamiento al rojo en las líneas observadas en RF respecto de las observadas en regiones en calma. Cavallini et al. (1988) confirman estos resultados estudiando los bisectores de las líneas Fe I 5569.6 Å ($g_{eff} = 0.75$), Fe I 5576.1 Å ($g_{eff} = 0$), Fe II 6149.2 Å ($g_{eff} = 1.33$) y Ca I 6162.2 Å ($g_{eff} = 1.25$).

Immerschitt y Schröter (1989) observan la línea no magnética Fe I 5576.1 Å en una de las regiones faculares más activas del último ciclo solar en el centro del disco. Estudian correlaciones entre el brillo de Ca⁺-plages (indicador de la actividad magnética) y los parámetros de la línea, encontrando que cuando incrementa el brillo el bisector de la línea se hace más vertical en niveles inferiores al 60% del continuo, mientras que para los superiores al 60% se desplaza fuertemente al rojo de forma casi lineal. La intensidad del núcleo de la línea y la FWHM aumentan con el brillo, mientras que la anchura equivalente muestra una tendencia hacia valores más pequeños. En el desplazamiento del mínimo no encuentran cambios significativos con el brillo de la zona facular. Interpretan cualitativamente sus resultados mediante líneas sintéticas obtenidas con un modelo de tres flujos: gránulo caliente, intergránulo frío y componente

magnética caliente o “filigree”. Brandt y Solanki (1990) analizan 32 líneas espectrales en regiones de distinta actividad magnética cerca del centro del disco. Determinan la dependencia de los parámetros de las líneas (profundidad de línea, anchura equivalente, FWHM, posición del mínimo y forma del bisector) con el factor de llenado magnético. Utilizando como referencia la línea Mg I 5172 (cuyo efecto borde ha sido estudiado recientemente por Pierce (1991)) observan que la parte superior de los bisectores en RF se hace más horizontal y desplazada al rojo y la parte inferior se hace menos desplazada al azul (se endereza) respecto de las regiones menos activas. Promediando bisectores de 19 líneas de Fe I sobre varias medidas con distinto factor de llenado magnético, $\alpha < 2\%$ y $\alpha \geq 8\%$, obtienen desplazamientos al azul de ~ 0.35 y ~ 0.12 km/s, respectivamente, en la mitad de la profundidad de la línea. Interpretan cualitativamente estas observaciones con ayuda de modelos tales como el empleado por Immerschitt y Schröter (1989) citado anteriormente, apuntando un decrecimiento del contraste en la parte no magnética de las regiones faculares (“granulación anormal”) junto a, posiblemente, un decrecimiento de la temperatura media de las capas más profundas de esta parte no magnética (Schussler y Solanki, 1988; Spruit, 1977; Deinzer et al., 1984a,b; Knölker et al., 1988, Grossmann-Doerth et al., 1989), sin descartar un incremento de las velocidades descendentes a pequeña escala en la vecindad de los tubos (Knölker et al., 1988) como predicen modelos teóricos (Deinzer et al. (1984a,b) por ejemplo).

* Modelos de región facular

McMath et al. (1956) detectaron un decrecimiento en las profundidades de los perfiles de las líneas de Fe I al observar RF. Posteriormente Sheeley (1967) demostró que la magnitud de este debilitamiento está correlacionado con la cantidad de flujo magnético y Chapman y Sheeley (1968) concluyeron que este

debilitamiento sólo se podía explicar si existía una mayor temperatura en los elementos magnéticos. Harvey y Livingston (1969) determinaron el debilitamiento verdadero de la línea debido al campo magnético, descontaminando de los efectos producidos por la resolución espacial limitada. Se han hecho varios intentos para modelar empíricamente los valores de la temperatura en función de la profundidad óptica en las fáculas. Algunos de ellos - modelos de una componente - dan la temperatura promedio de la estructura facular, y otros más completos - modelos de dos componentes - distinguen entre la temperatura del tubo de flujo y la de su entorno no magnético.

Entre los *modelos empíricos* de dos componentes existen tres tipos: i) los que están basados en la variación centro borde de la intensidad del continuo (Rogerson, 1961; Chapman, 1970; Wilson, 1971; Muller, 1975; Hirayama, 1978); ii) los que están basados en los perfiles de intensidad I de algunas líneas espectrales (Chapman, 1977, 1979; Koutchmy y Stellmacher, 1978; Stellmacher y Wiehr, 1979; Walton, 1987); iii) los que están basados en el análisis de los perfiles V de Stokes (Stenflo, 1975; Solanki, 1984, 1986; Keller et al., 1990). Los modelos dependen críticamente de los datos en los que están basados, pudiéndose dar entre ellos fuertes diferencias de temperatura para un mismo valor de la profundidad óptica. Las mayores discrepancias están en las capas superiores de la atmósfera donde se puede sacar poca información por ejemplo de la intensidad del continuo, o del perfil de las líneas. En estas capas cercanas al mínimo de temperatura, la estructura de temperaturas de estos modelos empíricos responde más bien al gusto del modelador. En general los modelos basados en los datos del continuo y del perfil I de líneas parece que tienen desventajas frente a los basados en los perfiles V ya que aquellos no consideran el factor de llenado magnético y sin embargo Walton (1987) demuestra que la estructura de la temperatura determinada empíricamente depende fuertemente de aquel

valor.

En cuanto a *modelos teóricos* de elementos magnéticos, el primero de ellos como hemos dicho anteriormente se debe a Spruit (1976) mejorado posteriormente por él mismo (Spruit, 1977). Otros modelos teóricos existentes son por ejemplo los de Ferrari et al. (1985), Kalkofen et al. (1986), Nordlund (1983, 1985, 1986) Deinzer et al. (1984a,b) y Knölker et al. (1988).

De la observación y modelado de los perfiles de V de Stokes de las líneas espectrales se ha obtenido amplia información sobre la física de los tubos de flujo y las zonas adyacentes; por ejemplo, nuevos condicionantes a la estructura de temperatura en los tubos de flujo (Solanki y Stenflo, 1984, 1985), flujo descendente, como confirmación de lo referenciado anteriormente, en los alrededores del tubo (Solanki, 1989; Bünte et al., 1991), distribución de temperaturas en la región no magnética próxima al tubo (Bünte et al., 1991). Observacionalmente se encuentra (Solanki, 1986; Stenflo y Harvey, 1985; Solanki y Pahlke, 1988, Sánchez Almeida et al., 1988, 1989) que los perfiles V presentan asimetrías pero no desplazamientos. Van Ballegooijen (1985) y Grossman-Doerth et al. (1988) explican estos resultados mediante tubos de flujo que se expanden con la altura, que no incluyen movimientos verticales en su interior para no producir desplazamientos de V, y requiriendo movimientos verticales descendentes en su exterior para obtener las asimetrías de V (es decir, no coexisten espacialmente campos magnéticos y velocidades).

1.7 Variaciones temporales de los perfiles de las líneas

Hemos dicho anteriormente que los perfiles de las líneas espectrales solares se ven afectados por diferentes movimientos existentes en la atmósfera, como

pueden ser por ejemplo los creados por los campos de velocidades granulares, mesogranulares y supergranulares (siendo además diferente el tiempo de vida de cada una de estas estructuras). La influencia de movimientos de tipo oscilatorio (ondas) no debe descartarse y es objeto de amplio estudio en relación a la interpretación de las observaciones de perfiles de líneas y bisectores. Estudios teóricos generales en las décadas 40-50 predecían movimientos oscilatorios en la cromosfera y fotosfera solar (Biermann, 1948; Schatzman, 1949; Schwarzschild, 1948; Whitney, 1958), pero fué a principio de los años 60 cuando se detectó observacionalmente la existencia de movimientos oscilatorios verticales. Evans y Michard (1962) y Leighton et al. (1962) con técnicas diferentes obtuvieron un período de ~ 300 s para estos movimientos, y Frazier (1967) mostró que en la alta fotosfera tal oscilación es una onda estacionaria de gran longitud de onda o evanescente. Otro estudio pionero con mayor resolución espacio-temporal ($2.4'' \times 2.4''$ y 6 s) sobre las variaciones de las líneas de Fraunhofer fué realizado por Slaughter y Wilson (1972). Sus observaciones además de evidenciar la oscilación de 5 minutos muestran indicios sobre la presencia de ondas progresivas en la fotosfera. Además analizan la influencia de los promedios espacio-temporales (simulando observaciones de baja resolución) en la forma de los perfiles de las líneas.

En la última década se ha publicado un gran número de trabajos sobre oscilaciones de la fotosfera solar, tanto desde el punto de vista teórico como observacional. De entre ellos destacaremos los que guardan una relación más directa con nuestro trabajo.

Roca-Cortés et al. (1983) y Bonet et al. (1984) han observado la oscilación de 5-min con espectros de la línea K I 7699 Å estudiando las correlaciones entre las fluctuaciones de los distintos parámetros de la línea. Cavallini et al. (1986b) estudian tres líneas de Fe I en la región ~ 6300 Å en regiones

no activas confirmando los resultados de Roca-Cortés et al (1983) y Bonet et al. (1984) y encuentran algunas diferencias en el comportamiento oscilatorio del flanco rojo de las líneas respecto del azul. Bonet et al. (1988) estudian largas series temporales de espectros de la línea K I 7699 Å en regiones activas y no activas situadas en diferentes posiciones centro-borde en el disco solar. Destacan entre otras cosas un decrecimiento de la potencia de oscilación al ir del mínimo de la línea al continuo y del centro al borde del disco solar. En regiones en calma miden un comportamiento diferencial en la potencia de oscilación de los flancos azul y rojo de la línea, no así en regiones faculares. De sus resultados parece desprenderse que el campo magnético suprime algunos modos de oscilación y atenúa los restantes. Alamanni et al. (1990a) confirman los resultados precedentes con la línea Ca I 6162 Å. Giovanelli et al. (1978) sin embargo no encuentran una disminución en la potencia de oscilación en las RF respecto del Sol en calma. Bertello y Caccin (1988, 1990) interpretan las diferencias en la oscilación de los flancos en términos de una dependencia con la profundidad en la atmósfera solar de las diferencias de fase entre las fluctuaciones de la velocidad y otros parámetros termodinámicos, provocada por el amortiguamiento radiativo de la onda. Posteriores trabajos de Alamanni et al. (1990b) y Bertello et al. (1992) inciden de nuevo sobre este tema en un intento de afinar con nuevas observaciones la dependencia de las diferencias de fase con la profundidad.

Staiger (1987) y Deubner y Fleck (1989) estudian oscilaciones en líneas formadas en distintas alturas en la atmósfera solar utilizando espectros de diferencias de fase V-V y V-I. En ambos trabajos se encuentran indicios de ondas de gravedad que podrían ser excitadas por movimientos granulares tal como teóricamente describe Schmieder (1976) y Mihalas y Toomre (1981, 1982). De acuerdo con estos trabajos, Bonet et al. (1991) reproducen el efecto borde

para líneas fotosféricas fuertes utilizando un modelo de onda de gravedad de período 8 min.

Desde el punto de vista teórico se han realizado trabajos (algunos de ellos incluyen observaciones) sobre modelos de varios tipos de oscilaciones en la atmósfera solar (ondas acústicas puras, ondas acústico-gravitatorias etc.) utilizando distintas aproximaciones sobre las ecuaciones de fluidos y analizando el efecto de las ondas en los perfiles sintéticos de líneas (Eriksen y Maltby, 1966; Cram et al., 1979; Mihalas y Toomre, 1981, 1982; Keil y Marmolino, 1986; Severino et al., 1986; Marmolino et al., 1987; Gómez et al., 1987; Bertello y Caccin, 1990; Marmolino y Severino, 1991; Bertello et al., 1992). Durrant (1979) ofrece un resumen de los primeros trabajos realizados sobre oscilaciones y Stein y Leibacher (1974) muestran una visión general del comportamiento de la oscilación 5-minutos.

1.8 Objetivos de este trabajo

En esta memoria hacemos un estudio de series temporales de perfiles de líneas espectrales, obtenidos en condiciones de baja resolución espacial, para interpretar los procesos físicos que tienen lugar en las capas altas de la fotosfera solar. El estudio de esta zona es un reto desde el punto de vista científico puesto que en ella se produce la desaparición gradual de las manifestaciones convectivas a la vez que coexisten otros tipos de alteraciones termodinámicas, algunas de ellas excitadas por la propia convección, que interaccionan entre sí. Esta región de transición entre la zona de convección y las capas más externas muestra aspectos observacionales de difícil interpretación que han dado origen a abundante literatura y controversia en los últimos años.

Para realizar este cometido hemos elegido la línea K I 7699 Å como la más

adecuada a nuestros propósitos. Sus asimetrías han sido estudiadas por Snider (1970,1972), Gasanalizade (1979), Roca-Cortés et al. (1983), Andersen et al. (1985), Lopresto y Pierce (1985), Bonet et al. (1984, 1987, 1988, 1991)), Severino et al. (1986) y Marmolino et al. (1987). Los efectos de N.L.T.E. sobre la formación de esta línea han sido estudiados por Shchukina (1987) y Gómez et al. (1991) y ha sido utilizada frecuentemente en estudios para determinar la abundancia del potasio en la atmósfera solar, pero suponiendo siempre que sus asimetrías no son debidas a efectos solares (ver por ejemplo De la Reza y Müller, 1975).

Los criterios que hemos seguido para la elección de esta línea los hemos establecido en base al proceso de reducción de datos y a las características físicas de lo que pretendemos investigar. Así pues:

- a) Esta línea posee un buen continuo a ambos lados. Este hecho es de especial importancia porque los niveles de los bisectores vienen referidos al del continuo.
- b) Existen líneas terrestres de oxígeno en sus proximidades que se pueden tomar como orígenes absolutos de referencia de longitudes de onda, para el estudio del efecto borde y bisectores.
- c) No tiene solapamientos con otras líneas del espectro.
- d) La altura de formación de su núcleo se encuentra cerca del mínimo de temperaturas y esta parte de la línea debe estar por tanto menos influida por movimientos convectivos.
- e) Se forma en la región espectral del rojo, donde el contraste de la granulación es menor (ver por ejemplo Wittmann 1979).
- f) Las dos últimas razones expuestas, unido a que la amplitud de las posibles ondas de la fotosfera incrementa con la altura, hacen que esta línea, a priori, sea idónea para la discriminación entre efectos granulares y ondulatorios.

Como interés particular hay que decir que la línea K I 7699 se utiliza en estudios de las oscilaciones globales del sol mediante técnicas espectrométricas de scattering resonante como hemos dicho anteriormente, por lo que el conocimiento de su perfil resulta de gran interés.

No obstante, la línea K I 7699 presenta algunos inconvenientes que hacen menos precisa la determinación de su posición y asimetrías, y que son: a) el ligero peso atómico del potasio, que produce un mayor ensanchamiento térmico que en las líneas de hierro, utilizadas en trabajos similares al nuestro y muy abundantes en el espectro solar; y b) la coexistencia de diversos isótopos.

Analizamos bajo un punto de vista observacional los parámetros de la línea (asimetrías, desplazamientos, etc.), así como sus variaciones temporales, en distintas posiciones en el disco solar, en regiones en calma y regiones magnéticas (manchas y regiones faculares); y para ganar información complementamos nuestras propias observaciones con las de otros autores para esta misma línea. En la segunda fase de nuestro trabajo hemos desarrollado un código numérico para hacer simulaciones realistas de perfiles de líneas espectrales en áreas faculares y en calma. Las regiones faculares supondremos que están formadas por concentraciones de campo magnético en tubos de flujo que cubren una pequeña fracción de la región (factor de llenado magnético) y que se manifiestan por un exceso de radiación respecto a la zona circundante. La comparación de éstas líneas sintéticas con las observadas nos permitirá obtener información sobre distintos parámetros de la atmósfera solar.

Debido a que el ajuste entre observaciones y simulaciones para una sólo línea podría derivarse de un mero procedimiento matemático, trataremos de complementar nuestro estudio con las comparaciones entre observaciones y simulaciones correspondientes a otras dos líneas, Fe I 5576 y Fe I 5635, que se originan en capas más profundas de la atmósfera solar.

El código numérico para el cálculo de líneas en una atmósfera inhomogénea desarrollado en este trabajo, nos permitirá en un futuro la interpretación de diversas y variopintas observaciones en las fotosferas solar y estelares.

Capítulo 2

Instrumentación y observaciones

2.1 Material de observación

El presente trabajo se basa en las observaciones realizadas con el espectrógrafo principal del Telescopio Solar McMath del National Solar Observatory/Kitt Peak (Tucson, Arizona, U.S.A.) del 13 al 17 y del 21 al 25 de Julio de 1983, y con el espectrógrafo del Telescopio Solar Gregory-Coudé del Observatorio de Locarno (Suiza) dependiente de la Universidad de Göttingen (Alemania), durante los períodos del 28.5.78 al 6.6.78, del 16.9.80 al 5.10.80 y del 15.6.81 al 30.6.81.

Se realizaron observaciones de la línea espectral solar K I 7699 Å, que están sumariadas en la Tabla 2.1, figurando en sucesivas columnas: clase de estructura observada, nombre identificativo de la observación, posición en el disco solar, fecha y número de espectros de que consta la observación.

Tabla 2.1: **Lista de observaciones.** En las manchas se especifica el No. de Mount Wilson.
 (*) Observaciones con la rendija del espectrografo situada en centro celda cromosférica.(◇) Observaciones de Kitt Peak realizadas en modo cociente.

	Observ.KittPeak				Observ.Locarno			
	Nombre Ident.	Posición ($\cos \theta$)	Fecha (d/m/a)	No.de espect.	Nombre Ident.	Posición ($\cos \theta$)	Fecha (d/m/a)	No.de espect.
Sol calma	KQ1	1.00	17.7.83	350	LQ2	1.00	28.5.78	24
	KQ2	1.00	14.7.83	250	LQ4	1.00	06.6.78	50
	◇KQ3	1.00	24.7.83	150	LQ3	1.00	16.9.80	56
	KQ4	0.90	17.7.83	250	LQ6	1.00	26.9.80	47
	KQ5	0.87	14.7.83	102	LQ5	1.00	5.10.80	60
	KQ6	0.85	16.7.83	500	LQ1	1.00	5.10.80	115
	KQ7	0.80	15.7.83	250	*LQ18	1.00	18.6.81	11
	KQ8	0.80	14.7.83	52	*LQ19	1.00	19.6.81	49
	KQ9	0.80	16.7.83	250	*LQ20	1.00	22.6.81	41
	KQ10	0.71	15.7.83	250	LQ10	0.80	29.5.78	58
	KQ11	0.71	17.7.83	350	LQ9	0.80	24.9.80	52
	KQ12	0.60	16.7.83	250	LQ11	0.70	28.9.80	56
	KQ13	0.60	15.7.83	164	LQ12	0.60	5.10.80	59
	KQ14	0.50	17.7.83	250	LQ14	0.50	29.5.78	18
	KQ15	0.50	16.7.83	250	LQ13	0.50	25.9.80	30
	KQ16	0.40	16.7.83	250	LQ16	0.30	01.6.78	58
	KQ17	0.30	17.7.83	250	LQ15	0.30	1.10.80	61
	KQ18	0.30	15.7.83	250	LQ17	0.20	01.6.78	57
	KQ19	0.20	15.7.83	250				
	◇KQ20	0.10	23.7.83	128				
	KQ21	0.10	16.7.83	250				
Mottles					LM1	1.00	18.6.81	31
					LM2	1.00	19.6.81	54
					LM3	1.00	22.6.81	56
Reg.Facul.	KP1	1.00	16.7.83	50	LP1	0.99	18.6.81	19
	KP2	0.92	17.7.83	250	LP13	0.99	30.6.81	56
	KP3	0.83	16.7.83	250	LP2	0.95	19.6.81	51
	KP4	0.69	16.7.83	250	LP4	0.95	18.6.81	54
	KP5	0.56	16.7.83	250	LP14	0.95	30.6.81	59
	KP6	0.39	17.7.83	114	LP5	0.92	24.6.81	62
	KP7	0.32	14.7.83	250	LP8	0.90	29.6.81	55
	KP8	0.28	17.7.83	250	LP10	0.80	30.6.81	56
Sombra					LP12	0.76	30.6.81	66
					LP6	0.66	24.6.81	63
					LP9	0.61	29.6.81	31
					LP11	0.47	30.6.81	56
					LP7	0.27	24.6.81	58
					LP3	0.18	22.6.81	55
23763	◇KS1	0.87	23.7.83	108				
23763	◇KS2	0.72	24.7.83	60				
23746	KS3	0.67	15.7.83	64				

2.1.1 Observaciones en Kitt Peak

El material observacional de Kitt Peak consiste en secuencias temporales de espectros cubriendo un rango espectral de 11 Å, conteniendo la línea solar K I 7699 Å y tres terrestres de oxígeno (7695.8401 Å, 7696.8685 Å y 7702.7389 Å, Pierce y Breckinridge (1973)) (ver Fig.2.1.a) que sirven de referencia para hacer medidas absolutas en λ . Los registros se hicieron rotando la red hacia delante y hacia atrás con un motor de pasos controlado por computadora, haciendo barridos sobre una fotocélula. Cada espectro almacenado en cinta magnética es el resultado de promediar dos de estos barridos, en la correspondiente zona espectral, en sentidos opuestos para evitar efectos de histéresis o de inercia en la red rotante, con una duración total del registro de 14.5 segundos. Aunque se esperaba una pequeña holgura en el tope de mecanismo de rotación de la red, sin embargo el desplazamiento relativo entre los dos barridos de cada par resultó ser menor que un paso del motor. El intervalo de muestreo fué de 5.37 mÅ en el orden interferencial 3. Para cada posición considerada sobre el disco solar se pretendió tener secuencias de 250 espectros (duración de la secuencia de ~ 1 hora) aunque no siempre fué posible principalmente debido a la presencia de cirrus.

La resolución espacial de nuestras medidas estaba determinada por una ventana cuadrada de dimensión variable (2×2 mm² en nuestro caso) que precedía en el foco primario a la rendija de entrada de 200 μ de anchura y 20 mm de longitud. Un “image slicer” Bowen (Pierce, 1965; Bowen, 1938) distribuía secuencialmente en bandas estrechas (10 bandas de 0.2×2 mm² en nuestro caso) la información de la ventana a lo largo de la rendija de entrada (0.2×20 mm² en nuestro caso). La anchura relativamente grande de esta rendija fué necesaria para obtener en un intervalo de tiempo muy corto espectros con alta relación señal/ruido (del orden de 1000). Algunos de los espectros obtenidos fueron

medidos en “modo cociente”, lo que significa que la señal era dividida por otra de referencia, constante, tomada en una región espectral próxima, intentando compensar de esta forma las fluctuaciones rápidas en la transparencia de la atmósfera (por ejemplo, al cruzar cirrus tenues por delante del telescopio).

Figura 2.1: Barridos espectrales individuales en la zona de la línea K I 7699. a) Observaciones de Kitt Peak; b) observaciones de Locarno.

Sol en calma

Para estudiar variaciones del centro al borde solar de diferentes parámetros de la línea, las observaciones en el sol en calma se hicieron sistemáticamente en distintas posiciones sobre el disco, y para evitar desplazamientos en las líneas por efecto de rotación solar las medidas se realizaron sobre el eje de rotación del sol. Para observaciones en el centro del disco, un dispositivo añadido al sistema de guía del telescopio permitía seguir la región física bajo estudio en su desplazamiento por efecto de rotación solar. Dado que la velocidad de rotación varía aproximadamente con el cuadrado del coseno de la latitud (la conocida rotación diferencial), ésto no se consideró necesario en otras posiciones del disco.

Regiones activas: zonas faculares y manchas

Las regiones faculares fueron identificadas primariamente mediante una imagen de H_{α} de todo el disco solar observada a través de un monitor de TV, y mediante un magnetograma de la línea Fe I 5250 Å. La identificación final se realizaba utilizando el efecto bien conocido del debilitamiento de la línea en dichas regiones de fáculas (Sheeley, 1967, Beckers y Schröter, 1968). Las observaciones en las manchas se hicieron sobre la sombra. Dado que el tamaño del área medida era sólo ligeramente inferior al de la sombra, el seguimiento resultaba muy crítico y exigía una corrección continua de la posición del telescopio. Las observaciones en zonas faculares y manchas se hicieron en aquellos lugares en que se encontraban, no pudiendo por tanto hacer una selección sistemática de posiciones de observación sobre el disco solar para hacer estudios de variación centro-borde, tal como se procedió en el caso del Sol en calma.

2.1.2 Observaciones en Locarno

El material observacional de Locarno consiste en secuencias temporales de espectros que cubren un rango espectral de 3 \AA y que contienen la línea solar K I 7699 \AA y una sola línea terrestre de oxígeno (7696.8685 \AA) (ver Fig.2.1.b). Los registros fueron hechos barriendo la zona espectral de interés con un fotomultiplicador desplazado mediante un motor de pasos sobre el plano focal del espectrógrafo. Al igual que en las medidas de Kitt Peak cada espectro almacenado en cinta magnética es el resultado de promediar dos barridos en la citada zona espectral, en sentidos opuestos, siendo en este caso la duración total del registro de 53 segundos. Para cada posición considerada sobre el disco se intentó tener secuencias de unos 60 espectros, lo que supone una duración total de las medidas de aproximadamente una hora. La anchura de la rendija de entrada era de 80μ y su longitud venía determinada por diafragmas circulares superpuestos que limitaban una longitud de rendija sobre el sol de $4, 8 \text{ ó } 40''$, optativamente.

Los espectros fueron obtenidos en el 7° orden de interferencia, con una dispersión lineal de 300 m\AA/mm . Para mejorar la relación señal/ruido se sobremuestreó la zona espectral en estudio, a intervalos de 2.5μ sobre el plano focal del espectrógrafo (0.73 m\AA).

En estas observaciones de Locarno todos los espectros fueron obtenidos en “modo cociente” para compensar posibles fluctuaciones en la transparencia atmosférica.

Sol en calma

En Locarno, al igual que en Kitt Peak, se hicieron observaciones sistemáticas en distintas posiciones sobre el disco, y a lo largo del eje de rotación solar.

Además, en el centro del disco, se hicieron varias observaciones en dos puntos diferenciados de la red cromosférica: en los bordes (mottles) y en los centros de celdas de la red cromosférica. Estos puntos fueron identificados y seguidos mediante una imagen de Ca^+K observada en un monitor de TV.

Regiones activas: zonas faculares

Las regiones faculares fueron seleccionadas y seguidas mediante la citada imagen en Ca^+K observada en un monitor de TV. Se obtuvieron espectros en estas regiones para distintas posiciones en el disco y en algunos casos se pudo seguir la misma zona magnética durante varios días.

2.2 Instrumentación de Kitt Peak

2.2.1 Telescopio principal de la torre solar de McMath

La torre McMath contiene tres telescopios (Pierce, 1964, Brault et al.,1971): el principal, y los auxiliares del Este y del Oeste. Todos ellos comparten un heliostato y cada uno consta de un espejo principal cóncavo esférico que forma la imagen, y otro espejo plano que desvía la luz a la cámara de observación. Nos centraremos en la descripción del telescopio principal que es el que utilizamos en nuestras observaciones (Fig.2.2), en combinación con el espectrógrafo principal. Las características del telescopio son:

* Localización del centro del heliostato:

latitud: $31^{\circ}57'30.3''$, longitud: $7^{\text{h}}26^{\text{m}}22.72^{\text{s}}$, Altura sobre nivel del mar:2094.58m

* Apertura del telescopio: f/54

* Distancia focal del espejo principal: 82.5 ± 0.1 m

* Escala de la imagen: 2.5 ± 0.01 arc sec/mm

* Tamaño del disco solar en el foco primario: 76.8 cm

* Campo de visión exento de viñetismo: 150 mm

* Diámetro de los espejos: ver Fig.2.2.

Figura 2.2: Esquema óptico del telescopio principal McMath. National Solar Observatory. Kitt Peak, Arizona, E.E.U.U.

2.2.2 Espectrógrafo principal

El espectrógrafo trabaja con una red plana en un diseño Czerny-Turner. En nuestras observaciones operabamos en la modalidad de “doble paso” mostrada en la Fig.2.3. En este modo de observación la luz entra por la rendija de entrada, RE, hacia el colimador (espejo cóncavo E1) donde es reflejada hacia la red de difracción. La luz dispersada es recogida por el espejo de cámara (espejo cóncavo E2) que la envía, mediante dos espejos planos EP1 y

EP2 a través de una rendija intermedia RI hacia el colimador, desde donde se envía, para un segundo paso por la red, siendo finalmente recogida por el espejo de cámara, que forma la imagen definitiva del espectro en el plano de la rendija de salida RS. Tras la rendija de salida se coloca un filtro de color para descontaminar el espectro de la aportación de otros órdenes interferenciales. La modalidad de operación en “doble paso” tiene la ventaja de que reduce la luz difusa instrumental a niveles prácticamente insignificantes, aumentando además la dispersión lineal. Sin embargo la transmisión del sistema conjunto telescopio-espectrógrafo de doble paso es de $\sim 1\%$.

Figura 2.3: Espectrógrafo principal del telescopio McMath operando en “doble paso”. National Solar Observatory. Kitt Peak, Arizona, E.E.U.U.

Toda la óptica del espectrógrafo está contenida en un tanque cilíndrico vertical de 21 m de largo y 1.8 m de diámetro. Este tanque gira para seguir la imagen solar que por efecto del heliostato rota a lo largo del día. De esta forma la rendija de entrada puede mantener una posición constante respecto de una estructura en la imagen del sol.

Las constantes del espectrógrafo son las siguientes:

Colimador: 30 cm de diámetro y 13.77m de distancia focal.

Espejo de cámara: 30 cm de diámetro y 13.79 m de distancia focal.

Red de difracción:

Número de líneas: 155016

Dimensiones: 254 mm×158 mm

Densidad de líneas: 610.3 líneas/mm

El colimador y el espejo de cámara pueden desplazarse en un rango de 1 m para enfoque. Normalmente el tamaño de la red es el que limita la apertura del sistema conjunto telescopio-espectrógrafo.

Tras la rendija de salida se aloja un detector fotoeléctrico tipo PIN 20 A fotodiodo de silicio que envía la señal detectada a un convertidor analógico-digital. El intervalo de muestreo espectral queda fijado por un número de pasos del motor que rota la red y que seleccionamos optativamente para obtener la resolución deseada (un paso del motor corresponde a una rotación de la red de $6.94 \cdot 10^{-7}$ rad).

En la parte superior del tanque del espectrógrafo se encuentra la rendija de entrada precedida del “image slicer” y la de salida con el sistema de detección. También sobre esta “mesa rotante” se halla el motor de pasos que mueve la red, y un sistema óptico secundario que permite controlar el área seleccionada para medida, mediante imágenes en luz blanca o en $H\alpha$ a través de un monitor de TV. En una plataforma ligeramente elevada sobre la mesa rotante, se proyecta

la imagen primaria completa del disco solar.

Las constantes específicas de nuestro proceso fueron las siguientes:

* tamaño rendija de entrada:	$200\mu \times 20$ mm
* tamaño rendija intermedia:	$300\mu \times 20$ mm
* tamaño rendija de salida:	$220\mu \times 20$ mm
* orden interferencial:	3
* filtro de color:	RG665
* ángulo de la red:	$277^{\circ}10'$

2.3 Instrumentación de Locarno

2.3.1 Telescopio Gregory-coudé

El telescopio trabajaba según el esquema mostrado en la Fig.2.4 y ha sido descrito por Brückner et al.(1967) y Wiehr et al.(1980).

* Localización del telescopio¹:

Latitud: $46^{\circ}11'$, longitud: -0^h35^m , Altura sobre nivel del mar: 470 m

* Espejo primario parabólico de 45 cm de diámetro y 2.4 m de distancia focal.

* Espejo secundario (Gregory) elíptico.

* Longitud focal efectiva: 25 m

* Escala de la imagen: $8.25''/\text{mm}$.

La imagen primaria se formaba sobre un diafragma de cobre de 2.3 mm de diámetro, refrigerado por agua, que permitía el paso hacia el espejo secundario de solamente un 1% de la luz, siendo el 99% restante reflejado lateralmente hacia el exterior. De esta forma se reducía de forma esencial la luz difusa y

¹ este telescopio fué trasladado en 1984 al Observatorio del Teide (Tenerife) (ver Schröter et al., 1985, para información sobre su configuración actual).

efectos térmicos en el sistema. Dos espejos planos (espejos coudé) desviaban la luz a través de los ejes de declinación y horario respectivamente. El sistema óptico completo estaba encerrado entre dos ventanas planoparalelas BK7, una de entrada, de 50 cm de diámetro y 8 cm de espesor, y la otra de salida de 5.5 cm de diámetro y 0.7 cm de espesor. De esta forma se podía conseguir un vacío en el interior ≤ 0.5 torr.

Figura 2.4: Telescopio Gregory-Coudé. Observatorio Solar de Locarno (Suiza) de la Universidad de Göttingen (Alemania).

2.3.2 Espectrógrafo

El espectrógrafo trabajaba con una red plana en un diseño Czerny-Turner en montaje horizontal.

Las constantes del espectrógrafo eran las siguientes:

Longitud focal del colimador y del espejo de cámara: 10 m

Dimensiones de la red: $124 \times 254 \text{ mm}^2$

Densidad de líneas: 300 líneas/mm

Ángulo de blaze: 63°

Detrás de la rendija de entrada se alojaba un filtro interferencial para preseleccionar el rango espectral a medir. El espectro formado era barrido por la rendija de salida acoplada a un fotomultiplicador que se deslizaba mediante un motor de pasos (1 paso = 2.5μ).

Un sistema óptico secundario, colocado delante de la rendija de entrada, permitía la observación de la misma superpuesta al área seleccionada sobre el sol, en una imagen $H\alpha$, Ca o luz blanca optativamente.

El registro de los datos en cinta magnética, así como el control del telescopio y de los sistemas periféricos se hacía mediante un ordenador Honeywell H316.

Capítulo 3

Proceso de reducción de datos

3.1 Introducción

Sobre los espectros observados en la forma en que se ha descrito en el capítulo anterior, hemos analizado una serie de parámetros cuya naturaleza exige un proceso de reducción de datos muy cuidadoso. Así por ejemplo, el estudio de la posición de una línea espectral conlleva una determinación muy precisa de su mínimo, que está enmascarado por la presencia de ruido; el cálculo de la anchura equivalente se ve afectado por el solapamiento con otras líneas próximas; y así ocurre con otros parámetros. Así pues, en este capítulo describiremos cómo hemos procedido para descontaminar los espectros observados de efectos espúreos que enmascaran la información que contienen: proceso de filtrado de ruido (sección 3.2) y corrección de la influencia del perfil instrumental del espectrógrafo (sección 3.3). Así mismo discutiremos los métodos numéricos utilizados para determinar los parámetros que caracterizan la línea: posición del mínimo, bisector, anchura equivalente, etc. (sección 3.4 hasta 3.7). En

la sección 3.8 hacemos referencia a los métodos empleados en el proceso de reducción de datos en las observaciones de las manchas

3.2 Filtrado de ruido

La relación señal/ruido en los espectros de Kitt Peak (entre 500 y 1000) es considerablemente mejor que en los espectros de Locarno (entre 50 y 120 en el 65 % de los casos). En todos los casos hemos aplicado un filtro óptimo en el sentido de mínimo error cuadrático (Brault & White, 1971) cuya formulación matemática en el dominio transformado de Fourier es:

$$F(u) = \frac{P_o(u) - P_r(u)}{P_o(u)}$$

Siendo $P_o(u)$ el espectro de potencia de la señal observada y $P_r(u)$ el espectro de potencia del ruido. En la práctica sustituimos $P_o(u)$ por un ajuste por mínimos cuadrados de una combinación de una gaussiana y una lorentziana. La determinación de $P_r(u)$ la hemos hecho sobre un gráfico de la función ajustada a $P_o(u)$, bajo la suposición de que el ruido es blanco. El producto de la transformada de Fourier de la señal observada, $I_o(u)$, por el filtro $F(u)$, nos proporciona la transformada de la señal filtrada, $I_f(u)$:

$$I_f(u) = I_o(u) \cdot F(u)$$

finalmente, la señal filtrada viene dada por la transformada inversa de Fourier de $I_f(u)$:

$$i_f(\lambda) = F^{-1}[I_f(u)]$$

3.3 Perfil instrumental

Para la obtención del perfil instrumental de los espectrógrafos utilizados hemos empleado el perfil observado de un laser He-Ne monomodo ($\lambda=6328 \text{ \AA}$). Se

plantea un problema al intentar corregir de perfil instrumental los espectros de la línea del potasio, con longitud de onda distinta a la del laser, y observados además en otro orden de interferencia. Se impone, por tanto, una transformación del perfil laser obtenido para adecuarlo al rango espectral y orden interferencial del potasio. Para ello hemos hecho una serie de consideraciones.

Para una fuente lineal (rendija infinitamente estrecha), monocromática pura, de longitud de onda λ , y con incidencia normal sobre la red, la línea espectral, como consecuencia del tamaño finito de la red, tendría una anchura ideal a altura mitad, σ_i , de aproximadamente

$$\sigma_i \approx \frac{\lambda}{mN}$$

donde m =orden interferencial y N = n^o de líneas de la red (Casas, 1972). Por ejemplo, con los órdenes interferenciales utilizados en Kitt Peak, para $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ($m = 4$) y $\lambda = 7699 \text{ \AA}$ ($m = 3$) se tiene $\sigma_{6328_i} = 10.21 \text{ m\AA}$ y $\sigma_{7699_i} = 16.56 \text{ m\AA}$ respectivamente. En la práctica, sin embargo, el perfil de la línea se ve ensanchado además por otros efectos instrumentales como son: anchura finita de la rendija, aberraciones ópticas, etc... Si suponemos la luz laser prácticamente monocromática, el perfil instrumental observado φ se puede considerar como la convolución del perfil ideal φ_i con otro φ^* que engloba los demás efectos instrumentales:

$$\varphi_{6328}(\lambda) = \varphi_{6328_i}(\lambda) * \varphi_{6328}^*(\lambda)$$

Análogamente para una luz monocromática $\lambda 7699 \text{ \AA}$ se tendría:

$$\varphi_{7699}(\lambda) = \varphi_{7699_i}(\lambda) * \varphi_{7699}^*(\lambda)$$

Si hacemos la aproximación de que todos estos perfiles tienen forma gaussiana, podemos escribir a partir de las ecuaciones anteriores las siguientes relaciones

entre sus anchuras a altura mitad, σ :

$$\sigma_{6328}^2 = \sigma_{6328_i}^2 + \sigma_{6328}^{*2}$$

$$\sigma_{7699}^2 = \sigma_{7699_i}^2 + \sigma_{7699}^{*2}$$

y si suponemos que el aporte al ensanchamiento debido a la anchura finita de la rendija, aberraciones, etc., es aproximadamente el mismo en ambos casos, tenemos:

$$\sigma_{7699}^2 = \sigma_{7699_i}^2 + \sigma_{6328}^2 - \sigma_{6328_i}^2$$

La anchura estimada de esta forma para el perfil instrumental buscado es del orden de 20 mÅ en ambos espectrógrafos utilizados. El perfil instrumental empleado en la deconvolución de los espectros lo hemos obtenido aplicando un factor de ensanchamiento al perfil observado del laser, igual a la relación de anchuras $\sigma_{7699}/\sigma_{6328}$, y normalizando el resultado para que encierre un área unidad.

Como cuestión previa a lo anterior diremos que el perfil $\varphi_{6328}(\lambda)$ se ha obtenido promediando varios perfiles laser observados, normalizados en área y superpuestos en el máximo. Ahora bien, en general no cabe esperar que el máximo real de cada perfil coincida con una muestra, lo que conlleva desplazamientos espúreos en la superposición de los perfiles. Estos desplazamientos pueden ser de $\pm\frac{1}{2}$ del intervalo de muestreo, lo que resulta una fuente de error importante en las observaciones de Kitt Peak si consideramos que la anchura estimada en el perfil medio es del orden de 4 intervalos de muestreo. Para minimizar este problema hemos intercalado 10 muestras entre cada 2, mediante un proceso de interpolación de Fourier (ver apartado 3.5)

3.4 Determinación del mínimo de las líneas

Para determinar el mínimo (posición en λ e intensidad) de las líneas espectrales solares observadas hemos ensayado varios ajustes, en el fondo de las mismas, con polinomios de diferentes grados. En este estudio hemos dejado también como parámetro libre el porcentaje de profundidad de la línea que constituye la parte del fondo que va a ser ajustada. Para esta investigación hemos trabajado con los espectros del potasio obtenidos en Kitt Peak y en Locarno, estos últimos con una relación señal/ruido inferior a los primeros y por ello más útiles para la presente discusión.

Figura 3.1: Desplazamiento artificial del mínimo de una línea espectral asimétrica, producido por un ajuste parabólico vertical.

Hemos desechado el uso de la parábola vertical, recomendado por varios autores, porque al ajustar una curva simétrica a una línea que no lo es, se produce un desplazamiento artificial en la posición estimada del mínimo. Además la rigidez de las alas de la parábola produce una falsa estima de la ordenada (intensidad) de dicho mínimo. La Fig.3.1 ilustra estos dos efectos. Un polinomio de grado 3, aunque permite un mejor ajuste a la asimetría de la línea,

sólo da opción a un punto de inflexión, lo que también lo hace excesivamente rígido cuando los flancos del fondo de la línea a ajustar presentan ruido de baja frecuencia. Polinomios de grado superior a 4 podrían adaptarse al ruido de alta frecuencia en el fondo de la línea, dando lugar a mínimos artificiales. En la Fig.3.2.a comparamos el ajuste, al fondo de dos perfiles observados en Locarno, con polinomios de segundo, tercer y cuarto grado. La Fig.3.2.b complementa esta comparación incluyendo el fondo de otros dos perfiles y ajustes con un polinomio de grado seis. Una simple inspección de estas figuras pone de manifiesto los efectos espúreos producidos por los ajustes polinómicos de segundo, tercer y sexto grado, y revela que el polinomio de mejor comportamiento es el de cuarto grado.

La anterior discusión cualitativa nos inclina por tanto en favor del polinomio de grado 4 como el mejor compromiso entre la necesidad de tener en cuenta la asimetría de la línea, la presencia de ruido de baja frecuencia en sus flancos, y la necesidad de evitar la generación de mínimos espúreos. Pasemos ahora a hacer un estudio cuantitativo sobre un espectro de Kitt Peak comparando el comportamiento del ajuste en el fondo de la línea, de una parábola vertical y un polinomio de grado 4, al variar la porción de fondo a ajustar. Las Fig.3.3.a,b muestran cómo varían la abcisa y ordenada del mínimo (X_{Min}, Y_{Min}) respectivamente, en función del porcentaje de profundidad ajustado. Como se puede ver, el comportamiento del polinomio de grado 4 es mucho más estable que el de la parábola en la determinación de las coordenadas del mínimo (para fondos comprendidos entre el 5% y 20% de la profundidad total de la línea, las variaciones de X_{Min} e Y_{Min} son respectivamente 4 y 7 veces mayores con la parábola que con el polinomio de grado 4). Ésto refuerza nuestra conclusión de que la asimetría de la línea tiene peor efecto en la determinación del mínimo cuando utilizamos una parábola que cuando usamos un polinomio de grado 4.

Figura 3.2: Ensayo de distintos ajustes polinómicos en el fondo de la línea espectral K I 7699 para determinar la posición de su mínimo. Ver texto

Figura 3.3: Estudio comparativo del comportamiento del ajuste en el fondo de la línea espectral K I 7699, de una parábola vertical y un polinomio de grado 4, al variar la porción de fondo a ajustar. **a)** Intensidad del mínimo; **b)** posición del mínimo. Ver texto

Para establecer la altura del fondo de la línea ajustado debemos tener en cuenta que si el número de puntos es muy pequeño el polinomio de grado 4 se ve fuertemente afectado por el ruido, con el riesgo de que el mínimo sea desplazado de su verdadera posición o incluso de que aparezcan dos mínimos. Si el número de puntos fuera demasiado grande implicaría que estaríamos usando una gran porción de las alas, con lo que la influencia de la asimetría sería cada vez más importante. Como nuestros espectros de Kitt Peak muestran un bajo nivel de ruido, hemos estimado que el mejor resultado se obtiene cuando la porción de fondo está comprendida entre el 10% y 15% de la profundidad total, lo que significa en el ejemplo que hemos escogido para este estudio, de 11 a 17 puntos de muestreo. En nuestros cálculos hemos utilizado el 13%. Para los espectros de Locarno hemos utilizado el 15% que corresponde, aproximadamente, a un número de puntos 7 veces mayor, factor que relaciona los intervalos de muestreo utilizados en Kitt Peak y Locarno. Para determinar el mínimo en las líneas terrestres hemos ajustado una porción de fondo del 30% de la profundidad total de la línea, y como no hemos detectado asimetrías significativas en estas líneas hemos utilizado para el ajuste una parábola vertical.

Para calcular la posición absoluta del mínimo de la línea y bisector (para el estudio del efecto borde y oscilaciones), es necesario disponer de un origen absoluto de longitudes de onda. En general, esto se puede conseguir utilizando líneas de laboratorio o líneas generadas en la atmósfera terrestre. En este trabajo hemos utilizado líneas terrestres de oxígeno: a) en Kitt Peak las $O_2 \lambda 7695.838 \text{ \AA}$ y $O_2 \lambda 7696.869 \text{ \AA}$; b) en Locarno la $O_2 \lambda 7696.869 \text{ \AA}$. El hecho de tomar dos líneas terrestres de O_2 como referencia es recomendable pues permite además controlar el comportamiento del espectrógrafo (por ejemplo, cambios en la dispersión con el tiempo por efectos térmicos) (ver por ejemplo Bonet et al.(1987)). Un ejemplo típico de estos efectos térmicos en el espectrógrafo

se muestra en la Fig.3.4 donde se representa la variación con el tiempo de la distancia entre las líneas $O_2 \lambda 7695.838 \text{ \AA}$ y $O_2 \lambda 7696.869 \text{ \AA}$. Los registros corresponden a tres días distintos durante nuestras observaciones en Kitt Peak, y están hechos al mediodía, al amanecer y al atardecer respectivamente.

Para determinar el efecto borde de la línea hemos tenido que corregir su posición observada, de los desplazamientos Doppler debidos a rotación solar, rotación y traslación terrestre y efectos de los campos gravitacionales solar y terrestre. En las observaciones del sol en calma no ha sido necesaria la corrección por efecto de rotación solar, puesto que todas las medidas se hicieron en el centro del disco o en el eje de rotación. Para corregir del efecto de rotación solar en las fáculas hemos medido su velocidad angular sobre una secuencia de filtergramas de $H\alpha$ cedidos por Mme M.J. Martres del observatorio de Meudon (París) y que fueron obtenidos simultáneamente con nuestras observaciones. Esta corrección fué realizada únicamente para las fáculas de Locarno, puesto que no disponíamos de los mencionados filtergramas para el período de observación de Kitt Peak.

3.5 Determinación de los bisectores

Normalizado el continuo a la unidad, los puntos del bisector se han determinado en niveles de intensidad separados 0.05. Para determinar el bisector en un nivel de intensidad n buscamos puntos en el perfil de la línea incluidos en un intervalo de $n \pm 0.018$. Obtenemos así dos conjuntos de puntos (uno en cada ala de la línea) a los que les ajustamos sendas parábolas sobre las que determinamos las abcisas del perfil correspondientes al nivel de intensidad n que nos concierne. El punto medio de estas abcisas es el punto del bisector en ese nivel. La elección de 0.018 como radio del intervalo de búsqueda en

Figura 3.4: Cambio de la dispersión espectral por efectos térmicos en el espectrógrafo principal del telescopio McMath (Kitt Peak), que se manifiesta en la variación temporal de la distancia entre dos líneas terrestres. Ver texto

intensidades viene determinado por un compromiso entre el requerimiento de mantenernos en las proximidades de un nivel dado, y la necesidad de tener el suficiente número de muestras para minimizar el efecto del ruido.

La pendiente en la parte central de las alas de la línea, en la región del punto de inflexión, es muy fuerte, y por esta razón en los espectros de Kitt Peak a veces sólo encontramos una muestra dentro de los intervalos correspondientes a los niveles en esa región, con la consecuente imprecisión en la determinación del bisector. Para paliar este problema incrementamos el número de muestras mediante un proceso de interpolación de Fourier. En la transformada de Fourier de nuestros espectros filtrados de ruido, el efecto de “aliasing” es despreciable, y el valor en la frecuencia de Nyquist es cero. Por esta razón podemos hacer una prolongación de la función transformada añadiendo ceros hasta la obtención de una frecuencia de Nyquist N veces mayor que la original. Esto implica que en el dominio de medida el intervalo de muestreo se hace más pequeño en un factor $1/N$, produciendo así, tras la transformación inversa de Fourier, $N-1$ valores interpolados entre las muestras originales. En los espectros de Kitt Peak hemos interpolado con un valor de $N=4$ y en los de Locarno no ha sido necesaria la interpolación ya que el intervalo de muestreo es del orden de 7 veces más pequeño.

Para comprobar el grado de aproximación que supone el despreciar un posible efecto de “aliasing” residual en nuestra transformada de Fourier, hemos realizado la siguiente prueba. Hemos tomado un perfil de línea original y suprimido 3 muestras de cada 4; a continuación hemos interpolado con un valor $N=4$ recuperando las muestras eliminadas; la discrepancia entre las muestras originales suprimidas y las correspondientes recuperadas por interpolación es $\leq 1.2\%$, lo cual resulta muy satisfactorio si tenemos en cuenta que en el proceso real procedemos en sentido opuesto, es decir, no suprimimos información sino que

intercalamos nuevas muestras entre las originales que tenemos, con lo que la fiabilidad de los valores resultantes será mayor que la de los obtenidos en esta prueba.

El bisector promedio temporal para cada secuencia de observaciones, se ha obtenido sumando los bisectores en escala absoluta para cada tiempo de muestreo a lo largo de la secuencia.

3.6 Determinación de la anchura equivalente

El cálculo de la anchura equivalente de una línea espectral se ve afectado por su solapamiento con otras líneas vecinas. En nuestra línea K I 7699 Å hemos estimado que los solapamientos afectan al perfil por encima del 95% del continuo. Para evitar esta fuente de error, tras la normalización del continuo a 1, hemos reemplazado las alas de la línea, a partir del 90% , por la función $1 - \frac{1}{x^2}$ (aproximación a una función de Voigt en las alas (Mihalas, 1970)) obligada a pasar por los valores medidos en el 90% y 95%.

3.7 Determinación de otros parámetros de la línea

Para caracterizar la línea espectral también se ha medido su anchura total a altura mitad (FWHM) y otros parámetros propuestos por Balthasar (1984) para describir sus asimetrías, a saber: media, mediana, inclinación y $C_{i/4}$ con ($i = 1, 2, 3$) del bisector. A continuación nos referimos brevemente a cada uno de ellos.

* FWHM: es la distancia horizontal entre los puntos de ambos flancos en la mitad de la profundidad total de la línea. Para determinar estos puntos hemos

interpolado sobre una parábola ajustada a las muestras más próximos en torno al citado nivel de intensidad en cada flanco.

* Media del bisector: es el promedio de los valores del bisector en todos sus niveles.

* Mediana del bisector: es la mediana de los n valores del bisector referido al mínimo, en todos los niveles. Para su determinación se han ordenado los valores de menor a mayor. La mediana corresponde al valor cuyo índice es $(n+1)/2$ si n es impar. Cuando n es par la mediana es el promedio de los valores con índice $n/2$ y $n/2+1$.

* Inclinación del bisector: es el ángulo de inclinación de una recta ajustada al bisector por mínimos cuadrados, con la restricción de que además pase por el mínimo de la línea. El ajuste se hace sobre una representación en la que las abscisas (distancia de los puntos del bisector a la vertical que pasa por el mínimo) se expresan en $m\text{\AA}$, y las ordenadas (nivel de intensidad sobre el mínimo) en unidades de 10% de la intensidad del continuo.

* $C_{i/4}$ con $(i = 1, 2, 3)$ del bisector: es el valor del bisector a $i/4, i = 1, 2, 3$, de la profundidad total de la línea por encima del mínimo.

3.8 Reducción de las observaciones en la sombra de las manchas

Los espectros de Kitt Peak obtenidos en la sombra de las manchas están afectados por ruido de baja frecuencia, probablemente debido al movimiento de la imagen sobre la ventana de observación, ya que el tamaño de ésta (5×5 ($''$)²) era sólo ligeramente inferior al de las sombras observadas. Para eliminar este ruido en cierta medida, hemos promediado dos espectros consecutivos reduciendo la

resolución temporal de nuestras observaciones a 29 segundos. Además algunos de estos espectros, que están medidos en “modo cociente”, muestran una deriva (probablemente debido a que en Kitt Peak la señal de referencia, para este modo de operación, no era estrictamente constante) que hemos tratado de eliminar dividiendo el espectro observado por un polinomio de 3^o grado ajustado al continuo.

Otros cambios en el proceso de reducción comparando con el descrito en secciones precedentes para las regiones en calma y faculares, son los siguientes:

- a) En lugar de utilizar un filtro óptimo, hemos suavizado el ruido mediante un filtro parabólico aplicado a 7 puntos.
- b) No se han descontaminado los espectros del efecto de perfil instrumental porque la corrección que podríamos esperar es irrelevante en comparación con la distorsión en la forma de la línea debida al mencionado ruido de baja frecuencia.
- c) La línea K I 7699 en la sombra de las manchas presenta una inversión en su mínimo que probablemente es el resultado de un desdoblamiento Zeeman (ver Capítulo 4). La posición del centro de la línea se ha determinado mediante la intersección de dos parábolas: una que ajusta a una porción del fondo de la línea (15% de la profundidad total) excluyendo el pico central, y la otra que ajusta a los puntos del bisector comprendidos entre los niveles 0.2 y 0.5.

Capítulo 4

Resultados observacionales de la línea K I 7699

4.1 Introducción

En este capítulo vamos a presentar los resultados observacionales más importantes obtenidos para la línea K I 7699 Å, durante las diferentes campañas en los Observatorios de Kitt Peak y Locarno mencionadas en el capítulo 2. Antes que nada conviene resaltar que las características particulares de cada observación pueden mediatizar el resultado. Así por ejemplo, hay que tener en cuenta que: a) las observaciones se han hecho con dos instrumentos diferentes, b) las condiciones físicas que prevalecen en una posición del disco solar (campos super y meso-granulares, oscilaciones, etc...) cambian con el tiempo (a escala de minutos y días), c) el tamaño del área integrada en una observación y la duración de la misma pueden afectar a los promedios espaciales y

temporales que obtenemos. Todos estos factores justifican la dispersión relativamente grande en algunas de nuestras medidas. Estos hechos se reflejan por ejemplo en las figuras que muestran todos los bisectores medios observados: la forma de los bisectores no presenta una variación monótona del centro al borde del disco solar, y aunque en rasgos generales se puede inferir una tendencia en dicha variación, encontramos algunas excepciones a la regla. De aquí se desprende la dificultad de obtener un bisector característico de una estructura solar. Muchas de las discrepancias entre los resultados obtenidos por diversos autores podrían tener su raíz en este problema (ver por ejemplo Durrant, 1984). Sin embargo nosotros sacaremos provecho de estas dificultades en las simulaciones numéricas que haremos en los capítulos 6 y 7, para estudiar por separado la influencia de los factores antes mencionados en la forma del bisector característico de una línea determinada en una cierta estructura fotosférica. En varios casos nos centraremos principalmente en la descripción de las observaciones de Kitt Peak porque en ellas confluyen una serie de ventajas en comparación con las de Locarno, a saber: mejor relación señal/ruido, intervalo de muestreo temporal 4 veces más pequeño, y mayor área de integración así como registros temporales más largos en la mayor parte de los casos. Puesto que la referencia a regiones en calma y regiones faculares se hará con mucha frecuencia a lo largo de este capítulo, por razones de simplificación las citaremos con las siglas RC y RF, respectivamente.

4.2 Variación centro-borde de los valores medios de los parámetros de la línea

A modo de comprobación hemos comparado el perfil de la línea observado en el centro del disco solar en Kitt Peak con el perfil registrado en la versión

digital del Jungfrauoch Atlas (Delbouille et al., 1973) obteniendo en ambos casos un valor de 164 m\AA para la FWHM de la línea. La profundidad de la línea, medida en nuestras observaciones de Kitt Peak en el centro del disco solar en calma, es de aproximadamente el 18% del continuo, y su valor tras la corrección del perfil instrumental del 17%. Ambas estimas son comparables con los valores medidos y corregidos por Brault et al. (1971).

4.2.1 Parámetros morfológicos medios de la línea

La Fig.4.1 muestra la variación centro-borde, para RC y RF, del valor promedio correspondiente a cada serie temporal observada de los parámetros intensidad del mínimo, anchura equivalente y FWHM (anchura total a la altura mitad) para las observaciones de Kitt Peak. Mientras la intensidad del mínimo apenas muestra una ligera variación centro-borde (aumentando en las regiones en calma y disminuyendo en las faculares), la anchura equivalente y FWHM presentan un acusado incremento tanto en RC como en RF, siendo más pronunciado en estas últimas. La FWHM presenta sistemáticamente en todas las posiciones $\mu = \cos \theta$ valores mayores en las RF que en el Sol en calma, mientras que la anchura equivalente en el centro del disco tiene valores similares en las RC y en las RF. Ambos resultados concuerdan con Vanoli (1975), Beckers (1981) y Brandt y Solanki (1990). En RC nuestros resultados para la anchura equivalente y FWHM son similares a los obtenidos por De la Reza y Müller (1975) y un poco más pequeños que los calculados teóricamente por Marmolino et al. (1985).

Comparando la intensidad residual del mínimo en RC y RF se puede apreciar un debilitamiento de la línea en estas últimas, en conformidad con lo establecido por varios autores (por ejemplo Sheeley, 1967), cambiando su valor medio relativo al continuo del 18% para RC al 24% para RF.

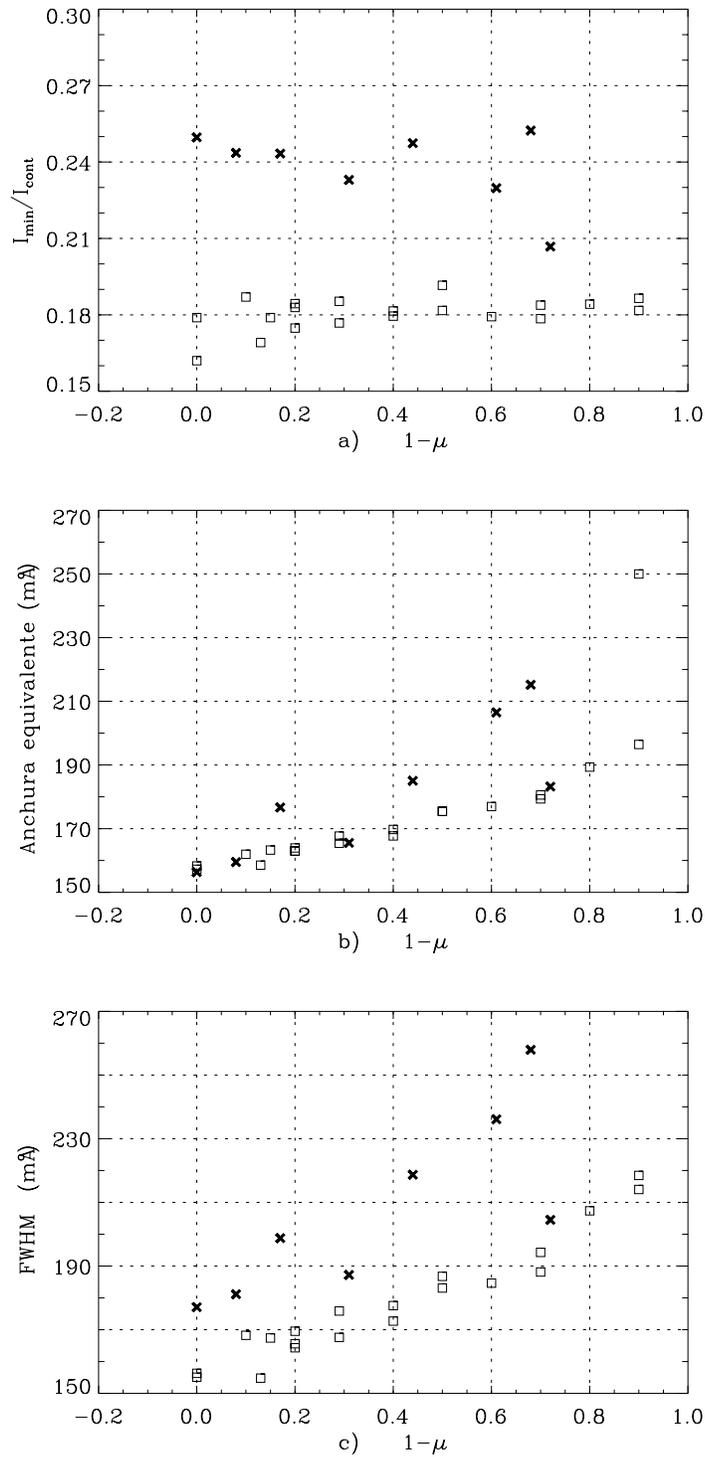


Figura 4.1: Variación centro-borde observada de los parámetros de la línea (cuadrados= Sol en calma; aspas= regiones faculares): a) Intensidad del mínimo; b) anchura equivalente; c) FWHM.

Balthasar (1984) propone una serie de parámetros para caracterizar y clasificar las líneas espectrales según la forma de su asimetría en el centro y en el borde solar. Tales parámetros (ver sección 3.7 para su definición) se obtienen a partir del bisector medio y son entre otros: $C_{1/4}$, $C_{1/2}$, $C_{3/4}$, Media, Mediana e Inclinación. En las Figs.4.2 y 4.3 se presenta la variación centro-borde, para RC y RF, de estos parámetros de asimetría media correspondientes a las observaciones de Kitt Peak. Los resultados de $C_{i/4}$, $i = 1, 2, 3$ en el Sol en calma muestran una tendencia ascendente desde valores negativos (azul) hasta valores positivos (rojo) cerca del borde; esta tendencia se hace más acusada conforme aumenta i de 1 a 3. En las RF apenas se aprecia variación y las medidas presentan una gran dispersión. En la Fig.4.3 se muestra que la variación con μ de la Media y Mediana del bisector en RC es muy similar, partiendo de valores negativos en torno a -5 m\AA en $\mu = 1$ y alcanzando valores de $\sim +3.5 \text{ m\AA}$ en el borde. En RF podría hablarse de un comportamiento esencialmente constante en la variación centro-borde de estos parámetros. No obstante la dispersión de valores es muy grande. El parámetro inclinación en RC muestra valores de $\sim 140^\circ$ en las proximidades del centro del disco (inclinación hacia el azul) descendiendo hacia el borde (inclinación casi vertical) y alcanzando valores de $\sim 45^\circ$ en 3 de las medidas cerca del borde (inclinación hacia el rojo). En las RF observamos una gran dispersión en los valores de este parámetro que atribuimos a la superposición de otros efectos sobre la variación centro borde (distintos factores de llenado magnético, influencia diferencial de ondas, etc...).

De acuerdo con nuestros resultados en las RC, concluimos que la línea K I 7699 \AA pertenece a la Clase II de la clasificación propuesta por Balthasar (1984).

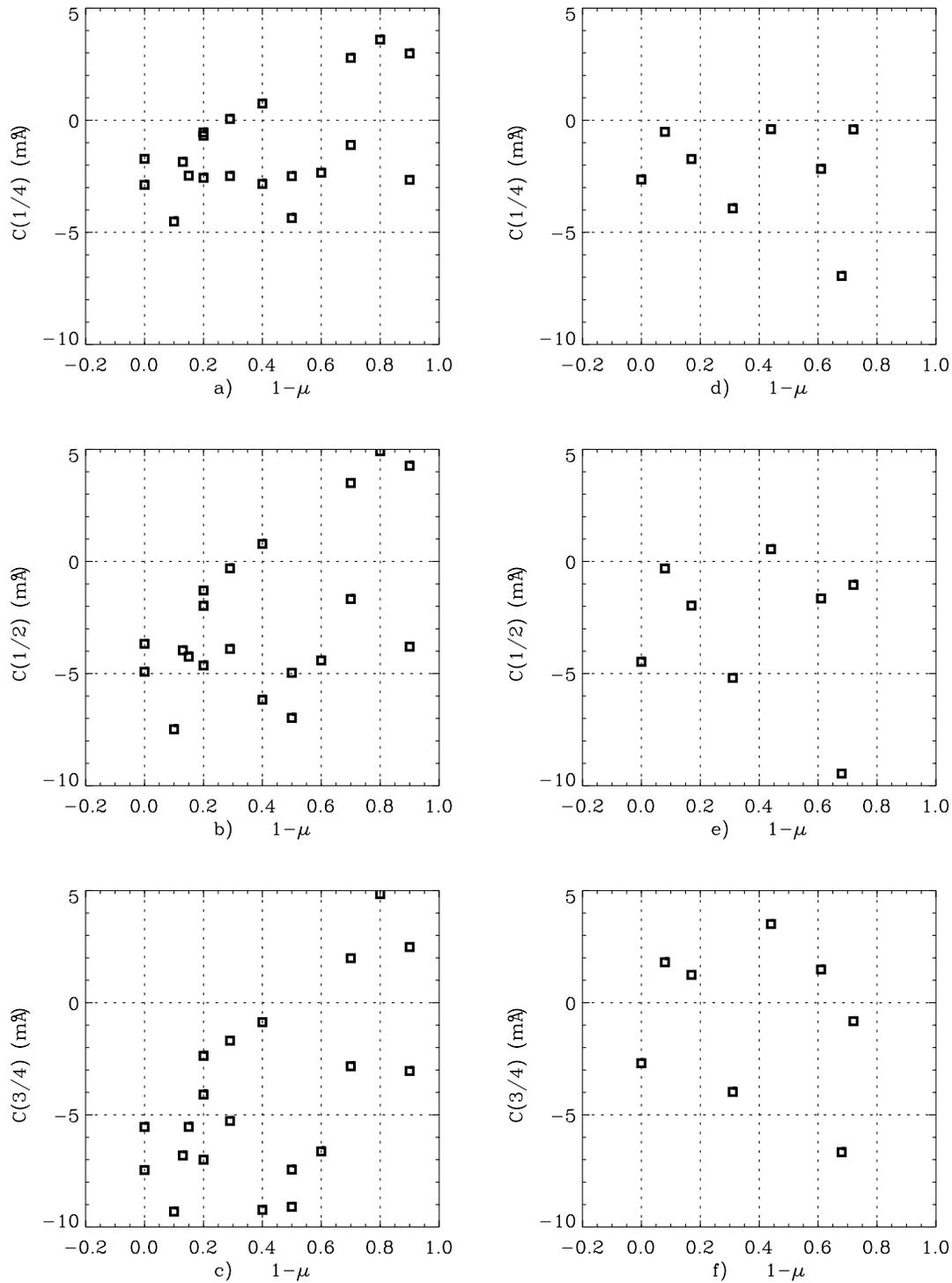


Figura 4.2: Variación centro-borde observada de los parámetros $C_{i/4}$ $i = 1, 2, 3$, propuestos por Balthasar (1984) para definir la asimetría de la línea. a), b) y c) regiones en calma. d), e) y f) regiones faculares.

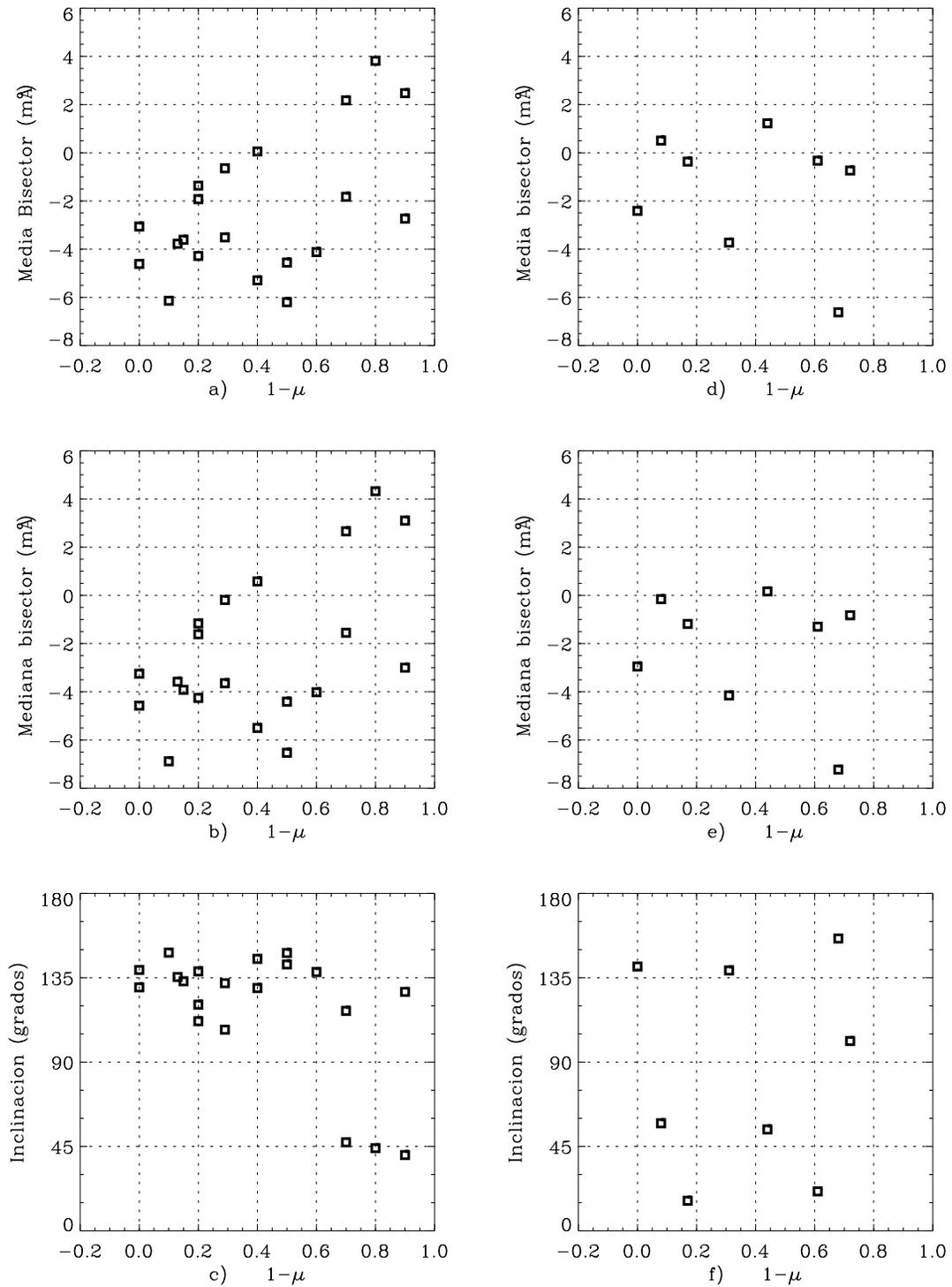


Figura 4.3: Variación centro-borde observada de los parámetros Media, Mediana e Inclinación del bisector propuestos por Balthasar (1984) para caracteriza la asimetría de la línea. a), b) y c) regiones en calma. d), e) y f) regiones faculares.

4.2.2 Bisectores medios

Basándonos en un amplio muestrario de observaciones obtenidas en los Observatorios de Kitt Peak y Locarno, hemos estudiado en detalle las diferencias morfológicas que presenta el bisector en distintas posiciones del disco solar y sobre diferentes estructuras. Las Figs.4.4, 4.5, 4.8, 4.9, 4.10 representan todos los bisectores promedio de series temporales obtenidas en las distintas observaciones; en esta representación las ordenadas se expresan en % de la intensidad del continuo, las abcisas del bisector (en m/s) están referidas a la posición del mínimo en donde hemos ubicado el cero del eje de abcisas. Los niveles del bisector representados cubren desde el mínimo de la línea hasta el 90% del continuo a intervalos del 5% (hemos suprimido el nivel 95% y en las manchas también el 85 y el 90% , por verse afectados por solapamientos con dos líneas telúricas muy próximas). Para no perder la información de la posición de la línea en escala absoluta, al pie de cada cuadro se da el desplazamiento $\Delta\lambda$ del mínimo (en m/s) respecto de la posición de la longitud de onda de laboratorio estimada por Risberg (1956). Además de $\Delta\lambda$, otros parámetros mostrados en la parte inferior de cada cuadro son: nombre identificativo de la observación, posición μ en el disco, área ϕ integrada sobre el Sol, fecha, hora local (LT), y duración total de la observación en minutos. Cada bisector es el promedio de una serie temporal de N bisectores en escala absoluta de λ (los valores de N están dados en la Tabla 2.1). Las barras horizontales, aunque pueden contener un efecto de ruido en la determinación del bisector, representan esencialmente la *rms* en m/s de las oscilaciones solares en los distintos niveles.

A lo largo de este trabajo nos referiremos a cada uno de estos bisectores, resultado promedio temporal de cada observación, con el término “bisector

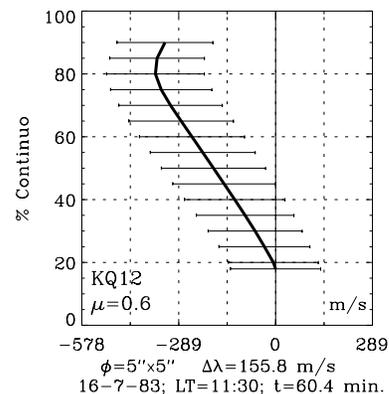
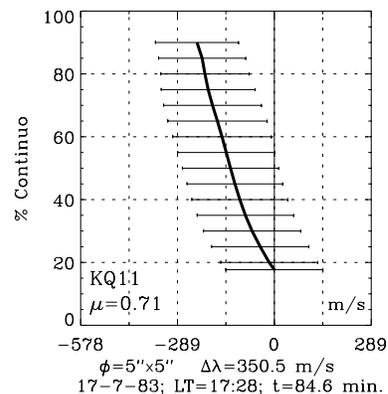
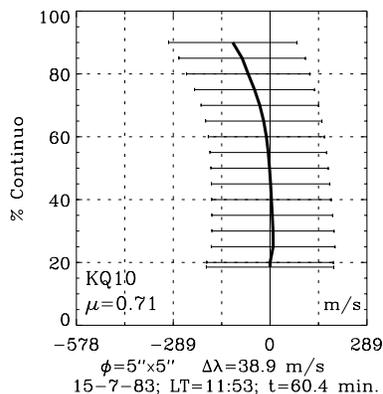
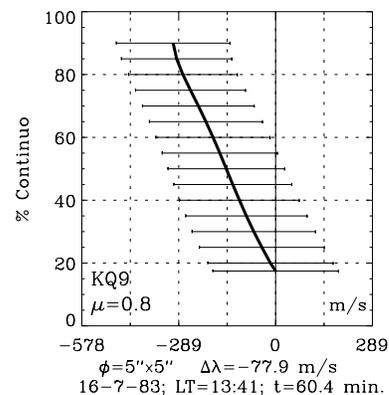
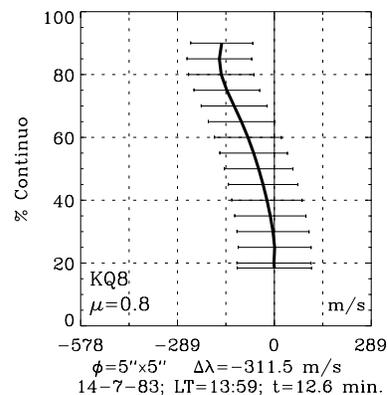
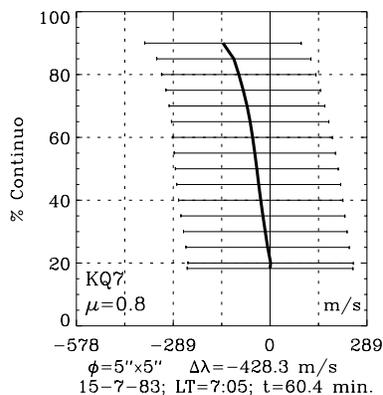
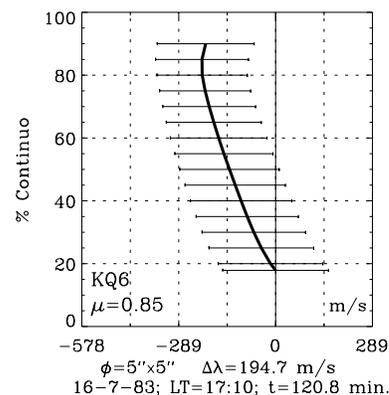
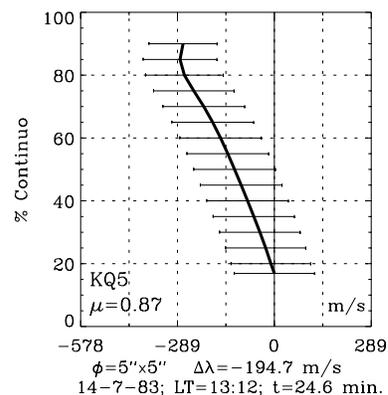
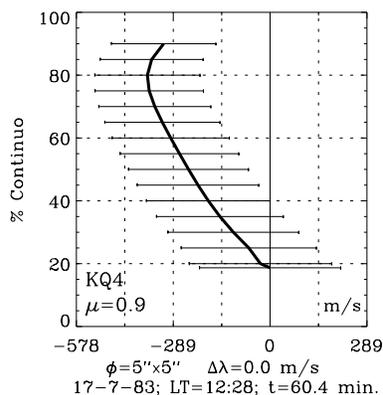
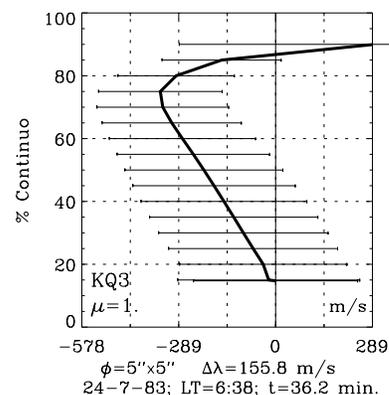
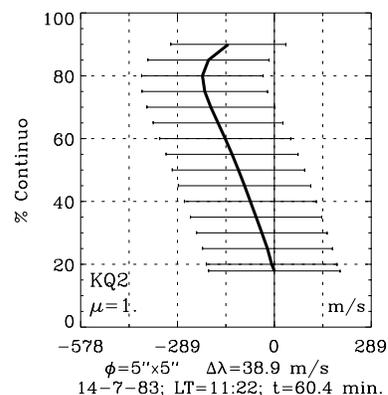
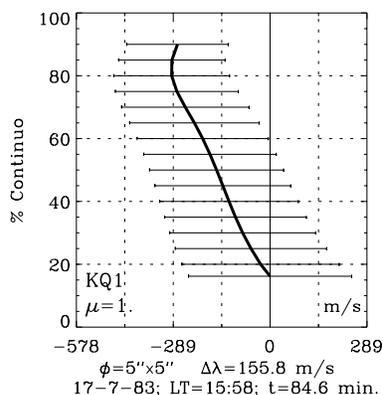
individual” para establecer diferencias con el bisector que se obtiene al promediar el resultado de varias observaciones diferentes en igual posición μ sobre el disco solar, al cual llamaremos “bisector medio”.

El cálculo del mínimo y el siguiente nivel del bisector pueden estar algo más afectados por ruido. En el caso del mínimo el problema puede surgir por el ajuste del polinomio de grado cuatro a un fondo de línea ruidoso (en particular en las observaciones de Locarno). En el caso del nivel siguiente al mínimo, el problema es distinto y se produce porque este nivel está ausente en algunos momentos de la observación por fluctuaciones en la intensidad debidas a oscilaciones solares.

Bisectores en regiones en calma

En la introducción de este capítulo hemos puesto de manifiesto que una serie de factores coyunturales (duración y área de integración de la observación, condiciones físicas particulares en un instante dado,...) pueden influir en los resultados de una medida. Esto hace que resulte difícil hacer una descripción excesivamente minuciosa del comportamiento morfológico del bisector en su variación centro-borde. No obstante, de la Fig.4.4 (bisectores del Sol en calma observados en Kitt Peak) se pueden extraer algunos rasgos sobre dicho comportamiento.

En líneas generales, en el centro del disco, $\mu > 0.8$, la parte superior del bisector (por encima del 60-70%) es ligeramente convexa hacia el azul. Hacia el borde ($0.8 \geq \mu \geq 0.4$) el bisector tiende a adoptar forma de “\” mostrando una débil tendencia a invertir la convexidad en los niveles superiores hacia el rojo (por encima del 60%). Los bisectores KQ8, promedio de sólo 12.6 min de duración, y KQ12 son una excepción a esta regla de comportamiento. En la mayoría de los casos, para posiciones más cercanas al borde, esta tendencia



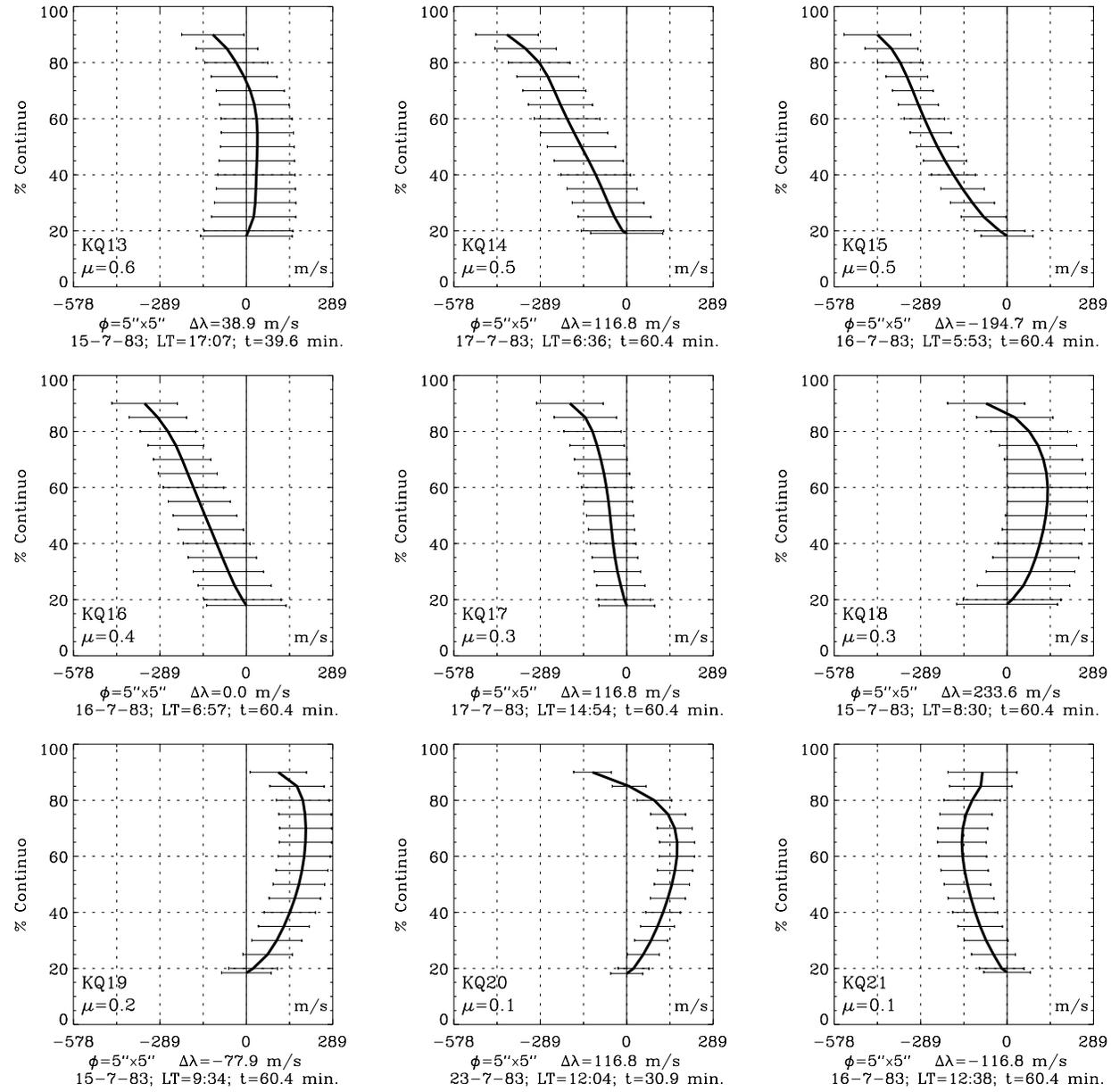
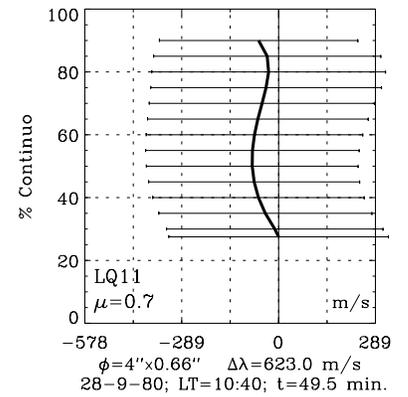
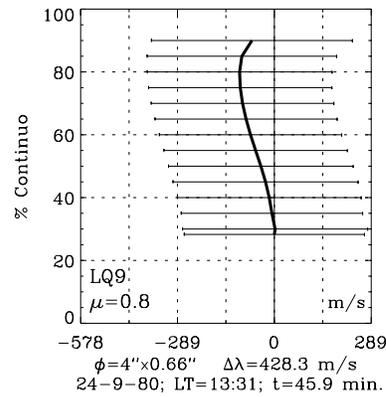
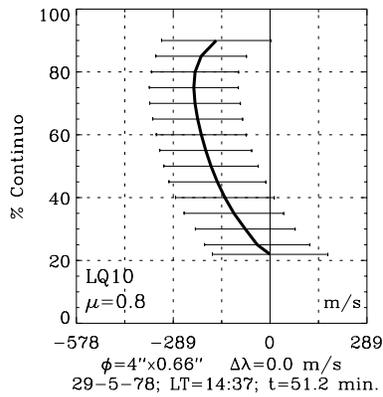
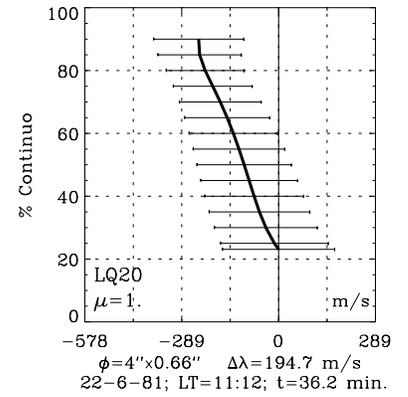
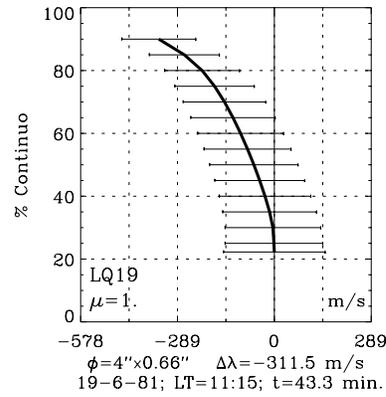
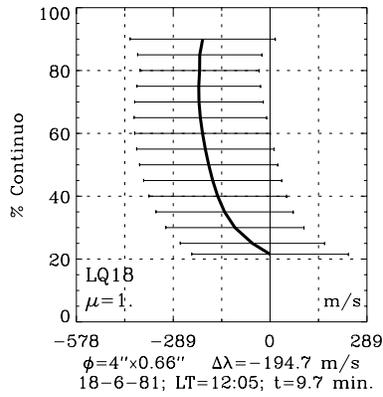
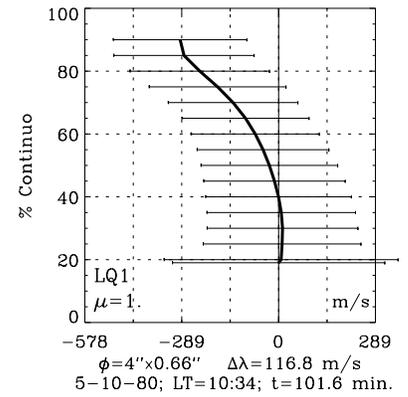
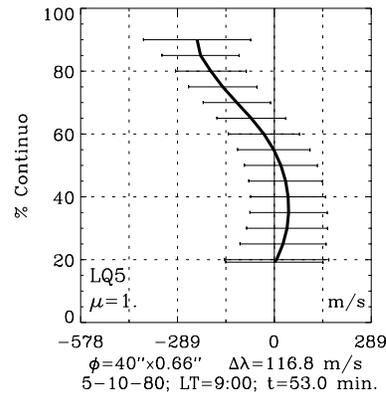
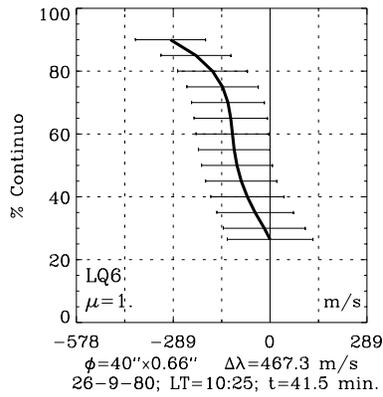
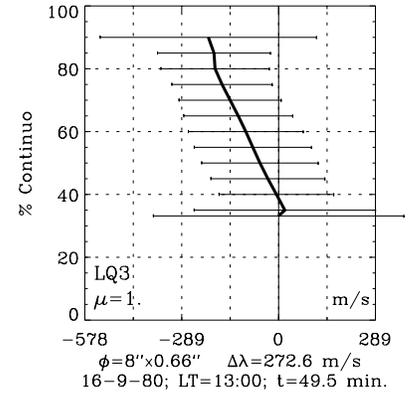
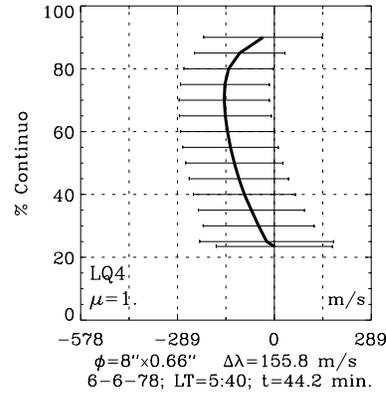
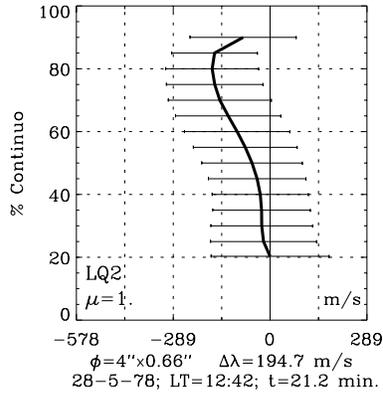


Figura 4.4: Variación centro-borde de los bisectores promedio temporal obtenidos en regiones del Sol en calma. Observaciones de Kitt Peak.



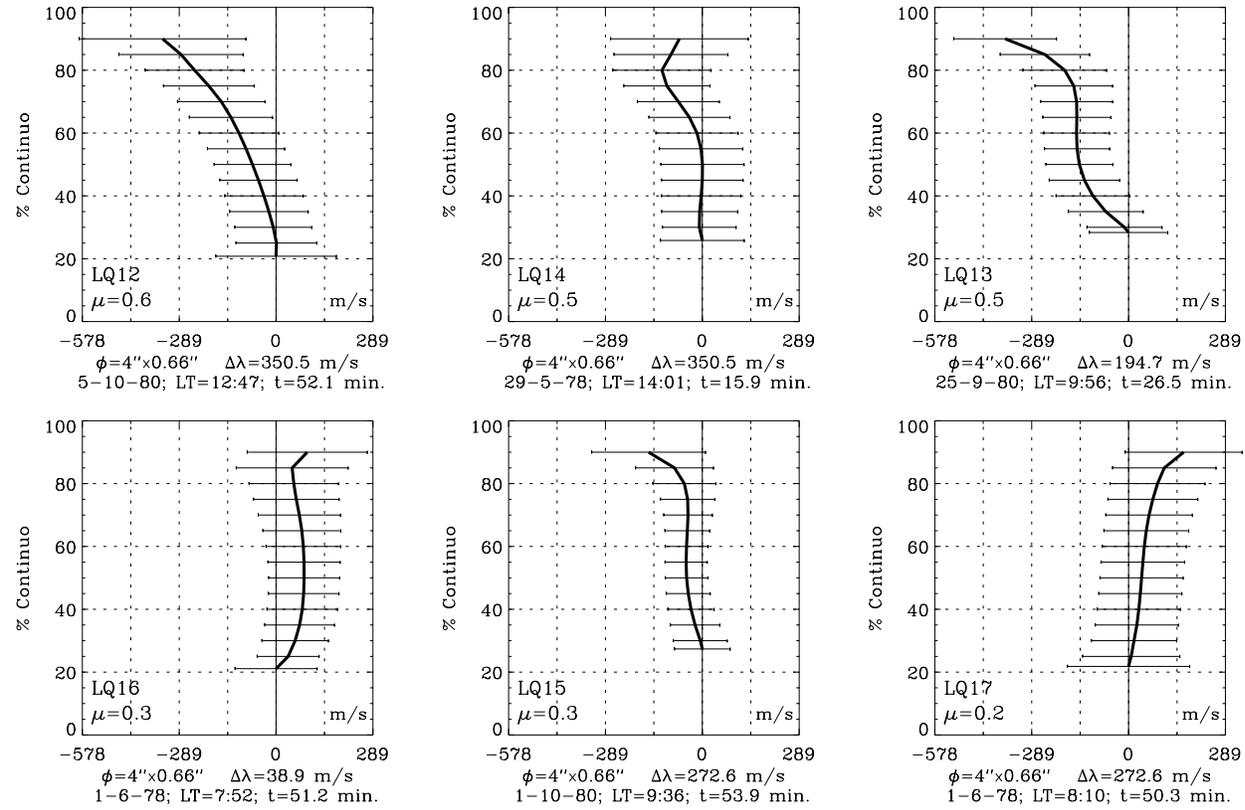


Figura 4.5: Variación centro-borde de los bisectores promedio temporal obtenidos en regiones del Sol en calma. Observaciones de Locarno.

se acentúa y generaliza al bisector completo (ver por ejemplo KQ17, KQ18, KQ19 y KQ20). Estas mismas pautas de comportamiento se pueden entresacar aunque de forma menos contundente de la Fig.4.5 (bisectores del Sol en calma observados en Locarno).

La intensidad residual del mínimo es sistemáticamente mayor en los bisectores de la Fig.4.5 que en los de la Fig.4.4. Este efecto diferencial, aunque de forma mucho más atenuada y uniforme, aparece también en las observaciones sobre RF (comparar Figs.4.8 y 4.9). La diferencia podría ser debida a un posible efecto de infracorrección de perfil instrumental o a una contribución de luz difusa en el interior del espectrógrafo de Locarno.

En los bisectores de Locarno los valores de la intensidad del mínimo varían de forma un tanto aleatoria en cuanto a su posición en el disco o fecha y duración de las medidas. Esto da pie a pensar que estamos observando estructuras diferentes en unos ejemplos y otros, habida cuenta del pequeño tamaño de las áreas de integración sobre el Sol, en la mayoría de los ejemplos de Locarno.

En las Figs.4.6 y 4.7 presentamos los bisectores en RC promediados espacialmente para iguales valores de μ en el disco solar. Como en el caso de los bisectores resultantes de cada serie temporal individual, éstos también están referidos a la posición del mínimo y al pie de cada cuadro constan los nombres identificativos de los ejemplos que han entrado en cada promedio espacial, la posición μ correspondiente y el desplazamiento promedio $\Delta\lambda$ respecto de la longitud de onda de laboratorio. En la primera de estas figuras, salvo el segundo bisector que resulta de promediar todas las medidas de Locarno en $\mu = 1$, estos promedios espaciales se han hecho considerando únicamente las observaciones de Kitt Peak. De estas últimas sólo se ha excluido el caso KQ3 por corresponder a una medida en modo cociente, con fuertes distorsiones cerca del continuo. En el bisector medio de Locarno en $\mu = 1$ (segundo de

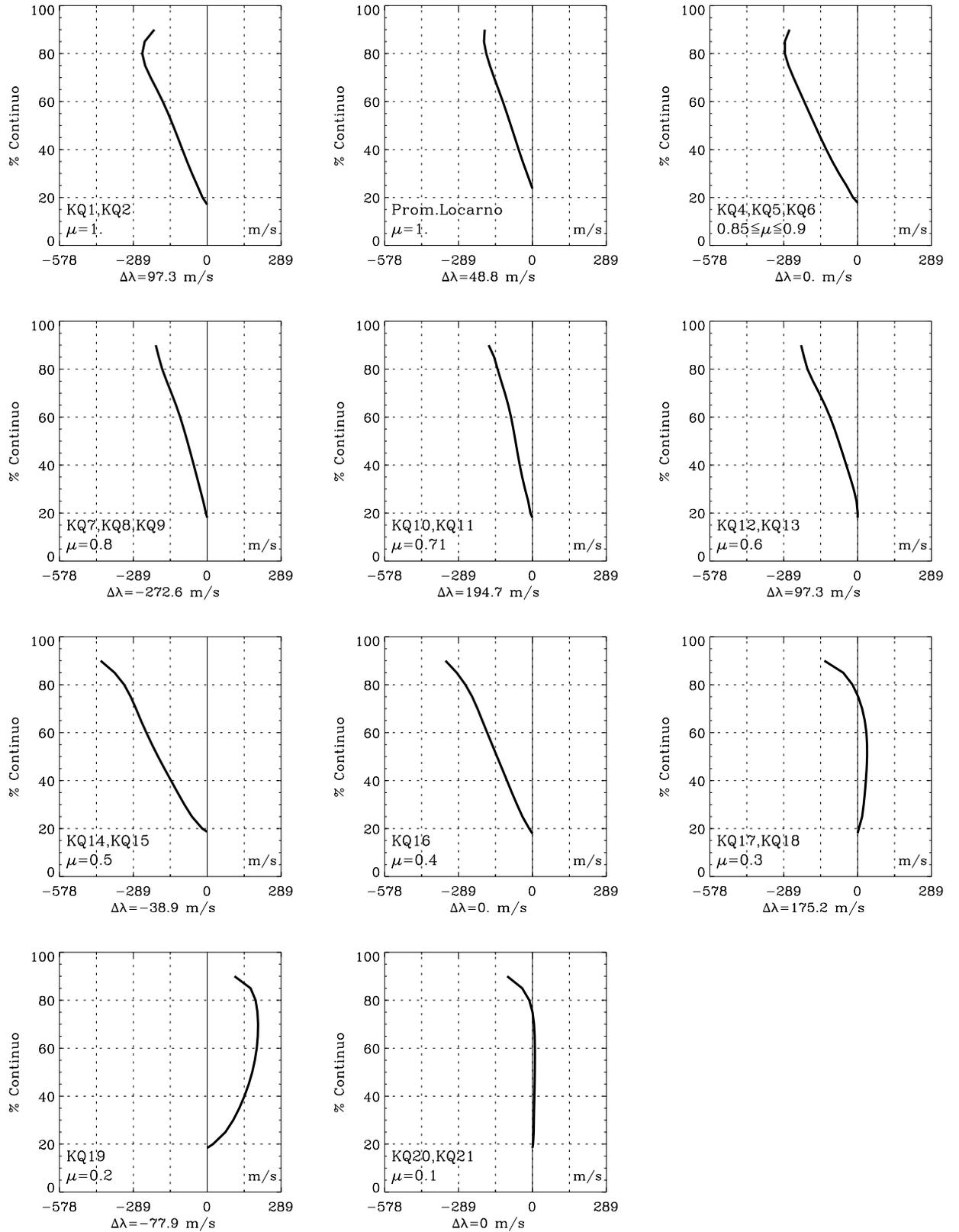


Figura 4.6: Bisectores de la línea K I 7699 en regiones en calma, que resultan de promediar los bisectores individuales según su posición μ en el disco solar. Salvo en el segundo bisector en el que se han considerado únicamente ejemplos de Locarno, estos promedios se han hecho considerando sólo las observaciones de Kitt Peak.

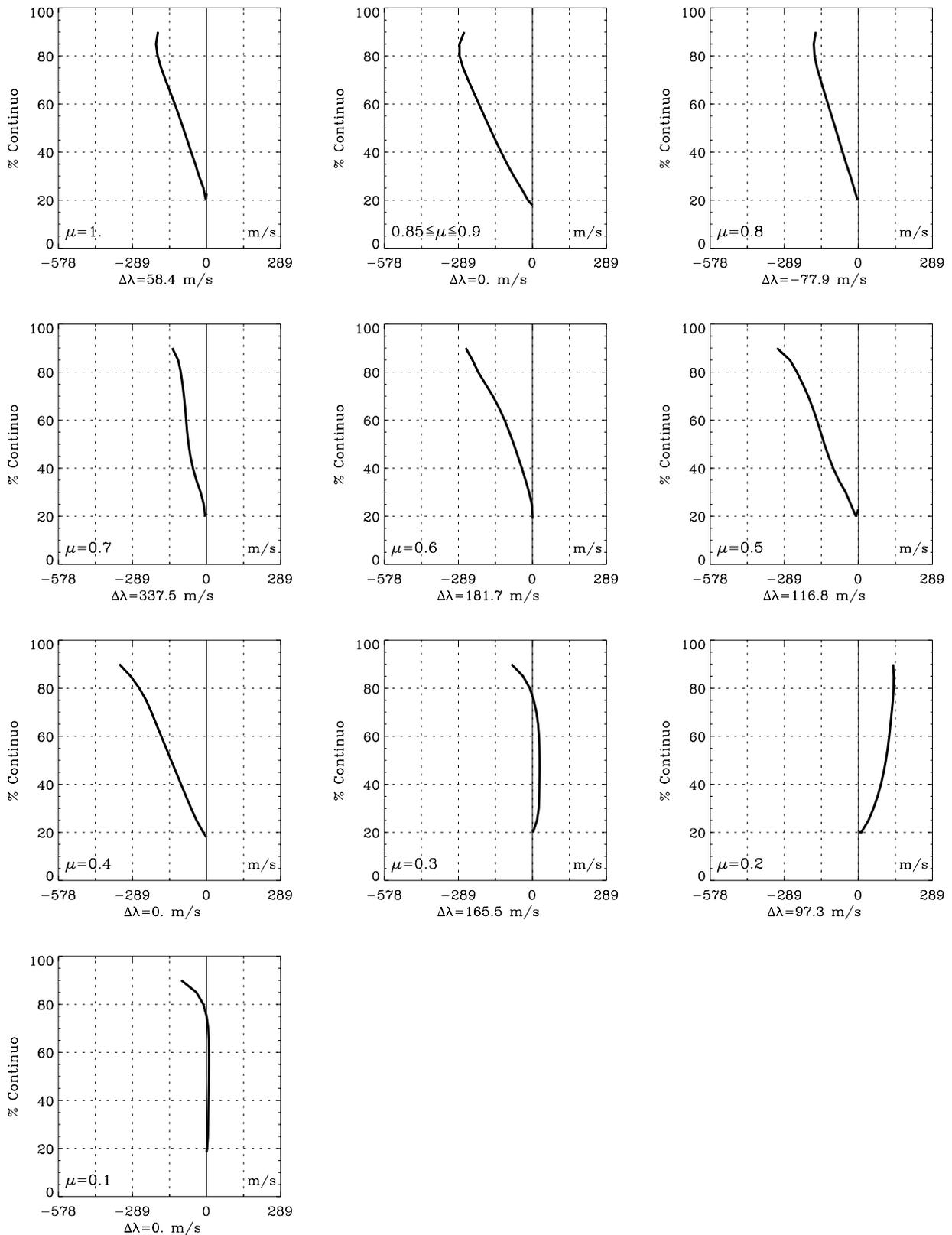


Figura 4.7: Bisectores de la línea K I 7699 en regiones en calma, que resultan de promediar los bisectores individuales según su posición μ en el disco solar. Se han considerado en el promedio tanto los bisectores de Kitt Peak como los de Locarno.

la figura) se han incluido también los bisectores individuales observados sobre “mottles” (Fig.4.10.a) y sobre centros de celda (ver Tabla 2.1), igualando así en promedio las condiciones en que se han hecho el resto de las observaciones en RC en las que no se ha discriminado entre bordes y centros de las celdas de la red cromosférica. En la Fig.4.7 se han promediado conjuntamente los bisectores de Locarno y Kitt Peak (excepto KQ3).

En estos promedios espaciales se confirma la variación morfológica centro-borde que se ha descrito anteriormente para bisectores individuales en RC: en el centro del disco el bisector tiene una pendiente negativa, es casi recto y se curva ligeramente al rojo en $\sim 80\%$ ($\mu = 1, 0.9$); hacia el borde tiende a hacerse recto en forma de “\” ($\mu = 0.8, 0.71, 0.6$), invirtiendo luego la curvatura en los niveles superiores hacia el azul ($\mu = 0.5, 0.4$); todavía más hacia el borde el bisector se vuelve totalmente convexo al rojo ($\mu = 0.3, 0.2, 0.1$).

Bisectores en regiones faculares

Las Figs.4.8 y 4.9 muestran los bisectores promedio temporal de cada una de las series observadas en RF. A la vista de la Fig.4.8 (Kitt Peak) podemos concluir que los bisectores observados en estas regiones son más curvados que en las RC mostrando una convexidad hacia el azul (forma de “C”). En la Fig.4.9 (Locarno) se alternan bisectores en forma de “C” con otros cuya forma recuerda una “S” (por ejemplo LP1, LP2, LP4, LP3). En ambas figuras se aprecia que en los que tienen forma de “C” el punto del bisector más desplazado hacia el azul se presenta en niveles más bajos (en promedio $\sim 50\%$) que en el caso del centro del disco en las RC ($\sim 80\%$). También se aprecia que, en contraste con las RC, los niveles medios y superiores del bisector están menos desplazados al azul o incluso desplazados al rojo respecto del mínimo (ver análogos resultados en Cavallini et al. (1985) para líneas en la región de

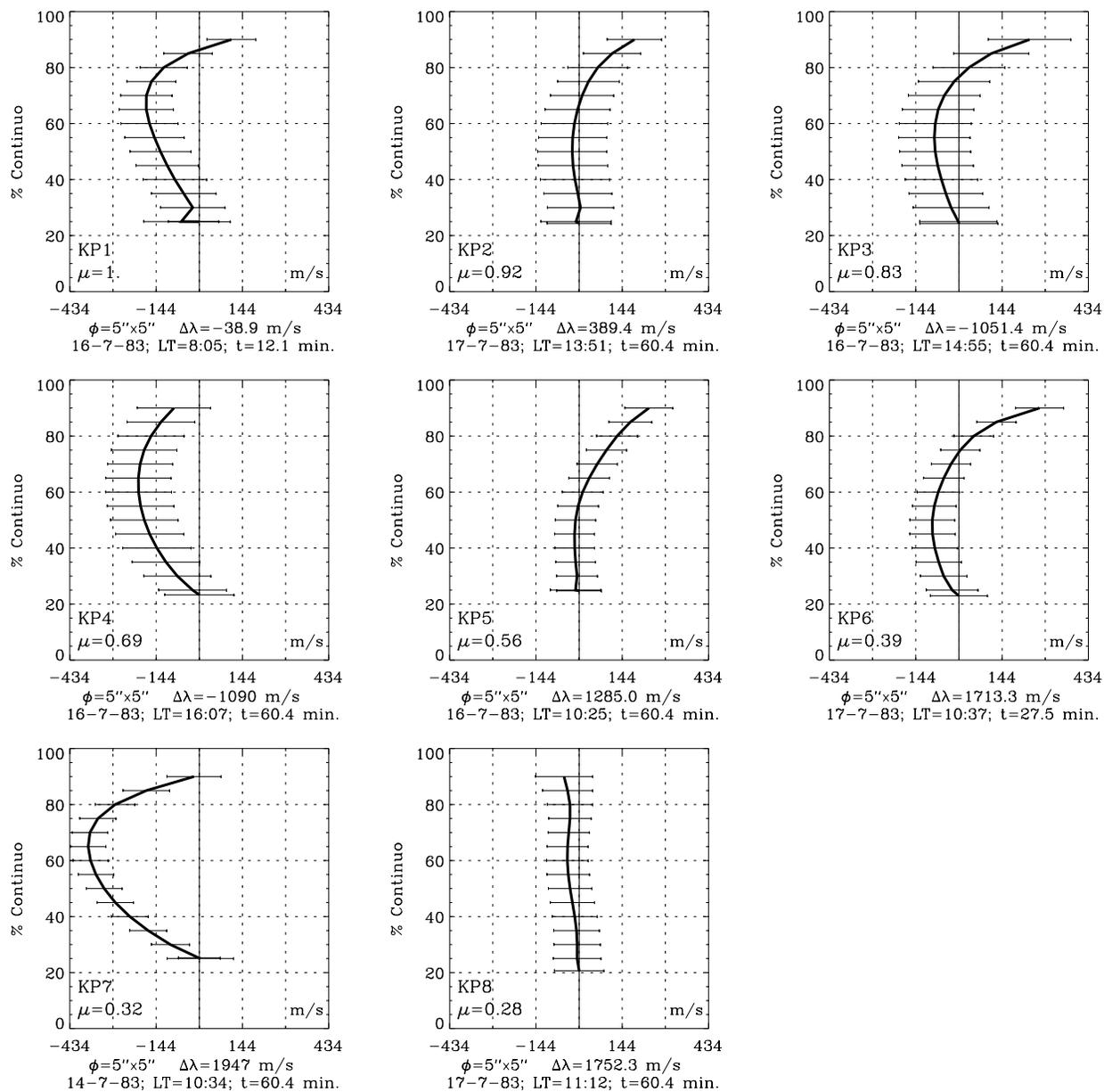


Figura 4.8: Variación centro-borde de los bisectores promedio temporal obtenidos en regiones faculares. Observaciones de Kitt Peak.

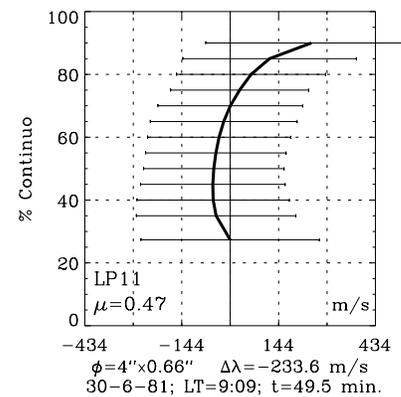
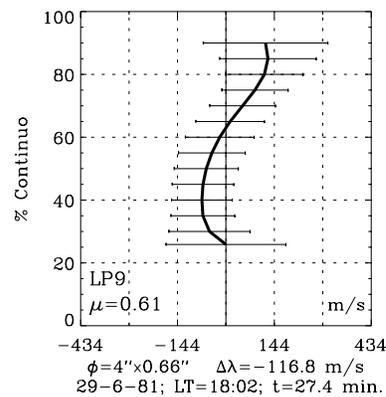
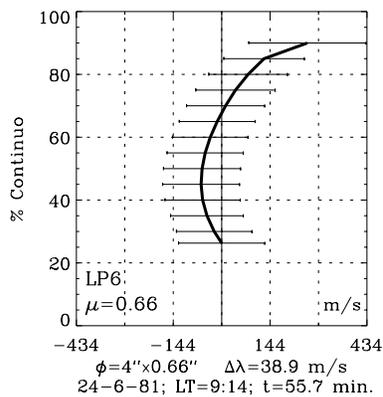
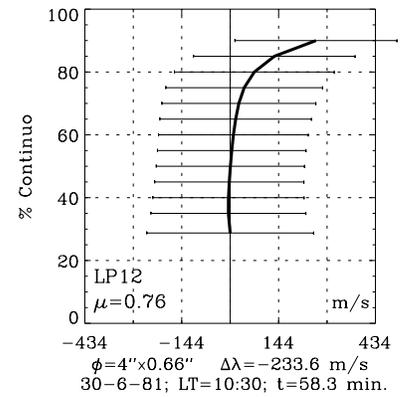
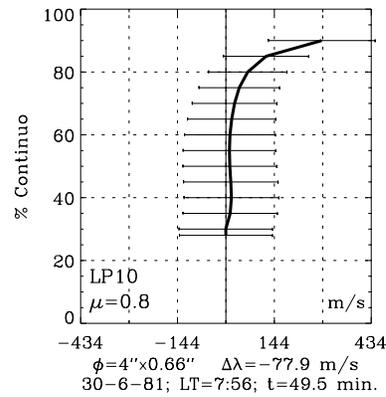
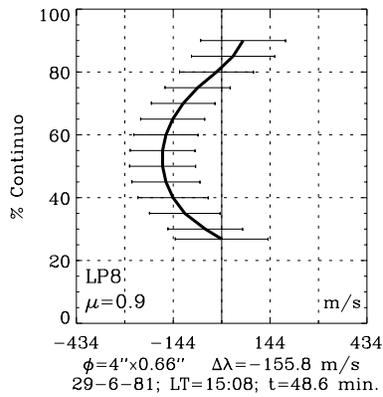
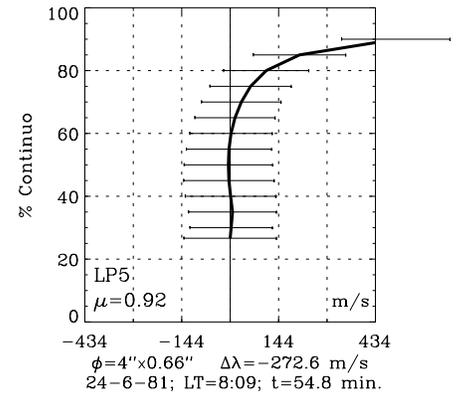
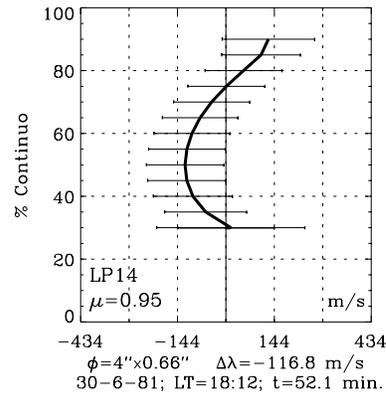
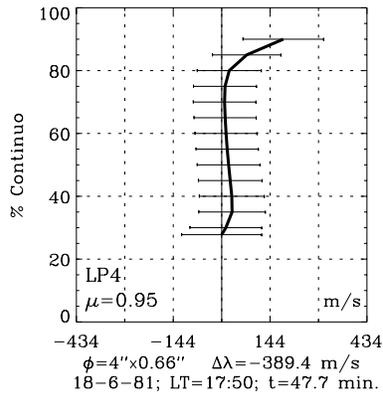
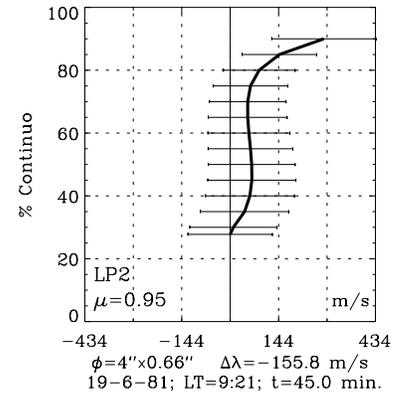
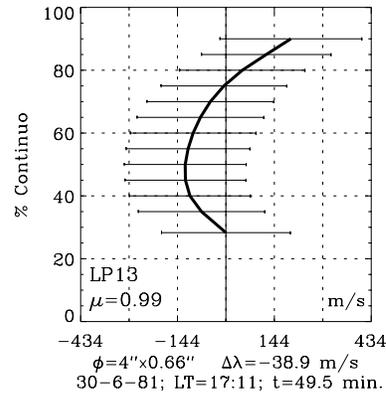
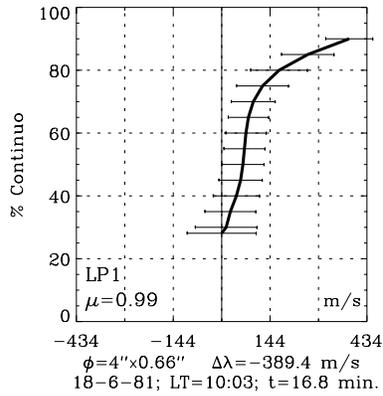
6300 Å y en Brandt y Solanki (1990) para la línea Fe I 5576 Å y otras).

Los bisectores KP8 y LP3 observados muy cerca del borde solar presentan una forma singular (casi vertical). Esta peculiaridad podría deberse a que la selección del punto de observación se hacía sobre áreas brillantes en imágenes de Ca⁺ K a altura cromosférica y que por efecto de perspectiva podrían corresponderse con zonas en calma a alturas fotosféricas donde se forma la línea. Otra posible explicación es que estemos viendo un efecto real de variación centro-borde del bisector.

En términos generales no hemos encontrado una ley de variación morfológica centro-borde para los bisectores en RF. Así por ejemplo, la forma de “C” es más pronunciada en unos bisectores que en otros pero sin mostrar tendencia alguna conforme nos movemos del centro al borde. Aunque hemos seleccionado las RF sobre Ca⁺ K de brillo análogo, no podemos pretender haber observado exclusivamente un efecto de variación centro-borde intrínseco. Las diferencias morfológicas encontradas en los bisectores pueden estar causadas por la confluencia de varios efectos, a saber: a) variación real centro-borde dependiente de la geometría desconocida de los tubos de flujo, b) diferentes valores de factor de llenado magnético (Brandt y Solanki, 1987, 1990), c) errores en el posicionado y seguimiento del telescopio sobre la región activa, d) efectos dinámicos debidos a campos mesogranulares, ondas, etc...

Tal como se adelantó en la sección 3.4, la posición del mínimo de la línea en las RF observadas en Kitt Peak no se ha podido descontaminar del movimiento de rotación solar, por lo que los valores de $\Delta\lambda$ presentados al pié de estos bisectores, en posiciones fuera del centro del disco, figuran sin esta corrección.

La Fig.4.10.a presenta tres bisectores correspondientes a observaciones de Locarno sobre mottles en el centro del disco (bordes de celdas de la red cromosférica), limitándose el área de integración sobre el sol con un diafragma



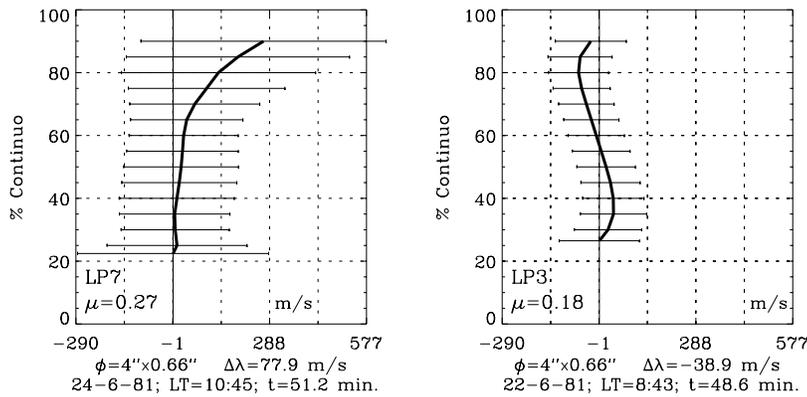


Figura 4.9: Variación centro-borde de los bisectores promedio temporal obtenidos en regiones faculares. Observaciones de Locarno.

de $4''$. Mientras que la forma del bisector LM1 se puede identificar con la de algunos bisectores en RF de la Fig.4.8 (ver KP4), la forma de los bisectores LM2 y LM3 se podría encasillar sin embargo entre las de bisectores en RC (ver por ejemplo LQ3, LQ20 y LQ4 en la Fig.4.5). Comparando los bisectores obtenidos en $\mu = 1$, discriminando en la red cromosférica entre borde y centro de celda se encuentra que los niveles altos del bisector están menos desplazados al azul respecto del mínimo en las mottles que en los centros de celda.

4.3 Variaciones temporales

Para estudiar la variación temporal de los diferentes parámetros que definen la forma y fuerza de la línea se han calculado los correspondientes espectros de potencia. Las diferencias de fase entre cada pareja de funciones temporales, tan importantes en el estudio de movimientos oscilatorios en la fotosfera solar, se han determinado mediante la función de correlación. Para evitar la influencia de ruido en esta determinación, las funciones a correlar se han filtrado previamente con un filtro de paso de banda (2.5-4.5 mHz) que nos centra en

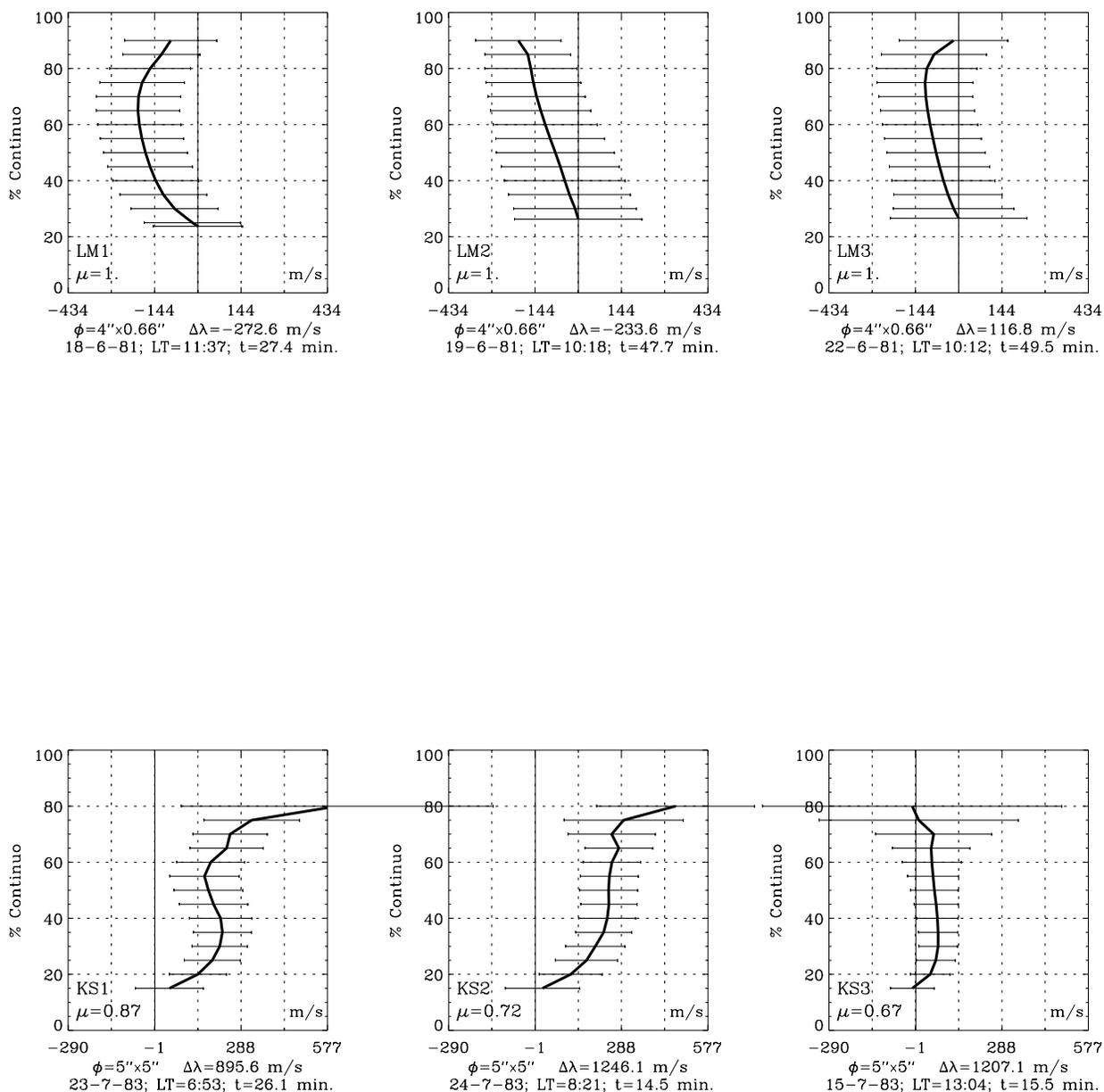


Figura 4.10: a) Bisectores promedio temporal correspondientes a medidas realizadas con la rendija ubicada en mottles de la red cromosférica, observadas en Locarno. **b)** Bisectores correspondientes a sombras de manchas solares observadas en Kitt Peak.

un rango de frecuencias en torno a la oscilación de 5 minutos.

4.3.1 Variación del bisector

En las Figs.4.11a, b se muestran los espectros de potencia de las fluctuaciones de la velocidad Doppler en diferentes niveles del bisector (mínimo, 40% y 70% del bisector) para RC y RF, respectivamente, y para distintos intervalos de posiciones $\mu = \cos \theta$ sobre el disco solar. Estos espectros han sido calculados basándonos exclusivamente en los datos de Kitt Peak.

En las RC se puede apreciar un pico agudo de período 5 minutos con amplitud decreciente del centro al borde del disco solar, y del mínimo de la línea al continuo (ver por ejemplo Stix y Wöhl, 1974). El primero de estos efectos se explica en términos de un aumento de la amplitud de la oscilación de 5 minutos con la altura en la fotosfera solar (Marmolino et al., 1984). La atenuación de las oscilaciones conforme nos acercamos al borde solar parece deberse al carácter radial de la oscilación dominante de 5 minutos. Estos resultados extraídos de los espectros de potencia también se reflejan en las barras *rms* de las Figs.4.4 y 4.5, aunque en algunos casos estas barras son excesivamente grandes cerca del continuo o en los niveles inferiores del bisector, como consecuencia de los efectos espúreos comentados en la introducción de la sección 4.2.2

Para RF en las mismas posiciones del disco solar, la amplitud de la potencia en este rango espectral es más pequeña que en las RC y además presenta un doble pico (en 2.8 y 3.6 mHz). Estos resultados los mostramos en Bonet et al. (1988) y están confirmados para la línea Ca I 6162 Å en Alamanni et al. (1990a). De este comportamiento parece desprenderse que el campo magnético actúa como filtro de los modos de oscilación suprimiendo algunos de ellos y atenuando la potencia de los dos picos que sobreviven. Al igual que para las RC, se muestra una disminución de la potencia al ir del mínimo de la línea al continuo y del

Figura 4.11: **a y b.** Promedio de espectros de potencia de las oscilaciones de velocidades a 3 niveles diferentes del bisector de la línea K I 7699 Å para diferentes intervalos de posición sobre el disco solar. **a)** Regiones en calma; **b)** regiones faculares.

centro del disco al borde solar. Otro aspecto interesante a subrayar respecto del doble pico en $\mu = 1$ es que en los niveles bajos del bisector el pico de potencia correspondiente a la frecuencia más alta es superior al de frecuencia más baja, intercambiando sus papeles conforme nos acercamos al continuo (ver también Alamanni et al., 1990a). Woods y Cram (1980) estudiando en regiones activas la línea Na D₁ y otras de Ni I encuentran también una reducción en la potencia de las oscilaciones y dos picos en frecuencias muy similares a las nuestras (2.4 y 3.7 mHz). Sin embargo Giovanelli et al. (1978) no detectan tal disminución de la amplitud oscilatoria en RF, y Balthasar (1990) llega a resultados contradictorios al estudiar varias RFs.

Por técnicas de correlación hemos encontrado que todos los puntos del bisector (incluido el mínimo de la línea) oscilan en fase, es decir, no hay desfase en la oscilación de velocidades en los distintos niveles fotosféricos, lo que sugiere que las capas en que se forma la línea están siendo comprimidas o expandidas como un todo.

Como consecuencia de que todos los niveles del bisector absoluto (incluido el mínimo) oscilan en fase y de la mayor amplitud de la oscilación de cinco minutos en las capas superiores de la fotosfera, se confirma la anticorrelación que encuentran Roca-Cortés et al. (1983) y Bonet et al. (1984) entre las oscilaciones del mínimo (referido a un origen absoluto) y de los niveles del bisector (referidos al mínimo de la línea).

Con carácter ilustrativo del mencionado efecto de atenuación de la oscilación del bisector conforme nos acercamos al continuo, mostramos en la Fig.4.12 una representación de los movimientos oscilatorios de la posición del mínimo de la línea y del bisector al 90% del continuo, correspondientes al ejemplo KQ1, que es una serie temporal de 350 espectros tomados cada 14.5 sg (tiempo total 84.6 min).

4.3.2 Comportamiento de los flancos de la línea

Se define el flanco rojo (azul) de la línea como el conjunto de las distancias entre cada punto del ala derecha (izquierda) del perfil y la vertical que pasa por su mínimo.

Figura 4.12: **a y b** Oscilación de velocidades Doppler del bisector. **a** Mínimo; **b** nivel 90% del continuo.

Cavallini et al. (1986b, 1987) encontraron para las líneas Fe I 6301.5 y Fe I 5576 Å que sus flancos rojo y azul tenían un comportamiento temporal diferente. En el presente trabajo hemos investigado este punto para la línea K I 7699

Tabla 4.1: Relación de potencias entre los flanco azul y rojo. La potencia está integrada en el intervalo 2.5-4.5 mHz.

Intens.Res. \ $\cos \theta$	1.0	0.9-0.8	0.79-0.51	0.5-0.3	0.2-0.1
<i>Regiones calma</i>					
90%	0.8	1.0	1.0	1.7	1.5
80%	0.8	1.1	1.1	1.5	1.1
70%	0.9	1.2	1.2	1.2	1.0
60%	1.1	1.2	1.2	1.2	0.9
50%	1.2	1.2	1.2	1.4	0.7
40%	1.2	1.2	1.2	1.5	0.6
30%	1.4	1.2	1.3	1.7	0.7
<i>Regiones faculares</i>					
90%		1.0	1.1	1.2	
80%		1.1	1.1	1.2	
70%		1.0	0.9	1.6	
60%		1.0	0.9	1.1	
50%		1.0	0.9	1.0	
40%		1.0	1.0	1.0	
30%		1.0	1.0	1.1	

À observada en Kitt Peak. Para ello, en cada una de nuestras observaciones hemos integrado la potencia de oscilación, separadamente para cada flanco, en el rango espectral 2.5-4.5 mHz. Para alcanzar una mayor fiabilidad estadística promediamos nuestras medidas de la relación de potencias (flanco azul/flanco rojo) dentro de intervalos de μ en el disco solar. Hemos definido 5 de estos intervalos para RC y 3 para RF. Los resultados se muestran en la Tabla 4.1. Para estas estimas de potencia sólo se han considerado las series temporales con más de 150 espectros (ver Tabla 2.1).

Como Cavallini et al. (1986b, 1987), encontramos para las RC que en el centro del disco la relación de potencias incrementa desde el continuo al mínimo de la

línea; en posiciones intermedias de μ hacia el borde se mantiene aproximadamente constante, y muy cerca del borde esta relación invierte el sentido de su variación en comparación con el centro del disco. Sin embargo, la relación de potencias muestra un comportamiento singular en el intervalo $\mu = 0.5 - 0.3$, que no ha sido mencionado en el trabajo de Cavallini y colaboradores: en este intervalo aparecen valores máximos cerca del continuo y del mínimo de la línea. Además, comparando con otros intervalos de μ , en éste se dan los máximos valores de la relación de potencias para cada intensidad residual.

En las RF sin embargo, encontramos que la relación de potencia entre ambos flancos es prácticamente 1 en todos los niveles del bisector y posiciones en el disco (el valor 1.6 medido en $\mu = 0.5 - 0.3$ es una excepción y podría ser fruto de algún error en el posicionado de la rendija sobre una RF cerca del borde). Este comportamiento de los flancos en RF es descrito por Alamanni et al. (1990a) para la línea Ca I 6162 en términos de una mayor “rigidez” en la oscilación del perfil, por efecto del campo magnético.

Bertello (1987) sugiere que la causa principal de la diferente potencia en la oscilación de los flancos en RC es la dependencia con la altura de la diferencia de fase entre las fluctuaciones de velocidad y las perturbaciones termodinámicas en la región en que se forma la línea. Profundizando en esta idea Bertello y Caccin (1990) ensayan modelos de ondas no adiabáticas y concluyen que el amortiguamiento radiativo es la causa de esta dependencia con la altura de las diferencias de fase. Varios estudios observacionales posteriores al nuestro (Bonet et al., 1988) inciden de nuevo en este tema confirmando los resultados. Así por ejemplo Alamanni et al. (1990b) y Bertello et al. (1992), tratan de afinar la dependencia de las diferencias de fase con la altura en la fotosfera.

4.3.3 Variación de la anchura equivalente

Edmonds et al. (1965) detectaron variaciones temporales de la anchura equivalente en la línea C I 5052 Å. Posteriormente Holweger y Testerman (1975) midieron en varias líneas débiles y moderadamente fuertes, variaciones de este parámetro, del orden de 1 mÅ, correlacionadas con la oscilación de 5 minutos de la velocidad Doppler del mínimo de la línea, pero con un retraso de fase de 60° ; admitiendo que estas variaciones de la anchura equivalente son producidas por cambios de temperatura, estos autores interpretan los retrasos de fase que observan como un argumento en favor del carácter estacionario de esta oscilación.

Las Figs.4.13a,b (parte superior de ambas) muestra la variación centro-borde del espectro de potencia de la oscilación de la anchura equivalente en RC y RF, respectivamente, observadas en Kitt Peak. El ruido con que se estima este parámetro (probablemente debido a limitaciones en el método que empleamos para evitar los solapamientos - ver sección 3.6) no nos permite identificar claramente ninguna variación centro-borde de potencia, pero al menos en las regiones en calma la oscilación de 5 minutos queda bien patente.

Estudiando las diferencias de fase concluimos que la velocidad Doppler del mínimo de la línea oscila con un adelanto de fase, comprendido entre 0° y 60° , respecto de la anchura equivalente, sin una clara variación centro-borde. En la RF tenemos diferencias de fase mayores comprendidas entre 65° y 135° .

4.3.4 Variación de la intensidad del mínimo

En la oscilación de 5 minutos modelada en la suposición adiabática la intensidad del mínimo oscila con un adelanto de fase de 90° respecto de su velocidad Doppler. Resultados observacionales obtenidos en los años 70 mostraron valores para este desfasaje de alrededor de 90° (ver resumen de Beckers y Canfield,

Figura 4.13: a y b Promedio de espectros de potencia de las oscilaciones de la anchura equivalente (parte superior) e intensidad del mínimo (parte inferior) de la línea K I 7699 Å para diferentes intervalos de posición sobre el disco solar. n.c.u. significa unidades de continuo normalizado a 1. **a** Regiones en calma; **b** regiones faculares.

1976). Si en los cálculos teóricos se introduce la disipación radiativa, los desfases predichos para esta frecuencia y estos parámetros son mayores. Las observaciones de Staiger et al. (1984) confirman esta predicción obteniendo un adelanto de fase de $\sim 120^\circ$ entre la oscilación de la intensidad del mínimo y su velocidad Doppler.

Las Figs.4.13a,b (parte inferior de ambas) muestra la variación centro-borde del espectro de potencia de la oscilación de la intensidad del mínimo para RC y RF observadas en Kitt Peak, respectivamente. En un rango en torno al período de 5 minutos se puede apreciar en todos los casos una contribución de potencia.

Según nuestras observaciones la intensidad del mínimo de la línea oscila con un adelanto de fase entre 70° y 160° respecto de la velocidad Doppler del mismo sin apreciarse ninguna clara variación centro-borde.

4.4 Perfiles de la línea K I 7699 en las sombras de manchas

La Fig.4.14 muestra el perfil promedio de una serie temporal de espectros de la línea K I 7699 Å en la sombra de una mancha en $\mu = 0.87$ (KS1 en la Tabla 2.1) observada en Kitt Peak. En el fondo de la línea se aprecia claramente una inversión. Puesto que la distancia entre los mínimos que lo flanquean es de $\sim 70 \text{ mÅ}$, esta estructura podría ser consecuencia de un desdoblamiento Zeeman en un campo magnético de 1200 G, con el valor de $g_{eff} = 1.3$ para esta línea. Otra posibilidad sería que este pico en el mínimo de la línea sea consecuencia de una emisión cromosférica tal como se observa en las líneas H y K del Ca II. La amplitud de esta estructura decrece para otros casos observados más lejos del centro del disco solar.

La anchura equivalente de la línea observada en manchas es mayor que en RC y RF, con valores comprendidos entre 475 y 552 mÅ, sin una clara variación centro-borde

Figura 4.14: Perfil promedio temporal de la línea K I 7699 Å observado en la sombra de una mancha en $\mu = 0.87$ (Kitt Peak). Las abcisas están dadas en número de muestras (intervalo de muestreo = 5.37 mÅ).

Ludmany (1983) encontró asimetrías en la línea umbral Ti I 5713.8 Å con forma opuesta a la “C” típicamente encontrada en la fotosfera. Makita y Kawakami (1986) observaron también una forma de “C” invertida en bisectores de la línea Fe I 6301.5 Å en las manchas. La Fig.4.10.b confirma un comportamiento similar en la línea K I 7699 Å mostrando bisectores promedio temporal correspondientes a 3 casos (ver Tabla 2.1) en diferentes posiciones en el disco. A la vista de los niveles superiores en los dos casos más hacia el centro del disco solar, la forma del bisector podría ser definida como de “S” más que como de “C” invertida. En estas representaciones hemos excluido los niveles por encima del 80% por estar influidos por solapamientos con otras líneas. Las barras *rms* en estos bisectores son menores que las de los bisectores en RC lo que refleja el carácter de atenuación que ejerce el campo magnético sobre la oscilación de 5 minutos. El mayor tamaño de las barras *rms* en los niveles más

altos de los bisectores de la Fig.4.10.b es probablemente una consecuencia del ruido de baja frecuencia que afecta a estas observaciones (ver sección 3.8).

Al igual que en el caso de las RF la posición del mínimo de la línea en las manchas carece de corrección por movimiento de rotación solar (ver sección 3.4).

Dado el pequeño tamaño de las manchas que teníamos disponibles durante el período de observación, no se puede descartar en nuestras medidas una fuerte influencia de la luz difusa proveniente de la fotosfera circundante.

Capítulo 5

Síntesis de una línea espectral a partir de un modelo de fotosfera solar

5.1 Introducción

En este capítulo trataremos principalmente de la síntesis de la línea de resonancia de absorción solar K I 7699 Å correspondiente a la transición entre los niveles $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{1/2}^0$ (con potenciales de excitación 0 y 1.61 eV respectivamente).

Hemos sintetizado también las líneas Fe I 5576 Å y Fe I 5635 Å, que son de distinta intensidad y se forman en alturas diferentes en el Sol, y diferentes también a la altura de formación de la K I 7699, para comprobar que la validez de nuestros resultados no se restringe a las peculiaridades de una sola línea o a un cierto rango de la fotosfera solar. Los datos de estas tres líneas están

dados en la Tabla 6.1

Con el fin de establecer el marco en el cual vamos a hacer nuestras aproximaciones, presentaremos primero de una manera general las técnicas de cálculo utilizadas, los principios físicos en los que nos hemos basado y las aproximaciones realizadas, así como los valores adoptados para los parámetros que intervienen en la síntesis de una línea fotosférica cualquiera. Posteriormente, en este capítulo y en los dos siguientes, nos referiremos a los distintos modelos de atmósfera solar utilizados - ya sean de regiones de Sol en calma (RC) o faculares (RF) -, la geometría de los elementos en estudio (granulación, tubos de flujo, etc.), los valores de los parámetros atómicos de las tres líneas en estudio, y la correspondiente abundancia del elemento químico en cuestión en la atmósfera solar.

La radiación emergente en la superficie del sol o de una estrella se origina en distintas profundidades z de su atmósfera y su intensidad en una frecuencia ν es el resultado de procesos de emisión y absorción, caracterizados cada uno de ellos por sus respectivos coeficientes j_ν y k_ν . Dicha intensidad en una dirección que forma un ángulo θ con la normal a la superficie, viene dada por la *Ecuación de Transporte Radiativo*:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu$$

donde $\mu = \cos \theta$, τ_ν es la profundidad óptica que está definida por la relación $d\tau_\nu = -k_\nu \rho dz$, ρ es la densidad del material estelar, y S_ν es la función fuente que viene dada por la razón entre los coeficientes de emisión y de absorción.

Esta es la ecuación que pretendemos resolver para calcular una línea de absorción en posiciones elegidas sobre el disco solar. En este capítulo describiremos con detalle las simplificaciones y procesos utilizados para hallar los parámetros y variables necesarias para tal resolución.

Con el fin de calcular la variable τ_ν que necesitamos para resolver la ecuación de transporte, debemos determinar el coeficiente de absorción k_ν . Dicha determinación se complica si en esa frecuencia existe una línea espectral, ya que entonces hemos de tener en cuenta la aportación al coeficiente de absorción de dos términos: a) el *coeficiente de absorción del continuo*, que dará lugar al espectro continuo del sol en esa frecuencia; y b) el *coeficiente de absorción de la línea*, que dará lugar a las líneas de absorción de Fraunhofer.

El cálculo del coeficiente de absorción en las distintas profundidades requiere un modelo de atmósfera solar previo. La construcción de modelos de atmósferas en circunstancias muy generales es un problema de extrema dificultad. Se deben hacer por tanto una serie de simplificaciones razonables que hagan asequible su determinación. Por ejemplo, un modelo clásico de atmósfera supone que: a) la atmósfera está estratificada en capas plano-paralelas y en principio homogéneas; b) la atmósfera es estacionaria y estática (no hay pulsaciones, ni campos de velocidades, los números de ocupación atómicos no dependen del tiempo,..); c) la atmósfera está en equilibrio hidrostático (la estratificación de presiones es tal que equilibra el campo gravitacional); d) la atmósfera está en equilibrio radiativo (no hay transporte de energía por conducción ni convección, sólo por radiación). A un modelo de atmósfera de sol en calma construido así habrá que añadir luego algunas modificaciones para simular inhomogeneidades como la granulación, variaciones temporales como las producidas por movimientos oscilatorios, inclusión de zonas con campos magnéticos, etc.

Con estas condiciones simplificadoras se han obtenido en los últimos años algunos modelos de atmósfera solar, como los modelos HSRA (Gingerich et al., 1971), VAL (Vernazza et al., 1981), etc., que vienen dados en la literatura en forma de listas de valores para los parámetros atmosféricos temperatura,

presión, densidad, etc., en cada profundidad τ . A partir de alguno de estos modelos, y teniendo en cuenta los distintos procesos de absorción, emisión y scattering que se pueden dar en la atmósfera solar, determinaremos los coeficientes de absorción de la línea de interés (sección 5.3) y del continuo en esa misma longitud de onda (sección 5.2).

Una simplificación más en nuestras aplicaciones es la suposición de L.T.E (Equilibrio Termodinámico Local), cuya validez en algunos de nuestros cálculos discutiremos a lo largo de este trabajo. En esta situación, las ecuaciones de equilibrio estadístico, necesarias para hallar los números de ocupación de los niveles atómicos, están desacopladas de la ecuación de transporte y vienen dadas por las ecuaciones de Boltzmann y Saha. Además la función fuente viene expresada por la función de Planck. Todo esto redundará en un extraordinario ahorro computacional para la resolución de la ecuación de transporte radiativo, haciendo factible los reiterados cálculos de líneas espectrales en una extensa gama de posibilidades, según veremos en el Capítulo 6 (cambios de muestreo en el tiempo, en el espacio, en zonas magnéticas, en distintas posiciones en el disco solar, etc.).

No obstante, sobre la función fuente, que interviene tanto en la formación del continuo como en la formación de la línea, haremos algunas modificaciones, y la calcularemos según indicamos en la sección 5.4.

El último paso que nos falta por dar para obtener el espectro en cuestión es el proceso numérico seguido para la resolución de la *Ecuación de Transporte Radiativo*. Utilizaremos para tal resolución un eficiente método basado en sistemas de ecuaciones en diferencias que fue desarrollado para problemas de esta índole por Feautrier (1964) (sección 5.5).

En la sección 5.6 describiremos brevemente las características del transporte radiativo en presencia de un campo magnético, y la aproximación de *campo*

débil utilizada para simplificar la matriz de absorción. Haremos también allí un estudio sobre los casos en que es válida tal aproximación, y en especial lo aplicaremos para el caso concreto de la línea de potasio en estudio.

5.2 Coeficiente de absorción del continuo

Para estudiar la absorción en el continuo consideraremos varios procesos atómicos: transiciones ligado-libre (b-f), libre-libre (f-f), y scattering Rayleigh y Thompson. El coeficiente de absorción total del continuo resulta de la contribución de todos estos procesos. Además, el propio campo de radiación produce una emisión estimulada con su misma distribución angular, por lo que a efectos de cálculo se puede considerar como una absorción negativa. El factor de corrección de la absorción para tener en cuenta esta emisión estimulada viene dado, en la suposición L.T.E., por $\epsilon = 1 - \exp(-h\nu/(KT))$, donde h es la constante de Planck y K la de Boltzman. Así pues, el cálculo del coeficiente de absorción en el continuo $k_c(\nu)$ será:

$$k_c(\nu) = k_{scat} + [k_{ff}(\nu) + k_{bf}(\nu)] [1 - \exp(-h\nu/(KT))]$$

Expresado finalmente este coeficiente como absorción por gramo de material estelar.

5.2.1 Cálculo del coeficiente de scattering k_{scat}

El *scattering Thompson* es producido por electrones libres y el valor de su coeficiente $6.654 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ por electrón es independiente de la longitud de onda del fotón incidente (ver por ejemplo D.Mihalas, 1970). Las fuentes donadoras de electrones que hemos considerado son H, He, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Cr, y Fe (Mihalas, 1967), teniendo en cuenta sólo hasta un

segundo grado de ionización excepto en el caso del H.

El *scattering Rayleigh* es producido por otras partículas, átomos iones o moléculas, y el valor de su coeficiente depende de la longitud de onda, siendo mayor en el ultravioleta. Nosotros hemos hecho los cálculos para los átomos de hidrógeno H y para las moléculas de hidrógeno H₂ (Landi Degl'Innocenti, 1976).

5.2.2 Cálculo del coeficiente k_{bf}

El coeficiente k_{bf} corresponde a las absorciones producidas por transiciones atómicas ligado-libre. Su valor por átomo depende del elemento químico considerado, del nivel de excitación n en el estado ligado, y de la longitud de onda del fotón. Este coeficiente fué obtenido en 1923 por Kramers, y corregido en 1930 por Gaunt en un factor g_{bf} para adaptarlo a los resultados deducidos en Mecánica Cuántica. Nosotros calculamos la opacidad b-f debida al ión negativo de hidrógeno, H⁻ (John, 1988), por ser la mayor fuente de opacidad en la atmósfera solar, la debida al hidrógeno neutro (Landi Degl'Innocenti, 1976), y la del átomo neutro de magnesio (Peach, 1970). La absorción debida a otros metales (Fe, Ni,...) la hemos despreciado por ser menos del 5 % de la del magnesio (Gingerich, 1964).

5.2.3 Cálculo del coeficiente k_{ff}

Este coeficiente corresponde a las absorciones producidas por transiciones atómicas libre-libre; su valor por átomo depende de la carga del núcleo asociado y de la velocidad del electrón absorbente. Al igual que en el caso anterior existe un factor de Gaunt g_{ff} para adaptar los resultados clásicos a los de la Mecánica Cuántica. En nuestros cálculos hemos considerado la opacidad f-f para el ión negativo de hidrógeno (John, 1988) y para el átomo neutro de

magnesio (Peach , 1970).

Para el proceso de cálculo del coeficiente de absorción del continuo hemos utilizado algunas de las rutinas elaboradas por Wittman (1973), con modificaciones realizadas para actualizar los valores de los parámetros atómicos. Las abundancias de los elementos están tomadas de Grevesse (1984); las funciones de partición de Bolton (1970), Aller & Everett (1972), Drawin y Felenbock (1965); y los potenciales de ionización de Allen (1973).

5.3 Coeficiente de absorción de la línea

El coeficiente de absorción total de la línea proviene de las transiciones atómicas ligado-ligado y resulta de la contribución de varios procesos: radiativo (o natural), colisional (o de presión) y térmico (o Doppler); así el perfil de absorción por átomo será:

$$\alpha_{\nu} = \alpha_{\nu_{rad}} * \alpha_{\nu_{col}} * \alpha_{\nu_{term}}$$

siendo en este caso el aporte conjunto de los procesos una convolución.

5.3.1 Cálculo del perfil radiativo $\alpha_{\nu_{rad}}$

El ensanchamiento radiativo es producido por la duración finita del tren de ondas emitido debido a un decaimiento del proceso de radiación. El perfil de absorción atómico en este caso corresponde a una función lorentziana

$$\alpha_{\nu_{rad}} = \frac{e^2}{mc} f \frac{\gamma_{rad}/4\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma_{rad}/4\pi)^2}$$

siendo $\gamma_{rad} = 0.2223/\lambda_0^2$ la constante de amortiguamiento radiativo que hemos tomado de Allen (1973), f la fuerza del oscilador, y los demás signos son los usuales.

5.3.2 Cálculo del perfil colisional $\alpha_{\nu_{col}}$

Se produce cuando los átomos absorbentes están perturbados por partículas vecinas, ya que entonces no existe estadísticamente una separación fija entre los niveles de energía del átomo. Esta alteración en los niveles de energía produce un desplazamiento de la frecuencia en la línea que es inversamente proporcional a potencias de la distancia r entre las dos partículas que chocan, esto es:

$$\Delta\nu \propto r^{-n}$$

donde n toma distintos valores según el tipo de interacción.

En este trabajo consideramos exclusivamente el caso $n = 6$ que es producido por el choque entre átomos neutros de especies diferentes, y es debido a las fuerzas de van der Waals. Hemos despreciado el $n = 2$ porque afecta principalmente a las líneas de H, el $n = 3$ porque en la atmósfera solar hay poca abundancia relativa de elementos de la especie del potasio, y el $n = 4$ porque aunque afecta a la mayoría de las líneas, su efecto es importante sólo en estrellas más calientes que el Sol.

El amortiguamiento colisional da lugar también a un perfil de absorción lorentziano similar al del caso radiativo visto anteriormente, pero con una constante de amortiguamiento γ_{col} que se reducirá a γ_6 , puesto que consideramos sólo el caso $n = 6$. Consideramos que el H y el He predominan sobre otros elementos en la composición química de la atmósfera, y los tomamos como únicas partículas perturbadoras. En tal caso, la constante de amortiguamiento viene dada por (ver por ejemplo Gray, 1976):

$$\log \gamma_6 = 19.6 + \frac{2}{5} \log C_6 + \log P_g - \frac{7}{10} \log T$$

donde P_g es la presión del gas, T la temperatura, y C_6 es la constante de

interacción, que viene dada por:

$$C_6 = 0.3 \times 10^{-30} \left[\frac{1}{(I - \chi - \chi\lambda)^2} - \frac{1}{(I - \chi)^2} \right]$$

siendo I el potencial de ionización del elemento químico correspondiente en electrón voltios, χ el potencial de excitación del nivel inferior en electrón voltios, y $\chi\lambda = 1.24 \times 10^4/\lambda$ es la energía de un fotón en la línea (λ en Å).

El perfil resultante de los procesos radiativo y colisional es la convolución de los perfiles correspondientes, dando lugar a una nueva lorentziana, con un parámetro de amortiguamiento γ que es la suma de los obtenidos en cada uno de los procesos.

5.3.3 Cálculo del perfil térmico $\alpha_{\nu_{term}}$

Las componentes en la línea de visión de las velocidades de los átomos producen por efecto Doppler un desplazamiento de las longitudes de onda que se observan. Debido a este proceso el coeficiente de absorción atómico toma la siguiente forma (Mihalas, 1970):

$$\alpha_{\nu} = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^{rad+col} \left(\nu - \xi \frac{\nu}{c} \right) W(\xi) d\xi$$

donde $\alpha^{rad+col}(\nu - \xi\nu/c)$ es el coeficiente de absorción para un átomo con componente de velocidad ξ en la línea de visión y $W(\xi)d\xi$ es la probabilidad de encontrar un átomo con componente de velocidad en la línea de visión comprendida entre ξ y $\xi + d\xi$

Esta expresión es una nueva convolución, pero en esta ocasión de una función lorentziana α , y una gaussiana W , dando lugar a una función $H(v, a)$ conocida como *Función de Voigt*.

Haciendo las oportunas sustituciones quedaría:

$$\alpha_{\nu} = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} f \frac{1}{\Delta\nu_D} H(v, a)$$

siendo

$$a = \frac{\gamma}{4\pi\Delta\nu_D}, \quad v = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}, \quad H(v, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(v-y)^2 + a^2} dy$$

en donde $\Delta\nu_D = \xi_o\nu_o/c$ es el desplazamiento que corresponde a la velocidad más probable, siendo ésta $\xi_o = \sqrt{2KT/m}$. La función de Voigt se ha calculado numéricamente mediante un desarrollo utilizando las funciones de Harris (ver Gray, 1976, p.252).

Una vez obtenido el coeficiente de absorción atómico considerando todos los procesos descritos anteriormente y con objeto de compatibilizar los cálculos con el coeficiente de absorción del continuo, debemos obtener el coeficiente de absorción macroscópico, multiplicando por el número de átomos absorbentes por gramo de material estelar.

$$k_l = \alpha_l \frac{N_{n,r}}{\rho} \quad (5.1)$$

siendo $N_{n,r}$ el número de átomos absorbentes por cm^3 , en un estado de excitación n y un grado de ionización r , y ρ la densidad del material. Para el cálculo del número de átomos absorbentes hacemos las siguientes operaciones:

$$N_{n,r} = \frac{N_{n,r}}{N_r} \cdot \frac{N_r}{\sum_r N_r} \cdot \frac{\sum_r N_r}{N} \cdot N$$

La primera fracción la calculamos por la fórmula de Boltzman, la segunda utilizando Saha, la tercera es la abundancia del elemento considerado, y el último factor es $N = \rho/(\bar{\mu}m_H)$ donde el denominador es la masa molecular media de la atmósfera (nosotros tomamos $\bar{\mu} = 1.4$).

La expresión (5.1) aún debe ser corregida de los efectos de la emisión estimulada por el propio campo de radiación, y puesto que hemos supuesto condiciones de L.T.E. debemos multiplicarla por el factor $1 - \exp[-h\nu/(KT)]$

Una vez obtenido el coeficiente de absorción total como suma del correspondiente al continuo y a la línea, estamos en condiciones de calcular la profundidad óptica para la radiación en la frecuencia ν , que es la variable de integración utilizada en la Ecuación de Transporte Radiativo, la cual pretendemos resolver.

5.4 La función fuente

Se define la función fuente para una radiación de frecuencia ν como la razón entre la emisividad j_ν y la opacidad k_ν

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{k_\nu}$$

donde k_ν corresponde a la suma de los coeficientes obtenidos en los procesos de scattering y absorción, y j_ν corresponde a la suma de un término de scattering y otro término de emisión térmica. En el supuesto de que esta emisión térmica se produzca en L.T.E. y de que no exista scattering, la función fuente S_ν coincide con la función de Planck B_ν (ver por ejemplo Mihalas, 1978).

Sin embargo la condición de L.T.E., que en las capas profundas puede considerarse como una buena aproximación, podría no ser buena en las capas superiores de la fotosfera, que es precisamente la zona donde se forma el núcleo de las líneas fuertes y medio-fuertes. Por consiguiente, para el continuo, que se forma en las capas más profundas de la fotosfera, podemos suponer que la función fuente es la función de Planck; mientras que para la línea, y dependiendo de cual sea ésta, debemos considerar alguna corrección para compensar el alejamiento de la función fuente respecto de la función de Planck.

Aunque es sabido que los efectos N.L.T.E. son importantes para un análisis cuantitativo y completo de la línea $K I 7699$ (de la Reza y Müller, 1975;

Shchukina, 1987), Gómez et al., 1991 han mostrado que estos efectos afectan esencialmente a la función fuente en la línea, pero no son importantes en el coeficiente de absorción de la línea, el cual está próximo a los valores obtenidos en L.T.E. con las ecuaciones de Saha-Boltzman en toda la fotosfera. La función fuente en la línea, como es sabido, es el cociente entre la emisión y la absorción en una determinada frecuencia ν correspondiente a dos niveles atómicos l y u . La emisión depende de la población N_u del nivel superior de la transición, del correspondiente coeficiente de Einstein A_{ul} y del perfil de emisión ψ_ν ; la absorción en cambio depende principalmente de la población N_l del nivel inferior, del coeficiente de Einstein B_{lu} , del perfil de absorción ϕ_ν , y en menor medida también del nivel superior (a través de la emisión estimulada). En el caso de suponer redistribución completa de fotones los perfiles de absorción y emisión son iguales, y la función fuente en la línea toma la forma:

$$S_l(\nu) = \frac{N_u A_{ul}}{N_l B_{lu} - N_u B_{ul}}$$

En la línea del potasio la población del nivel inferior permanece muy próxima a la correspondiente población en L.T.E. a lo largo de toda la atmósfera, por el contrario la del nivel superior se aleja fuertemente de los valores que se obtienen en L.T.E. en las capas superiores de la atmósfera, con lo que se modifica esencialmente el numerador de la expresión anterior (la emisión estimulada puede despreciarse frente a la absorción), quedando afectada principalmente la función fuente en la línea pero no la absorción.

Por tanto, siguiendo este razonamiento, hacemos nuestros cálculos de la manera siguiente: hemos asumido L.T.E. por facilidad y rapidez de cálculo debido al gran número de integraciones que se requiere de la ecuación de transporte, sobre todo en el supuesto de que queramos reproducir con nuestro modelo oscilaciones solares (ver sección 6.3.2.) o aumentar el número de muestras en

x y z como hacemos en las proximidades de los tubos de flujo (ver sección 7.2.1) para atenuar inestabilidades numéricas. Sin embargo, para obtener una aproximación más realista a tenor de lo que hemos dicho en el párrafo anterior, hemos introducido la corrección en la función fuente en la línea, propuesta por De la Reza and Müller (1975). Estos autores obtienen una función de corrección f dependiente de la profundidad, mediante unos coeficientes de alejamiento de L.T.E. para la función fuente de esta línea de potasio, :

$$S_l(\tau) = B_l(\tau) \cdot f(\tau)$$

donde $f(\tau)$ tiende a 1 cuando τ aumenta, con lo que para las capas más profundas volvemos a recobrar la función de Planck.

Para los cálculos relativos a las dos líneas de Fe I 5576 y 5635 Å hemos tomado los coeficientes de alejamiento de L.T.E. de Lites and White (1972).

Volveremos a considerar modificaciones sobre la función fuente en la línea en los capítulos 6 y 7, secciones 6.2 y 7.2.2, a requerimiento de los modelos que allí adoptemos (fluctuaciones granulares, ondas acústico-gravitatorias, campos magnéticos,...)

5.5 Resolución de la Ecuación de Transporte.

Una vez obtenidas la opacidad y la función fuente para una determinada frecuencia ν de la forma que hemos detallado en los apartados anteriores, estamos en condiciones de calcular la radiación emergente de la atmósfera solar en esa frecuencia mediante la Ecuación de Transporte Radiativo.

Para resolver esta ecuación pueden utilizarse métodos de resolución de ecuaciones integrales (ya sean métodos iterativos o directos), o bien de ecuaciones

diferenciales, según que utilicemos la Ecuación de Transporte en su forma integral (utilizando la solución formal) o en su forma diferencial, respectivamente (ver Mihalas (1978) para descripción de algunos de estos métodos).

Nosotros utilizamos el *método de Feautrier* (1964) que consiste en hacer una transformación de la forma diferencial de la Ecuación de Transporte en otra ecuación diferencial de segundo orden, que se resuelve mediante un sistema lineal de ecuaciones en diferencias.

A continuación describimos la formulación que utilizamos en este trabajo para desarrollar el método de Feautrier tal como la hemos adaptado a nuestro programa de cálculo.

Escribamos la ecuación de transporte en su forma diferencial:

$$\mu \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = I_\lambda - S_\lambda$$

Si llamamos I^+ e I^- a las intensidades emergente (hacia las capas exteriores) y entrante (hacia las capas interiores), respectivamente, para un ángulo θ dado con la dirección perpendicular a la superficie del sol, y prescindimos de λ por comodidad en la escritura, la ecuación anterior se puede poner así:

$$\begin{cases} \frac{\mu dI^+}{d\tau} = I^+ - S \\ \frac{-\mu dI^-}{d\tau} = I^- - S \end{cases}$$

Definimos las variables P y R como sigue:

$$\begin{cases} P = \frac{I^+ + I^-}{2} \\ R = \frac{I^+ - I^-}{2} \end{cases}$$

Sumando y restando las ecuaciones de transporte para las intensidades hacia

afuera y hacia adentro, y haciendo uso de las definiciones de P y R se obtiene:

$$\begin{cases} \frac{\mu dR}{d\tau} = P - S \\ \frac{\mu dP}{d\tau} = R \end{cases} \quad (5.2)$$

Derivando la segunda respecto a τ y utilizando ambas, resulta la ecuación diferencial de segundo orden:

$$\mu^2 \frac{d^2 P}{d\tau^2} = P - S \quad (5.3)$$

Esta ecuación está sujeta a dos condiciones de contorno, que en nuestro caso las formulamos de la siguiente manera:

a) *Capa superior de la atmósfera* ($\tau = 0$):

La primera condición de contorno es la suposición de que no hay radiación entrante en la superficie del Sol, es decir $I^-(0) = 0$. Esto se traduce en que en tal capa

$$P(0) = R(0), \quad \mu \frac{dP}{d\tau} = P, \quad I^+(0) = 2P(0)$$

siendo este último valor la intensidad emergente para una posición θ dada en el disco solar.

b) *Capa inferior de la atmósfera* ($\tau = \tau_{lb}$):

En capas profundas podemos esperar equilibrio termodinámico por lo que se puede suponer que la función fuente S es la función B de Planck. Desarrollando en serie de Taylor en un entorno de τ_{lb} la función de Planck, se tendría

$$B(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\tau - \tau_{lb})^n}{n!} \left. \frac{d^n B}{d\tau^n} \right]_{lb}$$

Sustituyendo esta expresión en la solución formal de la ecuación de transporte se obtendría

$$I_{lb}^+ = \int_{\tau_{lb}}^{\infty} B(\tau) e^{-(\tau - \tau_{lb})/\mu} d\tau / \mu = \sum_{n=0}^{\infty} \mu^n \left. \frac{d^n B}{d\tau^n} \right]_{lb}$$

y despreciando términos a partir del orden 2:

$$I_{lb}^+ \approx B_{lb} + \mu \left. \frac{dB}{d\tau} \right]_{lb}$$

Podemos hacer la suposición de que en la capa inferior la variación de B con respecto a la profundidad τ es lineal, por lo que si el número de capas consideradas es D , se tendría

$$I_{lb}^+ \approx B_D + \mu \frac{B_D - B_{D-1}}{\tau_D - \tau_{D-1}}$$

Esta expresión constituye la segunda condición de contorno para la ecuación (5.3).

Intentemos transformar ahora la ecuación diferencial de segundo orden (5.3) en un sistema de ecuaciones en diferencias. Para ello elijamos una capa i arbitraria de la atmósfera, y representemos a las capas $i-1$, i , $i+1$ respectivamente por $-$, o , $+$. Desarrollando en serie de Taylor la función P en un entorno de la capa i , se obtiene, para las capas adyacentes:

$$P_{i+1} = P_+ = P_o + \left. \frac{dP}{d\tau} \right]_o \Delta\tau_+ + \left. \frac{1}{2} \frac{d^2P}{d\tau^2} \right]_o \Delta\tau_+^2 + \dots \quad (5.4)$$

$$P_{i-1} = P_- = P_o - \left. \frac{dP}{d\tau} \right]_o \Delta\tau_- + \left. \frac{1}{2} \frac{d^2P}{d\tau^2} \right]_o \Delta\tau_-^2 + \dots \quad (5.5)$$

donde

$$\Delta\tau_+ = \tau_{i+1} - \tau_i \quad \text{y} \quad \Delta\tau_- = \tau_i - \tau_{i-1}$$

Despreciando términos de orden superior a dos, multiplicando la ec.(5.4) por $\Delta\tau_-$, la (5.5) por $\Delta\tau_+$, y sumando ambas expresiones, quedaría:

$$(P_+ - P_o)\Delta\tau_- + (P_- - P_o)\Delta\tau_+ = \left. \frac{1}{2} \frac{d^2P}{d\tau^2} \right]_o (\Delta\tau_+^2 \Delta\tau_- + \Delta\tau_-^2 \Delta\tau_+)$$

Si definimos $\Delta\tau_o = \frac{1}{2}(\Delta\tau_+ + \Delta\tau_-)$, utilizamos la ec.(5.3) y reagrupamos términos obtendríamos la ecuación en diferencias

$$\frac{\mu^2}{\Delta\tau_o \Delta\tau_-} P_- - \left(1 + \frac{\mu^2}{\Delta\tau_o \Delta\tau_-} + \frac{\mu^2}{\Delta\tau_o \Delta\tau_+} \right) P_o + \frac{\mu^2}{\Delta\tau_o \Delta\tau_+} P_+ = -S_o \quad (5.6)$$

Esta ecuación es válida para cada una de las $D - 2$ capas interiores de la atmósfera, pero toma una forma especial en las capas superior e inferior:

a) En la capa superior el desarrollo de Taylor de P daría, para la segunda capa:

$$P_2 = P_1 + \left. \frac{dp}{d\tau} \right]_1 \Delta\tau_1 + \left. \frac{1}{2} \frac{d^2 P}{d\tau^2} \right]_1 \Delta\tau_1^2 + \dots$$

y volviendo a despreciar términos de orden superior a 2, utilizando la ec.(5.3) y la primera condición de contorno, y ordenando términos se obtendría:

$$\left(1 + \frac{\Delta\tau_1}{\mu} + \frac{1}{2} \frac{\Delta\tau_1^2}{\mu^2} \right) P_1 - P_2 = \frac{1}{2} \frac{\Delta\tau_1^2}{\mu^2} S_1 \quad (5.7)$$

b) En la capa inferior utilizamos la ecuación $\mu \frac{dP}{d\tau} = -P + I^+$ obtenida de la ec.(5.2), y el valor de I^+ deducido anteriormente para esta capa, con lo que se obtendría:

$$\frac{-\mu}{\Delta\tau_{-D}} P_{D-1} + \left(1 + \frac{\mu}{\Delta\tau_{-D}} \right) P_D = B_D + \mu \frac{B_D - B_{D-1}}{\Delta\tau_{-D}} \quad (5.8)$$

En resumen las ecuaciones (5.6), (5.7) y (5.8) constituyen un sistema de D ecuaciones lineales en diferencias en las incógnitas P_i en la forma:

$$a_i P_{i-1} + b_i P_i + c_i P_{i+1} = q_i$$

donde, para $i = 2, \dots, D - 1$ (capas interiores), los coeficientes son:

$$a_i = \frac{\mu^2}{\Delta\tau_i \Delta\tau_{i-1}}, \quad c_i = \frac{\mu^2}{\Delta\tau_i \Delta\tau_{i+1}}, \quad b_i = -(1 + a_i + c_i), \quad q_i = -S_i$$

y en las capas límites superior e inferior los coeficientes toman la forma:

$$a_1 = 0, \quad b_1 = 1 + \frac{\Delta\tau_1}{\mu} + \frac{1}{2} \frac{\Delta\tau_1^2}{\mu^2}, \quad c_1 = -1, \quad q_1 = \frac{1}{2} \frac{\Delta\tau_1^2}{\mu^2} S_1$$

$$a_D = \frac{-\mu}{\Delta\tau_{-D}}, \quad b_D = 1 - a_D, \quad c_D = 0, \quad q_D = b_D B_D + a_D B_{D-1}$$

Matemáticamente este sistema se puede resolver de la siguiente forma:

- a) Obtenemos P_1 de la primera ecuación como $P_1 = d_1 P_2 + \psi_1$
- b) Sustituimos P_1 en la segunda ecuación y obtenemos $P_2 = d_2 P_3 + \psi_2$
- c) Se sigue este proceso de sustitución y se obtiene en general $P_i = d_i P_{i+1} + \psi_i$, en donde

$$d_i = -\frac{c_i}{b_i + a_i d_{i-1}}, \quad \psi_i = \frac{q_i - a_i \psi_{i-1}}{b_i + a_i d_{i-1}}$$

- d) Al ser $c_D = 0$ se obtendría $d_D = 0$ y por tanto $P_D = \psi_D$. Por sustitución en las ecuaciones del apartado c) obtendríamos P_i , para $i = D - 1, D - 2, \dots, 1$ y utilizando la condición de contorno de la capa superior obtenemos $I(0) = 2P_1$ que es la intensidad emergente en una dirección determinada dada por $\mu = \cos \theta$.

De esta manera hemos resuelto la Ecuación de transporte, es decir, hemos calculado la intensidad emergente a lo largo de una línea de visión correspondiente a un punto del Sol.

5.6 Transporte radiativo en presencia de un campo magnético.

En el apartado anterior hemos resuelto la Ecuación de Transporte en el supuesto de que no hay campos magnéticos presentes, con lo que el problema se reduce al cálculo de la intensidad I . Sin embargo, estamos interesados en calcular la radiación emergente no sólo para el Sol en calma, sino también en las regiones faculares, donde los efectos producidos por dichos campos son importantes.

Para poder interpretar la información que nos llega desde una región focal hay que tener en cuenta que la luz interacciona con los átomos de la atmósfera solar de distinta manera cuando existe un campo magnético. La presencia de tal campo magnético induce polarización en la radiación formada en tal atmósfera. Normalmente, para caracterizar el estado de polarización de una onda casi monocromática se utilizan los parámetros de Stokes (ver Chandrasekhar (1950), Shurcliff (1962))

$$\begin{aligned} I &= \langle A_{x'}^2 \rangle + \langle A_{y'}^2 \rangle \\ Q &= \langle A_{x'}^2 \rangle - \langle A_{y'}^2 \rangle \\ U &= \langle 2A_{x'}A_{y'} \cos(\Phi_{x'} - \Phi_{y'}) \rangle \\ V &= \langle 2A_{x'}A_{y'} \sin(\Phi_{x'} - \Phi_{y'}) \rangle \end{aligned}$$

donde $A_{x'}$, $A_{y'}$, $\Phi_{x'}$, $\Phi_{y'}$ son las amplitudes y fases, respectivamente, del campo eléctrico asociado a la radiación en el supuesto de que el eje z' sea la dirección de propagación de la onda, y $\langle \rangle$ corresponde al promedio durante el tiempo de medida.

Los valores de U y Q nos dan una medida de lo linealmente polarizada que se encuentra la onda. El valor de V , a su vez, mide la polarización circular. Si la luz está totalmente polarizada $I^2 = U^2 + Q^2 + V^2$, si está linealmente polarizada $V = 0$, y si está circularmente polarizada $U = Q = 0$.

Históricamente, el primer tratamiento de la Ecuación de Transporte Radiativo con inclusión de polarización es de Unno (1956). En dicho tratamiento se hacen muchas aproximaciones (condiciones de L.T.E., transiciones dipolares eléctricas, absorción pura, campo magnético de azimut constante...). Con el tiempo se han desarrollado varios estudios sobre este tema en los que muchas de las aproximaciones se han ido eliminando, y Landi Degl'Innocenti (1983) obtuvo la Ecuación de Transporte conjuntamente con las ecuaciones de equilibrio estadístico basándose en unos principios muy generales de la Mecánica

Cuántica.

La Ecuación de Transporte radiativo para los parámetros de Stokes, en la suposición de L.T.E. (ver por ejemplo Rees, (1987)) es:

$$\frac{d}{dz'} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \zeta_V & -\zeta_U \\ \eta_U & -\zeta_V & \eta_I & \zeta_Q \\ \eta_V & \zeta_U & -\zeta_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I - S \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}$$

donde z' es la línea de visión, S es la función de Planck, y los coeficientes de la matriz de absorción, para el caso concreto de *transiciones dipolares eléctricas* vienen dados por:

$$\begin{aligned} \eta_I &= k_c + \frac{k_l}{2} \left[\eta_P \sin^2 \theta + \frac{\eta_R + \eta_L}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] \\ \eta_Q &= \frac{k_l}{2} \left(\eta_P - \frac{\eta_R + \eta_L}{2} \right) \sin^2 \theta \cos 2\phi \\ \eta_U &= \frac{k_l}{2} \left(\eta_P - \frac{\eta_R + \eta_L}{2} \right) \sin^2 \theta \sin 2\phi \\ \eta_V &= \frac{k_l}{2} (\eta_R - \eta_L) \cos \theta \\ \zeta_Q &= \frac{k_l}{2} \left(\zeta_P - \frac{\zeta_R + \zeta_L}{2} \right) \sin^2 \theta \cos 2\phi \\ \zeta_U &= \frac{k_l}{2} \left(\zeta_P - \frac{\zeta_R + \zeta_L}{2} \right) \sin^2 \theta \sin 2\phi \\ \zeta_V &= \frac{k_l}{2} (\zeta_R - \zeta_L) \cos \theta \end{aligned} \tag{5.9}$$

siendo θ y ϕ los ángulos que determinan la orientación del campo magnético B de acuerdo con la Fig.5.1, k_c y k_l los coeficientes de absorción en el continuo y en la línea respectivamente. Si, conforme a la imagen clásica, nuestra línea es un triplete Zeeman normal (cuyas componentes son π , σ_R y σ_L):

$$\begin{aligned} \eta_P &= H(v, a) \\ \eta_R &= H(v + v_B, a) \\ \eta_L &= H(v - v_B, a) \end{aligned}$$

representan la variación en amplitud de la polarización correspondiente (lineal P , circular a derechas R y circular a izquierdas L) producida por la atmósfera solar.

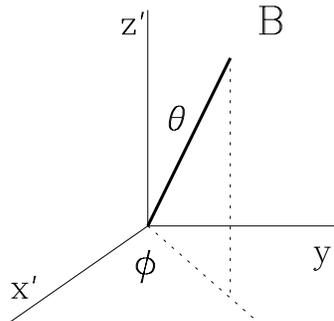


Figura 5.1: Angulos de orientación del campo magnético.

Además,

$$\begin{aligned}\zeta_P &= 2F(v, a) \\ \zeta_R &= 2F(v + v_B, a) \\ \zeta_L &= 2F(v - v_B, a)\end{aligned}$$

son llamados efectos magneto-ópticos, que representan las variaciones de fase de la polarización (lineal, circular a derechas y circular a izquierdas) que produce la atmósfera solar, y donde H y F son, respectivamente, las funciones de Voigt y Faraday-Voigt

$$H(v, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{(v-t)^2 + a^2} dt \quad F(v, a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(v-t)e^{-t^2}}{(v-t)^2 + a^2} dt$$

a es el parámetro de amortiguamiento de la línea, v es la frecuencia correspondiente a la longitud de onda referida a la del centro de la línea, y v_B es la

frecuencia correspondiente al desplazamiento Zeeman. Estos tres parámetros a , v y v_B están expresados en unidades de la anchura Doppler de la línea. Ahora bien, puesto que los átomos no concuerdan exactamente con el modelo clásico de triplete que hemos supuesto, se deben tener en cuenta aspectos cuánticos. El patrón Zeeman se convierte entonces en un desdoblamiento múltiple, por lo que se deben incluir las frecuencias de las nuevas componentes en los valores de η_P , η_R , η_L , ζ_P , ζ_R , ζ_L (ver Landi Degl'Innocenti (1976)). Sin embargo, si las π -componentes del desdoble están muy próximas entre sí, y ocurre lo mismo respectivamente para las σ_R y las σ_L , el *patrón Zeeman* dado (conjunto de todas las componentes del desdoble) se puede sustituir por un *Triplete Zeeman Equivalente* en el que la π -componente no se encuentra desplazada, y las σ_R y σ_L -componentes se desplazan en longitud de onda una cantidad

$$\lambda_B = K\lambda_o^2 B g_{eff} \quad , \quad y \quad - \lambda_B$$

respectivamente, respecto de la posición λ_o de la línea, siendo

$$K = cte. = 4.67 \cdot 10^{-13}$$

$$B = \text{campo magnético en G}$$

$$\lambda_o = \text{longitud de onda de la transición en \AA}$$

$$g_{eff} = \text{factor de Landé efectivo}$$

El factor de Landé efectivo es un parámetro atómico que da la media, pesada con las intensidades, de los factores Landé de cada una de las componentes R (o L), los cuales dependen de la transición particular que se esté estudiando. El procedimiento y las suposiciones que conducen a la aproximación de triplete Zeeman equivalente son similares a los que requiere la aproximación de campo débil que explicaremos en la sección siguiente, así que no entraremos aquí en detalles. Este desarrollo se puede encontrar, por ejemplo en Sánchez Almeida

(1990). En este caso de triplete Zeeman equivalente los coeficientes de absorción tomarán la forma dicha anteriormente:

$$\eta_P = H(\lambda - \lambda_o), \quad \eta_R = H(\lambda - \lambda_o - \lambda_B), \quad \eta_L = H(\lambda - \lambda_o + \lambda_B)$$

donde en la función de Voigt, H hemos omitido el parámetro a por abreviar la escritura, y hemos expresado la función en longitudes de onda por resultar más intuitivo (se necesita en este cambio que las líneas sean estrechas, pero esta aproximación se cumple sin problemas). Para los efectos magneto-ópticos las fórmulas resultan análogas a las anteriores de η , pero expresadas en términos de la función de Faraday.

En algunas situaciones especiales la matriz de absorción se simplifica, y por consiguiente también las ecuaciones de transferencia que pretendemos resolver. Esto ocurre, por ejemplo, en el caso de que el campo magnético sea longitudinal (su dirección apunta hacia el observador), o transversal (su dirección es perpendicular a la línea de visión del observador), o que el campo magnético se pueda considerar relativamente débil. A continuación hacemos el desarrollo de este último caso, que es la aproximación que nosotros utilizaremos para la resolución de la Ecuación de Transporte.

5.6.1 Aproximación de Campo Magnético Débil

Aunque no es necesario en el desarrollo que se expone a continuación, haremos la aproximación de que la atmósfera es plano-paralela y que el campo magnético tiene dirección z , perpendicular a la atmósfera, con lo que el ángulo θ de las ec.5.9 coincide con el ángulo heliocéntrico.

¹ Si el campo magnético es suficientemente débil, todas las componentes π

¹En el desarrollo de esta sección seguimos el planteamiento de la aproximación de campo débil que se encuentra en Sánchez Almeida (1990).

están muy próximas entre sí, e igual ocurre para las σ_L y las σ_R . Por consiguiente, se podría sustituir el patrón Zeeman por el Triplete Zeeman Equivalente como hemos dicho anteriormente.

La aproximación de campo débil consiste esencialmente en desarrollar en serie de Taylor los coeficientes de absorción (η) y desfase (ζ) en un entorno de $\lambda_B = 0$ y conservar hasta el término de primer orden. Después de desarrollar y de expresar las derivadas respecto de la variable λ , se tendría:

$$\eta_R = H(\lambda - \lambda_o - \lambda_B) = H(\lambda - \lambda_o) - \lambda_B \frac{dH(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda} + \frac{1}{2} \frac{d^2 H(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda^2} \lambda_B^2 + \dots$$

$$\eta_L = H(\lambda - \lambda_o + \lambda_B) = H(\lambda - \lambda_o) + \lambda_B \frac{dH(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda} + \frac{1}{2} \frac{d^2 H(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda^2} \lambda_B^2 + \dots$$

$$\eta_P = H(\lambda - \lambda_o)$$

existiendo un desarrollo similar para los coeficientes de desfase ζ . Sustituyendo estas expresiones en las ec.(5.9) y quedándonos con los términos hasta λ_B se obtiene:

$$\eta_I = k_c + k_l H(\lambda - \lambda_o)$$

$$\eta_Q = \eta_U = \zeta_Q = \zeta_U = 0$$

$$\eta_V = -\lambda_B k_l \frac{dH(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda} \cos \theta$$

$$\zeta_V = -\lambda_B k_l 2 \frac{dF(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda} \cos \theta$$

con lo que la ecuación de transporte quedaría:

$$\mu \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & \eta_V \\ 0 & \eta_I & \zeta_V & 0 \\ 0 & -\zeta_V & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I - S \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}$$

De este sistema se extraen las ecuaciones:

$$\mu \frac{dQ}{dz} = \eta_I Q + \zeta_V U$$

$$\mu \frac{dU}{dz} = -\zeta_V Q + \eta_I U$$

y derivando repetidamente ambas ecuaciones respecto de z , se obtiene que las derivadas sucesivas de Q y U respecto de z son funciones de Q y U . Dado que en un punto z_1 suficientemente profundo en la atmósfera solar, Q y U son nulas, se anularán por tanto todas las derivadas de ambas funciones en ese punto. Haciendo un desarrollo en serie de Taylor de la función Q , en un entorno del punto z_1 se obtiene:

$$Q(z) = \sum_n \frac{d^n Q(z = z_1)}{dz^n} \cdot \frac{(z - z_1)^n}{n!} = 0$$

existiendo un desarrollo similar para la función U . Se deduce por consiguiente que ambas funciones son nulas, es decir, *en la aproximación de campo débil no existe polarización lineal*. El sistema de ecuaciones de transferencia queda entonces reducido a las dos ecuaciones:

$$\begin{cases} \mu \frac{dI}{dz} = \eta_I (I - S) + \eta_V V \\ \mu \frac{dV}{dz} = \eta_I V + \eta_V (I - S) \end{cases}$$

Sumando y restando ambas ecuaciones:

$$\mu \frac{d(I \pm V)}{dz} = (\eta_I \pm \eta_V)(I \pm V - S)$$

y sustituyendo los valores de η_I y η_V obtenidos anteriormente, se tiene:

$$\eta_I \pm \eta_V = k_c + k_l \left[H(\lambda - \lambda_0) \mp \lambda_B \cos \theta \frac{dH(\lambda - \lambda_0)}{d\lambda} \right]$$

usando la aproximación de campo débil, el corchete de la expresión anterior vale $H(\lambda - \lambda_0 \mp \lambda_B \cos \theta)$, obteniéndose al fin:

$$\mu \frac{d(I \pm V)}{dz} = [k_c + k_l H(\lambda - \lambda_0 \mp \lambda_B \cos \theta)] (I \pm V - S)$$

Si existieran otros desplazamientos λ_v de la longitud de onda de la línea, debido a velocidades macroscópicas, como por ejemplo granulación, ondas, etc, la expresión final para las ecuaciones de transporte sería:

$$\mu \frac{d(I \pm V)}{dz} = [k_c + k_l H(\lambda - \lambda_0 - \lambda_v \mp \lambda_B \cos \theta)] (I \pm V - S)$$

De esta formulación se observa que *en la aproximación de campo débil, las ecuaciones de transferencia radiativa para $I+V$ e $I-V$ son ecuaciones diferenciales desacopladas y formalmente iguales a la ecuación de transferencia para la intensidad en ausencia de campo magnético*. De la semisuma y semidiferencia de ambas soluciones se obtienen los valores de I y V respectivamente.

La validez de la aproximación de campo débil depende de la fuerza del propio campo magnético pues hemos dicho que tal suposición consiste en despreciar los términos del desarrollo de los coeficientes de absorción y desfase a partir del segundo orden. Este término de segundo orden es proporcional a λ_B^2 , que será pequeño si el campo magnético B lo es. Una vez fijado B , la validez de la aproximación también depende de la línea espectral que se esté considerando (ya que el desplazamiento Zeeman λ_B depende de parámetros atómicos de la transición a través de g_{eff} y λ_o).

Hagamos una estima de cuánto debe valer el desplazamiento λ_B de una línea dada para que esta aproximación sea válida. En el desarrollo de Taylor que hemos hecho despreciamos los términos de segundo orden frente a los de primero, es decir:

$$\frac{\left| \frac{1}{2} \frac{d^2 H(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda^2} \lambda_B^2 \right|}{\left| \frac{dH(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda} \lambda_B \right|} \ll 1$$

y haciendo una estima de la variación de la función $H(\lambda - \lambda_o)$ frente a la variación de λ conocida la anchura Doppler λ_D :

$$\frac{dH(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda} \approx \frac{H_{max}}{\lambda_D} \quad \text{y} \quad \frac{d^2 H(\lambda - \lambda_o)}{d\lambda^2} \approx \frac{H_{max}}{\lambda_D^2}$$

con lo que obtendríamos que la aproximación de campo débil es válida siempre y cuando se cumpla la relación

$$\lambda_B \ll 2\lambda_D$$

Haciendo cálculos en la línea de potasio K I 7699 Å con $g_{eff} = 1.3$ y suponiendo que $2\lambda_D = 100 \text{ mÅ}$, la aproximación de campo débil será válida para $B \ll 2.8 \text{ KG}$, y por tanto será aplicable a regiones faculares, donde el campo magnético $B \approx 1.5 \text{ KG}$ en $\tau = 1$ (Stenflo, 1975) y toma valores cada vez menores hacia la superficie del Sol (Stenflo et al., 1987).

Para la resolución de las ecuaciones de transporte para $I + V$ e $I - V$, puesto que formalmente son idénticas cada una de ellas a la ecuación de transporte para I en ausencia de campo magnético, volvemos a utilizar el método de Feautrier, haciendo una comprobación cuidadosa de que las dos condiciones de contorno respecto a las capas superior ($\tau = 0$) e inferior ($\tau = \tau_{lb}$) de la atmósfera considerada, siguen siendo válidas, y por consiguiente el valor de la suma de los parámetros emergentes se obtiene otra vez por la condición:

$$(I + V)^+(0) = 2P(0)$$

donde P en este caso es la variable definida como semisuma de $(I + V)^+$ e $(I + V)^-$ en cada capa de la atmósfera.

De una manera análoga obtendríamos el valor de $I - V$ emergente.

Esta resolución de la Ecuación de Transporte la aplicaremos en el capítulo 7, para la síntesis de líneas en regiones faculares. Las modificaciones que se deben hacer en la función fuente en la línea, cuando estamos en presencia de un campo magnético, las describiremos en la sección 7.2.2.

El método de Feautrier se puede utilizar en la resolución numérica de ecuaciones de transporte en situaciones muy generales, no necesariamente en la aproximación de campo débil (ver Auer et al., 1977 para descripción, y Rees et al., 1989 donde se modifica el código de Auer para la inclusión de efectos magneto-ópticos y se compara la eficacia de este método con otros), revelándose como un método rápido y estable frente al convencional de Runge-Kutta,

el cual necesita un excesivo tiempo de computación si se requiere exactitud en el resultado.

En el método de Feautrier la exactitud de la solución depende de la elección de la separación entre los puntos de profundidad. Si se eligen demasiado espaciados, la aproximación que hacemos para pasar de diferencial a diferencia finita puede no ser buena, y si se eligen demasiado próximos pueden aparecer errores de redondeo. Sin embargo en la práctica, el rango de admisión del espaciado es bastante permisivo (Mihalas, 1970). En los capítulos 6 y 7 exponemos el intervalo de muestreo de las profundidades, escogido en los modelos que allí se exponen.

Capítulo 6

Dinámica de las regiones en calma

6.1 Introducción

En este capítulo simulamos numéricamente algunas líneas solares tratando de reproducir aspectos observacionales con objeto de obtener una aproximación realista a las condiciones dinámicas de la fotosfera solar en calma (Regiones en Calma, RC). Para ello estudiaremos separadamente la influencia de distintos mecanismos en la asimetría de las líneas sintéticas buscando un ajuste óptimo a los bisectores observados.

En la sección 6.2 presentaremos el código numérico utilizado para la síntesis de las líneas, así como los modelos y geometría de las atmósferas elegidas, y las justificaciones de las nuevas aproximaciones que complementan a las realizadas en el capítulo 5. La sección 6.3 está dedicada a la reproducción del efecto borde observado de las líneas K I 7699, Fe I 5576 y Fe I 5635 Å así como a la

comparación de las líneas sintéticas con las observadas en distintas posiciones en el disco solar. En particular incidiremos en el cálculo del bisector de la línea de potasio en el centro del disco en la sección 6.4. En nuestras simulaciones utilizamos como referencia nuestras propias observaciones de la línea K I 7699. Para las dos líneas de hierro anteriormente citadas los bisectores obtenidos son comparados con los observados por otros autores (Brandt y Solanki (1990), Cavallini et al.(1986a)).

6.2 Aproximaciones y modelos fotosféricos utilizados

En la última década se han desarrollado modelos teóricos autoconsistentes de granulación solar que contemplan la resolución del sistema de ecuaciones de la hidrodinámica y de transporte radiativo que caracterizan las estructuras convectivas solares (Nordlund, 1985; Steffen, 1989; Cattaneo et al. 1991). Estos modelos son muy complejos y sofisticados y resultan poco flexibles para la simulación de resultados observacionales concretos; además no disponen de una estratificación tabular de variables que pueda utilizarse como entrada en nuestros cálculos. Nuestras simulaciones numéricas pretenden estudiar separadamente la incidencia de procesos físicos individuales en la forma y posición de las líneas espectrales, mas que un intento de configurar con precisión un modelo teórico de atmósfera. Para ello aplicamos un proceso iterativo de tanteo que exige de por sí muchas pruebas y por lo tanto muchas horas de cálculo, no justificándose la aplicación de los modelos teóricos de difícil manejo antes mencionados, que requerirían un enorme gasto computacional en cada iteración y que limitaría el número de nuestras pruebas.

Para nuestros cálculos necesitaremos un modelo de atmósfera inhomogénea

de la granulación solar. A este respecto, desde los años 60 se ha venido desarrollando una generación de modelos semiempíricos multicomponentes de fotosfera solar (por ejemplo Heintze et al., 1964) más fáciles de manejar en simulaciones numéricas, y que resultan muy eficientes y rápidos en la reproducción de algunos aspectos de las líneas espectrales (Turon, 1975 establece los principios para la construcción de modelos inhomogéneos a partir de las observaciones. Ver Schleicher (1988) para un resumen de estos modelos). De entre ellos utilizaremos el modelo de Nelson (1978) con algunas modificaciones, como una primera aproximación.

Por consiguiente, la granulación solar la representaremos mediante las fluctuaciones de los parámetros atmosféricos dados por el modelo de Nelson. Si utilizamos también los valores medios dados por este modelo se obtiene un contraste granular en el continuo en $\lambda 5000 \text{ \AA}$ y en el centro del disco de $\sim 7\%$. Con el fin de obtener un valor más realista para el contraste, hemos reemplazado la atmósfera media de Nelson por la del modelo VAL-C (Vernazza et al., 1981) en el mismo rango de profundidades ópticas en que está definido el modelo de Nelson (desde el mínimo de temperaturas hasta 660 km hacia el interior del Sol). De esta manera obtenemos una variación de las fluctuaciones del continuo $(\Delta I/\bar{I})_{rms}$ en $\lambda 5000 \text{ \AA}$ de 11.2 % en el centro del disco solar, frente al 12.5 % dado por Deubner y Mattig (1975) o al 14.3% estimado por Collados y Vázquez (1987).

Según Nelson y Musman (1977, 1978) los valores de la temperatura, presión de gas, velocidad vertical y velocidad horizontal en cada punto (x, z) (x es la coordenada horizontal - dirección hacia el centro del disco - y z la vertical - dirección hacia el centro del Sol) en el citado rango de la atmósfera están

dados respectivamente por:

$$\begin{aligned} T(x, z) &= T_0(z) + \sqrt{2} \Delta T(z) \sin \frac{2\pi x}{L} \\ P_g(x, z) &= P_0(z) + \sqrt{2} \Delta P(z) \sin \frac{2\pi x}{L} \\ w(x, z) &= \sqrt{2} W(z) \sin \frac{2\pi x}{L} \\ u(x, z) &= -\sqrt{2} U(z) \cos \frac{2\pi x}{L} \end{aligned}$$

donde ΔT , ΔP , W y U son las *rms* de las fluctuaciones granulares de la temperatura, presión de gas, velocidad vertical y velocidad horizontal, tomadas todas ellas de Nelson (1978); L es el tamaño horizontal de una celda unidimensional, que en principio supondremos, como Nelson, de 750 km, constante en la dimensión vertical.

Los parámetros T_0 y P_0 corresponden a los valores no perturbados de la temperatura y presión de gas (valores medios), y como hemos citado los hemos tomado del modelo VAL-C (Vernazza et al., 1981). Las correspondientes fluctuaciones horizontales de la densidad las hemos calculado diferenciando la ecuación de los gases, obteniendo:

$$\Delta\rho = \rho_0 \left(\frac{\Delta P}{P_g} - \frac{\Delta T}{T} \right)$$

El valor de la presión de gas P_g está condicionado por la temperatura T a través de la ecuación de los gases $P_g = NkT$ y a su vez el valor de P_g condiciona el valor de la presión electrónica P_e . El aporte de los electrones en la fotosfera depende además de la composición química de ésta. A temperaturas típicas de la fotosfera solar (6000 K) los electrones provienen principalmente de la ionización de los metales que la componen, como Na, Mg, Si, Al, Ca, Fe, etc. A mayores temperaturas (10000 K) el hidrógeno se ioniza y se hace la fuente principal de electrones; y a temperaturas aún mayores el aporte de electrones debido a la ionización del helio se hace también importante.

La relación entre la presión de gas P_g y la presión electrónica P_e bajo la suposición de L.T.E. y en función de los elementos j que se consideren para el aporte de electrones a la atmósfera viene dada por (ver por ejemplo Gray, 1980):

$$P_g = P_e \frac{\sum A_j \frac{P_e + 2\phi_j}{P_e + \phi_j}}{\sum A_j \frac{\phi_j}{P_e + \phi_j}}$$

donde ϕ_j se obtiene por la fórmula de Saha:

$$\phi_j = 0.6665 \frac{u_{1j}}{u_{0j}} T^{5/2} \cdot 10^{-5040I_j/T}$$

siendo I_j el potencial de ionización de la especie j en eV, u_{1j} , u_{0j} las funciones de partición, y $A_j = N_j/N_H$ la abundancia del elemento j relativa a la del hidrógeno. En nuestros cálculos despreciamos la doble ionización y superiores, y utilizamos catorce elementos en la composición química de la atmósfera: H, He, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Cr y Fe.

El problema se reduce a encontrar para qué valor de P_e se obtiene en la fórmula el valor de P_g dada por el modelo de atmósfera que hayamos elegido. La expresión anterior es una ecuación no lineal, y la resolvemos numéricamente por un procedimiento iterativo basado en el método de Newton-Raphson.

Para que converja el proceso iterativo necesitamos una estima inicial del valor de P_e . Este valor de partida lo calculamos usando una primera aproximación de que los electrones libres provienen de la ionización del H y de un metal representativo, y bajo la suposición de L.T.E. con lo cual es válida la estadística de Boltzman-Saha. Así obtenemos una ecuación cúbica de la densidad de electrones N_e en función de la densidad de las partículas de Hidrógeno N_H . Para obtener N_H hacemos la suposición de que la atmósfera se compone de 90% de H y 10% de He, con lo que $N_H = \frac{P_g}{1.1KT}$.

Para la microturbulencia hemos tomado inicialmente el valor de 0.8 km/s,

constante con la profundidad y el ángulo heliocéntrico θ , que coincide con el valor propuesto por Blackwell y Shallis (1979) en el centro del disco. La abundancia del potasio está tomada de De la Reza y Müller (1975), y la del hierro de Blackwell y Shallis (1979) .

En las variaciones horizontales de la función fuente de la línea debidas a la granulación, hemos supuesto que los coeficientes de alejamiento de L.T.E. citados anteriormente (sección 5.4) no cambian con las fluctuaciones de temperatura, es decir supondremos que las perturbaciones en x de la función fuente de la línea son debidas exclusivamente a los cambios en la función de Planck, la cual depende sólo de la temperatura. Esta aproximación parece justificable basándonos en el trabajo de Gómez et al. (1991) que han demostrado que para la línea K I 7699 el uso de los coeficientes de alejamiento obtenidos a partir de un modelo estático plano-paralelo en condiciones N.L.T.E., en lugar de los obtenidos en base a un modelo dinámico (que incluye granulación y oscilaciones), influye poco en la función fuente en la línea, preservándose el núcleo de la línea prácticamente insensible al empleo de unos u otros coeficientes.

Para obtener el perfil medio de la línea en una celda granular hemos resuelto la ecuación de transporte en 20 líneas de visión con un intervalo de muestreo en x de 37.5 km y en z de 15 km, utilizando el método de Feautrier (Capítulo V, sección 5.5). Se ha sintetizado un fragmento de espectro de 1.34 Å centrado en la posición del mínimo de la línea y con un intervalo de muestreo de 5.37 mÅ (el mismo utilizado en las observaciones de Kitt Peak).

Al igual que hicimos en el análisis de los espectros observados, la posición de las líneas sintéticas la hemos determinado ajustando un polinomio de grado cuatro en el 13% del fondo del perfil; los puntos del bisector los hemos determinado en saltos de 0.05 frente al nivel normalizado a 1 del continuo, mediante el mismo proceso numérico que se empleó en las observaciones (sección 3.5).

En cambio, para calcular la anchura equivalente hacemos simplemente una integración debido a la ausencia de solapamientos con otras líneas en los perfiles sintéticos.

6.3 Variación centro-borde del desplazamiento absoluto del mínimo de la línea y de los bisectores

6.3.1 Discusión de las observaciones

La forma y desplazamiento del bisector cambia según el punto observado sobre el disco solar (sección 4.2.2). Como caso particular de esta variación centro-borde estudiaremos el desplazamiento correspondiente al mínimo de la línea. Como se ha dicho en el Capítulo 1, la posición del mínimo de una línea, corregida de los movimientos solar y terrestre y del desplazamiento gravitacional, presenta un corrimiento respecto de la posición de su longitud de onda de laboratorio conocido como “efecto borde”.

En la Fig.6.1 presentamos nuestras medidas, para diferentes posiciones sobre el disco, de los desplazamientos del mínimo de la línea K I 7699 (expuestos en la Fig.4.4) en las observaciones de Kitt Peak . Hemos aproximado el efecto borde medio observado mediante el ajuste de un polinomio de segundo grado (línea continua). La dispersión de los desplazamientos de la línea medidos, respecto de la curva ajustada es demasiado grande para ser atribuido a los procedimientos utilizados en la observación o en la reducción de los datos, por lo que pensamos que puede ser debido a otros efectos como el producido por campos de velocidad a gran escala espacial como la meso y supergranulación

Figura 6.1: Desplazamientos absolutos observados del mínimo de la línea K I 7699 para distintas posiciones en el disco. Posición de laboratorio en 0 mÅ.

(Bonet et al.,1989). De hecho, el valor de estas desviaciones está en concordancia con los valores esperados - alrededor de 400 m/s - para los campos de velocidades horizontales de la supergranulación (Giovanelli, 1980; Küveler, 1983). Andersen (1985, 1986) discute la influencia de la luz difusa en las medidas de efecto borde. El polinomio que hemos ajustado da en $\mu = 1$ un desplazamiento de esencialmente cero, relativo a la longitud de onda de laboratorio ($7698.959 \pm 0.006 \text{ \AA}$) dada por Risberg (1956), presenta un mínimo en $\mu = 0.7$, y la diferencia entre $\mu = 1$ y $\mu = 0$ es alrededor de 1.5 mÅ (1 mÅ ≈ 38.9 m/s en esta longitud de onda). Este valor estimado para el efecto borde es demasiado pequeño comparado con la gran dispersión de las medidas, por lo que no puede ser considerado muy fiable. Si hacemos un simple promedio de los desplazamientos medidos en $\mu = 1$, obtenemos un desplazamiento medio

al rojo de 2.9 ± 0.6 mÅ relativo a la longitud de onda de laboratorio.

De un extenso conjunto de observaciones, Andersen et al.(1985) obtuvieron para esta línea un desplazamiento diferencial entre $\mu = 1$ y $\mu = 0$ de 125 m/s (≈ 3.2 mÅ); estos autores determinaron la posición de la longitud de onda considerando una porción del fondo de la línea igual al 4% de la profundidad total, y todos los desplazamientos fueron referidos a la posición de la longitud de onda de la línea en el centro del disco. Lopresto y Pierce (1985) afirman que no encuentran ningún efecto borde apreciable para esta línea, aunque de su Fig.1 y Tabla 1 se puede inferir un desplazamiento total en el mínimo de la línea desde el centro al borde de unos 80 m/s (≈ 2.2 mÅ). Para determinar la posición de la longitud de onda de la línea estos autores usaron una parábola ajustada en el 10% de profundidad en el fondo.

En trabajos previos de Snider (1972, 1983), Gasanalizade (1979), y Roca-Cortés et al. (1983), no se encontró ningún efecto borde apreciable para esta línea. El desplazamiento absoluto al rojo en el centro del disco encontrado por Snider es de 0.16 ± 0.98 mÅ, y en el caso de Gasanalizade es de 6.68 ± 5.87 mÅ. Después de la corrección del desplazamiento gravitacional al rojo, las longitudes de onda obtenidas por Pierce y Breckinridge (1973) y por Moore et al.(1966), muestran un desplazamiento absoluto hacia el rojo de aproximadamente 1 mÅ y 2 mÅ respectivamente, tomando como referencia la longitud de onda de laboratorio medida por Risberg (1956).

Después de comparar los diferentes valores aportados por todos estos autores, el desplazamiento absoluto de la línea en el centro del disco queda incierto. Los diferentes criterios para definir la posición de la longitud de onda de la línea solar y las dificultades en la determinación de la longitud de onda de laboratorio (por ejemplo la línea K 7699 no es isotópicamente pura) juegan un

papel importante en esta incertidumbre. En nuestras simulaciones consideraremos la doble posibilidad de que no haya desplazamiento o que lo haya hacia el rojo, discutiendo los resultados en cada caso.

6.3.2 Síntesis y comparación con las observaciones

Beckers y Nelson (1978) y Balthasar (1985) enfatizan la importancia de considerar los movimientos granulares horizontales para reproducir el efecto borde de las líneas fotosféricas. Usando el modelo de atmósfera media VAL-C (Verzazza et al., 1981), y el de Nelson (1978) para las fluctuaciones de presión, temperatura y las velocidades granulares horizontales y verticales, con el código numérico explicado anteriormente en la sección 6.2, hemos intentado reproducir el efecto borde de la línea K I 7699. Como puede verse en la Fig.6.2, el efecto borde obtenido en la simulación es esencialmente cero, lo cual no concuerda con los últimos resultados observacionales. Hemos hecho también los cálculos para la línea Fe I 5576, ligeramente más débil que la K I 7699 (ver Tabla 6.1), y los resultados, mostrados en la Fig.6.2 con triángulos, están en contradicción con las observaciones (Brandt y Schröter, 1982; Andersen, 1984; Cavallini et al., 1986a; Kentischer y Schröter, 1991). *Esto parece indicar que al menos en las capas fotosféricas altas, donde se forman los núcleos de las líneas fuertes, o bien las velocidades granulares están modeladas incorrectamente o la granulación por sí sola es incapaz de producir el efecto borde.*

Sin embargo, para la línea débil Fe 5635 (cruces en la misma figura), cuyo núcleo se forma en $\log \tau = -0.6$ (ver Tabla 6.1), obtenemos un efecto borde cualitativamente correcto, aunque el desplazamiento en el centro del disco solar está infravalorado según el valor estimado para esta línea ($\approx 5.7 \text{ m\AA}$ hacia el azul) mediante la fórmula que da Nadeau (1988) para líneas de Fe con profundidades comprendidas entre el 10% y el 60% de la intensidad del continuo,

Figura 6.2: Efecto borde sintético de las líneas K I 7699 (círculos), Fe I 5576 (triángulos) y Fe I 5635 (cruces). Posición de laboratorio en 0 mÅ.

Tabla 6.1: Parámetros de las líneas espectrales consideradas con las correspondientes fuentes de literatura

$\lambda(\text{Å})$	$\chi(\text{eV})^a$	$\log(\tau)$	$R(^0/1)$	W (mÅ)	$\log(gf)$
K I 7699.0	0	-3.60^b	0.170^e	157.8^e	-0.169^b
Fe I 5576.1	3.43	-2.85^f	0.213^f	143.0^f	-1.080^c
Fe I 5635.8	4.26	-0.60^f	0.617^f	42.8^f	-1.330^d

^a Moore et al. (1966)

^b De la Reza y Müller (1975)

^c Kurucz y Peytremann (1975)

^d Valor necesario para reproducir la intensidad del mínimo de la línea

^e Nuestras observaciones (presente trabajo)

^f Balthasar (1988)

o el de 11.3 mÅ al azul de Pierce y Breckinridge (1973) respecto del valor de laboratorio de Crosswhite (1975). *Este resultado parece indicar que las velocidades granulares en las capas fotosféricas profundas pueden estar también subestimadas.*

Para la línea K I 7699 hemos comparado la variación centro-borde de la forma de los bisectores sintéticos con la de los bisectores obtenidos promediando nuestras observaciones de Kitt Peak y Locarno para valores iguales de μ y que habíamos representado en la Fig.4.7. En la Fig.6.5.a,b,c se muestran, junto a estos bisectores medios observados (cuadrados), nuestros bisectores sintetizados con las perturbaciones granulares de Nelson (línea continua) para la línea K I 7699, en escala de longitud de onda absoluta, en $\mu = 1, 0.6$ y 0.3 (los bisectores observados están desplazados según la curva de Andersen et al. (1985) atribuyéndole un desplazamiento 0 en el centro del disco). Se observa que los bisectores teóricos muestran asimetrías más débiles, y más aún, en el centro del disco no presentan el típico gancho hacia el rojo en su parte superior. Resultados similares en cuanto a la forma del bisector fueron obtenidos por Marmolino et al. (1987) en sus cálculos en N.L.T.E. para el perfil de la línea K I 7699, usando también las fluctuaciones granulares de Nelson (1978). Hemos hecho también cálculos análogos para la línea Fe 5576, y los bisectores calculados para esta línea no reproducen la forma de "C" observada en posiciones cercanas al centro del disco, y muestran una forma de "C" inversa cerca del borde solar, lo cual no está respaldado por las observaciones (Brandt y Schröter, 1982; Cavallini et al., 1986a). *Todos estos resultados indican de nuevo que, o bien el modelo granular es defectuoso o es necesario incluir otros procesos dinámicos adicionales en la fotosfera.* Nordlund (1978, 1980) y Marmolino et al. (1987) sugieren un incremento de las velocidades de Nelson. Multiplicando estas velocidades - componentes

vertical y horizontal- por un factor 1.5, obtenemos una cierta mejoría para la parte superior de los bisectores de la línea K 7699, pero la parte inferior queda esencialmente igual. Keil (1984) no puede ajustar las asimetrías de la línea Fe 5576 usando un modelo con velocidades granulares que penetran hasta 2000 km por encima de $\tau = 1$. Aún teniendo en cuenta las limitaciones del modelo de granulación de Nelson todos estos resultados confirman la idea expuesta anteriormente de que *en las capas superiores de la fotosfera solar existen algunos aspectos dinámicos que no pueden ser explicados simplemente por la granulación*. En este sentido Nesis et al. (1988) y Nesis y Mattig (1989) investigan las velocidades en la alta fotosfera, encontrando un tipo de movimiento al que no le atribuyen naturaleza convectiva.

Inspirados en las posibles deficiencias de los modelos elegidos o en las sugerencias obtenidas de la literatura sobre la dinámica de la alta fotosfera, *vamos a introducir en nuestra simulación numérica algunos movimientos complementarios que afectan principalmente a las capas superiores de fotosfera*, los cuales describimos a continuación.

Flujo contrario en las capas superiores

En los estudios teóricos de Steffen y Gigas (1985), Steffen y Muchmore (1988) y Steffen (1989) se añade al cambio de signo de las fluctuaciones de temperatura de la granulación en los niveles superiores de la fotosfera, una inversión del signo de la velocidad vertical, produciéndose así un flujo de material de sentido contrario en las capas superiores respecto de las inferiores. Siguiendo esta idea, y a modo de sondeo, hemos modificado la curva w de las fluctuaciones de la velocidad vertical dada por Nelson, añadiendo una parte negativa en las capas superiores como muestra la Fig. **6.3.a**. Puesto que no modificamos la representación analítica del modelo, esto produce en la parte superior de la

Figura 6.3: Celdas de flujo contrario:a) fluctuaciones de veloc.vertical w ; línea continua: modelo de Nelson (1978); línea de puntos: modificaciones realizadas en este modelo (ver texto). b) fluctuaciones de la temperatura; línea continua: modelo de Nelson; línea de puntos: modificaciones realizadas en este modelo. c) Representación del flujo granular en estas celdas.

fotosfera celdas de flujo contrario a las de la parte inferior (Fig.6.3.c). Después de varios tanteos numéricos hemos concluido que para que exista efecto borde cualitativamente correcto es necesario además incrementar las velocidades verticales en las capas más profundas de la atmósfera en un factor 2.5 (la línea de puntos en la Fig.6.3.a muestra la manipulación completa de las velocidades verticales frente a las de Nelson en línea continua), y modificar también la curva de las fluctuaciones de T en el modelo de Nelson, tal como aparece en la Fig.6.3.b (línea de puntos). De esta manera conseguimos un efecto borde de signo apropiado, pero la amplitud es sólo de 35 m/s con el agravante además de que esta manipulación de las velocidades violaría la ecuación de continuidad. Sin embargo resulta ilustrativo que en las capas superiores las fluctuaciones de T y w deban tener signo opuesto para reproducir el efecto borde de signo correcto, *lo que nos da indicios de la posible existencia de una onda con T y w oscilando fuera de fase.*

Ondas acústico-gravitatorias

Siguiendo el descubrimiento de las oscilaciones solares en los años 60, Meyer y Schmidt (1967), Stix (1972) y Schmieder (1976), estudiaron la excitación de ondas de gravedad por la granulación. En sus trabajos observacionales Brown y Harrison (1980), Altröck et al. (1984) y Staiger (1987) encontraron fuertes indicaciones sobre la existencia de ondas de gravedad en la fotosfera. Deubner y Fleck (1989) estudiando los espectros bidimensionales de diferencias de fase entre velocidades e intensidades (v-v y v-I) en función de la frecuencia ν y del número de onda horizontal k_x , concluyen que no pueden existir dudas acerca de la existencia de ondas de gravedad en la fotosfera y que probablemente están excitadas por la penetración de los gránulos calientes en la atmósfera estratificada estable por encima de la zona de convección. Recientemente, y

mediante un análisis de coherencia de fluctuaciones de velocidad entre diversas líneas espectrales, Komm et al. (1991) encuentran una clara distinción entre las estructuras granulares de la baja fotosfera y movimientos secundarios de la alta fotosfera, identificando estos últimos como debidos a ondas de gravedad. Marmolino et al. (1987) han sintetizado la línea K I 7699 usando un código numérico en N.L.T.E., utilizando también el modelo de Nelson para las fluctuaciones granulares y el modelo VAL-C para la atmósfera media. Ellos además añaden dos ondas acústicas de período 30 s con números de ondas horizontales opuestos. Este modelo dinámico no puede reproducir la variación centro-borde de la anchura equivalente ni de la anchura a altura mitad observados por De la Reza y Müller (1975). Concluyen los autores que el modelo granular debe ser revisado o que otro tipo de movimientos, como los producidos por ondas de gravedad, deben tenerse en cuenta. Además, parece desprenderse del trabajo de estos autores que el desplazamiento al rojo de la línea computada en el centro del disco decrece en las posiciones hacia el borde, lo cual es contrario a nuestras observaciones y a las de Andersen et al. (1985) y Lopresto y Pierce (1985).

Siguiendo todas estas indicaciones hemos introducido en nuestra simulación numérica una onda acústico-gravitatoria (esto es, las fuerzas de restauración que se tienen en cuenta sobre un elemento de volumen, son la compresional y la de flotación) y hemos considerado fluctuaciones adiabáticas debido a que los efectos de viscosidad y conducción térmica en la onda pueden ser considerados despreciables en un medio astrofísico en general (los efectos de amortiguación radiativa pueden no serlo). Hemos hecho la suposición inicial de que el medio es isoterma porque así se pueden describir fácil y analíticamente las propiedades de la onda. Esta aproximación en principio es razonable en la región del mínimo de temperatura, que es donde se forma la línea de potasio K I 7699, y

por debajo de esa región, donde la aproximación puede no ser tan buena, las fluctuaciones se van haciendo cada vez menos importantes. Aunque la aproximación isoterma supone una temperatura T_o constante en toda la atmósfera, para una mejor reproducción de las fluctuaciones locales de los parámetros, hemos tomado los valores de T_o iguales a los de la atmósfera media, que varían muy lentamente con z en las capas en que la onda es importante.

Con estas aproximaciones las fluctuaciones de los parámetros atmosféricos densidad ρ , presión p , temperatura T , y componentes horizontal u y vertical w de la velocidad, para una onda monocromática de frecuencia ω , resulta ser, siguiendo a Mihalas y Mihalas (1984):

$$\frac{\rho_1}{\rho_o \mathcal{R}} = \frac{p_1}{\rho_o \mathcal{P}} = \frac{T_1}{T_o \mathcal{T}} = \frac{u_1}{\mathcal{U}} = \frac{w_1}{\mathcal{W}} = e^{\frac{z}{2H}} \cdot e^{i(\omega t - k_x x - k_z z)}$$

donde los subíndices $_o$ hacen referencia a los parámetros sin perturbar por la onda, los subíndices $_1$ a las perturbaciones, y \mathcal{R} , \mathcal{P} , \mathcal{U} y \mathcal{T} son constantes complejas dadas en función de \mathcal{W} mediante las expresiones:

$$\begin{aligned} \mathcal{R} &= \frac{\omega}{\omega^2 - a^2 k_x^2} \left\{ k_z + \frac{i}{H} \left[\frac{(\gamma - 1)a^2 k_x^2}{\gamma \omega^2} - \frac{1}{2} \right] \right\} \mathcal{W} \\ \mathcal{P} &= \frac{a^2 \omega}{\omega^2 - a^2 k_x^2} \left[k_z + \frac{i}{H} \cdot \frac{\gamma - 2}{2\gamma} \right] \mathcal{W} \\ \mathcal{U} &= \frac{a^2 k_x}{\omega^2 - a^2 k_x^2} \left[k_z + \frac{i}{H} \cdot \frac{\gamma - 2}{2\gamma} \right] \mathcal{W} \\ \mathcal{T} &= \frac{(\gamma - 1)\omega}{\omega^2 - a^2 k_x^2} \left[k_z + \frac{i}{H} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{a^2 k_x^2}{\gamma \omega^2} \right) \right] \mathcal{W} \end{aligned}$$

en donde a es la velocidad del sonido, g la gravedad solar, γ la relación de calores específicos, y $H = a^2/\gamma g$ es la altura escala de la presión y densidad (supuesta la misma para ambos parámetros).

De estas expresiones se deducen las diferencias de fase, δ , entre las oscilaciones

de ρ , p , T , y u , y las de la velocidad vertical w :

$$\begin{aligned}\tan \delta_{\mathcal{PW}} &= \frac{(\gamma - 2)}{\gamma} \cdot \frac{1}{2k_z H} \\ \tan \delta_{\mathcal{RW}} &= \left[\frac{2(\gamma - 1)a^2 k_x^2}{\gamma \omega^2} - 1 \right] \cdot \frac{1}{2k_z H} \\ \tan \delta_{\mathcal{TW}} &= \left[1 - \frac{2a^2 k_x^2}{\gamma \omega^2} \right] \cdot \frac{1}{2k_z H}\end{aligned}$$

Se observa además que $\delta_{\mathcal{PU}} = 0$, es decir, las fluctuaciones de presión y de la velocidad horizontal están siempre en fase y por consiguiente el flujo horizontal de energía de la onda se propaga en el mismo sentido que la velocidad de fase horizontal.

Por razones de simetría en los cálculos centro-borde en el disco solar hemos supuesto una superposición de dos ondas monocromáticas que difieren sólo en el signo de k_x . La formulación de las fluctuaciones de T en tal onda sería la siguiente, teniendo en cuenta que en el modelo de Nelson (1978) el eje z es positivo hacia abajo:

$$\begin{aligned}T_1 &= T_o \mathcal{T} e^{-\frac{z}{2H}} \cdot \left(e^{i(\omega t - k_x x + k_z z)} + e^{i(\omega t + k_x x + k_z z)} \right) \\ &= T_o \mathcal{T} e^{-\frac{z}{2H}} \cdot 2 \cos(k_x x) \cdot e^{i(\omega t + k_z z)}\end{aligned}$$

Análogas formulaciones tendrían las fluctuaciones ρ_1 , p_1 , y w_1 . Para las fluctuaciones de la velocidad horizontal la expresión sería:

$$\begin{aligned}u_1 &= e^{-\frac{z}{2H}} \cdot \left(\mathcal{U} e^{i(\omega t - k_x x + k_z z)} - \mathcal{U} e^{i(\omega t + k_x x + k_z z)} \right) \\ &= \mathcal{U} e^{-\frac{z}{2H}} \cdot (-2i \sin(k_x x)) \cdot e^{i(\omega t + k_z z)}\end{aligned}$$

De esta manera la onda supuesta resulta ser propagante en la dirección vertical z y estacionaria en la dirección horizontal x , conservándose los desfases $\delta_{\mathcal{TW}}$, $\delta_{\mathcal{PW}}$, $\delta_{\mathcal{RW}}$ iguales a los correspondientes al caso de una sola onda, pero siendo ahora el desfase $\delta_{\mathcal{UW}} = \delta_{\mathcal{PW}} - 90^\circ$. Hemos tomado en la atmósfera solar los valores constantes de : velocidad del sonido $a=7$ km/s, gravedad solar

$g = 274 \text{ m/s}^2$, y la relación de calores específicos $\gamma = 5/3$. Como estas ondas probablemente serían excitadas por la granulación hemos tomado su período igual a 8 min ($\approx 2.1 \text{ mHz}$), que es del orden del tiempo de vida medio de un gránulo (Bray et al., 1984), y su longitud de onda horizontal como $\lambda_x = 750 \text{ km}$ (onda A) y 1500 km (onda B) que corresponden a una vez y dos veces la longitud de la celda granular tomada hasta ahora, respectivamente. El período de 8 min. de la onda está próximo a los valores propuestos, 250-400 s, por Thomas et al. (1971) y Schmieder (1976) para las ondas de gravedad en la fotosfera. Staiger (1987) encuentra experimentalmente indicios sobre la existencia de ondas de gravedad con un período de 2.1 mHz (8 min). Así mismo, en la mayoría de nuestros espectros de potencia (Figs.4.11 y 4.13) encontramos una notable contribución en un entorno de esta frecuencia. En una primera tentativa hemos tomado $\mathcal{W}=15 \text{ m/s}$ que correspondería a la amplitud de las fluctuaciones de la velocidad vertical en $\tau = 1$. La relación de dispersión da el valor de la correspondiente longitud de onda vertical $\lambda_z = 2\pi/k_z$:

$$k_z^2 = a^{-2}(\omega^2 - \omega_a^2) - (\omega^2 - \omega_g^2)(k_x/\omega)^2$$

en la que

$$\begin{aligned} \omega_a &= \frac{\gamma g}{2a} = \frac{a}{2H} && = \text{frecuencia de corte acústica} \\ \omega_g &= \frac{g\sqrt{\gamma-1}}{a} = \frac{a\sqrt{\gamma-1}}{\gamma H} && = \text{frecuencia de corte gravitatoria} = \\ &&& = \text{frec.Brünt-Väisälä en medio isoterma} \end{aligned}$$

Con los valores asignados a las constantes de la atmósfera hemos calculado, además de λ_z , los desfases de las perturbaciones de los distintos parámetros oscilantes con respecto a las fluctuaciones de la velocidad vertical w_1 y las amplitudes máximas relativas de las fluctuaciones en el mínimo de temperatura.

Tabla 6.2: Parámetros que caracterizan a las ondas A y B

Onda	λ_x (km)	λ_z (km)	$\left\{ \begin{array}{l} \leftarrow \text{ Amplitudes relativas de las oscilaciones} \rightarrow \\ \leftarrow \text{ en el mínimo de temperaturas} \rightarrow \end{array} \right\}$							
			T_1 (%)	p_1 (%)	ρ_1 (%)	w_1 (m/s)	u_1 (m/s)	$\delta_{\mathcal{T}\mathcal{W}}$	$\delta_{\mathcal{P}\mathcal{W}}$	$\delta_{\mathcal{R}\mathcal{W}}$
A	750	346	8.9	3.7	8.9	306	700	99.5 ⁰	177 ⁰	-104.5 ⁰
B	1500	757	9.6	8.1	9.5	306	759	109.5 ⁰	173.6 ⁰	-120.6 ⁰

Todos estos resultados están sumariados en la Tabla 6.2 para las ondas A y B.

Trabajando con la onda A, obtenemos para la línea K I 7699 un desplazamiento al rojo de $\approx 0.3 \text{ m}\text{\AA}$ en el centro del disco, pero conforme nos acercamos al borde solar este desplazamiento va del rojo al azul, lo cual es contrario a lo consignado en la literatura y a nuestras observaciones. Sin embargo, debemos decir que aunque la aproximación isoterma que hemos hecho puede ser buena en la región del mínimo de temperatura, la atmósfera solar muestra desde la baja fotosfera hasta la cromosfera variaciones en la temperatura y en el estado de ionización, las cuales afectarán a la velocidad del sonido, altura escala H , y frecuencia de Brünt-Väisälä. Incluso la propia ecuación de onda cambiará. De esta manera, en alguna altura atmosférica una onda puede experimentar refracción y reflexión (total o parcial) y consecuentemente puede cambiar su vector de propagación \vec{k} , las amplitudes de las fluctuaciones y las diferencias de fase entre ellas. Siguiendo el diagrama-diagnóstico de Mihalas y Toomre (1981), una onda de las características asumidas encuentra una superficie reflectante en la cromosfera, por debajo de 1700 km sobre $\tau = 1$, y puede producirse un "efecto tunel" reapareciendo en la cromosfera superior. Como consecuencia de las reflexiones, en la fotosfera y baja cromosfera se pueden

producir interferencias entre la onda propagante ascendente y la reflejada descendente, lo cual se traducirá, para la onda resultante, en una alteración en las amplitudes y diferencias de fase calculadas anteriormente (ver Mihalas y Toomre, 1981 como ilustración sobre los problemas de la interpretación de las fases deducidas de medidas de los espectros de líneas).

De nuestras simulaciones numéricas concluimos que los desplazamientos del núcleo de la línea en el centro del disco están controlados principalmente por los valores de $\delta_{\mathcal{TW}}$. Si hacemos modificaciones en $\delta_{\mathcal{TW}}$ se producen cambios en dichos desplazamientos. En general preservaremos la notación δ para las diferencias de fase predichas por la teoría, e introduciremos δ' para las modificadas, usando además Δ para denotar al término de corrección de fase, es decir $\delta' = \delta + \Delta$. Como hemos comentado anteriormente en 6.3.1 el desplazamiento absoluto de la línea K I 7699 en el centro del disco permanece incierto, su valor estimado va desde cero hasta unos pocos mÅ hacia el rojo. Así, deberemos investigar varias posibilidades para la corrección de $\delta_{\mathcal{TW}}$. Para una corrección de $\Delta_{\mathcal{TW}} = +15^\circ$ ($\delta'_{\mathcal{TW}} = 114.5^\circ$, valor comprendido en el rango predicho por la teoría de ondas de gravedad en la aproximación isoterma) obtenemos un desplazamiento de alrededor de cero, que se incrementa monótonamente cuando el término de corrección decrece, y alcanza un máximo desplazamiento al rojo de 1 mÅ para $\Delta_{\mathcal{TW}} = -70^\circ$ ($\delta'_{\mathcal{TW}} \approx 29.5^\circ$). Este máximo desplazamiento aún puede ser incrementado tomando valores mayores de \mathcal{W} . Una vez seleccionado $\delta'_{\mathcal{TW}}$, la forma de la curva de efecto borde puede gobernarse modificando $\delta_{\mathcal{UV}}$. Las Figs.6.4.a,b,c muestran el efecto borde computado con distintas simulaciones. La parábola ajustada por Andersen et al.(1985) a sus observaciones así como la ajustada a nuestras propias observaciones han sido representadas también (líneas continua y de trazos respectivamente) pero desplazadas ambas

Figura 6.4: Efecto borde de la línea K 7699. a) $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = 114.5^0$ y $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = 27^0, 22^0, 7^0$;
b) $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = 29.5^0$ y $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = -38^0$; c) Onda B, con $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = 149.5^0$ y $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = 43.6^0, 13.6^0$.
Posición de laboratorio en 0 mÅ.

verticalmente hasta hacerlas coincidir en cada caso con nuestro resultado computado en $\mu = 1$ debido a que aquellos autores no dan el desplazamiento en el centro del disco. La posición de la longitud de onda de laboratorio está representada por la línea recta horizontal en la ordenada cero. La Fig.6.4.a presenta el efecto borde obtenido para la combinación de $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = 114.5^\circ$ y tres valores de $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = 27^\circ$ (triángulos), 22° (círculos) y 7° (cuadrados) (que corresponden a $\Delta_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = -60^\circ, -65^\circ$ y -80° , respectivamente); de esta Fig.6.4.a podemos concluir que para $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} \approx 22^\circ$ nuestros cálculos ajustan razonablemente bien con las observaciones de Andersen et al.(1985) hasta $\mu = 0.3$, aunque entre $\mu = 0.6$ y $\mu = 0.4$ la coincidencia es mejor para $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} \approx 27^\circ$. Sin embargo, nuestras observaciones están mejor reproducidas para el valor $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} \approx 7^\circ$. La Fig.6.4.b muestra el mejor ajuste a las observaciones hasta $\mu = 0.3$, que es obtenido para $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} \approx 29.5^\circ$ y $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} \approx -38^\circ$ ($\Delta_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = -125^\circ$) que corresponde a un desplazamiento al rojo en el centro del disco de aproximadamente 1 m\AA . En ambas figuras, *la discrepancia para valores más pequeños de μ puede indicar que las velocidades horizontales oscilatorias están sobrestimadas, o que alguna de las aproximaciones utilizadas en nuestro código de cálculo no es apropiada (por ejemplo, no se ha tenido en cuenta el amortiguamiento radiativo que es importante en las capas superiores de la atmósfera y por consiguiente en el borde solar)*. Como puede deducirse de las Figs.6.4.a,b, los resultados de los cálculos son sensibles a modificaciones en $\delta_{\mathcal{T}\mathcal{W}}$ y $\delta_{\mathcal{U}\mathcal{W}}$. Sin embargo, cambios significativos en $\delta_{\mathcal{R}\mathcal{W}}$ y $\delta_{\mathcal{P}\mathcal{W}}$ no ejercen una influencia decisiva.

En la Fig.6.4.c presentamos algunos de los mejores resultados de la simulación numérica obtenidos con la onda B ($\lambda_x = 1500 \text{ km}$) y asumiendo un desplazamiento absoluto de longitud de onda de cero en $\mu = 1$. Para $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} \approx 149.5^\circ$ ($\Delta_{\mathcal{T}\mathcal{W}} \approx +40^\circ$) y $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} \approx 43.6^\circ$ ($\Delta_{\mathcal{U}\mathcal{W}} \approx -40^\circ$) los desplazamientos computados

se ajustan razonablemente bien a la curva de Andersen et al.(1985). Sin embargo el mejor ajuste a nuestras observaciones, que se obtiene para $\delta'_{UV} \approx 13.6^\circ$ ($\Delta_{UV} \approx -70^\circ$), no es cualitativamente tan bueno como en el caso análogo de la onda A.

Las Figs.6.5.a,b,c muestran los bisectores observados (cuadrados) promedio de Kitt Peak y Locarno que habíamos presentado en la Fig.4.7, desplazados según la curva de Andersen et al. (1985) suponiendo desplazamiento cero en el centro del disco, y los bisectores absolutos obtenidos con este modelo dinámico (granulación + onda A) para el caso citado anteriormente de $\delta'_{TW} = 114.5^\circ$ y $\delta'_{UV} = 27^\circ$ (representado con cruces en la figura). La onda influye principalmente en la parte más baja del bisector, como puede verse claramente en $\mu = 0.3$ si comparamos con el caso de solamente granulación. Esta parte del bisector corresponde a las capas superiores de la fotosfera, donde la amplitud de la onda se hace importante. En estas mismas Figs.6.5.a,b,c también están representados los bisectores resultantes con la granulación y la misma onda, pero multiplicadas las velocidades horizontales y verticales granulares dadas por Nelson por un factor de 1.5 (representados con líneas de puntos en la figura), como sugirieron Marmolino et al.(1987). El resultado mejora la parte superior del bisector pero no cambia esencialmente su parte más baja. El efecto de este factor en el bisector es consistente con el hecho de que las velocidades granulares modeladas decrecen muy rápidamente con la altura, y son casi cero en la fotosfera superior, donde se forma principalmente la parte más baja de la línea. La discrepancia remanente en la parte más baja del bisector podría indicar que *el valor de la amplitud de la onda a la altura del mínimo de temperatura se consigue después de seguir una ley de variación que es sustancialmente menos drástica que la exponencial. En acuerdo con Schmieder (1977, 1978), esto sugiere que el amortiguamiento radiativo producido en la*

onda se debería tener en cuenta.

Las Figs. **6.6.a,b,c** presentan los bisectores observados colocado su mínimo según la curva de Andersen et al. (1985) pero desplazada ésta ~ 1 mÅ hacia el rojo en el centro del disco (inspirados por los resultados obtenidos por Pierce y Breckinridge (1973), Moore et al. (1976) y nuestras propias observaciones), y los bisectores absolutos sintéticos para el caso antes descrito de una onda con $\delta'_{\tau_{\mathcal{W}}} \approx 29.5^\circ$ y $\delta'_{u_{\mathcal{W}}} \approx -38^\circ$ ($\Delta_{u_{\mathcal{W}}} = -125^\circ$) que también produce un desplazamiento al rojo en el centro del disco de aproximadamente 1 mÅ. Se evidencia un mejor ajuste en todos los niveles a los bisectores observados, y se debería recordar aquí que precisamente este caso era el que daba también un mejor ajuste al efecto borde de la línea (ver Fig. **6.4.b**). De nuevo en el borde ($\mu = 0.3$) los parecidos con el bisector observado promedio son peores, sugiriendo otra vez la necesidad de considerar el amortiguamiento radiativo producido en la onda. Sin embargo conviene destacar que la forma del bisector sintético es muy similar a dos de los cuatro bisectores que entran en el promedio (KQ17 y LQ15 en las Figs. **4.4** y **4.5**).

Para investigar el comportamiento de nuestro modelo dinámico (granulación + onda A) en otras alturas de la fotosfera, hemos calculado el efecto borde para la línea Fe I 5576 que se forma más abajo que la línea K I 7699, en $\log \tau = 2.85$.

Sobre la posición de esta línea en el centro del disco existen muchos trabajos observacionales, de los que se deducen unos desplazamientos respecto de la posición de la línea de laboratorio poco concordantes entre sí. Por ejemplo Moore et al. (1966) obtienen 0.2 mÅ al azul, Pierce y Breckinridge (1973) 2.2 mÅ al azul, Brandt y Schröter (1982) 0.9 mÅ al azul, Kentischer y Schröter (1991) 9.2 mÅ al azul, Brandt y Solanki (1990) 3.7 mÅ al azul, todos medidos con respecto a la posición de laboratorio de Crosswhite (1975). Debido a

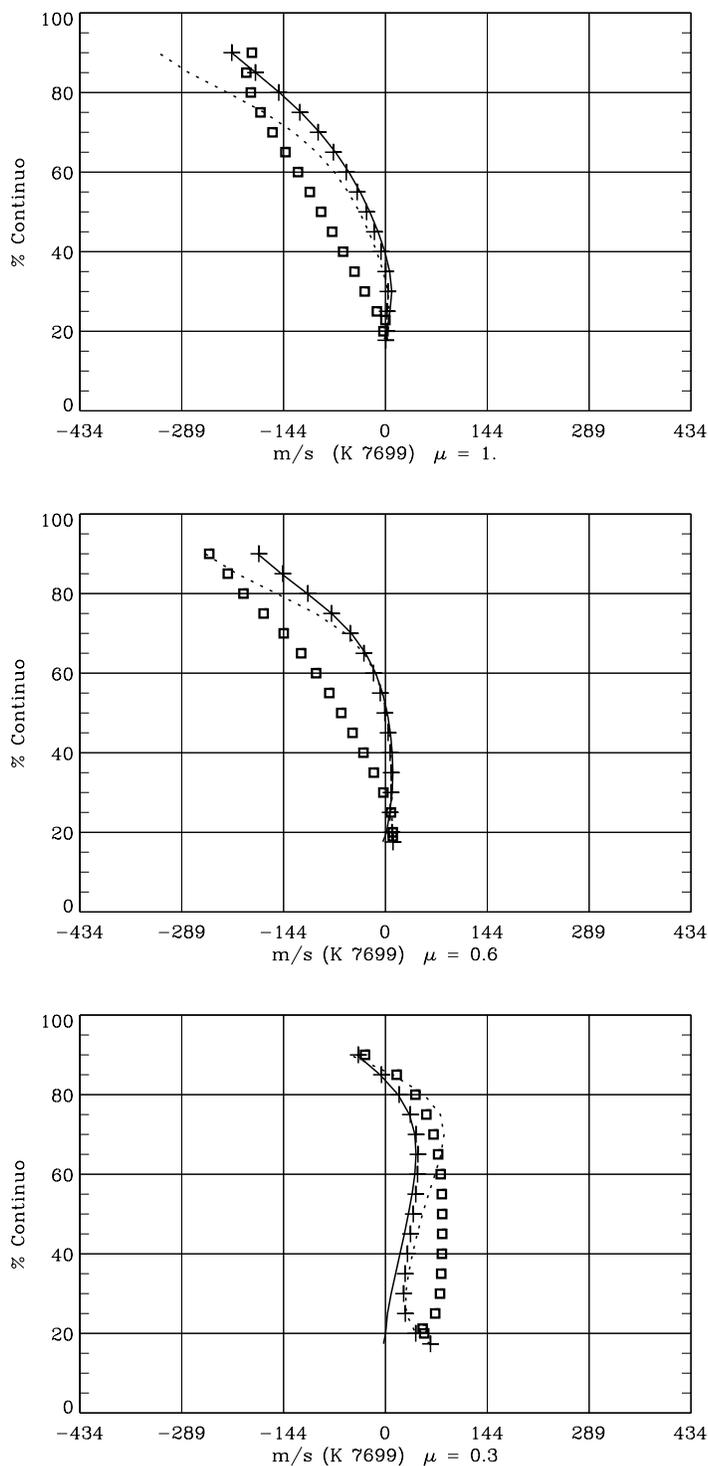


Figura 6.5: Bisectores de la línea K 7699 en $\mu = 1, 0.6, 0.3$. Posición de laboratorio en 0 m/s. Cuadrados= bisectores observados (promedio Kitt Peak + Locarno) desplazados según el polinomio de Andersen et al.(1985) y atribuyendo desplazamiento cero en el centro del disco. Bisectores absolutos sintéticos: línea continua= sólo granulación; cruces= granulación + onda A (con $\delta'_{TW} = 114.5^0, \delta'_{UV} = 27^0$); línea de puntos= granulación con velocidades*1.5 + onda A.

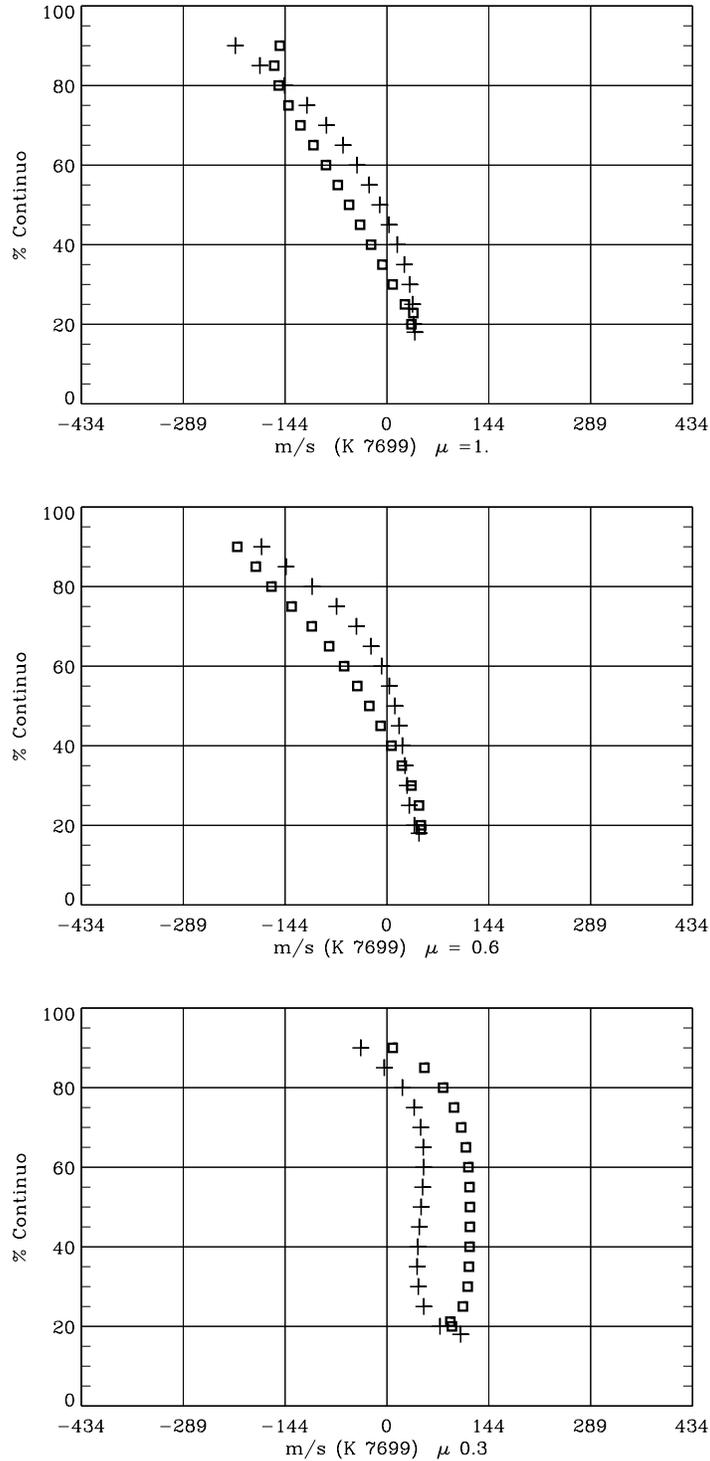


Figura 6.6: Bisectores de la línea K 7699 en $\mu = 1, 0.6, 0.3$. Posición de laboratorio en 0 m/s. Cuadrados= bisectores observados (promedio Kitt Peak + Locarno) desplazados según el polinomio de Andersen et al.(1985) trasladado 1mÅ hacia el rojo según nuestra síntesis; cruces= bisectores absolutos sintéticos con granulación + onda A (con $\delta'_{\mathcal{TW}} = 29.5^{\circ}, \delta'_{\mathcal{UW}} = -38^{\circ}$).

esta incertidumbre sobre el valor del desplazamiento en el centro del disco (algunos son esencialmente cero y los demás al azul con valores muy diferentes) presentamos sólo un cálculo tentativo en el que se reproduce una curva de efecto borde cualitativamente correcta con un desplazamiento al azul en el centro del disco.

Para $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} \approx -155.5^\circ$ ($\Delta_{\mathcal{T}\mathcal{W}} \approx +105^\circ$) obtenemos en el centro del disco un desplazamiento al azul de 0.54 m\AA que es del orden del valor dado por Brandt y Schröter (1982) y Moore et al. (1966), y del deducido de Balthasar (1984) a partir de la relación estadística que él encuentra para líneas de hierro entre el desplazamiento del núcleo de la línea en el centro del disco y su altura de formación (sin embargo según una relación similar obtenida por Cavallini et al.(1986), cabría esperar un desplazamiento al azul mayor).

La Fig.6.7 muestra algunos resultados de nuestra simulación numérica y el polinomio de cuarto grado ajustado por Andersen (1984) para sus observaciones del efecto borde para esta línea Fe I 5576 (línea continua). Hemos elegido estas observaciones como referencia porque su autor adopta un criterio para definir la posición de la línea similar al adoptado por nosotros. En este caso, la curva de efecto borde ha sido también desplazada hasta coincidir con nuestro valor calculado en $\mu = 1$ debido a que los desplazamientos dados por el autor están normalizados al centro del disco. Los triángulos en la Fig.6.7 corresponden a los desplazamientos calculados para la combinación de $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = -155.5^\circ$ ($\Delta_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = 105^\circ$) y $\delta'_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = 157^\circ$ ($\Delta_{\mathcal{U}\mathcal{W}} = 70^\circ$). Los resultados ajustan razonablemente bien a la curva experimental; la menor coincidencia en $\mu \geq 0.7$ podría ser debido a una insuficiente compensación del desplazamiento al rojo mostrado en estas posiciones en el efecto borde que habíamos calculado considerando sólo granulación (ver Fig.6.2). El más bien pequeño desplazamiento máximo al azul obtenido para la línea sintética Fe 5576 en

$\mu = 1$ podría ser también atribuido al modelo granular que por sí sólo produce un desplazamiento al rojo en esta posición, como puede verse en la Fig.6.2, o a la necesidad de aumentar las fluctuaciones relativas de los parámetros (aumentando el valor elegido para \mathcal{W}). El que haya que cambiar las dife-

Figura 6.7: Efecto borde de la línea Fe I 5576 con $\delta'_{\mathcal{T}\mathcal{W}} = -155.5^0$, $\delta'_{u\mathcal{W}} = 157^0$. Posición de laboratorio en 0 mÅ.

rencias de fase, con respecto al caso de la línea K I 7699 para reproducir las observaciones, suponiendo que el incierto desplazamiento de aquella línea del hierro sea efectivamente al azul en el centro del disco, puede ser justificado en base a las diferentes alturas de formación de las líneas, con condiciones físicas diferentes para la propagación de la onda. De hecho, Deubner y Fleck (1989), estudiando dos líneas de Fe I formadas en 100 km y 220 km sobre $\tau = 1$, encuentran en el dominio de las ondas de gravedad, una importante dependencia de $\delta_{\mathcal{T}\mathcal{W}}$ con la profundidad. Así mismo, Bertello y Caccin (1990) y Bertello

et al. (1992) justifican aspectos observacionales en las oscilación de 5 minutos en términos de una dependencia con la altura en la fotosfera de las diferencias de fase entre la velocidad oscilatoria y las perturbaciones termodinámicas, y atribuyen dicha dependencia al amortiguamiento radiativo de la onda.

En resumen, *podemos concluir que la existencia de ondas de gravedad excitadas localmente por la penetración de la granulación en zonas convectivamente estables es necesaria para explicar el efecto borde y la variación centro-borde de los bisectores de líneas fuertes fotosféricas tales como la K I 7699.*

Contribución de estas ondas al calentamiento cromosférico

Para tener una estima de la eficiencia de estas ondas de gravedad como un mecanismo de calentamiento de la cromosfera, calculemos el **flujo de energía** transportada por ellas. El flujo de energía vertical Φ_z promediado sobre un período, para una onda gravito-acústica monocromática y adiabática en un medio isoterma, está dado por (Mihalas y Mihalas, 1984):

$$\Phi_z = \frac{p_1^* w_1 + p_1 w_1^*}{4} = \frac{\rho_o(0) \mathcal{W} \mathcal{W}^* a^2 \omega k_z}{2(\omega^2 - a^2 k_x^2)}$$

donde $\rho_o(0)$ es la densidad no perturbada en $\tau = 1$.

Cuando consideramos dos ondas que difieren sólo en el signo de k_x , e introducimos un término de corrección de fase $\Delta_{\mathcal{P}\mathcal{W}}$, p_1 y w_1 están dados por:

$$\begin{aligned} p_1 &= \rho_o e^{-\frac{z}{2H}} \left[e^{i(\omega t - k_x x + k_z z)} + e^{i(\omega t + k_x x + k_z z)} \right] \mathcal{P} e^{i\Delta_{\mathcal{P}\mathcal{W}}} \\ w_1 &= e^{-\frac{z}{2H}} \left[e^{i(\omega t - k_x x + k_z z)} + e^{i(\omega t + k_x x + k_z z)} \right] \mathcal{W} \end{aligned}$$

y sustituyendo en $(p_1^* w_1 + p_1 w_1^*)/4$ obtenemos la siguiente ecuación para el flujo de energía vertical:

$$\Phi_z = \frac{2\rho_o(0) \mathcal{W} \mathcal{W}^* a^2 \omega}{\omega^2 - a^2 k_x^2} \cos^2(k_x x) \left[k_z \cos \Delta_{\mathcal{P}\mathcal{W}} - \frac{\gamma - 2}{2H\gamma} \sin \Delta_{\mathcal{P}\mathcal{W}} \right]$$

donde el término $\cos^2(k_x x)$ hace a esta fórmula dependiente de x .

Tomando $\Delta_{pW} = \Delta_{uW}$ para mantener la diferencia de fase de 90° entre las fluctuaciones p_1 y u_1 , hemos hecho los cálculos del flujo de energía promediado en x , $\overline{\Phi_z}$, para el caso de la onda A con $\delta'_{\tau W} \approx 29.5^\circ$ y $\delta'_{uW} \approx -38^\circ$ ($\Delta_{uW} = -125^\circ$) utilizada anteriormente y que era la que mejor reproducía el efecto borde y los bisectores de la línea K I 7699. Los resultados son 0.13×10^6 y $0.54 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, para W en $\tau = 1$ igual a 15 y 30 m/s, respectivamente. *Los valores obtenidos están en conformidad (aunque ligeramente inferiores) con la cantidad de $\sim 10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, estimada por Athay y White (1978), Anderson y Athay (1989) y Stix (1989) para compensar las pérdidas radiativas de la cromosfera en calma.*

6.4 Bisector en el centro del disco solar

En el apartado 6.3.2 hemos visto como la inclusión de una onda acústico gravitatoria permite reproducir el efecto borde de las líneas fuertes K I 7699 y Fe I 5576, así como la variación centro-borde de la forma del bisector para la línea de potasio. Sin embargo creemos que la reproducción de la forma del bisector es susceptible de mejora si tenemos además en cuenta que la simulación de los bisectores de las líneas Fe I 5576 y Fe I 5635 no es satisfactoria en comparación con las observaciones. Por ello, vamos a plantear la inclusión de nuevos mecanismos que, sin alterar nuestros logros en la reproducción del efecto borde de las líneas fuertes, completen el escenario dinámico de la fotosfera permitiendo un ajuste más fiel del bisector tanto en el caso del potasio como en las dos líneas del hierro, y por razones de simplicidad focalizaremos nuestro esfuerzo en el centro del disco solar.

6.4.1 Influencia en el bisector de las características de una observación. Interpretación teórica

En la Fig. 6.8 presentamos todos los bisectores absolutos (referidos a la longitud de onda de laboratorio ubicada en la abscisa 0) observados en el Sol en calma en $\mu = 1$ correspondientes a las campañas de Locarno y Kitt Peak (KQ1, KQ2, LQ2, LQ4, LQ3, LQ6, LQ5, LQ1, LQ18, LQ19, LQ20). Se han incluido también los bisectores LM1, LM2 y LM3 observados sobre mottles en $\mu = 1$. A la vista de la figura podemos establecer a grosso modo cuatro familias o grupos en las formas del bisector, y a priori ninguna relación entre su forma y su desplazamiento:

El *Grupo 1*, que contiene 4 bisectores de las observaciones de Locarno con forma de línea recta inclinada en la forma " \ ", con ausencia de desplazamientos al rojo de los niveles superiores del bisector frente a los inferiores (línea continua en la Fig. 6.8.a).

El *Grupo 2*, correspondiente a dos bisectores de Kitt Peak (línea discontinua en la Fig. 6.8.a); es una modificación del grupo anterior en los niveles superiores del bisector, donde se curva hacia el rojo.

El *Grupo 3*, que contiene 4 de los bisectores de Locarno cuya parte inferior es esencialmente vertical curvándose después hacia el azul en los niveles superiores (Fig. 6.8.b).

El *Grupo 4*, correspondiente a 4 de los bisectores de Locarno, que presentan una típica forma de "C". Dos de estos casos (línea de puntos en la Fig. 6.8.c) corresponden a observaciones realizadas sobre sendas mottles.

Las diferencias morfológicas apreciadas en estos bisectores pueden ser atribuidas a varios factores. Las condiciones físicas en cualquier punto del Sol, en

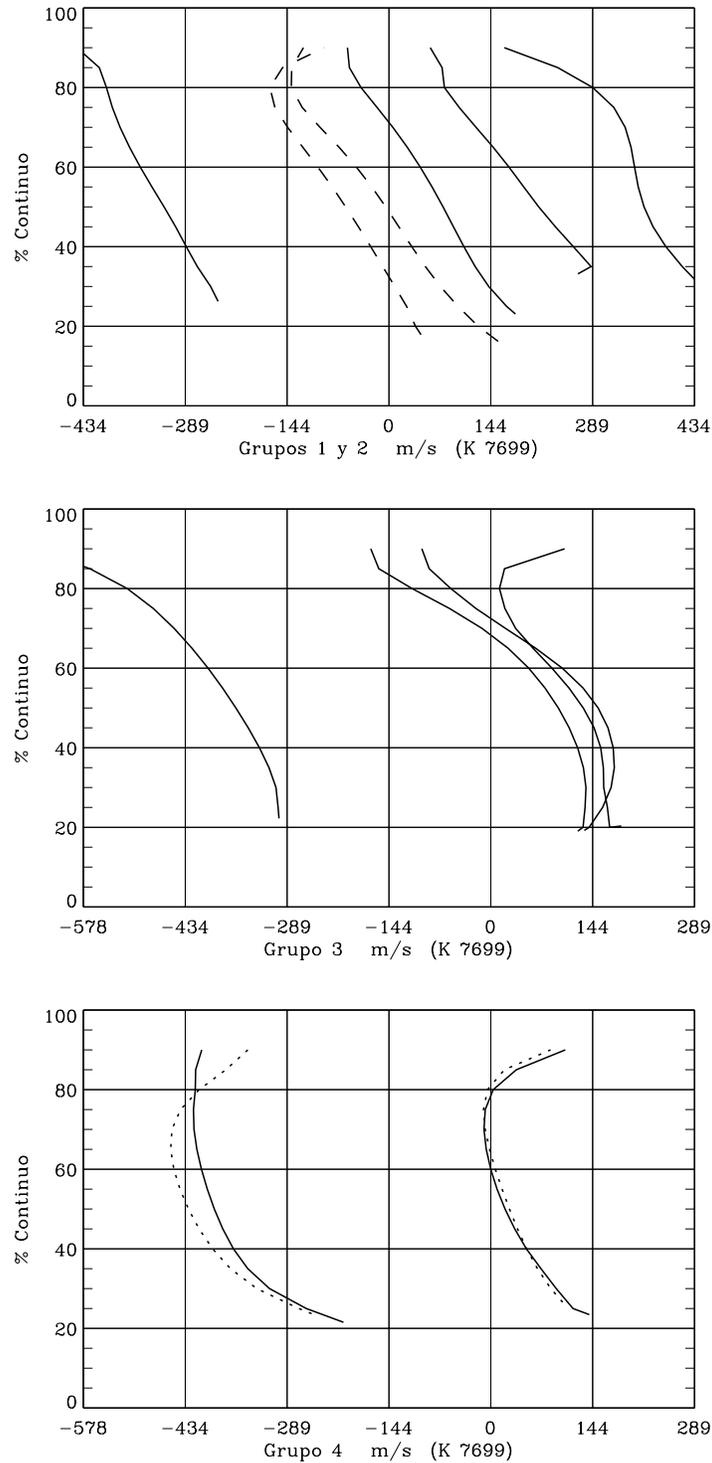


Figura 6.8: Bisectores absolutos observados de la línea K I 7699 en el centro del disco en el Sol en calma. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea continua= observados en Locarno; línea discontinua= observados en Kitt Peak; línea de puntos= observados en mottles en Locarno. Para más detalles ver el texto de la sección 6.4.1

este caso el centro del disco solar en calma, pueden presentar cambios temporales de largo o corto período (mesogranulación, supergranulación, oscilaciones, etc...) que podrían explicar algunas de las discrepancias mostradas. Así mismo, pueden influir las diferencias en los parámetros característicos de una observación: área total sobre la que se integra, número de espectros promediados, resolución temporal, características peculiares del instrumento utilizado, etc... Áreas de integración pequeñas u observaciones de corta duración pueden dar lugar a promedios defectuosos, en espacio o tiempo, de los fenómenos solares. Todos estos efectos, actuando juntos o separadamente, hacen difícil la definición de un bisector típico de la línea espectral en estudio para una posición μ dada.

Trataremos de reproducir cualitativamente tanto la forma como el desplazamiento de los bisectores de la Fig.6.8 haciendo uso, en nuestro modelo, de mecanismos físicos claramente identificados en la fotosfera solar y que pasamos a describir a continuación.

i) *Relación entre las áreas granular e intergranular o entre las velocidades verticales ascendentes y descendentes*

Es reconocido que el campo de velocidades granulares es el principal contribuyente a la forma del bisector en la mayoría de las líneas espectrales. En los apartados anteriores referentes a la síntesis de la línea, siempre hemos supuesto que la proporción de áreas granular e intergranular es del 50% y que las velocidades ascendente en el gránulo y descendente en el intergránulo sólo difieren en signo.

Hanslmeier et al. (1990, 1991) observan perfiles de líneas en las regiones granular e intergranular separadamente. Sus bisectores muestran diferencias morfológicas sustanciales en uno y otro caso. Esto nos ha sugerido la idea de

cambiar la proporción de áreas gránulo-intergránulo para ver como influye esta modificación en la forma del bisector del perfil integrado. En paralelo a las áreas también se han modificado las velocidades granular e intergranular en cada nivel de la atmósfera solar, de acuerdo con la ecuación de continuidad en la aproximación de fluido incompresible.

El área relativa granular se ha cambiado en el rango 40% -60%, haciendo además la simplificación, debido al carácter cualitativo de los cálculos de este apartado, de que la distribución de valores para cada parámetro atmosférico granular, β , a lo largo de una celda no es sinusoidal, sino que es una función escalonada de la forma $\beta(x) = \bar{\beta} \pm rms(\beta)$ (correspondiendo $+/-$ a gránulo/ intergránulo). Además, las velocidades granulares e intergranulares se han multiplicado por los factores convenientes en función de la relación de áreas tomada, imponiendo además la condición de que se conserven los valores de la rms de las velocidades verticales dadas por el modelo de Nelson en cada nivel. Podría darse el caso de que relaciones de área distintas del 50 % no fueran un efecto solar real sino meramente observacional, debido por ejemplo a una selección de áreas de integración muy pequeñas que cubran una proporción no equilibrada estadísticamente de área granular e intergranular. Para acercarnos a esta posibilidad hemos realizado también la prueba de cambiar la proporción de áreas pero sin modificar la velocidad, es decir, suponiendo que las velocidades verticales ascendentes y descendentes sólo difieren en signo. De esta manera podemos simular bisectores obtenidos con promedios defectuosos en área, debido a medidas muy locales como podría ocurrir en algunos de los ejemplos de las campañas de Locarno.

Los efectos que estos experimentos numéricos producen sobre el bisector se manifiestan en sus niveles superiores, desplazándose el punto de máxima curvatura a niveles más o menos altos, no produciéndose desplazamiento del

mínimo para las líneas fuertes en estudio. En resumen, *los cambios de relación de áreas granular-intergranular gobiernan esencialmente la parte superior del bisector* como puede verse en la Fig.6.9.a,b,c para las tres líneas que estudiamos.

ii) Mesogranulación

Además de la granulación, otros campos de velocidades fotosféricas como la meso y la supergranulación podrían tener influencia sobre los bisectores y desplazamientos de la línea observados. Los flujos verticales de la supergranulación tienen lugar en puntos muy concentrados de la superficie (de unos pocos segundos de arco), lo que hace que los flujos horizontales dominen espacialmente en el disco solar sobre los primeros. Este campo de velocidades horizontales (300 o 400 m/s) es responsable esencialmente de desplazamientos globales de las líneas fuera del centro del disco y por lo tanto de la dispersión en las medidas de su efecto borde (Bonet et al., 1991). En las observaciones en el centro del disco, la mesogranulación juega probablemente un papel más importante. Su escala espacial (5 - 10 Mm) es mucho más pequeña que la de la supergranulación (~ 30 Mm), por lo que nuestras observaciones con toda probabilidad estarían afectadas por sus movimientos verticales (November et al., 1981). Por otra parte el gradiente de las velocidades mesogranulares verticales, observado en las capas fotosféricas (Deubner, 1989), hace que la mesogranulación pueda ser responsable de desplazamientos globales de la línea, y posiblemente de alteraciones en la forma del bisector.

Los datos para nuestra simulación de mesogranulación están basados en la determinación de velocidades mesogranulares realizada por Deubner (1989), utilizando dos líneas solares, C I 5380 y Fe I 5383, que se forman en dos alturas diferentes de la atmósfera, 0 y 200 km por encima de $\tau = 1$ respectivamente. De estas observaciones obtuvo unas *rms* de velocidades radiales

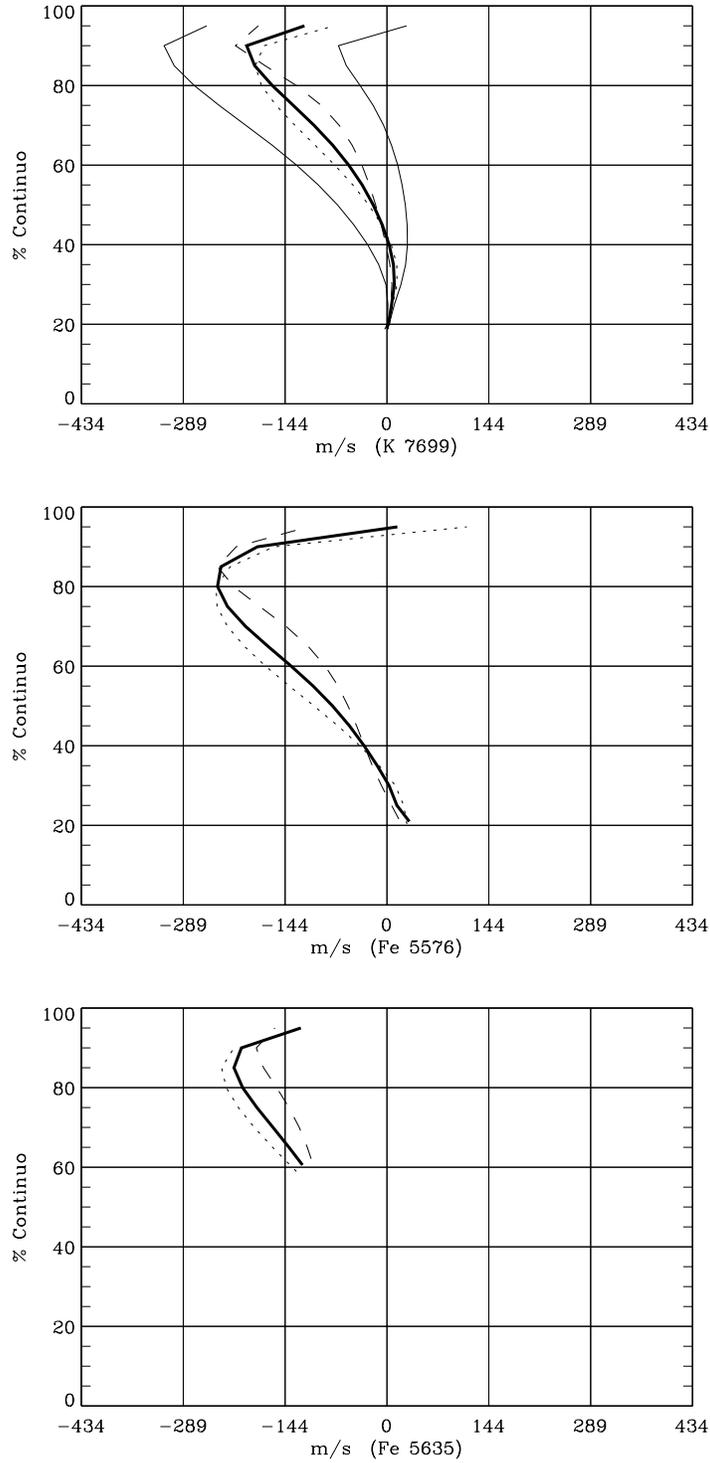


Figura 6.9: Bisectores sintéticos en el centro del disco variando el área relativa granulo-intergranulo. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea continua de trazo grueso= 50% ; línea de puntos= 60% ; línea discontinua de rayas= 40% ;líneas continuas de trazo débil sólo para el potasio= 60% y 40% sin variar las velocidades (desplazadas al azul y rojo respectivamente respecto de la del 50%)

mesogranulares de 300 y 200 m/s correspondiendo respectivamente a las alturas en el Sol antes citadas.

En este trabajo hemos supuesto que la variación de la *rms* con la altura en la atmósfera solar es lineal tomando los valores dados por Deubner en las alturas de formación de las dos líneas estudiadas por él. Sumando o restando estas velocidades a las granulares hemos construido dos módulos granulares con un flujo mesogranular ascendente o descendente respectivamente. Para emular observaciones que estén afectadas parcialmente por flujo ascendente y descendente en la atmósfera, hacemos una suma pesada con distintos porcentajes de las líneas que se obtienen en ambos módulos.

En la Fig.6.10 se observan los resultados de la superposición de granulación con distintas relaciones de área granular-intergranular y de mesogranulación en el supuesto de estar observada en un 100% de flujo ascendente o 100% de descendente. Con otras proporciones de flujo ascendente y descendente resultarían figuras intermedias.

La variación producida por la mesogranulación consiste en un desplazamiento global de todo el bisector afectando por consiguiente a la determinación del efecto borde. En las líneas fuertes además ocasiona una ligera modificación de la inclinación del bisector que afecta esencialmente a los niveles más bajos.

iii) Ondas acústico-gravitatorias

Otro campo de velocidades macroscópicas que puede modificar tanto la forma como el desplazamiento de una línea es el producido por algún tipo de movimiento ondulatorio. Por consiguiente, hemos añadido a las simulaciones anteriores de la granulación los cálculos correspondientes a una onda acústico-gravitatoria con las mismas características descritas en la sección 6.3.2 (caso en que se desplazaba el mínimo hacia el rojo), con una longitud de onda horizontal de $\lambda_x = 750$ km, pero en este caso con una amplitud en las fluctuaciones

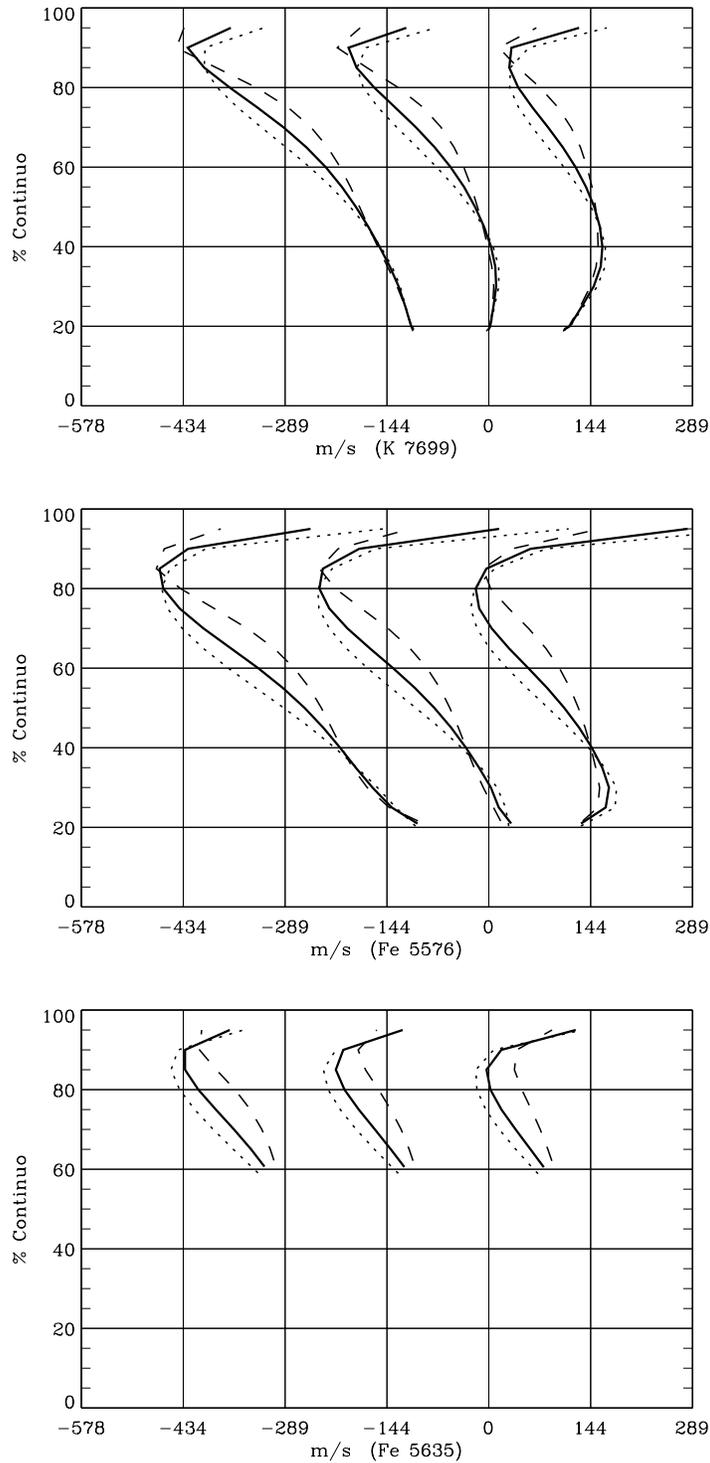


Figura 6.10: Bisectores sintéticos absolutos de las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635 considerando en la simulación granulación + mesogranulación + variaciones en el área granular. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea continua= 50% área granular; línea de puntos= 60% ; línea discontinua de rayas= 40% . Grupo de líneas de la izquierda= 100% flujo mesogranular ascendente; Grupo de líneas de la derecha= 100% flujo mesogranular descendente; Líneas del centro= sin flujo mesogranular.

de la velocidad vertical de 20 m/s en $\tau = 1$.

El efecto producido sobre el bisector en las líneas K I 7699 y Fe I 5576 está localizado especialmente en los niveles más bajos del bisector, y por tanto afecta también al desplazamiento del mínimo de la línea, lo cual resulta un comportamiento lógico puesto que la amplitud de las fluctuaciones crece exponencialmente con la altura en la atmósfera solar. En la línea Fe I 5635 el efecto producido por esta onda es casi nulo debido a que su altura de formación se localiza en zonas más profundas de la atmósfera, donde la amplitud de las oscilaciones de los parámetros atmosféricos es prácticamente despreciable.

En la fig.6.11 se muestran los bisectores que resultan del efecto combinado de granulación + mesogranulación (línea continua) y granulación + mesogranulación + onda (línea de puntos) para las tres líneas en estudio.

iv) *Microturbulencia*

Modelos teóricos de Stein y Nordlund (1989), y Cattaneo et al. (1991) destacan la presencia de fuertes flujos de materia en la zona intergranular. Holweger y Kneer (1989) encuentran un incremento de la anchura de líneas espectrales en las regiones intergranulares frente a las granulares, y recientemente Nesis et al. (1992) deducen de sus observaciones espectroscópicas la necesidad de aumentar la microturbulencia en la atmósfera en una banda por debajo de una altura de 150 km sobre $\tau = 1$.

En la línea de estas investigaciones hemos hecho nuevas simulaciones de bisectores en las que hemos dejado la microturbulencia constante con la altura, y con un valor de 1 km/s, pero reforzando sus valores hasta 2 km/s en la región intergranular desde $z = 0$ ($\tau = 1$) hasta $z = 150, 250, 350$ y 500 km por encima de $\tau = 1$. En la Fig.6.12 hemos superpuesto los bisectores calculados considerando granulación y este modelo de microturbulencia en los cuatro rangos de altura supuestos. Se observa que los efectos producidos sobre los

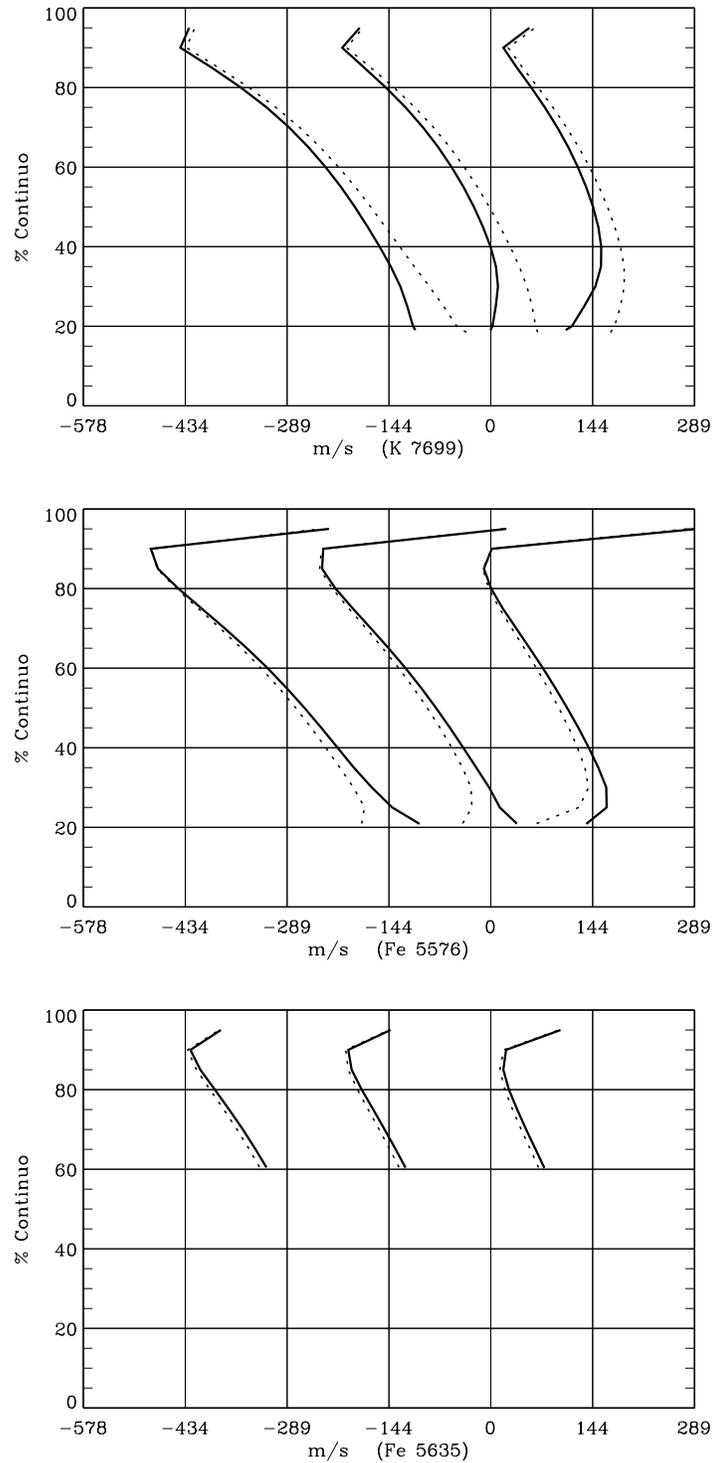


Figura 6.11: Bisectores sintéticos de las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635 considerando el efecto conjunto de: granulación + mesogranulación (línea continua) y granulación + mesogranulación + onda de gravedad (línea de puntos). Posición de laboratorio en 0 m/s. Grupo de líneas de la izquierda= 100% flujo mesogranular ascendente; grupo de líneas de la derecha= 100% flujo mesogranular descendente.

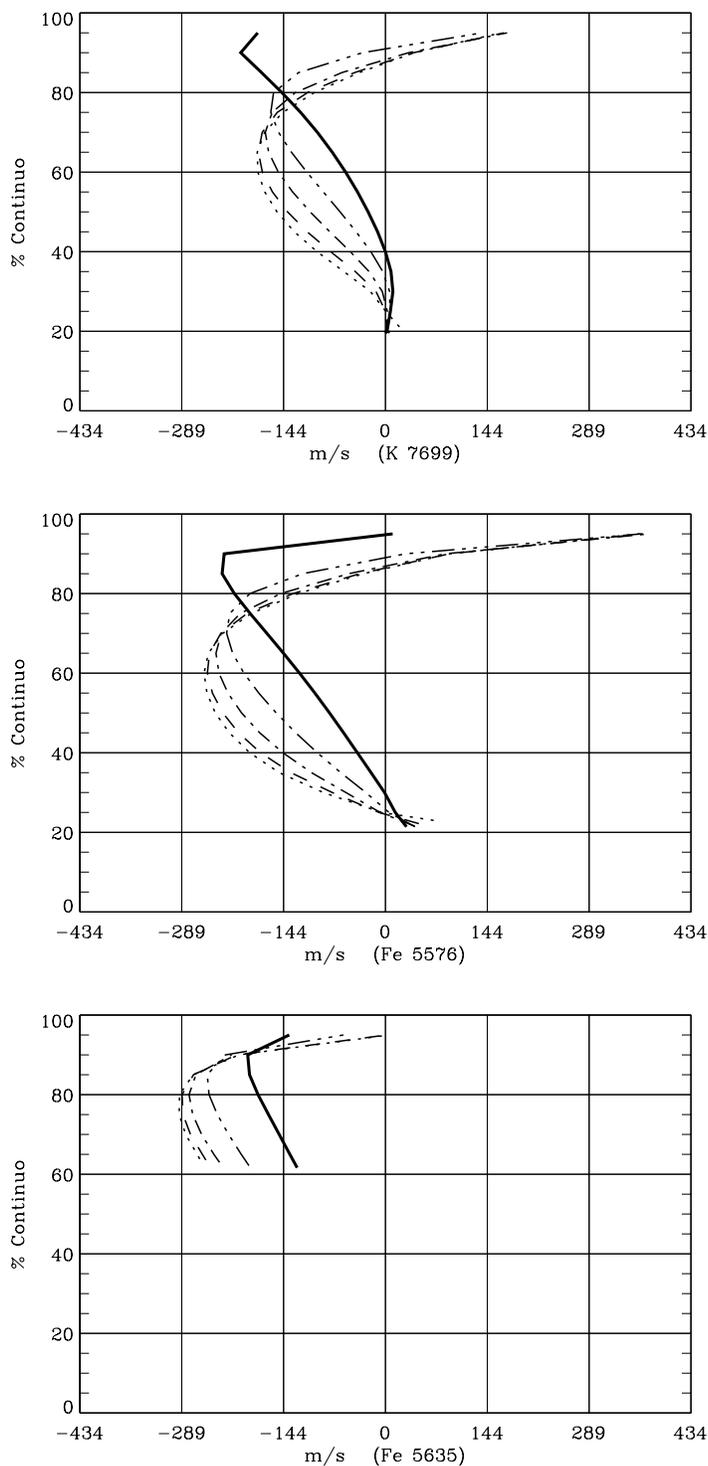


Figura 6.12: Bisectores sintéticos de las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635 con distintos valores de la microturbulencia. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea continua= microturbulencia de 1 km/s en toda la atmósfera; líneas discontinuas= modificación de la microturbulencia hasta 2 km/s sólo en la zona intergranular desde 0 hasta 150, 250, 350 y 500 km por encima de $\tau = 1$ (puntos de máxima curvatura cada vez en niveles más bajos del bisector, respectivamente).

bisectores son cualitativamente similares a los producidos por un incremento de las velocidades descendentes en el caso ya comentado de un aumento de área granular. *Los bisectores obtenidos para valores de microturbulencia reforzados hasta 150 km parecen ajustar bastante bien a las observaciones de las tres líneas en estudio.*

Otro posible parámetro a tener en cuenta por sus efectos sobre la forma y desplazamiento del bisector es el *tamaño horizontal de la celda granular* (Steffen et al., 1989) , que nosotros hemos mantenido constante en nuestros cálculos en toda esta sección (igual a 1500 km) porque sus efectos sólo se dejan notar en posiciones fuera del centro del disco.

Si tenemos en cuenta todas nuestras observaciones de la línea K I 7699, el intento de definir un bisector "típico" para esta línea, tal como hemos dicho anteriormente, presenta serias dificultades. Las medidas efectuadas seguramente están influidas por varios factores que colaboran a que la forma y el desplazamiento del bisector sea diferente de unas observaciones a otras (de hecho algunas formas obtenidas en las diferentes simulaciones mostradas reproducen cuando menos cualitativamente las de los bisectores individuales de la Fig.6.8):

- a) la zona integrada sobre el Sol en una observación particular puede presentar una peculiar relación de áreas granular-intergranular, sobre todo en los casos de pequeño diafragma de campo, y posiblemente mayor o menor influencia de la microturbulencia como consecuencia de ello.
- b) Una observación concreta puede estar situada en un lugar determinado de un mesogránulo que tenga un flujo ascendente en esos momentos, o descendente, o una cierta mezcla de ambos.
- c) La duración de cada observación es variable, por lo que los promedios temporales en algunos casos podrían ser defectuosos quedando el bisector promedio

afectado por oscilaciones incompletas de una onda.

d) Los instrumentos con los que hemos trabajado en las campañas de Locarno y Kitt Peak son diferentes, por eso no deben ser descartados los efectos instrumentales, a pesar de que en ambos casos se ha tratado de corregir tales efectos por métodos similares.

6.4.2 Bisector promedio

Teniendo en cuenta todos los aspectos que acabamos de mencionar, son más fiables para la obtención de un bisector típico de la línea de potasio en observaciones de baja resolución, los resultados obtenidos en Kitt Peak, ya que la zona del sol integrada en una medida era una ventana cuadrada de dimensión $5'' \times 5''$, o un promedio de todas las de Locarno puesto que fueron obtenidos limitando la rendija del espectrógrafo con diafragmas de campo que reducían la longitud de la rendija a $4''$, $8''$ o $40''$ sobre el Sol.

La Fig.6.13.a muestra en triángulos el promedio de todos los bisectores absolutos obtenidos en el centro del disco en Locarno (ver Fig.6.8 bisectores en línea continua o de puntos), y en cuadrados el promedio de los dos ejemplos también absolutos observados en Kitt Peak en modo normal de operación (hemos descartado uno en modo cociente) en el centro del disco (bisectores en línea discontinua en la Fig.6.8). Se observa una forma muy parecida en ambos bisectores medios, y un desplazamiento absoluto muy similar en todos los niveles del bisector. Hemos representado también los bisectores promedio de las observaciones, en el centro del disco, de Brandt y Solanki (1990) para las líneas de Fe I 5576 y 5635 Å (área de integración = $5 \times 25''^2$ y tiempo de integración 13.7 min.) y de Cavallini et al.(1986a) (área de integración = $1.1 \times 22.9''^2$) para la Fe 5576, todos ellos relativos al mínimo ante la incertidumbre de los desplazamientos absolutos de estas líneas del hierro.

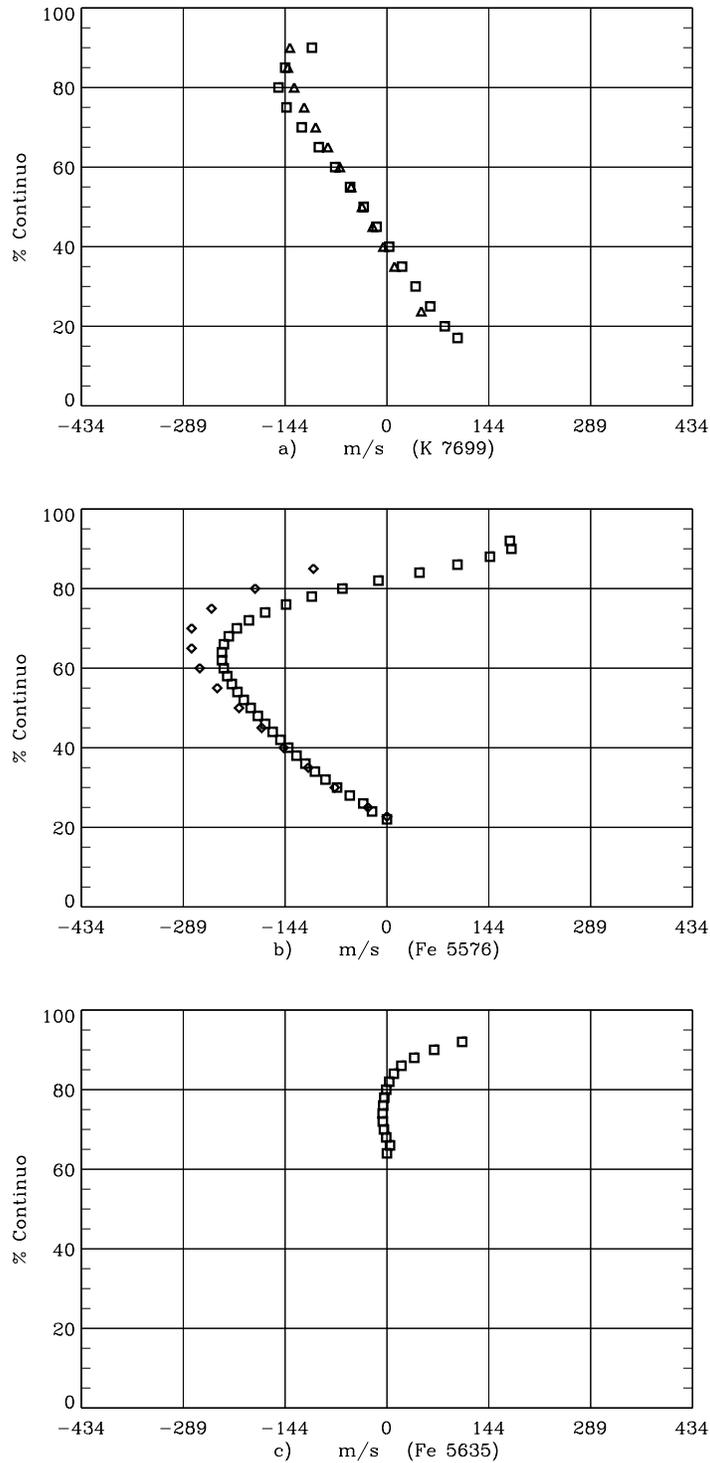


Figura 6.13: Regiones en calma en el centro del disco: a) Promedio de los bisectores absolutos observados en Kitt Peak (cuadrados) y en Locarno (triángulos) para la línea K 7699. Posición de laboratorio en 0 m/s; b) bisector promedio referido al mínimo de Brandt y Solanki (1990) (cuadrados) y de Cavallini et al. (1986a) (diamantes) para la línea Fe 5576; c) bisector promedio de Brandt y Solanki referido al mínimo para la línea Fe 5635.

Con algunos de los procesos físicos descritos en el apartado anterior (meso-granulación, proporción variable de área granular, onda, microturbulencia) podemos reproducir cada uno de los bisectores individuales observados que mostramos en la Fig.6.8. Basándonos en los, ahora conocidos, efectos producidos sobre el bisector por cada uno de los citados procesos separadamente, pretendemos conseguir una combinación adecuada de los mismos para reproducir el bisector promedio observado que presentamos en la Fig.6.13.

Con esta finalidad hemos hecho distintas pruebas y en la Fig.6.14.a mostramos uno de los mejores ajustes obtenidos para la línea de potasio, que corresponde a los efectos combinados de *microturbulencia reforzada con el valor de 2 km/s desde 0 hasta 150 km por encima de $\tau = 1$ como se ha expuesto en el apartado iv de 6.4.1 y a la onda descrita en iii de 6.4.1*. En la figura se observa la similitud en forma y desplazamiento absoluto entre la simulación y las observaciones, encontrándose mínimas diferencias entre los desplazamientos absolutos en todos los niveles del bisector sintético y el observado (existe otro bisector sintético que ajusta con una calidad similar a los bisectores observados del potasio y que corresponde a un cálculo realizado con una proporción de área granular del 60% y la misma onda anterior, pero el resultado no es bueno para las líneas del hierro).

Como comprobación de que el parecido entre simulación y observación no es exclusivo de la línea de potasio que tiene sus propias características, hacemos la síntesis, con los mismos supuestos en el modelado, de las líneas Fe I 5576 y Fe I 5635 que ya hemos dicho que se forman en alturas diferentes en el Sol. Los resultados para estas líneas están mostrados en la Fig.6.14.b,c junto a los bisectores observados desplazados, en este caso arbitrariamente, debido a la incertidumbre en las estimaciones de su posición absoluta que se encuentran en la literatura, y como se observa, el parecido también es cualitativamente

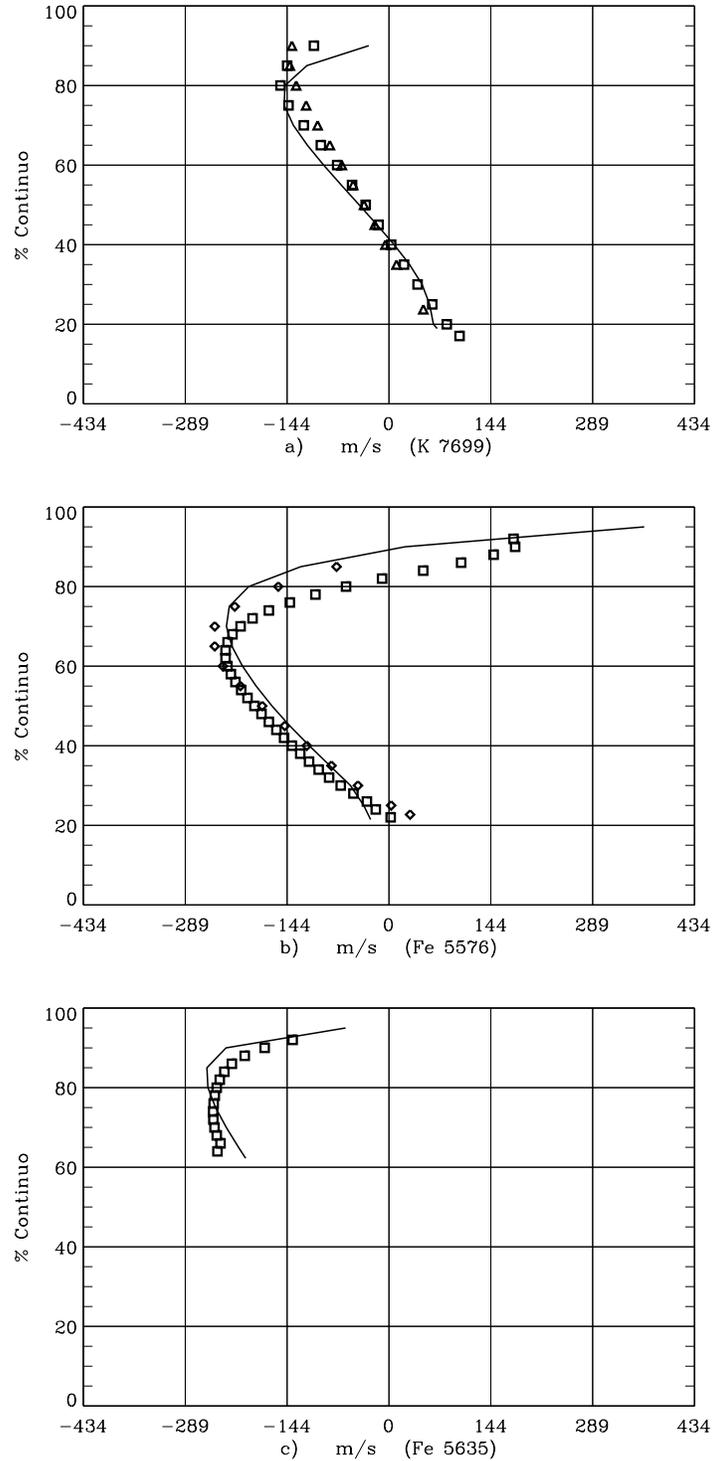


Figura 6.14: a) Promedio de los bisectores absolutos observados en Kitt Peak (cuadrados) y en Locarno (triángulos) en el centro del disco para la K 7699; b) bisector promedio de Brandt y Solanki (1990) (cuadrados) y de Cavallini et al. (1986a) (diamantes) para la línea Fe 5576 desplazados arbitrariamente; c) bisector promedio de Brandt y Solanki para la Fe 5635 desplazado arbitrariamente. Línea continua en a, b y c = bisectores sintéticos absolutos obtenidos con microturbulencia reforzada (2 km/s) en el intergránulo desde 0 hasta 150 km por encima de $\tau=1$ más una onda de gravedad (ver texto). Posición de laboratorio en 0 m/s.

bueno. Estos resultados reafirman la validez de nuestro modelo como una buena aproximación a los mecanismos físicos vigentes en la atmósfera solar en todas sus profundidades.

El proceso que acabamos de describir para mejorar la forma del bisector medio en el centro del disco, no afecta de una manera sustancial a la reproducción del efecto borde de las líneas K I 7699 y Fe I 5576 (ver sección 6.3.2): la microturbulencia la hemos modificado en zonas que afectan a la parte superior del bisector, sin cambiar el núcleo de la línea; y la onda de gravedad que hemos utilizado, aunque modifica la parte baja del bisector, es precisamente el mismo mecanismo que nos permitía modelar correctamente el efecto borde de líneas fuertes.

En esta sección hemos retomado el problema de mejorar el ajuste de los bisectores observados en el centro del disco solar, que resultan tanto de cada observación individual como del promedio de todas ellas. Para la línea K I 7699 hemos encontrado, atendiendo a su forma, diversas familias de bisectores individuales, *interpretando estas diferencias morfológicas en base a las peculiaridades de cada observación: influencia variable de la mesogranulación o de las ondas, promedios espaciales o temporales defectuosos, etc...* Considerando nuestro bisector observado promedio de la línea K I 7699 y los bisectores medios de las líneas Fe I 5576 y Fe I 5635 extraídos de la literatura, hemos conseguido un ajuste satisfactorio en el centro del disco, concluyendo que: *la contribución diferencial de la microturbulencia en el gránulo e intergránulo (aumento en la zona 0 - 150 km por encima de $\tau = 1$ en el intergránulo) se ha revelado como un factor decisivo en la reproducción de la forma de los niveles altos del bisector medio, mientras que de nuevo las ondas acústico-gravitatorias desempeñan un papel decisivo en los niveles bajos de las líneas fuertes.*

Un modelado más refinado de la dependencia de la microturbulencia con la

profundidad en el gránulo e intergránulo, así como la inclusión de los efectos de amortiguamiento radiativo en las ondas de gravedad nos permitirá en un futuro trabajo modelar la forma del bisector en otras posiciones del disco solar con análoga fidelidad a como se ha hecho en el centro.

6.5 Variación centro borde de otros parámetros de la línea

En la Fig.6.15 comparamos la variación centro-borde de los parámetros intensidad del mínimo, anchura equivalente y FWHM para la línea K I 7699 en el Sol en calma que resulta de las observaciones y de la simulación numérica. La línea de trazo débil muestra los resultados obtenidos con los supuestos de la sección 6.3.2 (onda acústico-gravitatoria y microturbulencia constante de 0.8 km/s). En línea gruesa mostramos los resultados para el caso contemplado en la sección 6.4.2 (onda acústico-gravitatoria de mayor amplitud, y microturbulencia de 2 km/s desde 0 a 150 km por encima de $\tau = 1$ en el intergránulo y 1 km/s en el resto). Los resultados de la síntesis reproducen cualitativamente la tendencia de la variación centro-borde hasta $\sim \mu = 0.4$. El segundo modelo proporciona valores más cercanos a los observados.

En la Fig.6.16 hacemos una comparación similar para los parámetros propuestos por Balthasar (1984) observados y calculados en los dos mismos supuestos anteriores. De nuevo el segundo modelo reproduce mejor, en general, los valores y la tendencia de variación observados, en posiciones no muy cercanas al borde solar.

También en la variación centro-borde de los parámetros que acabamos de estudiar se confirma de nuevo la importancia de la inclusión de una onda acústico-gravitatoria, y de un refuerzo diferencial de la microturbulencia en la zona

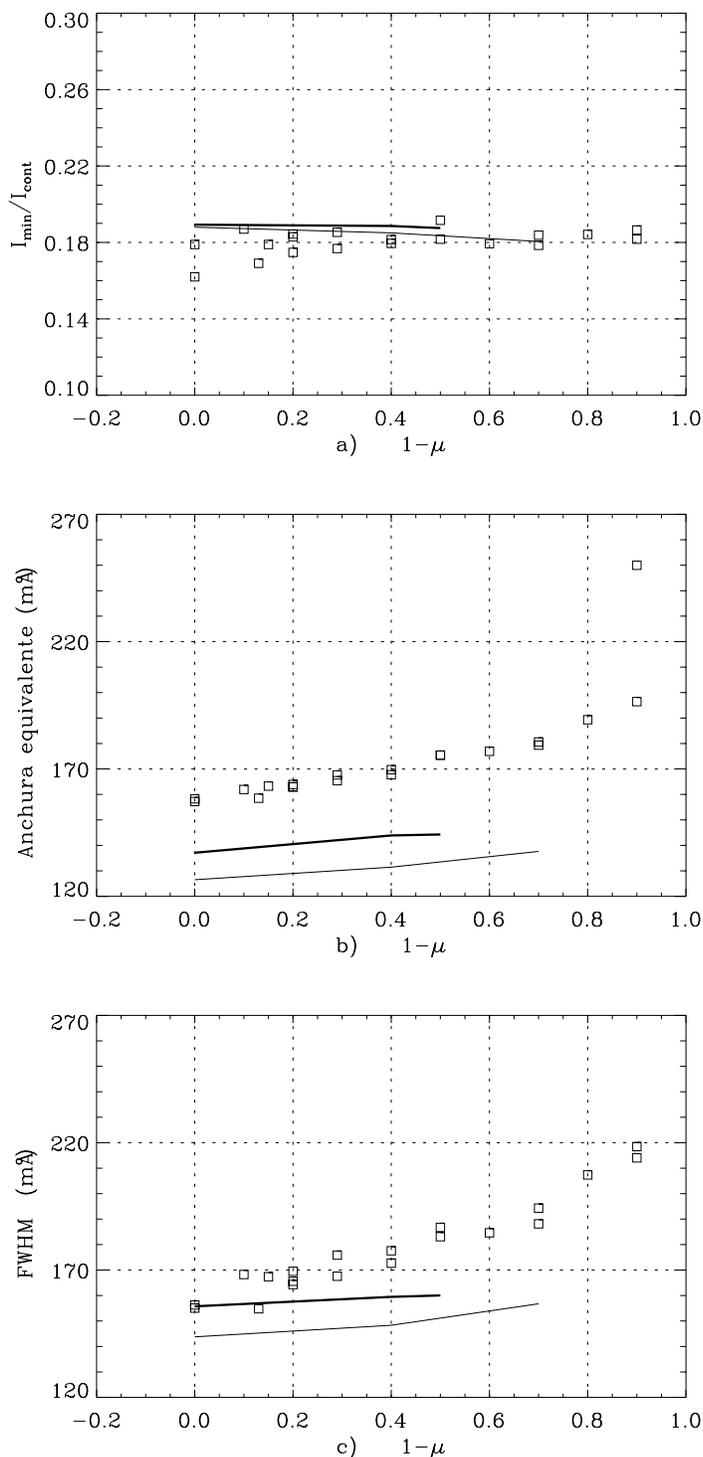


Figura 6.15: Variación centro-borde en los parámetros de la línea K I 7699 con el Sol en calma. Cuadrados= observaciones de Kitt Peak. Simulación: línea débil= resultados obtenidos con una onda de gravedad y microturbulencia constante de 0.8 km/s; línea gruesa= resultados obtenidos con microturbulencia reforzada (2 km/s) en el intergránulo desde 0 hasta 150 km por encima de $\tau=1$ más una onda de gravedad. Ver texto para más información. a) Intensidad del mínimo; b) anchura equivalente; c) FWHM.

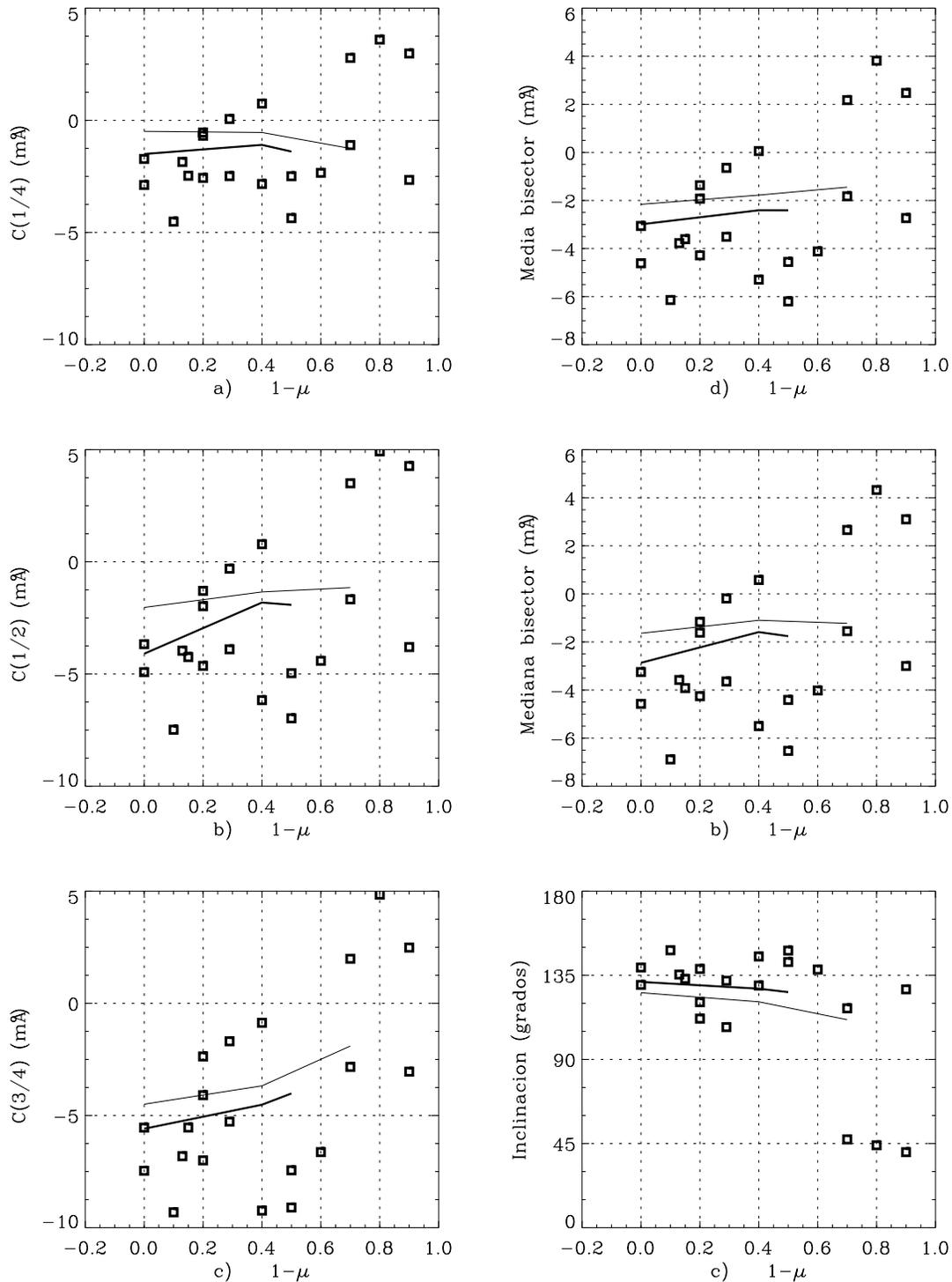


Figura 6.16: Variación centro-borde para el Sol en calma de los parámetros de Balthasar (1984) para el bisector de la línea K I 7699. a) $C_{1/4}$, b) $C_{1/2}$, c) $C_{3/4}$, d) media, e) mediana y e) inclinación. Cuadrados= observaciones de Kitt Peak. Simulación: línea débil= resultados obtenidos con una onda de gravedad y microturbulencia constante de 0.8 km/s; línea gruesa= resultados obtenidos con microturbulencia reforzada (2 km/s) en el intergránulo desde 0 hasta 150 km por encima de $\tau=1$ más una onda de gravedad. Ver texto para más información.

del intergránulo para ajustar mejor las observaciones en posiciones no muy alejadas del centro del disco. Queda pendiente para un futuro trabajo, como hemos dicho en el apartado anterior, el refinamiento en el modelado de la microturbulencia con la profundidad, y la consideración del amortiguamiento radiativo en las ondas para reproducir mejor las observaciones en posiciones μ alejadas del centro del disco solar.

Capítulo 7

Dinámica de las regiones faculares

7.1 Introducción

En este capítulo, que es una continuación lógica del anterior, trabajaremos en la síntesis de una línea solar en regiones faculares (RF) en el centro del disco, en un intento de reproducir los resultados observacionales. Detallaremos las modificaciones que se hacen en el código numérico para este caso especial y las nuevas aproximaciones y modelos de atmósfera utilizados (sección 7.2). En la sección 7.3 compararemos los resultados sintéticos de la línea con las observaciones en el centro del disco, describiendo los fenómenos físicos de la atmósfera solar que influyen en la forma del bisector; así mismo se incluye un estudio del comportamiento de los perfiles fotométricos de nuestro modelo de región facular (RF).

En este estudio tomaremos como referencia nuestras observaciones en regiones

faculares de la línea K I 7699 y las de Brandt y Solanki (1990) para las Fe I 5576 y Fe I 5635.

7.2 Aproximaciones y Modelos utilizados

En los años 60 se observó un debilitamiento en la intensidad del mínimo de líneas espectrales que coincidía con un incremento en el brillo del continuo (Sheeley, 1967; Beckers y Schröter, 1968), y posteriormente se descubrió que este efecto estaba asociado con la existencia de concentraciones magnéticas a pequeña escala (Livingston y Harvey, 1969; Stenflo, 1973). Dunn y Zirker (1973) y Simon y Zirker (1974) identificaron las fáculas (zonas de brillo realzado) situadas en el borde solar con los llamados filigrees. Estas estructuras se observan individualmente en el centro del disco y han sido asociadas con campos magnéticos a pequeña escala - tubos de flujo - aunque recientes observaciones (Keller, 1992) han mostrado que no siempre es así; se encuentran situadas en los bordes de las celdas de la supergranulación formando la red cromosférica, y su proporción numérica se encuentra incrementada cerca de las manchas solares formando las regiones faculares.

7.2.1 Características generales del modelo

Para obtener simulaciones de líneas en zonas faculares hemos construido una atmósfera con dos componentes: una componente magnética (tubo de flujo), y otra no magnética (granulación fotosférica circundante). La resolución de la ecuación de transporte se hace en la “aproximación de campo débil” detallada en la sección 5.6.1, obteniendo como resultado los perfiles I y V de las líneas. Para la simulación del tubo de flujo magnético despreciamos las fuerzas de tensión magnética y la componente horizontal del campo magnético, es decir,

haremos la aproximación llamada de tubo delgado, por lo que se supone que la diferencia de presiones entre el interior y exterior del tubo es exactamente la presión magnética, y se podrá escribir:

$$P_g^i(z) + \frac{B^2(z)}{8\pi} = P_g^e(z)$$

de esta manera obtenemos el valor del campo magnético $B(z)$ en todas las profundidades de la atmósfera a partir de las presiones, considerándolo constante dentro del tubo en la dirección x . Haremos la suposición de que el flujo magnético es constante con la altura, y en el supuesto de que el tubo sea circular y su radio en la profundidad z valga $r(z)$, su valor será:

$$\Phi = cte. = \pi r^2(z)B(z)$$

Fijando el radio del tubo a una cierta profundidad de la atmósfera, por ejemplo en $\tau = 1$, o bien en la última capa considerada, obtenemos Φ , y por consiguiente la distribución de los radios a través de la atmósfera es decir la geometría del tubo de flujo, resultando que sus paredes se expanden con la altura según la expresión:

$$r(z) = \sqrt{\frac{\Phi}{\pi B(z)}}$$

La forma del tubo depende pues de las presiones en el interior y en el exterior del tubo, es decir, de los modelos concretos de atmósferas magnética y no magnética que utilicemos. Para la atmósfera media exterior usamos, como en los cálculos para las regiones en calma, el modelo VAL-C, extendido hacia capas más profundas de la atmósfera incorporando la parte superior del modelo de convección de Spruit (1977); y para las fluctuaciones de los parámetros termodinámicos correspondientes a la granulación usamos en primera aproximación el modelo de Nelson tal como hemos descrito en el apartado 6.2.

En cuanto a la parte magnética, existen en la literatura varios modelos de

atmósferas de tubos de flujo, unos están obtenidos mediante estudios de perfiles espectrales I, o de la variación centro borde de la intensidad del continuo, y otros están basados en el estudio de los perfiles V de Stokes. En nuestra simulación la atmósfera en el interior del tubo de flujo fué tomada de Solanki (1989b) (modelo obtenido basado en los perfiles de V) después de hacer varias pruebas con los dos modelos de Walton (1987), y con el de Chapman (1979) (ambos basados en perfiles de I) y comprobar que los perfiles de V resultaban mejor simulados frente a los observados para líneas conocidas (por ejemplo Fe I 5250) (Ver Solanki, 1987, 1989c para saber más detalles y generalidades sobre modelos de tubos de flujo).

Con estas dos atmósferas hemos construido un *módulo de cálculo* de dos componentes (ver Fig.7.1), en las dimensiones x , z , en donde la zona magnética correspondería a una sección longitudinal a lo largo de un diámetro, del tubo de flujo calculado anteriormente, y la zona no magnética estaría ocupada por una celda granular con las fluctuaciones en x , z ya descritas en la sección 6.2. La longitud total de este módulo la hemos tomado de 1500 km y el diámetro del tubo de 150 km a una profundidad de 160 km por debajo de $\tau = 1$. El tubo de flujo lo hemos colocado ocupando el centro del intergránulo y el resto del espacio de este módulo, en la dirección x , está ocupado en todas las alturas z por una celda granular completa. El tamaño correspondiente a esta celda granular varía con la altura conforme el tubo se ensancha, desde 1350 km en el fondo de la estructura, hasta 990 km en la zona del mínimo de temperatura. Así se obtiene que la celda granular tiene un tamaño más pequeño en la región facular que en la fotosfera en calma (habíamos supuesto que era de 1500 km en la sección 6.4.1), lo que concuerda con las observaciones de Title et al. (1989, 1992) (ver Capítulo 1), y resulta además que en la celda granular la división entre gránulo e intergránulo no es una línea vertical en profundidades, como

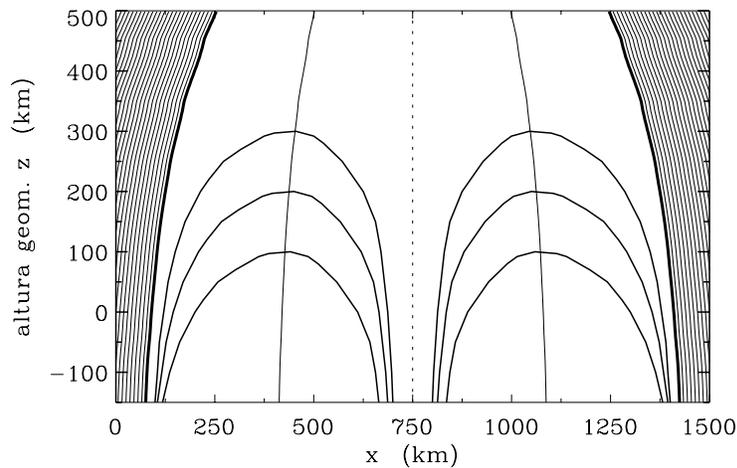


Figura 7.1: Módulo de región facular. El tubo de flujo magnético corresponde a la zona sombreada y el centro del gránulo está señalado con línea de puntos.

se puede ver en la Fig.7.1. El desplazamiento vertical de la atmósfera del tubo frente a la fotosfera que lo rodea, viene determinado por el valor de la depresión Wilson, que hemos supuesto que es de 130 km. Así la capa correspondiente a $\tau = 1$ en el tubo de flujo estará situada 130 km por debajo de $\tau = 1$ en la fotosfera circundante.

Dentro del tubo hemos supuesto que todas las cantidades atmosféricas permanecen constantes en la dirección horizontal x , que la microturbulencia toma el valor de 1 km/s, constante con la altura z , y que no existen campos de velocidades en su interior.

Para obtener el perfil de una línea en un módulo de estas características hemos hecho más pequeño el intervalo de muestreo que en las simulaciones en regiones no magnéticas (sección 6.2), tanto en la dirección x que ahora es de 18.75 km, como en la dirección z que pasa a ser de 5 km. La razón de este cambio se debe a que la presencia del tubo introduce discontinuidades en los parámetros

atmósfericos en ambas direcciones que afectan a la estabilidad de los resultados numéricos, sobre todo en lo concerniente al estudio de la *rms* de las fluctuaciones de brillo del continuo, perfiles V, etc.

Con la elección que hemos hecho de las atmósferas interior y exterior al tubo, el campo magnético dentro del tubo calculado a la altura de $\tau_c = 1$ del Sol en calma es de 1300 G (1800 G en $\tau_c = 1$ dentro del tubo), disminuyendo con la altura hasta tomar el valor 160 G en la capa correspondiente al mínimo de temperatura; el valor del flujo magnético, Φ , resulta ser de $3.3 \times 10^{17} \text{ Mx}$, que es comparable al que obtiene Walton (1987) con sus modelos ($4 - 4.5 \times 10^{17} \text{ Mx}$), o al valor $4.4 \times 10^{17} \text{ Mx}$ obtenido por Mehlretter (1974).

7.2.2 Modificación de la función fuente de la línea en el tubo de flujo

Siguiendo los mismos razonamientos que hicimos con el Sol en calma, los cálculos generales correspondientes a equilibrios de ionización y excitación los seguimos haciendo en condiciones de L.T.E.; pero la corrección que hacíamos en el Sol en calma para la función fuente en la línea, utilizando los coeficientes de alejamiento obtenidos por de la Reza y Müller (1975), ahora se complica en presencia de un campo magnético. Tales coeficientes eran válidos para una atmósfera solar en calma, y en función de esa atmósfera nosotros los expresábamos en definitiva como dependientes de la profundidad z .

En el presente caso, al cambiar sustancialmente la atmósfera dentro del tubo respecto de la que se empleó para deducir tales coeficientes, no sería una buena aproximación evidentemente seguir utilizándolos, y por tanto habrá que recurrir a otras consideraciones.

Supongamos un modelo atómico esquemático de dos niveles, entre los cuales

pueden existir transiciones radiativas y colisionales. Este modelo, aún siendo muy simple, puede darnos una buena descripción para aquellas líneas que se excitan desde el nivel base en las cuales el acoplamiento al continuo resulta débil (Mihalas, 1970, p.354). Este es el caso de la línea K I 7699 en estudio, puesto que es de resonancia. Si se supone además que no hay otras fuentes de emisión o absorción en la frecuencia de la línea, y que hay redistribución completa de fotones, se puede hacer la siguiente aproximación (que es sólo rigurosamente válida en el caso particular de una atmósfera planoparalela de temperatura constante) para la función fuente de la línea en la superficie del Sol, (ver por ejemplo Mihalas, 1970, p.364):

$$S_l(0) \approx B(\tau = 0)\sqrt{\varepsilon}$$

donde $B(\tau = 0)$ es la función de Planck en la superficie, $\varepsilon = \frac{\varepsilon'}{1 + \varepsilon'}$, $\varepsilon' = \frac{N_e \Omega_{21}}{A_{21}} (1 - e^{-h\nu_{12}/kT})$, siendo N_e la densidad electrónica, Ω_{21} el ritmo de las excitaciones colisionales (que varía esencialmente en función de \sqrt{T}), y A_{21} el correspondiente coeficiente de Einstein. Ahora bien, en nuestro caso se puede considerar $\varepsilon' \ll 1$ (ver Mihalas, 1970, p.355) por lo que $\varepsilon \approx \varepsilon'$. Además el término $e^{-h\nu_{12}/kT} \sim 0.02$, por lo que lo despreciamos frente a 1 y podemos escribir finalmente:

$$\varepsilon \approx \frac{N_e \Omega_{21}}{A_{21}}$$

Por tanto

$$\frac{S_l(0)}{B(\tau = 0)} = \sqrt{\frac{\Omega_{21}}{A_{21}} N_e}$$

Llamando $a = \sqrt{\frac{\Omega_{21}}{A_{21}}}$ y poniendo subíndices T para el tubo de flujo, y Q para el Sol en calma, en la superficie de ambas atmósferas se tendrá:

$$\left(\frac{S_l(0)}{B(\tau=0)}\right)_T = a\sqrt{N_{eT}}$$

$$\left(\frac{S_l(0)}{B(\tau=0)}\right)_Q = a\sqrt{N_{eQ}}$$

donde además hemos supuesto que el valor de a es el mismo dentro del tubo y fuera de él, puesto que $a_T/a_Q = (T_T/T_Q)^{1/4} \approx 1$.

De estas expresiones se deduce:

$$\left(\frac{S_l(0)}{B(\tau=0)}\right)_T = \left(\frac{S_l(0)}{B(\tau=0)}\right)_Q \sqrt{\frac{N_{eT}}{N_{eQ}}}$$

donde

$$\left(\frac{S_l(0)}{B(\tau=0)}\right)_Q = f_Q$$

son los coeficientes que han sido estimados por de la Reza y Muller (1975) para el Sol en calma y que hemos utilizado en los cálculos anteriores. De esta manera obtenemos el cociente entre S_l y B en el tubo en función de parámetros conocidos.

Ahora bien, *¿hasta qué profundidad es válida esta aproximación de superficie?*

$$\left(\frac{S_l}{B}\right)_T = f_Q(z) \sqrt{\frac{N_{eT}}{N_{eQ}}} = g(z)$$

La forma de esta función $g(z)$ se mantiene aproximadamente paralela a $f_Q(z)$ desde la primera capa considerada hasta la zona donde aproximadamente $\tau_l = 1$, pero conforme nos acercamos a las zonas más profundas de la atmósfera no converge a 1, es más, se aleja fuertemente de este valor, lo cual significa que la suposición adoptada deja de ser válida. Por consiguiente consideramos buena esta aproximación de superficie desde la capa correspondiente al mínimo de temperaturas hasta la correspondiente a $\tau_l = 1$ dentro del tubo. Debemos

construir ahora la función fuente en la línea en el resto de la atmósfera del tubo.

Consideraremos que la profundidad de termalización de la función fuente en la línea en el interior del tubo (profundidad de la atmósfera del tubo donde la función fuente en la línea alcanza el valor de la función de Planck) se encuentra desplazada en profundidad un valor igual a la depresión Wilson considerada. Hemos probado a hacer una extrapolación lineal de $g(z)$ desde la capa correspondiente a $\tau_l = 1$ hasta la correspondiente a la profundidad de termalización de la línea en el tubo. En el resultado surgen dos importantes objeciones: a) la recta extrapolada no tiende asintóticamente a 1 en la zona de termalización; y b) en la profundidad de $\tau_l = 1$ se forma un punto anguloso. Para obviar estos problemas enlazamos la función $g(z)$ en $\tau_l = 1$ con la función $f_Q(z)$ trasladada hacia capas más profundas en una cantidad aproximadamente igual a la depresión Wilson, obteniendo así una función fuente en la línea que tiende a 1 en la profundidad de termalización. La Fig.7.2 muestra el resultado de esta operación.

7.2.3 Simulación de la resolución del telescopio

El perfil de intensidad del continuo obtenido a lo largo de un módulo tubocelda granular presenta un aspecto como el de la Fig.7.3. En ella se observa un perfil brillante para el tubo y un perfil más oscuro para la parte correspondiente a la granulación. Si miráramos la estructura resultante sobre el plano de la superficie del Sol se observaría en el centro una zona brillante, que corresponde a líneas de visión que atraviesan exclusivamente el tubo (cilindro central), circundada por dos anillos concéntricos: el primero aún más brillante, y el segundo más oscuro, correspondientes a líneas que atraviesan parte de tubo y parte de granulación (rayos "canopy"). Estos anillos son similares a los

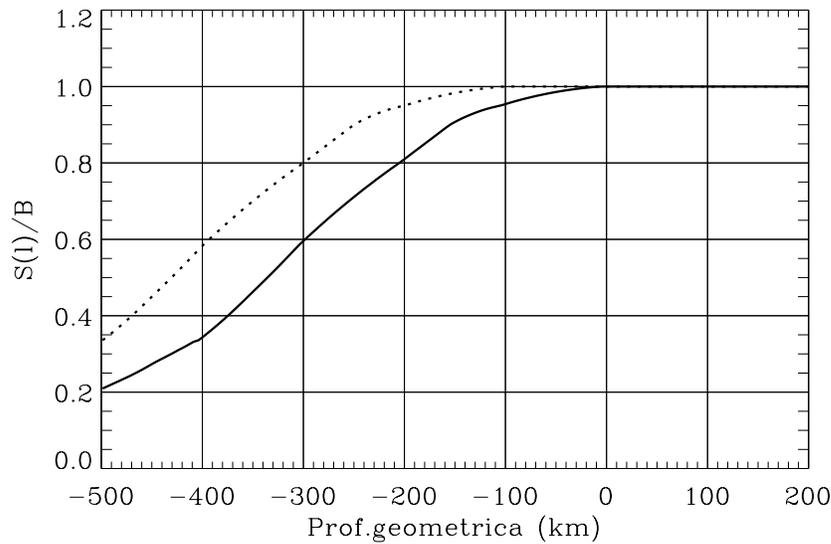


Figura 7.2: Relación entre la función fuente en la línea K I 7699 y la función de Planck, frente a las profundidades geométricas. Línea de puntos= relación correspondiente al Sol en calma; línea continua= relación en una región facular.

obtenidos en los resultados teóricos de Deinzer et al. (1984b), previamente propuestos por Caccin y Severino (1979), y aparecen también en modelos de Spruit (1977) y Osherovich et al. (1983). Deinzer et al. (1984b) dan una explicación de este fenómeno en términos de un comportamiento diferencial entre las variaciones respecto de x , de la temperatura y de la densidad para las distintas alturas z en los puntos de discontinuidad entre el tubo y su entorno fotosférico.

Observacionalmente Title et al. (1989, 1992) y Hanslmeier et al. (1991) han encontrado un decrecimiento de las fluctuaciones de brillo del continuo, junto con un incremento de la intensidad media en las regiones de fáculas, frente a las regiones en calma localizadas en la misma posición del disco solar, si bien esto no ha sido verificado por Keller y Koutchmy (1991).

Si en el perfil fotométrico del continuo en nuestro módulo facular calculamos

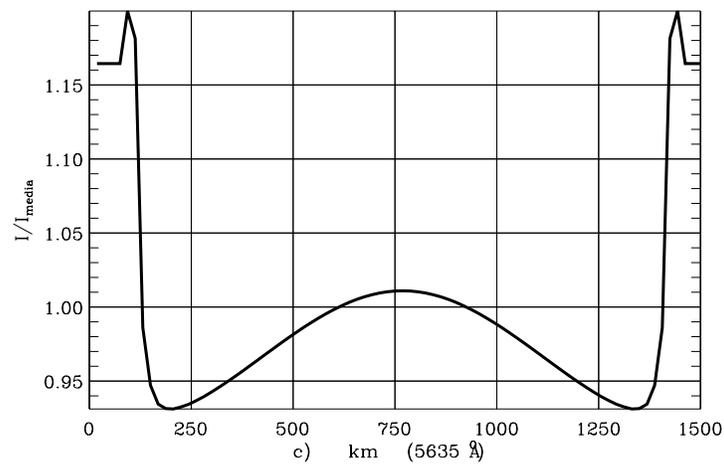
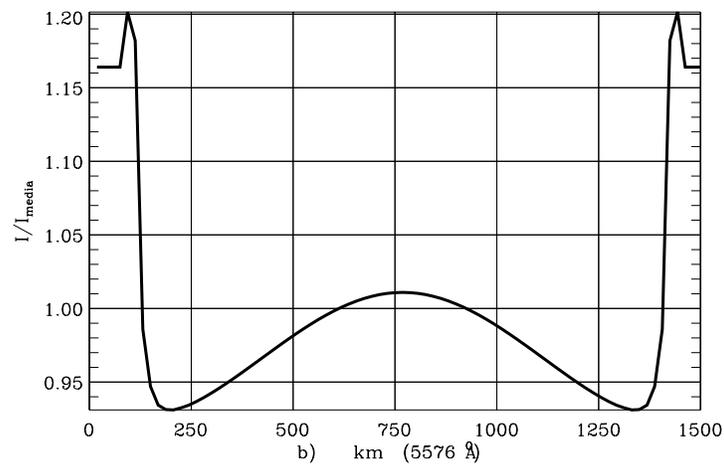
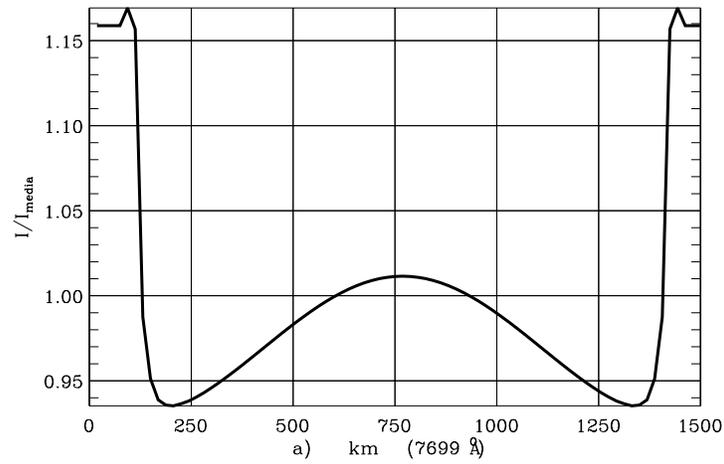


Figura 7.3: Perfil de intensidad del continuo normalizado a su media en las zonas del espectro de 7699 Å, 5576 Å y 5635 Å en un módulo de región facular.

su valor medio y las fluctuaciones de brillo, observamos un incremento de la intensidad media debido a la presencia del tubo de flujo, y un fuerte incremento en la *rms* de sus fluctuaciones, aunque esto último es contrario a lo que hemos comentado que se encuentra en las observaciones.

La resolución de nuestras simulaciones está limitada por el intervalo de muestreo escogido, y corresponde a un valor de $0.05''$. Ningún telescopio actual alcanza tal resolución, y aunque así fuera, hay que considerar además el efecto perturbador de la atmósfera terrestre. Telescopio + atmósfera atenúan o suprimen las componentes espectrales de media y alta frecuencia espacial, haciendo imposible la recuperación de parte de la información, aún empleando sofisticados procesos de restauración. Para hacer comparables la simulación numérica con las observaciones intentaremos reproducir en nuestros resultados computacionales los efectos de deterioro que ejercerían el telescopio + atmósfera en buenas condiciones de observación.

La distribución de intensidad, $i(x, y)$, en la imagen de un objeto formada por el telescopio + atmósfera viene dada por la integral de convolución:

$$i(x, y) = u(x, y) * \varphi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x', y') \varphi(x - x', y - y') dx' dy' \quad (7.1)$$

donde $u(x, y)$ es la distribución real de intensidades en el objeto observado, y $\varphi(x, y)$ es una función normalizada que representa el reparto de intensidad en la imagen que de un objeto puntual de intensidad unidad forma el telescopio + atmósfera (esta función se refiere normalmente con las siglas PSF de la expresión inglesa "Point Spread Function"). La aportación del telescopio y la atmósfera a la función $\varphi(x, y)$ se puede expresar a su vez como la convolución:

$$\varphi(x, y) = \varphi_{tel}(x, y) * \varphi_{atm}(x, y)$$

siendo φ_{tel} y φ_{atm} las respectivas PSF del telescopio y atmósfera considerados

separadamente. La integral anterior (7.1) se podrá escribir por tanto:

$$i(x, y) = u(x, y) * \varphi_{tel}(x, y) * \varphi_{atm}(x, y) \quad (7.2)$$

En el dominio transformado de Fourier la convolución se convierte en un simple producto:

$$I(\xi, \eta) = U(\xi, \eta) \cdot \Phi_{tel}(\xi, \eta) \cdot \Phi_{atm}(\xi, \eta) \quad (7.3)$$

en donde las letras mayúsculas denotan a las transformadas de Fourier de las correspondientes funciones con letras minúsculas en (7.2).

En el caso de un telescopio teórico, es decir, solamente limitado por difracción, la función φ_{tel} no es otra que la función de Airy cuya transformada de Fourier viene dada por la función real y con simetría de revolución $\Phi_{tel}(\nu)$, con $\nu^2 = \xi^2 + \eta^2$:

$$\Phi(\xi, \eta) = \Phi_{tel}(\nu) = \frac{2}{\pi} \left(\arccos \frac{\lambda}{D} \nu - \frac{\lambda}{D} \nu \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{D} \nu \right)^2} \right) \quad (7.4)$$

donde λ es la longitud de onda, D el diámetro del telescopio y ν la frecuencia espacial en rad^{-1} . Por otra parte Schmidt et al. (1981) establecen que la PSF de la atmósfera se puede representar aproximadamente como la de un telescopio teórico de apropiada apertura.

En nuestro caso el perfil de intensidades en la imagen teórica no presenta dependencia en y y podemos aprovechar esta circunstancia para reducir la expresión (7.1) a una sola dimensión. Aplicando las propiedades de conmutación en la integral de convolución, la expresión (7.1) se puede escribir:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x') \varphi(x - x', y - y') dx' dy' &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x - x') \varphi(x', y') dx' dy' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} u(x - x') \left[\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x', y') dy' \right] dx' = u(x) * \varphi^*(x) = i(x) \end{aligned} \quad (7.5)$$

siendo $\varphi^* = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) dy$, función que fácilmente se puede comprobar que está normalizada ya que $\varphi(x, y)$ lo está. En el dominio transformado la ecuación (7.5) queda:

$$I(\nu) = U(\nu) \cdot \Phi^*(\nu) \quad (7.6)$$

Para determinar $I(\nu)$ nos falta conocer $\Phi^*(\nu)$.

La simetría de revolución que vamos a suponer en φ implica la misma simetría en su transformada Φ , con lo que:

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, 0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) e^{2\pi i(\xi x + 0y)} dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{2\pi i \xi x} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) dy \right] dx = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^*(x) e^{2\pi i \xi x} dx = \Phi^*(\xi) \end{aligned}$$

es decir, la función de una variable Φ^* que aparece en la ecuación (7.6) coincide con un corte según un plano axial de la función con simetría de revolución, Φ . Así pues nuestro problema se ha reducido a una dimensión.

Por tanto, para degradar nuestra imagen teórica, $u(x)$ o su transformada $U(\nu)$ simularemos, utilizando dos veces la expresión (7.4), una observación realizada con un cierto telescopio de diámetro D_{tel} y una atmósfera equivalente a un telescopio de apertura D_{atm} . De esta forma obtendremos $\Phi^*(\xi) = \Phi_{tel}^*(\xi) \cdot \Phi_{atm}^*(\xi)$, que sustituida en (7.6) nos permitirá obtener $I(\nu)$, cuya antitransformada nos dará finalmente la simulación del perfil observado. En la sección 7.3.3 aplicaremos este procedimiento para reproducir las condiciones observacionales en la determinación de los parámetros fotométricos que caracterizan el perfil de intensidad del continuo en nuestro modelo de RF.

Tabla 7.1: Representación de regiones faculares con distinto filling factor magnético. Ver texto

10%:	T	T	T	T	T	T	T	T	T	T
8%:	G	T	T	T	T	G	T	T	T	T
6%:	G	T	T	G	T	T	G	T	T	G
5%:	G	T	G	T	G	T	G	T	G	T
4%:	T	G	G	T	G	G	T	G	G	T
2%:	T	G	G	G	G	T	G	G	G	G
0%:	G	G	G	G	G	G	G	G	G	G

7.2.4 Simulación de la proporción de área magnética frente a área observada

En una zona facular observada se define el factor de llenado magnético como la relación entre el área ocupada por los elementos magnéticos y el área total de la zona estudiada. Este factor es variable con la altura en la atmósfera y normalmente se hace referencia a su valor en $\tau_c = 1$. En nuestro módulo de cálculo de la Fig.7.1 para representar la región facular, hemos establecido análogamente un factor de llenado comparando la dimensión lineal del tubo en $\tau_c = 1$ con la del módulo entero, obteniendo un valor de aproximadamente el 10 % . Para simular situaciones con factores de llenado menores haremos distintas mezclas de módulos faculares (llamémosles T) con módulos de igual tamaño pero representando granulación en calma (llamémosles G). El esquema que damos a continuación en la Tabla 7.1 representa regiones faculares constituidas por módulos T y G mezclados en distintas proporciones y que dan como resultado distintos factores de llenado: Con este proceso de simulación de fáculas podemos estudiar cualitativamente la variación de los distintos parámetros de la línea en función del factor de llenado magnético, en un rango entre el 10% y el 0% , este último correspondiente a la fotosfera en calma.

7.3 Bisector en regiones faculares en el centro del disco solar

7.3.1 Discusión de las observaciones

En la Fig.7.4 presentamos los bisectores absolutos observados en Locarno y en Kitt Peak correspondientes a regiones faculares próximas al centro del disco solar, con valores de μ comprendidos entre 0.95 y 1 (KP1, LP1, LP13, LP2, LP4, LP14). En ninguno de los casos disponemos de estimas de los valores de factor de llenado magnético en la región observada, por lo que las discusiones comparativas de los resultados de la simulación con los de la observación deben ser a niveles de comportamientos estrictamente cualitativos.

Atendiendo exclusivamente a las formas que presentan los bisectores de la figura podemos considerar esencialmente dos familias, y en ambas como característica común, un desplazamiento global de la línea al azul en cuantía variable no relacionada aparentemente con los dos grupos morfológicos citados.

El *Grupo 1* (líneas de puntos en la Fig.7.4), representado por un bisector de Kitt Peak (máxima curvatura en $\sim 65\%$ del continuo) y dos de Locarno, presenta la forma característica de "C", con desplazamiento al azul en los niveles medios, respecto de la posición del mínimo, con el punto de máxima curvatura entre el 50% y 70% del continuo, y un fuerte desplazamiento al rojo en los niveles superiores.

El *Grupo 2* (líneas continuas en la Fig.7.4), que contiene a tres bisectores de Locarno, que presentan una forma de "S", con desplazamiento al rojo respecto del mínimo en los niveles inferiores, con unos niveles intermedios que presentan una forma esencialmente lineal y vertical, y también como en el grupo 1, un fuerte desplazamiento al rojo de los niveles superiores.

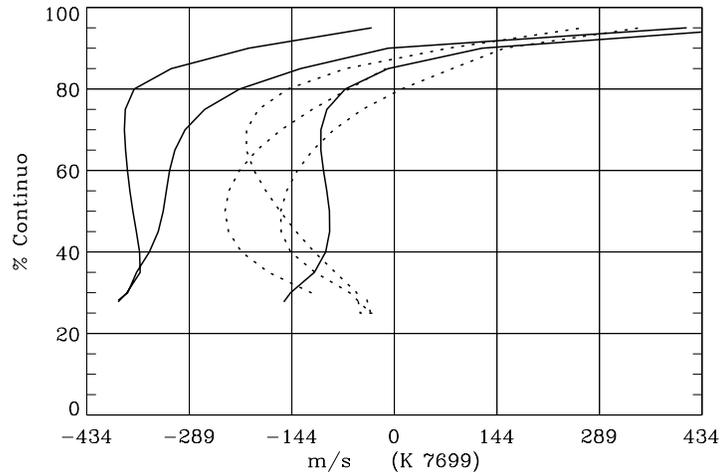


Figura 7.4: Bisectores absolutos de la línea K I 7699 observados en fáculas en el centro del disco. Línea de puntos: bisectores con forma de “C” (Grupo 1); línea continua: bisectores con forma de “S” (Grupo 2).

La Fig.7.5.a muestra nuestros bisectores absolutos promedio de la línea K I 7699 en el centro del disco (μ entre 0.95 y 1) observados en RC y RF. En las Figs.7.5.b,c presentamos los bisectores medios de las líneas Fe I 5576 y Fe I 5635 respectivamente, observados por Brandt y Solanki (1990) en el centro del disco en zonas con diferente factor de llenado magnético; estas observaciones nos servirán de referencia en nuestras simulaciones. Dada la incertidumbre en la indeterminación del desplazamiento absoluto de ambas líneas de hierro, la posición de estos bisectores está referida a la del mínimo del bisector medio correspondiente al Sol en calma.

7.3.2 Factores que pueden modificar la forma de los bisectores en regiones faculares

La simulación de bisectores en RF debe presentar aún mayores problemas que en RC, debido a que una zona facular consta de una componente magnética y

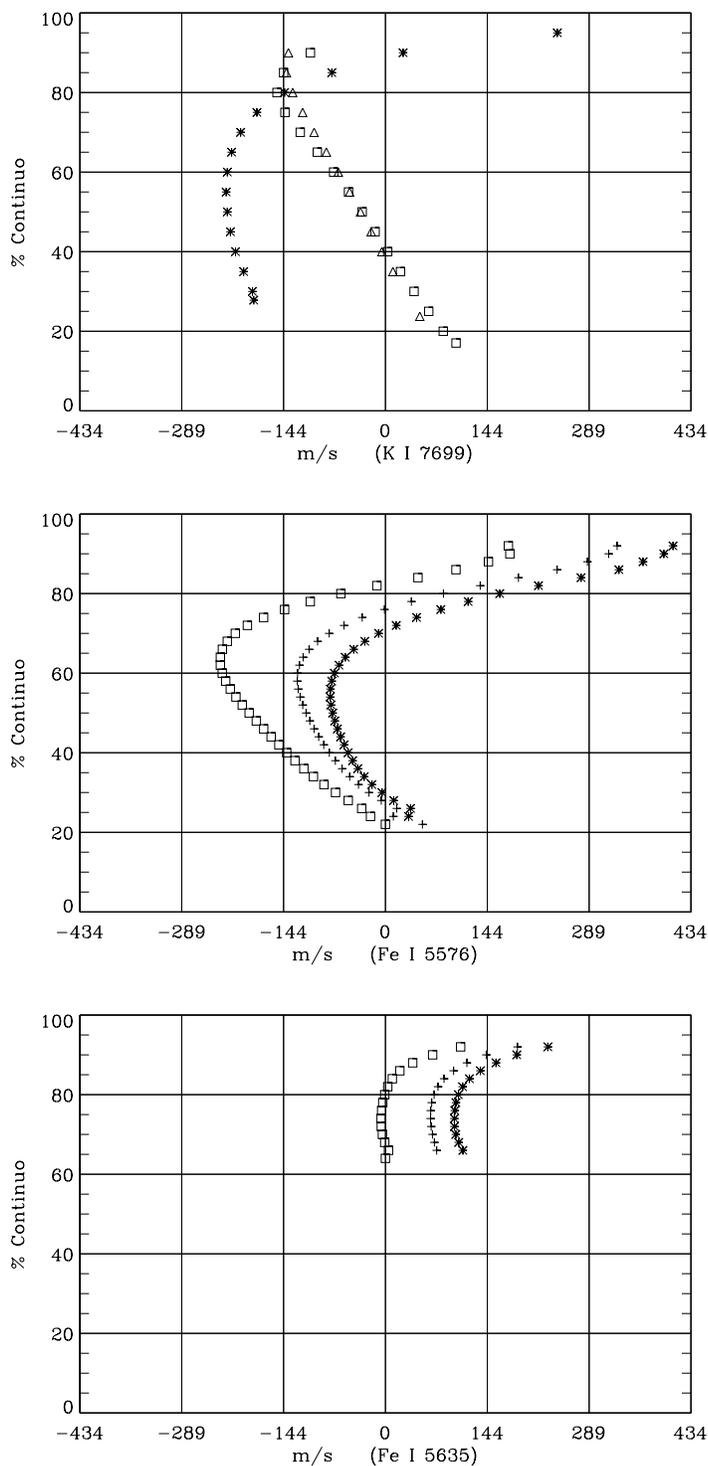


Figura 7.5: a) Bisectores medios absolutos de la K 7699 en el centro del disco, en RC (cuadrados= Kitt Peak, triángulos= Locarno) y en RF (asteriscos= Kitt Peak+Locarno). Posición de laboratorio en 0 m/s. b) y c) Bisectores medios de las Fe 5576 y Fe 5635 observados por Brandt y Solanki(1990) en el centro del disco, en regiones con diferente filling factor (cuadrados = Sol en calma. Asteriscos= filling factor entre 8 y 12%. Cruces= promedio de todas las zonas faculares). La posición de los bisectores del Fe está referida a la del mínimo del bisector en RC.

otra componente de granulación circundante en proporción variable según el factor de llenado magnético. No se puede afirmar que el aporte de esta última componente a la forma del bisector sea exactamente igual al del caso de la fotosfera en calma, puesto que existen evidencias observacionales abundantes de valores promedio de diferentes parámetros (tamaño de las estructuras, el brillo medio, la *rms* de las fluctuaciones de brillo, la *rms* de las velocidades etc...), que difieren en las RF respecto de las RC, y que no se pueden atribuir exclusivamente a la presencia de tubos de flujo. Por consiguiente, como en el caso ya estudiado del Sol en calma, vamos a describir aquí una serie de fenómenos físicos de la atmósfera solar en una RF que podrían contribuir de diferente manera a la forma y desplazamiento de las líneas espectrales. En esencia, trataremos de dilucidar si las modificaciones del bisector y propiedades fotométricas en las RF se deben a una mera inserción de elementos brillantes (tubos de flujo magnético) en un campo de granulación semejante al de las RC y/o a una perturbación de la granulación (que podría estar provocada por la presencia de los tubos de flujo o por una perturbación global en el transporte de energía originada en las capas profundas de la zona de convección, donde funciona la dinamo).

i) *Presencia de tubos de flujo*

Con el módulo de región facular de dos componentes (tubo de flujo + fotosfera circundante) descrito en la sección 7.2.1 (Fig.7.1) y que corresponde a un 10 % de factor de llenado magnético, hemos calculado en el centro del disco las tres líneas en estudio. Inicialmente hemos elegido como modelo de fotosfera circundante media el VAL-C, las perturbaciones granulares de Nelson y la microturbulencia igual a 1 km/s, es decir, una fotosfera que rodea al tubo igual a la que tomamos al principio para el estudio que hicimos en el Sol en calma y que llamaremos *granulación tipo A* (ver Tabla 7.2 resumen esquemático de

Tabla 7.2: Tipos de granulación considerados

Tipo	T_{media}	ΔT	Onda	Microt.(km/s)
A	VAL	Nelson	-	1
B	VAL	Nelson	Si	r^*
C	VAL	$w(z) * 400/w_{max}$	-	1
D	VAL	$w(z) * 400/w_{max}$	-	r^*

$r^* = 2$ km/s entre 0 y 150 km por encima de $\tau=1$ en intergránulo, 1km/s en el resto.
 $w(z)=rms$ de las velocidades granulares verticales.

los modelos de granulación que vamos a presentar en esta sección). Para la atmósfera del interior del tubo hemos utilizado la dada por Solanki (1989b) y la microturbulencia constante e igual a 1 km/s. En la Fig.7.6 presentamos los bisectores obtenidos con el módulo de RF (línea de trazo fino) y en el Sol en calma (sin tubo de flujo) con granulación tipo A (línea de trazo grueso). Comparados con los de las RC, los bisectores en la RF resultan casi paralelos y con débiles desplazamientos al rojo en los niveles superiores. Las observaciones sin embargo, muestran fuertes desplazamientos al rojo de los niveles superiores de los bisectores en RF respecto de los de RC, que gradualmente se atenúan, o incluso pueden invertir el signo hacia el azul, conforme nos acercamos a niveles próximos al mínimo de la línea (ver Fig.7.5).

En la Fig.7.7 dibujamos el bisector que mejor representaba las observaciones en RC para las tres líneas y que había sido obtenido incrementando la microturbulencia en la zona intergranular (2 km/s desde el fondo de la atmósfera hasta 150 km por encima de $\tau = 1$) y añadiendo una onda acústico gravitatoria como hemos descrito en 6.4.1.iii (llamaremos *granulación tipo B* a la que añade estos dos cambios a la de tipo A). Superpuesto a él dibujamos también el bisector obtenido en las RF con idénticas condiciones de fotosfera circundante. El resultado comparativo RC-RF resulta similar al caso anterior (debilitamiento de la línea y pequeños desplazamientos al rojo de los bisectores

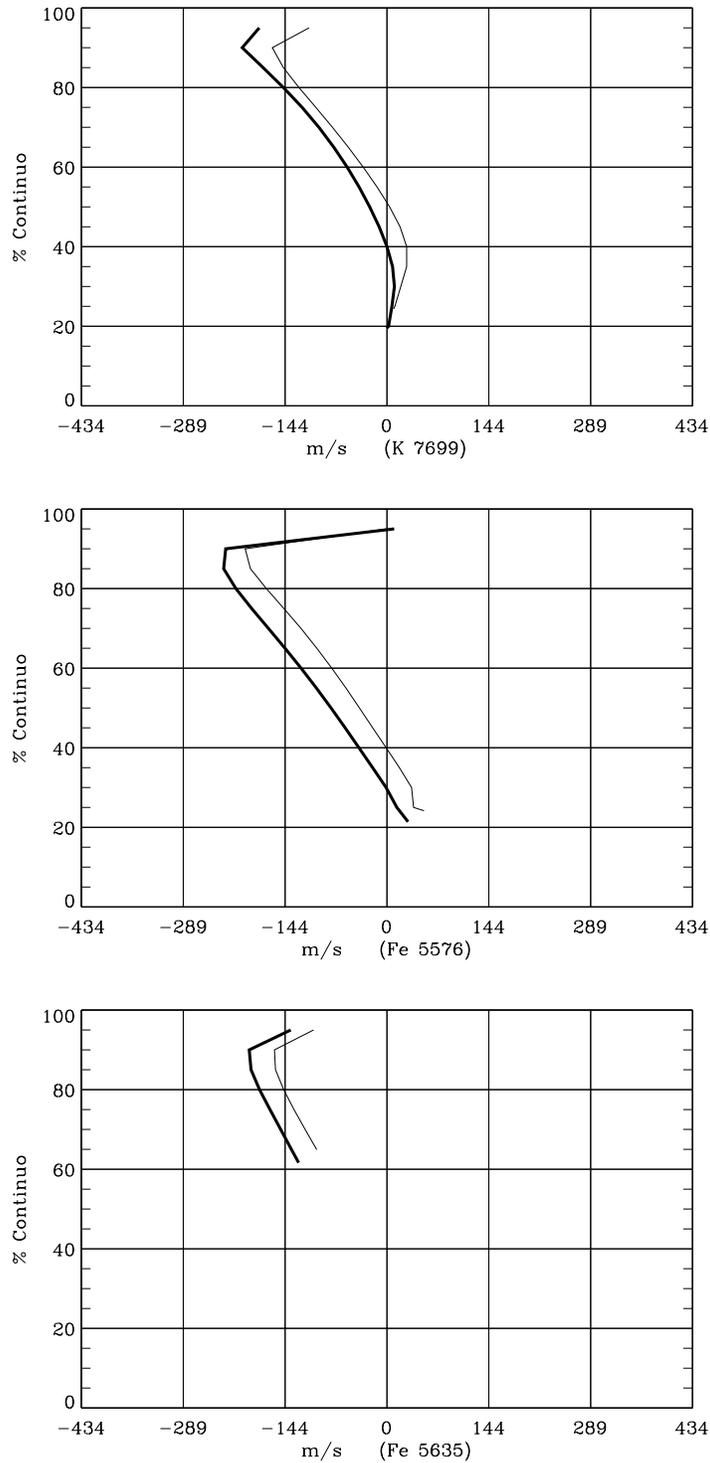


Figura 7.6: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector obtenido en regiones en calma con granulación tipo A; línea de trazo débil: bisector obtenido en regiones faculares con granulación circundante tipo A

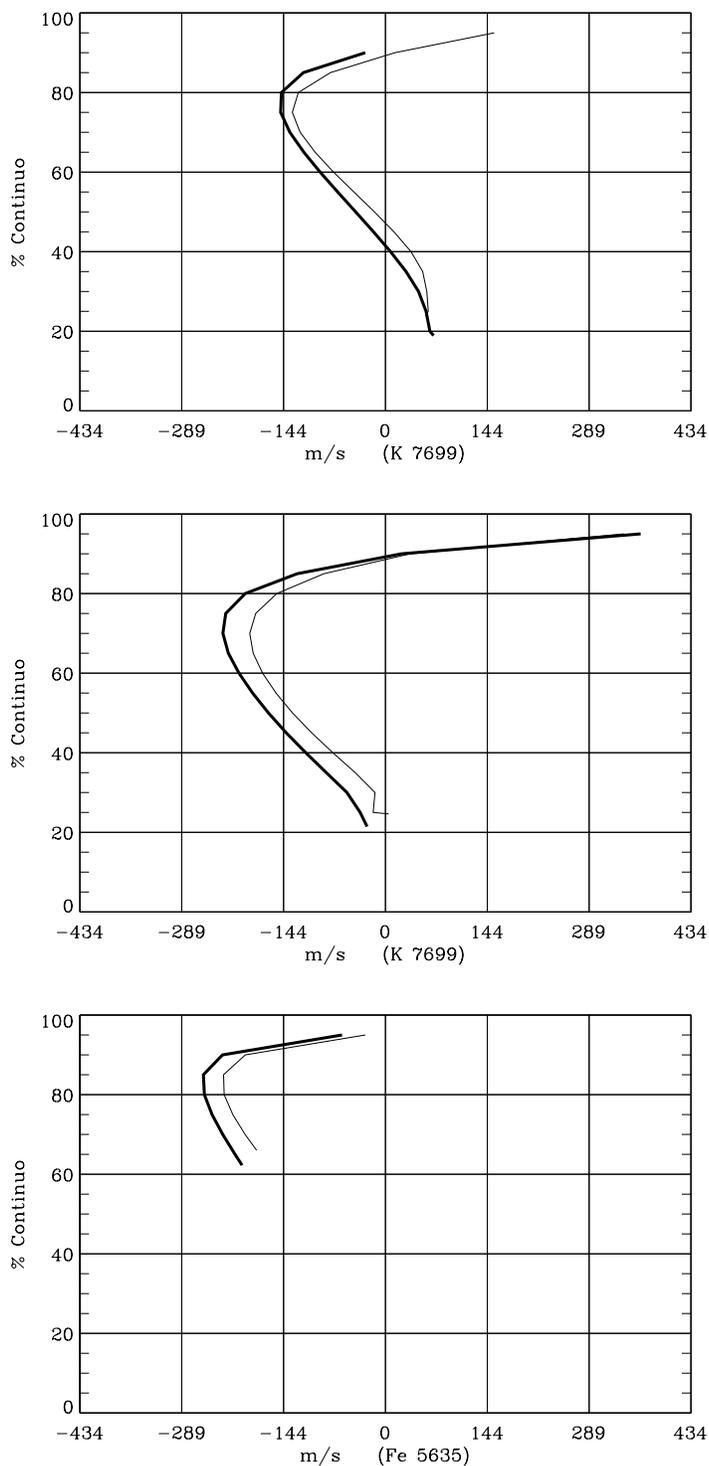


Figura 7.7: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector obtenido en regiones en calma con granulación tipo B; línea de trazo débil: bisector obtenido en regiones faculares con granulación circundante tipo B.

en RF respecto de los de RC), de lo que parece deducirse que, aunque la línea se hace menos intensa en acuerdo con los resultados observacionales, *la mera presencia del tubo en una granulación idéntica a la del Sol en calma no es suficiente para reproducir las observaciones de bisectores en regiones faculares.* Por consiguiente vamos a modificar parámetros de la granulación para estudiar los efectos que produce cada uno de ellos en la forma del bisector, tratando así mismo de reproducir la intensidad media y las *rms* de las fluctuaciones de brillo observados en regiones faculares.

ii) *Diferentes fluctuaciones de la temperatura (ΔT) en las zonas faculares respecto de las del Sol en calma*

Existen evidencias observacionales (Title et al. (1989, 1992), Hanslmeier et al.(1991)) de que las fluctuaciones de brillo (ΔI_{rms}) de la fotosfera en zonas con campos magnéticos fuera de manchas y poros es menor que en el Sol en calma en la misma posición en el disco. Siguiendo estas indicaciones hemos multiplicado tentativamente la ΔT del modelo de Nelson por el factor 0.7 (también hemos utilizado 0.5) constante en profundidades para la fotosfera circundante al tubo.

La Fig.7.8 presenta los resultados de bisectores obtenidos en regiones faculares con granulación circundante tipo B y los obtenidos sustituyendo esta nueva ΔT en la granulación tipo B (líneas continuas de trazo débil, más desplazada al rojo para la correspondiente al factor 0.7). Como comparación representamos también los bisectores correspondientes al Sol en calma con la granulación tipo B (línea de trazo grueso). Se deduce de la figura que esta disminución en ΔT mejora levemente los niveles superiores del bisector, produciéndose un mayor desplazamiento al rojo de estos niveles en la zona facular respecto del Sol en calma. Sin embargo, a pesar de esta mejoría aparente del bisector se deben controlar otros aspectos en los resultados de la síntesis, y en este caso

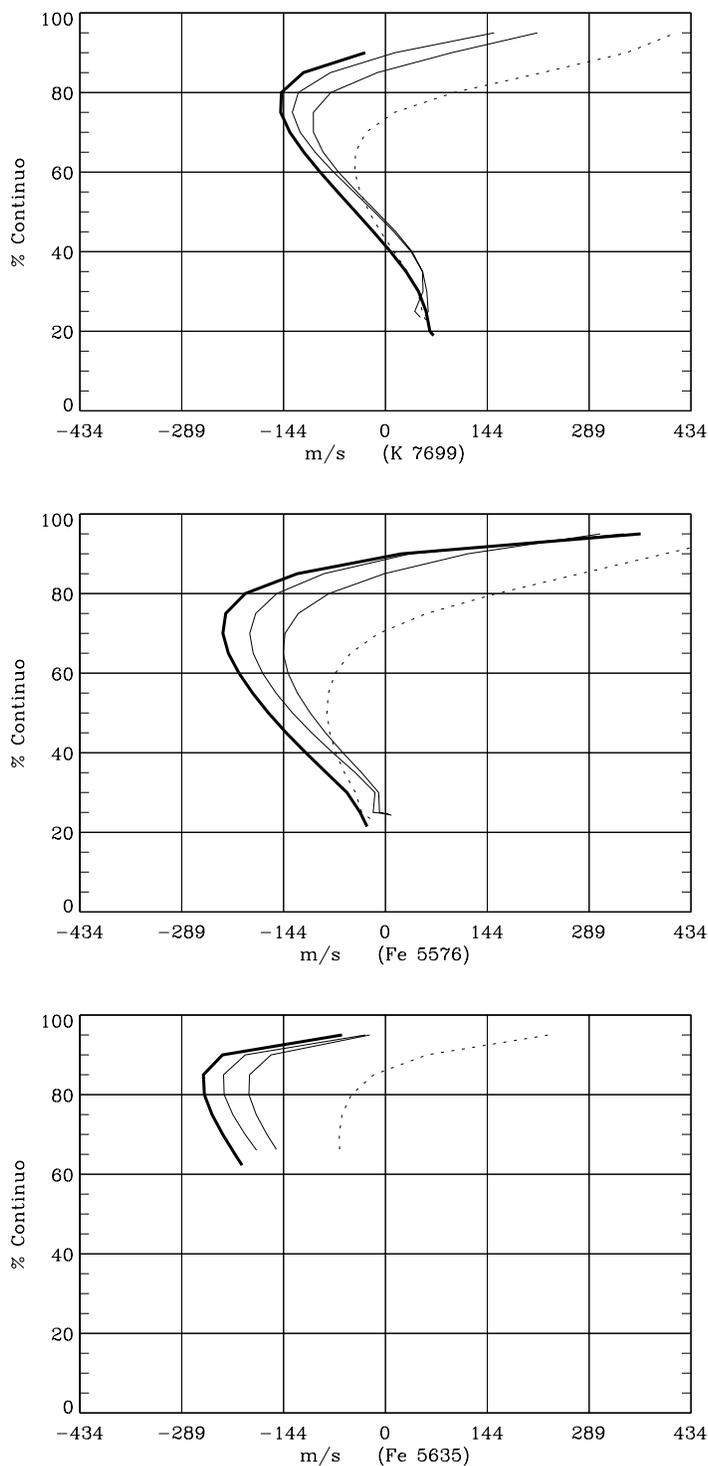


Figura 7.8: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector en regiones en calma con granulación tipo B; líneas de trazo débil: bisectores en zonas faculares con granulación circundante tipo B (izquierda) y modificación de este tipo B en $\Delta T * 0.7$ (derecha); línea discontinua: bisector en zonas faculares con granulación tipo B con ΔT modificada según 7.7.

de reducción de las fluctuaciones de la temperatura se obtiene un valor para la ΔI_{rms} del continuo demasiado bajo frente a los valores aportados por las distintas observaciones.

Hemos dibujado también (trazado en la figura con línea de puntos) el resultado de una segunda prueba realizada variando la ΔT de la granulación tipo B proporcionalmente a la velocidad vertical en cada profundidad de la atmósfera, siguiendo orientaciones dadas en Bunte et al.(1991):

$$\Delta T(z) = \frac{w(z)}{w_{maximo}} * f \quad (7.7)$$

donde $w(z)$ son las *rms* de las velocidades verticales y $f = 400$ K es un factor de conversión. De esta manera la ΔT presenta un menor gradiente que la del modelo de Nelson, y está correlacionada totalmente con la velocidad vertical en todas las profundidades, cosa que no ocurría con la de Nelson (ésta mostraba una anticorrelación en las capas superiores de la atmósfera). Ambas características coinciden con las obtenidas por Kaisig y Schröter (1983) para RF.

La Fig.7.9 presenta el bisector obtenido en una zona facular con una granulación circundante tipo A, superpuesto con los obtenidos en las mismas condiciones - granulación tipo A - donde sólo se ha modificado la ΔT de Nelson con los factores 0.7 y 0.5 (líneas continuas débiles cada vez más desplazadas al rojo según disminuye el factor). Los bisectores representados con líneas de puntos corresponden a granulación tipo A circundando el tubo, con la ΔT alterada según la expresión (7.7) (para el caso del potasio también hemos dibujado el bisector para mayores valores de f , 600 y 800 K, dando lugar a bisectores con curvaturas situadas en niveles más bajos y a desplazamientos mayores al rojo de los niveles superiores; pero la ΔI_{rms} resultante para estos nuevos valores de f resulta demasiado grande frente a los valores observados por lo que nos quedamos con el primer valor). Llamaremos *granulación tipo C* (ver Tabla 7.2)

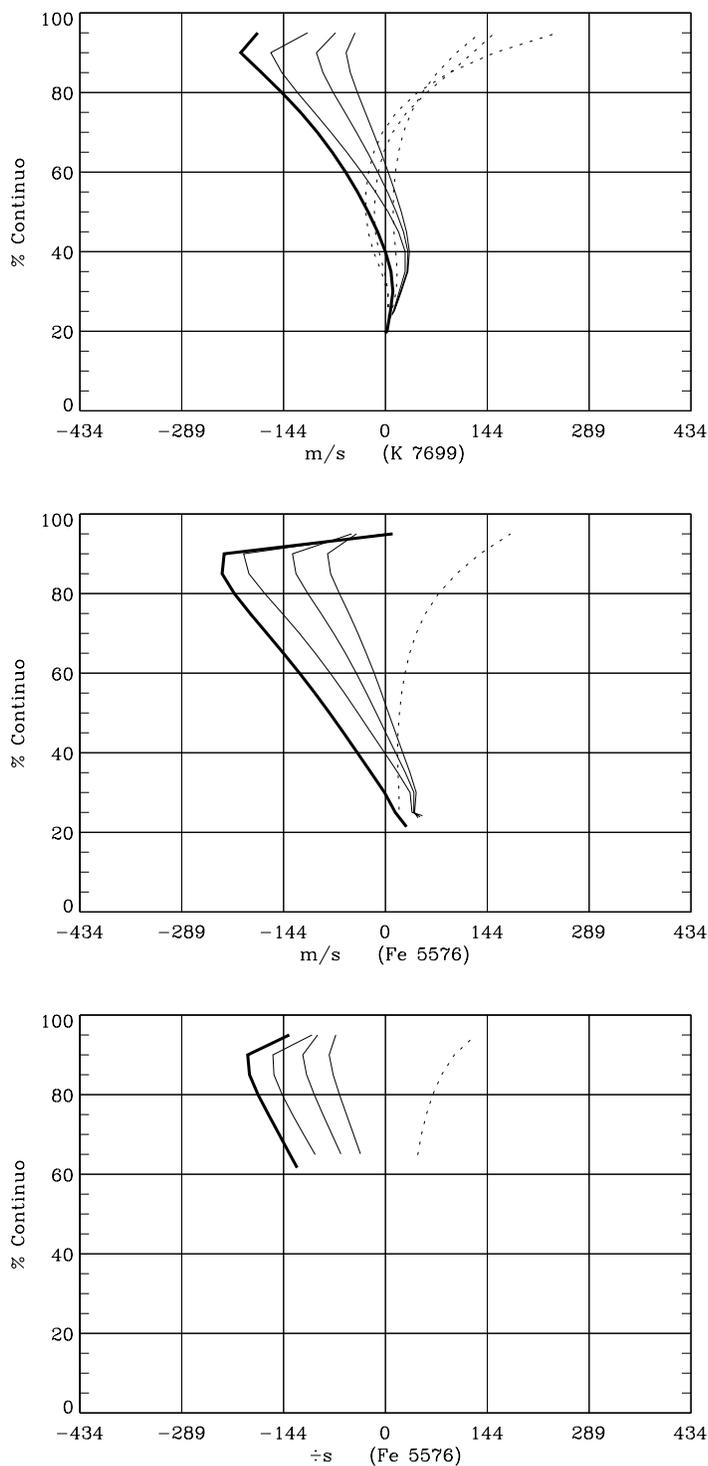


Figura 7.9: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector en regiones en calma con granulación tipo A; líneas de trazo débil: bisectores en zonas faculares con granulación circundante tipo A (izquierda) y modificación de este tipo A en $\Delta T * 0.7$ (centro), y $* 0.5$ (derecha); líneas discontinuas: bisector en reg. faculares con granulación tipo C (en el potasio con distintos factores f en la ec.7.7).

a la atmósfera circundante idéntica a la A excepto en que se ha sustituido la ΔT de Nelson por esta otra proporcional a la velocidad vertical. Superpuesto, también hemos dibujado como elemento comparativo el bisector correspondiente al Sol en calma con granulación tipo A (línea continua de trazo fuerte). *El efecto producido por la nueva ΔT dada por la fórmula (7.7) es un incremento importante del desplazamiento al rojo de los niveles superiores de los bisectores en RF respecto de los de RC. Además la ΔI_{rms} que resulta está más próxima a los resultados observacionales.* Por todo esto, en los apartados siguientes usaremos esta ΔT por resultar más adecuada para representar la granulación circundante a un tubo de flujo. Pero la curvatura de los bisectores de las tres líneas en la Fig.7.9 aún no ajusta bien a las observaciones (Fig.7.5), por eso vamos a tener en cuenta otros aspectos de la atmósfera solar que pueden influir en el punto de máxima concavidad de los bisectores.

iii) Relación entre las áreas granular e intergranular, o relación entre velocidades ascendentes y descendentes.

En los apartados anteriores hemos supuesto que las áreas granulares e intergranulares eran iguales, pero la inclusión del tubo de flujo en la zona intergranular podría dar lugar a una merma diferencial de esta zona respecto a la granular, con lo que la proporción gránulo-intergránulo de la fotosfera circundante al tubo quedaría modificada. Con la misma geometría que usamos en el correspondiente apartado para el estudio del Sol en calma hemos calculado bisectores en zonas faculares con granulación tipo C con la proporción 60 % gránulo-40 % intergránulo, modificando adecuadamente las velocidades con el fin de preservar la masa en la aproximación de fluido incomprensible. Así las velocidades descendentes que se encuentran en las proximidades del tubo están reforzadas respecto de las ascendentes, lo que concuerda con las observaciones de Knölker et al. (1991) que encuentra fuertes flujos que descienden cerca de

las paredes de los tubos.

En la Fig.7.10 presentamos los bisectores en RF obtenidos de esta manera (línea de puntos), comparados con los obtenidos con igualdad de áreas gránulo-intergránulo con granulación tipo C (línea continua débil), y con los obtenidos en RC con la granulación tipo B (línea de trazo grueso) que constituía su mejor representación. *El efecto producido por la disminución de la zona intergranular (aumento de las velocidades descendentes en las proximidades del tubo) es la modificación del punto de máxima curvatura del bisector y mayores desplazamientos al rojo de los niveles superiores, favoreciéndose así el parecido de los bisectores sintetizados con los observados.*

iv) Microturbulencia

La microturbulencia parece jugar también un papel muy importante en la forma de los bisectores en zonas faculares, sobre todo en las partes superior e intermedia de éstos.

Con la granulación tipo C pero con los valores reforzados de microturbulencia que hemos utilizado en la fotosfera en calma (es decir, 1 km/s en la zona granular e intergranular, excepto en los 150 km por encima de $\tau = 1$ en el intergránulo en que se toma 2 km/s), hemos calculado los bisectores en regiones faculares con una proporción de áreas granular-intergranular del 50 % de cada una de ellas. También hemos probado a variar la microturbulencia en la zona intergranular usando el valor de 2 km/s desde el fondo de la fotosfera hasta sólo 100 km por encima de $\tau = 1$.

En la Fig.7.11 dibujamos los bisectores correspondientes a los dos cálculos anteriores (línea continua débil y línea de puntos respectivamente) superpuestos al correspondiente al Sol en calma tipo B como elemento comparativo (línea continua de trazo grueso). *El efecto de aumentar la microturbulencia en las zonas más bajas de la parte intergranular es un fuerte desplazamiento al rojo*

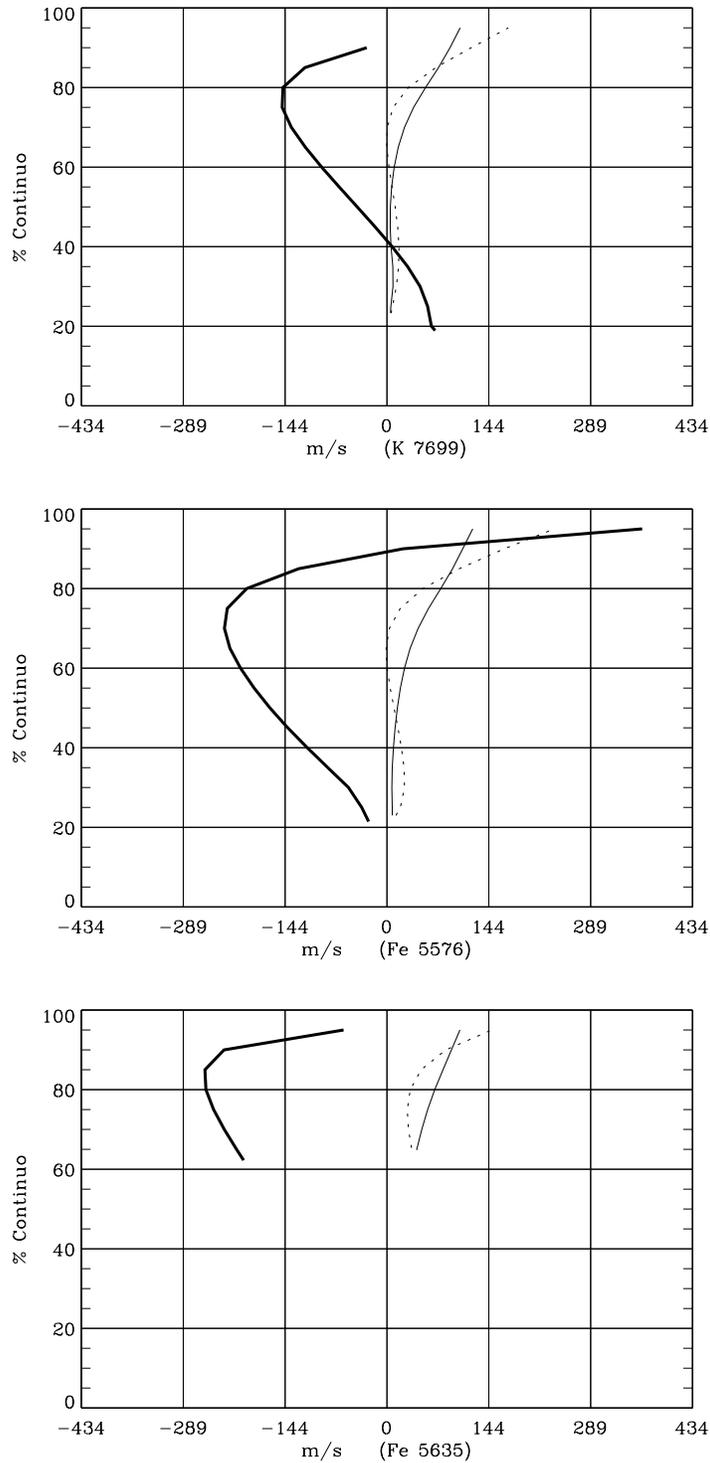


Figura 7.10: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635 con distinta proporción de áreas granular - intergranular. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector en regiones en calma con granulación tipo B; línea de trazo débil: bisector en reg. faculares con granulación circundante tipo C con 50% área granular; línea discontinua: bisector en reg. faculares con granulación tipo C con 60% área granular.

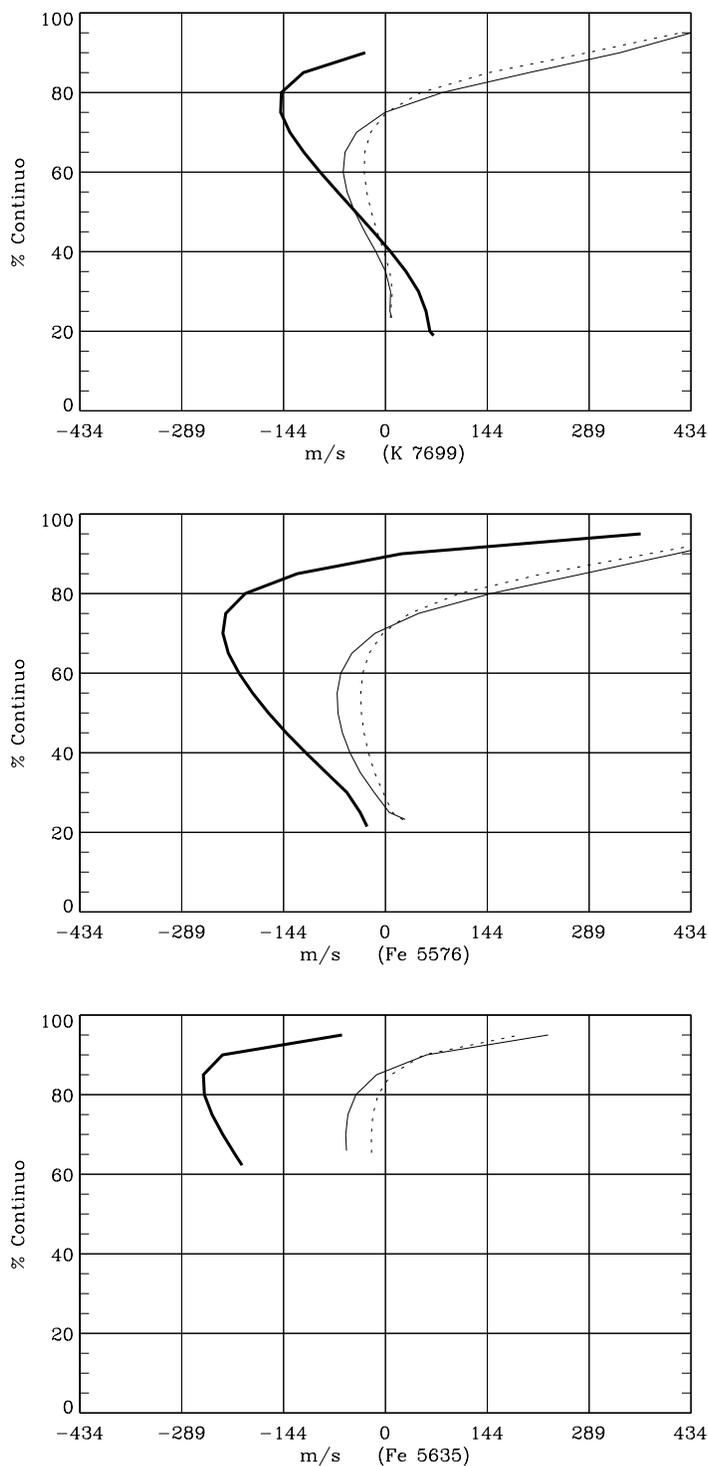


Figura 7.11: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector en regiones en calma con granulación tipo B; línea de trazo débil: bisector en reg. faculares con granulación circundante tipo D; línea discontinua: bisector en reg. faculares con granulación tipo D modificada (microturbulencia alterada sólo entre 0 y 100 km por encima de $\tau = 1$. Ver texto).

de los niveles superiores del bisector, a la vez que un mayor desplazamiento al azul de los niveles intermedios respecto del mínimo de la línea, mejorando la simulación del punto de máxima curvatura del bisector. Comparando con las observaciones de las tres líneas, parece que el primer caso de variación de la microturbulencia, y que también producía mejores ajustes a los bisectores del Sol en calma, da así mismo los mejores resultados para las RF, en perfecto acuerdo con los resultados de Vanoli (1975), que no encuentra variaciones en la microturbulencia entre RC y RF. Llamaremos *granulación tipo D* a la granulación tipo C en la que se ha reforzado hasta un valor de 2 km/s la microturbulencia en el intergránulo en los 150 km por encima de $\tau = 1$.

Con este modelo de microturbulencia reforzada, que utilizamos en común en las simulaciones de RF y RC, obtenemos un mínimo decrecimiento de la anchura equivalente de las líneas fuertes en RF en el centro del disco al aumentar el factor de llenado magnético. Cuando este factor vale un 10%, el decrecimiento de la anchura respecto de las RC es de $\sim 3\%$ para las líneas K I 7699 y Fe I 5576 y de $\sim 8\%$ para la Fe I 5635. Se reproducen así nuestros resultados observacionales para la línea K I 7699 (sección 4.2.1) y los de Brandt y Solanki (1990) que encuentran que la anchura equivalente apenas decrece en las líneas fuertes cuando aumenta el factor de llenado, pero disminuye apreciablemente en las débiles.

Como se puede ver comparando las Figs. 7.11 y 7.5 los bisectores obtenidos en este apartado ajustan bastante bien con los resultados observacionales. Pero pueden existir todavía otros factores que influyen en la forma del bisector en regiones faculares y que mencionaremos a continuación.

v) Ondas acústico-gravitatorias

A los niveles inferiores del bisector, que se forman especialmente en las capas

altas de la atmósfera, es de esperar que les afecten más fuertemente la presencia de ondas de gravedad, de una manera similar a como hemos modelado en el Sol en calma. Pero en este caso de zonas faculares, y como posible explicación de algunas observaciones individuales que presentan los niveles inferiores del bisector curvados hacia el azul en algunos casos (forma de “S”), o hacia el rojo en otros (forma de “C”), se da la circunstancia adicional de que la posible onda cuando se propaga, encuentra en las paredes del tubo una fuerte discontinuidad del medio, pudiendo producirse múltiples reflexiones, efecto túnel y refracciones en variadas direcciones y en diferentes alturas de la atmósfera. Esto podría dar lugar a nuevas alteraciones en las diferencias de fase entre las distintas perturbaciones producidas por la onda. Estas alteraciones no serían constantes sino que a su vez variarían temporalmente, pues con las distintas oscilaciones solares las paredes del tubo fluctúan ensanchándose o comprimiéndose, con lo que la superficie de reflexión cambia en posición e inclinación (Roberts, 1992. Ver un resumen sobre oscilaciones en tubos de flujo de Spruit, 1981).

Como ejemplo hemos calculado tres bisectores en RF representados en la Fig.7.12 con el efecto conjunto de granulación circundante tipo D, más una onda acústico-gravitatoria que desplaza al rojo, otra onda que desplaza al azul, y sin onda (líneas de trazo débil); también hemos dibujado el bisector obtenido en el Sol en calma con granulación tipo B con línea de trazo grueso. Dando valores mayores a la velocidad vertical de la onda en $\tau = 1$ se conseguirían mayores desplazamientos al rojo o al azul respectivamente en los niveles inferiores del bisector. Así reproducimos cualitativamente cada una de las observaciones individuales del bisector en cuanto a su forma (forma de “S” o forma de “C”). Sin embargo, *es de esperar que una onda en una región facular, después de producirse tantas alteraciones en las diferencias de fase de*

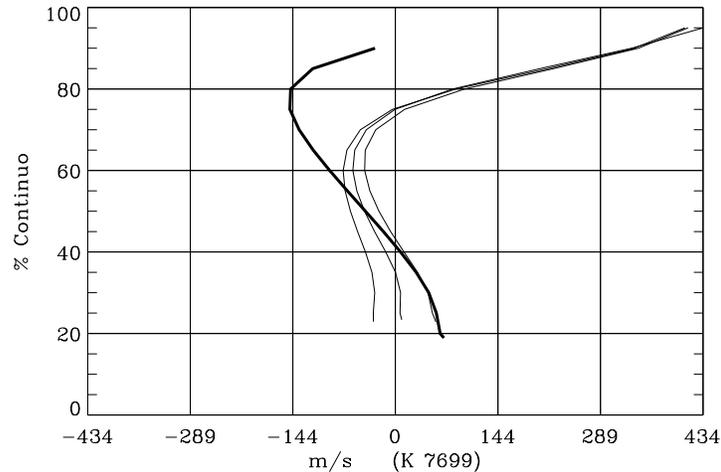


Figura 7.12: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Línea de trazo fuerte: bisector en regiones en calma con granulación tipo B; líneas de trazo débil: bisectores en reg. faculares con granulación circundante tipo D (intermedia) y con onda que desplaza al rojo y al azul, respectivamente.

las perturbaciones, por compensaciones de unos casos con desplazamientos al rojo con otros al azul, de lugar a una cancelación de efectos sobre las líneas, sobre todo si se obtienen observaciones de series temporales suficientemente largas. Por otro lado, en nuestras observaciones de la línea K I 7699 notamos una cancelación y atenuación de los modos de oscilación en las RF (análogos resultados han obtenido Woods y Cram (1980) y Alamanni et al. (1990a) para otras líneas). Por estas razones para la obtención del bisector típico de una línea en zonas faculares, problema en el que estamos interesados en este apartado, no consideraremos efectos de ondas de gravedad.

vi) Factor de llenado magnético (*filling-factor magnético*)

En general el bisector observado en una región facular es diferente al obtenido en el Sol en calma, por lo tanto, un parámetro que debe influir sustancialmente en su forma es la proporción de área magnética frente a área total observada,

esto es, el factor de llenado magnético. Esta influencia debe ser tal que conforme se disminuye esta proporción, el bisector obtenido debe tender hacia el observado con el Sol en calma.

Con el proceso de simulación de la proporción entre área magnética frente a área observada en RF descrito en la sección 7.2.4 (ver Tabla 7.1) hemos utilizado para el módulo de RC la granulación tipo B (obteníamos con él la mejor reproducción de los bisectores para las RC), y como módulo de RF con un 10% de factor de llenado magnético, el tubo rodeado de granulación tipo D. Los bisectores obtenidos para 10, 8, 6, 4, 2 y 0 % de factor de llenado haciendo las oportunas mezclas de ambos módulos de cálculo están dibujados en la Fig.7.13 (los bisectores más desplazados al rojo en los niveles superiores corresponden proporcionalmente a mayor factor de llenado).

En la Fig.7.14.a presentamos los promedios de los bisectores observados en el centro del disco en RC (Kitt Peak con cuadrados y Locarno con diamantes) y en RF (con asteriscos Kitt Peak y Locarno promediados juntos) según nuestras observaciones para la línea K I 7699. En las Figs.7.14.b,c exponemos los resultados de las observaciones de Brandt y Solanki (1990) para las dos líneas del hierro en el centro del disco. Los cuadrados representan el promedio de sus observaciones para el Sol en calma; los asteriscos el promedio de los bisectores obtenidos en regiones faculares con factor de llenado comprendido entre el 8 y el 12%; las cruces corresponden al bisector promedio obtenido en todas las zonas faculares; los diamantes en la Fig.7.14.b son el bisector obtenido por Cavallini et al. (1986a) con el Sol en calma. Los bisectores observados, excepto los de K I 7699 en el Sol en calma, han sido desplazados hasta obtener el mejor ajuste visual, en cuanto a forma, con los sintéticos (los bisectores del hierro han sido desplazados en bloque). En esta misma figura exponemos también los bisectores sintéticos absolutos que dan los ajustes óptimos para las tres

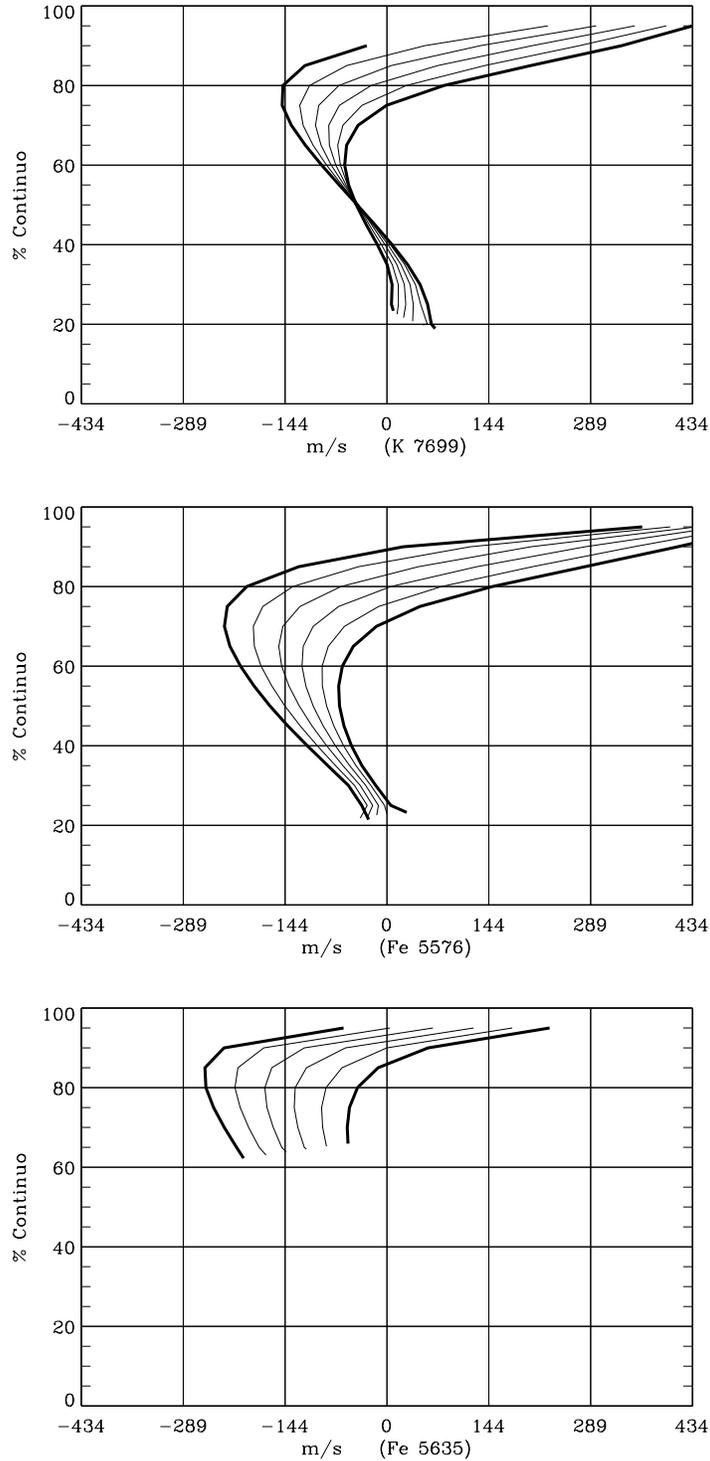


Figura 7.13: Comparación de bisectores sintéticos regiones en calma-faculares en el centro del disco para las líneas K 7699, Fe 5576 y Fe 5635. Posición de laboratorio en 0 m/s. Líneas de trazo fuerte: bisector en regiones en calma con granulación tipo B (izquierda) y bisector en reg. faculares con granulación tipo D y factor de llenado magnético del 10% (derecha); líneas de trazo débil: bisectores en reg. faculares obtenidos con factores de llenado magnético 8, 6, 4, 2 %.

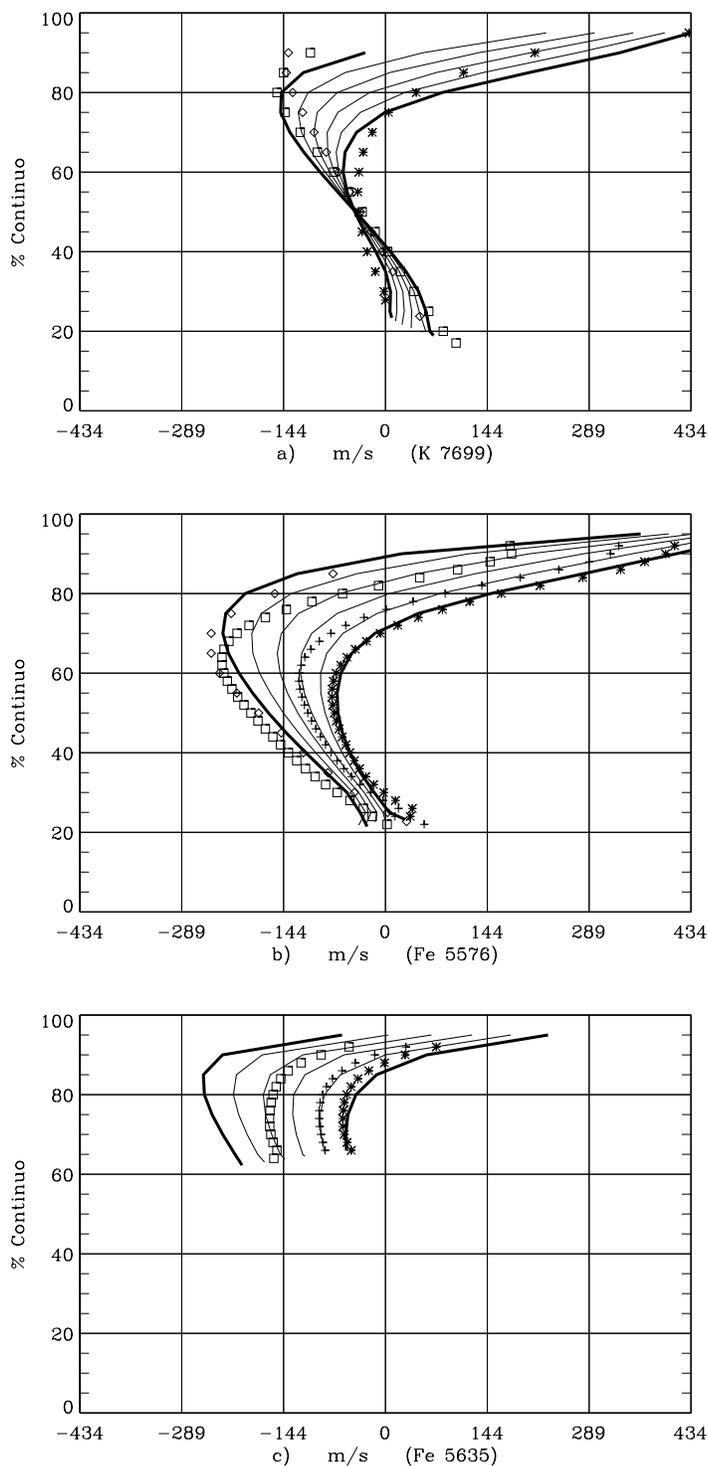


Figura 7.14: Bisectores observados y sintéticos en el centro del disco. Posición de laboratorio en 0 m/s. Líneas continuas de derecha a izquierda: bisectores sintéticos con factores de llenado de 10, 8, 6, 4, 2 y 0 %. **a)** Bisector medio absoluto en RC, Kitt Peak (*cuadrados*) y Locarno (*diamantes*); bisector medio observado en Kitt Peak y Locarno, en RF (filling factor desconocido) desplazado arbitrariamente (*asteriscos*). **b)** y **c)** Bisectores medios de Brandt y Solanki (1990) desplazados en bloque arbitrariamente. *Asteriscos*= promedio con filling factor entre 8 y 12 % ; *crucetas*= promedio de todos los observados en RF; *cuadrados*= promedio bisectores observados en RC. *Diamantes*: bisector medio en RC de Cavallini et al., (1986a).

líneas, tanto para regiones de Sol en calma como para regiones faculares con 10% de factor de llenado (ambas dibujadas con trazo grueso y continuo) y que corresponden respectivamente a las granulaciones tipos B y D. Los bisectores intermedios de trazo continuo y más fino corresponden a 8, 6, 4, 2 % de factor de llenado. Los bisectores sintéticos, además de la forma (desplazamiento de todos los niveles respecto del mínimo), reproducen cualitativamente también los desplazamientos absolutos de los bisectores observados (para la K I 7699 en el Sol en calma también cuantitativamente). No se reproducen cuantitativamente los desplazamientos para las dos líneas de hierro obtenidas por Brandt y Solanki (1990), aunque son bien conocidas, y ya las hemos comentado anteriormente, las incertidumbres sobre la posición de la Fe I 5576 respecto del laboratorio. Respecto de la línea Fe I 5635 debemos decir que no se reproduce el desplazamiento obtenido por Brandt y Solanki, pero nuestro valor está muy próximo al de 5.7 mÅ deducido por la fórmula de Nadeau (1988). Es importante resaltar el hecho de que sin embargo en la síntesis de las líneas de hierro se reproduce cuantitativamente el desplazamiento relativo de los bisectores obtenidos en regiones faculares frente a los de regiones no magnéticas. En resumen, *para obtener los mejores ajustes de los bisectores medios en RF a las observaciones hemos necesitado: a) presencia de un tubo de flujo magnético; b) microturbulencia reforzada en la zona intergranular como en la granulación en RC y c) fluctuaciones horizontales de temperatura diferentes a las de las RC.*

7.3.3 Parámetros fotométricos característicos de las regiones faculares

Para confirmar la validez de nuestras simulaciones debemos también comparar los parámetros relativos al comportamiento del continuo con las observaciones,

tanto en las RC como en las RF. Para que esta comparación resulte realista hemos degradado el perfil fotométrico, simulando, tentativamente, el efecto de un telescopio de 50 cm de apertura (suponiendo despreciable los efectos de la atmósfera), siguiendo las pautas expuestas en la sección 7.2.3.

a) En nuestros cálculos las fluctuaciones de brillo del continuo (ΔI_{rms}) en RF en el centro del disco presentan un decrecimiento cuando aumenta el factor de llenado magnético. Las fluctuaciones relativas $\Delta I_{rms_{RF}}/\Delta I_{rms_{RC}}$ toman valores que van desde 1 a 0.65 (para λ 7699Å) y desde el 1 a 0.5 (para λ 5576 Å y λ 5635Å) cuando el factor de llenado va desde 0% (Sol en calma) hasta el 10%. En la Fig.7.15 presentamos con línea de puntos el cociente entre la ΔI_{rms} de la RF y de la RC para los tres casos. Como ya señalamos en 7.3.2.ii esto concuerda cualitativamente con las observaciones de Title et al. (1989, 1992) y Hanslmeier et al.(1991).

b) El cociente entre la intensidad media en RF y RC en el centro del disco presenta sin embargo un ligero crecimiento lineal con el factor de llenado, tomando valores que van desde 1 a ~ 1.06 para los tres valores de λ , cuando este factor va de 0% a 10% (línea continua en la Fig.7.15), nuevamente de acuerdo con Title et al. (1989, 1992).

c) El perfil de intensidad del continuo a lo largo de una RF en el centro del disco depende del factor de llenado magnético. En la Fig.7.16 presentamos cuatro de estos perfiles correspondientes a RF en el centro del disco con factores de llenado 0%, 4%, 8% y 10%, respectivamente, en λ 5576 Å; estos perfiles están normalizados a la intensidad media obtenida en RC. Con líneas continuas representamos el perfil degradado por el efecto del telescopio y con líneas de puntos el perfil sin degradar. En la Fig.7.17 se muestra el espectro de potencia del perfil fotométrico obtenido con nuestro modelo de RF para un factor de llenado de un 10%. Este resultado reproduce con bastante fidelidad

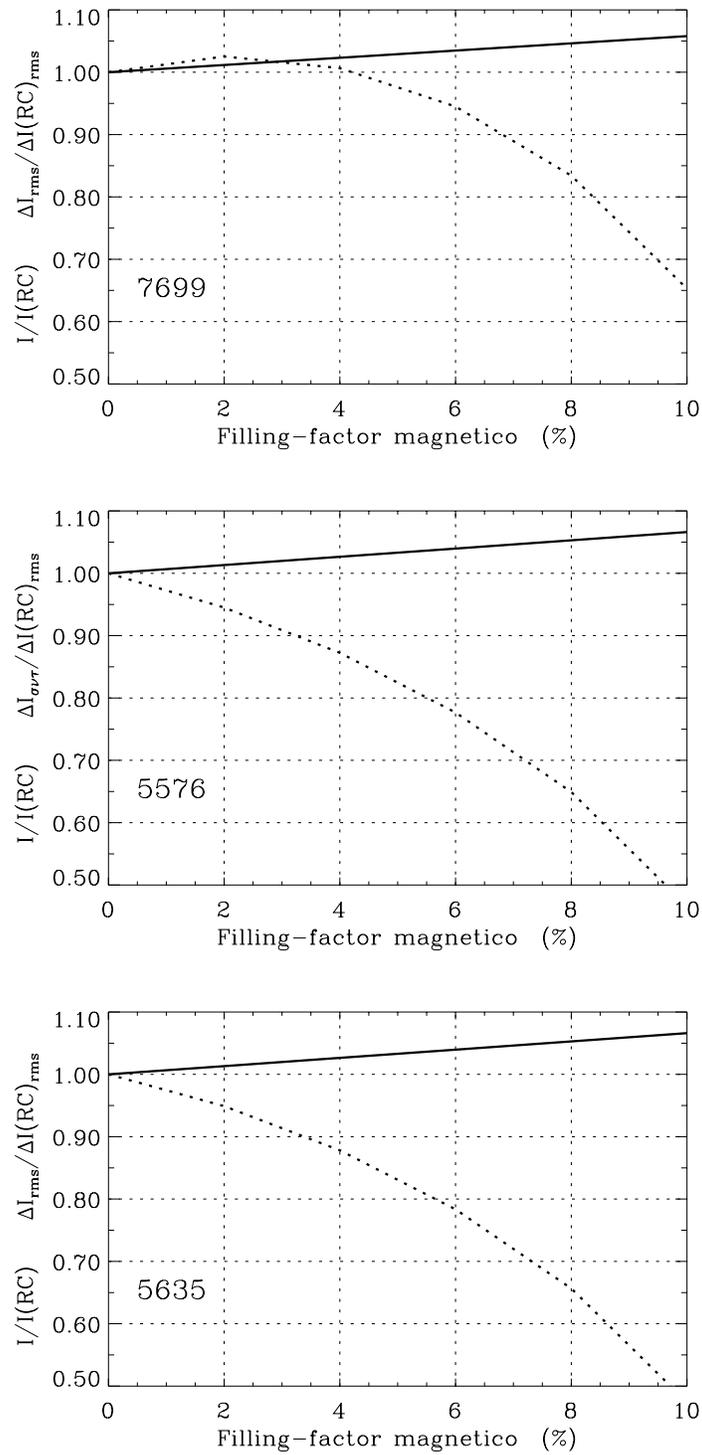


Figura 7.15: Cocientes entre los valores obtenidos en una región facular y en el Sol en calma de la intensidad media del continuo (línea continua) y de la ΔI_{rms} del continuo (línea de puntos) en el centro del disco, para las regiones espectrales λ 7699 Å, λ 5576 Å y λ 5635 Å.

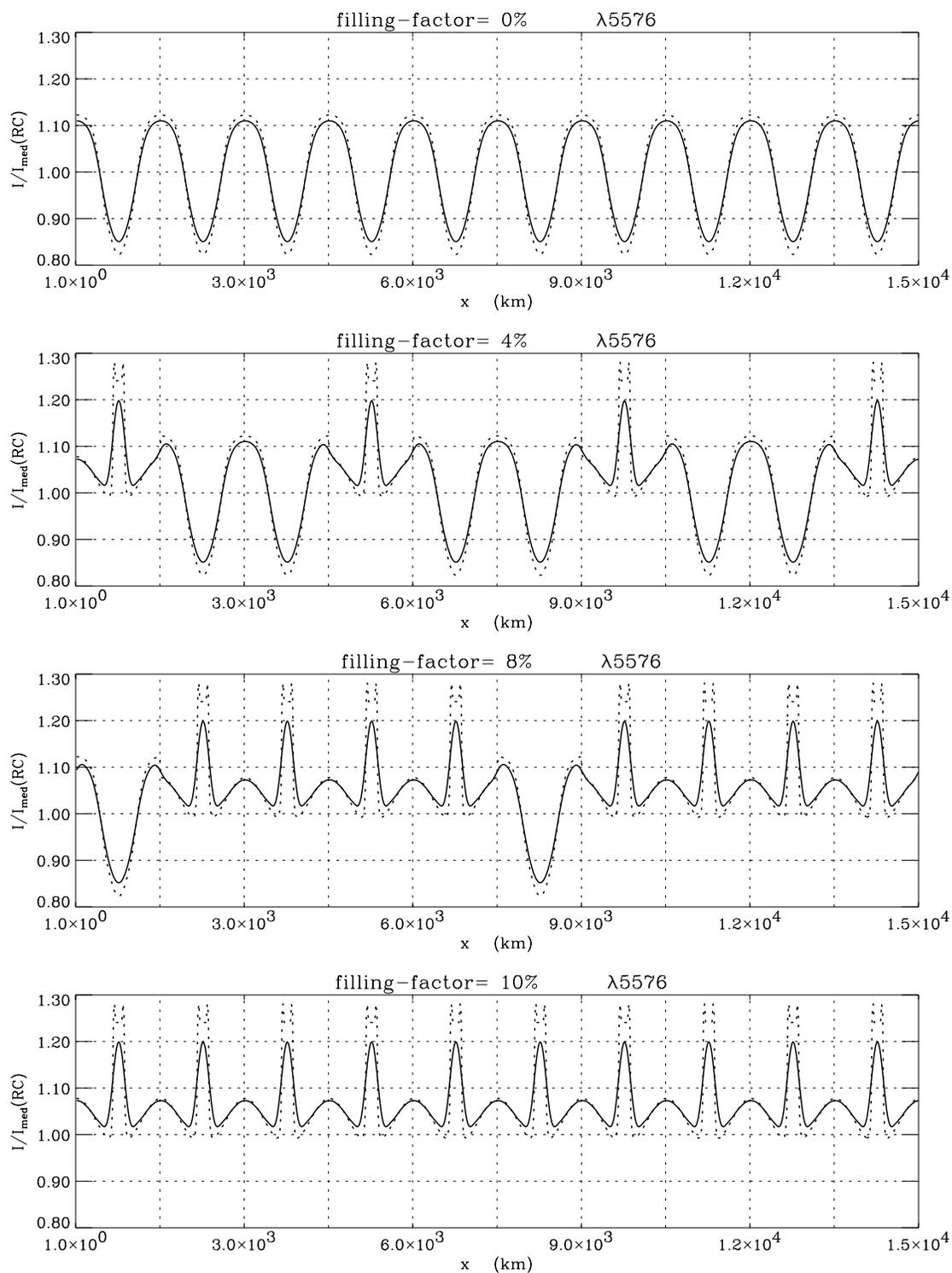


Figura 7.16: Perfil de intensidad del continuo en $\lambda 5576$ Å a lo largo de una región facular en el centro del disco, con filling factor 0%, 4%, 8% y 10%, respectivamente, normalizado a la intensidad media en regiones en calma. Líneas continuas: perfil degradado por el efecto de un telescopio de 50 cm de apertura. Líneas de puntos: perfil sin degradar.

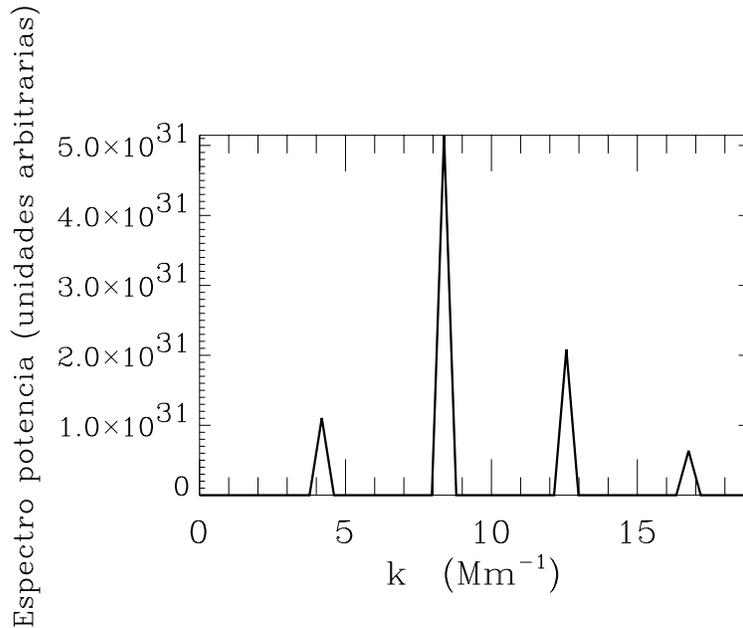


Figura 7.17: Espectro de potencia del perfil fotométrico correspondiente a nuestro modelo de región facular con filling factor del 10%.

el espectro de potencia que Sobotka et al. (1993) obtienen en una región facular (“granulación anormal”) en esta zona espectral (λ 5425) y que muestra cuatro picos de potencia en $k = 4, 6.8, 13.6, 17 \text{ Mm}^{-1}$. También se reproduce cualitativamente la intensidad relativa entre estos picos.

d) Otro parámetro fotométrico importante referido en la literatura es el contraste del tubo de flujo (o punto brillante asociado) con respecto a un cierto promedio de la región granular adyacente. Algunos autores definen dicho contraste como el cociente entre la intensidad máxima de la estructura brillante y la mínima del intergránulo adyacente, encontrando valores como 1.3-1.5 (Muller y Keil, 1983), 1.3 (Keller, 1992), 1.4 (Del Toro Iniesta et al., 1990) y los difícilmente creíbles 1.6-2.0 de Koutchmy (1977). En nuestra simulación, si tomamos como referencia el mínimo de granulación anormal adyacente al tubo, obtenemos valores de 1.18 en λ 5576 Å, 1.13 en λ 7699 Å y 1.01 en λ 16000 Å (mínimo de opacidad del continuo), variación con la longitud de onda predicha por diferentes trabajos; sin embargo si este contraste lo referimos a

los intergránulos próximos más oscuros (ver Fig. 7.16) obtenemos por ejemplo un valor de 1.41 para λ 5576Å, más concordante con los resultados de la literatura. Hemos de resaltar que las observaciones citadas anteriormente difieren en el método de reducción de datos, zona espectral estudiada y resoluciones espaciales alcanzadas, pudiendo influir de forma importante en los resultados la presencia de pequeños solapamientos (Solanki y Brigljevic, 1992).

Otra manera de definir el contraste del tubo es referir su brillo al de una zona amplia de granulación a su alrededor. Auffret y Muller (1991) encuentran valores de 1.085 mientras que Topka et al. (1992) obtienen 0.97 en λ 5000 Å para el contraste así definido. Solanki y Brigljevic (1992) predicen un decrecimiento desde 1.15 (para pequeño factor de llenado) hasta 0.85 (para grandes valores). En nuestra simulación (en λ 5576) obtenemos también para este contraste un decrecimiento monótono desde 1.19 a 1.14 cuando el factor de llenado aumenta del 2 al 10%, aunque no alcanzamos valores inferiores a 1 como los anteriores autores. Esto puede ser debido a que el tamaño de los tubos podría cambiar con el factor de llenado como sugieren Solanki y Brigljevic (1992), o a que en nuestro modelo de RF simulamos sólo hasta el 10% en este factor.

En este capítulo se han estudiado por separado algunos mecanismos que pueden influir en la forma del bisector observado en RF en el centro del disco solar. Atendiendo a la forma de los bisectores individuales los hemos clasificado en dos tipos que presentan forma de “C” y de “S”, respectivamente. Los bisectores en forma de “S” podrían ser el resultado de promedios defectuosos sobre el efecto de una onda. Para reproducir el bisector medio se han revelado como factores decisivos los siguientes: la presencia del tubo de flujo para reproducir el bien conocido debilitamiento de una línea en RF y los perfiles V de Stokes; la microturbulencia reforzada en una banda por encima de $\tau = 1$ en el intergránulo, tal como la modelábamos para reproducir las observaciones en

RC, con objeto de ajustar la curvatura de los bisectores en los niveles medios; y la modificación en las fluctuaciones ΔT de la granulación circundante al tubo para conseguir mayores desplazamientos al rojo en los niveles superiores del bisector.

Con el modelo de microturbulencia reforzada, obtenemos una variación de la anchura equivalente con el factor de llenado magnético en concordancia con nuestros resultados observacionales y los aportados en la literatura. En cuanto a la FWHM reproducimos en nuestros cálculos para la K I 7699 los valores que observamos en RC en el centro del disco ($\sim 155 \text{ m\AA}$), y cualitativamente para las tres líneas el hecho de que en las RF el valor es superior al de las RC. También comparamos los parámetros fotométricos que caracterizan el perfil de intensidad de nuestro modelo de RF con los resultados que constan en la literatura, encontrando una aproximación a éstos razonablemente buena.

Capítulo 8

Conclusiones y perspectivas futuras

En la presente memoria hemos realizado un estudio de la dinámica de la fotosfera solar, tanto en regiones en calma como faculares, utilizando como herramienta fundamental de análisis las asimetrías de los perfiles de líneas espectrales.

El procedimiento de trabajo ha consistido en comparar observaciones con simulaciones numéricas. Para ello hemos contado con nuestras propias observaciones de la línea K I 7699, que se origina en la alta fotosfera cuya dinámica es actualmente objeto de fuerte controversia; esta línea se utiliza además en numerosos experimentos de heliosismología. Complementamos nuestra base observacional con las de otros autores para las líneas Fe I 5576 y Fe I 5635 que se forman en capas más profundas de la fotosfera solar.

Para la simulación numérica hemos desarrollado un código de cálculo que permite obtener perfiles de líneas espectrales a partir de un modelo bidimensional de granulación solar. El código permite añadir a las velocidades granulares la influencia de otros campos de velocidades presentes en la fotosfera solar. Como

extensión adicional se han incluido tubos de flujo en proporción variable para simular las observaciones en regiones faculares con diferente factor de llenado magnético. Aunque nuestro código permite el ajuste de múltiples parámetros libres por métodos meramente matemáticos, que podría dar lugar a resultados con escaso significado físico, hemos optado por hacer una aproximación sucesiva a los datos empíricos mediante la discusión por separado de la influencia de cada uno de estos parámetros (con valores físicamente realistas) en el perfil de las líneas.

- CONCLUSIONES -

Entre los principales resultados obtenidos podemos resaltar los siguientes:

i) En lo que respecta a los resultados observacionales para la línea K I 7699:

- Hemos obtenido una completa caracterización de los perfiles medios de la línea, tanto en regiones en calma como faculares, y de su variación centro-borde, a través de los parámetros: bisectores, anchura equivalente, FWHM, posición e intensidad del núcleo y parámetros propuestos por Balthasar (1984). Entre los resultados destacamos:
 - ★ La anchura equivalente en el centro del disco toma el mismo valor en regiones en calma y faculares ($\sim 155 \text{ m\AA}$), y crece hacia el borde, siendo esta variación más acusada en las últimas.
 - ★ La FWHM aumenta de centro a borde manteniéndose sistemáticamente mayor en regiones faculares.
 - ★ La línea presenta un debilitamiento de $\sim 6\%$ del continuo en las regiones faculares respecto del Sol en calma.
 - ★ Los bisectores en regiones faculares cambian esencialmente su forma respecto de los de regiones en calma, descendiendo el punto de máxima

curvatura y mostrando los niveles superiores mucho más desplazados al rojo.

★ El desplazamiento del mínimo en el centro del disco es ~ 2.9 mÅ al rojo, y la curva ajustada al efecto borde muestra una diferencia entre $\mu = 1$ y $\mu = 0$ de ~ 40 m/s.

- Al analizar los espectros de potencia y fase de la variación temporal de los parámetros de la línea se pone de manifiesto una fuerte contribución en una banda en torno a 5 minutos, observándose en ella que:

★ La amplitud de la oscilación en los niveles del bisector disminuye conforme nos acercamos al continuo y todos ellos oscilan en fase.

★ La potencia de oscilación de la posición del mínimo se debilita al ir del centro al borde. En las regiones faculares el campo magnético actúa como filtro de los modos de oscilación suprimiendo algunos de ellos y atenuando los picos de potencia que sobreviven en 2.8 y 3.6 mHz.

★ La potencia de oscilación en los flancos azul y rojo de la línea muestra un comportamiento diferencial en regiones en calma. En regiones faculares esta diferencia prácticamente desaparece.

★ En regiones en calma existe un adelanto de fase comprendida entre 0° y 60° entre las oscilaciones de la velocidad Doppler del mínimo y la anchura equivalente (en las faculares la diferencia es mayor). También encontramos un adelanto de fase entre las oscilaciones de la intensidad del mínimo y su velocidad Doppler.

★ Encontramos una notable contribución de potencia en valores próximos a 2.1 mHz (8 minutos) en regiones en calma y faculares, que tentativamente asociamos a una onda de gravedad excitada localmente por la granulación.

ii) En lo que respecta a los resultados de nuestras simulaciones numéricas:

- Hemos aplicado nuestro código numérico para simular los resultados observacionales medios, tanto en regiones en calma como activas, para las líneas K I 7699, Fe I 5576 y Fe I 5635, que se forman en distintas profundidades de la fotosfera. Los principales resultados son:
 - ★ Se han estudiado diferentes mecanismos que influyen en la forma del bisector, interpretando así las diferencias morfológicas entre distintos bisectores observados en el centro del disco solar, y concluyendo que las características particulares de una observación (instrumento, área e intervalo temporal en los que se promedia, influencia variable de meso o supergranulación, etc...) mediatizan los resultados.
 - ★ Se ha reproducido el efecto borde observado en líneas fuertes mediante la inclusión de una onda acústico-gravitatoria de 8 minutos.
 - ★ Se ha logrado ajustar con gran fidelidad el bisector medio observado en el centro del disco solar en el Sol en calma. El mejor ajuste se ha conseguido considerando la citada onda acústico-gravitatoria, que desempeña un papel decisivo en los niveles bajos de las líneas fuertes, y reforzando el valor de la microturbulencia en el intergránulo entre 0 y 150 km por encima de $\tau = 1$, para reproducir los niveles medios y altos del bisector.
 - ★ Para ajustar el bisector medio en zonas faculares en el centro del disco solar se han revelado como factores decisivos los siguientes: a) desarrollo de un modelo geométrico realista que permite la inclusión de tubos de flujo en un campo granular con diferentes factores de llenado magnético; b) microturbulencia reforzada según el modelo antes citado, para reproducir la curvatura de los bisectores en los niveles medios; y c) modificación en las fluctuaciones ΔT de la granulación circundante al

tubo haciéndolas proporcionales a las velocidades granulares verticales, para conseguir mayores desplazamientos al rojo en los niveles superiores del bisector.

★ También reproducimos los siguientes aspectos observacionales en el centro del disco: debilitamiento de la línea en regiones faculares, mínima variación de la anchura equivalente con el factor de llenado magnético para líneas fuertes, e incremento de la FWHM en regiones faculares.

★ El comportamiento de los parámetros que caracterizan el perfil fotométrico del continuo en nuestro modelo de región facular (brillo medio, ΔI_{rms} , y contraste del tubo de flujo) concuerda con los resultados observacionales referidos en la literatura.

- PERSPECTIVAS FUTURAS -

Los resultados obtenidos en la presente memoria nos van a permitir profundizar en diversas líneas de trabajo que hemos abierto, tanto desde el punto de vista observacional como de la posterior interpretación de los resultados.

i) Desde el punto de vista observacional:

- Confirmar la existencia de las ondas de gravedad excitadas por la granulación, mediante la obtención de largas series temporales de observaciones en la granulación con alta resolución espacial.
- Realizar observaciones simultáneas, con alta resolución espacial, del perfil I de una línea insensible al campo magnético ($g_{eff} = 0$) y el perfil V de Stokes de otra con fuerte sensibilidad ($g_{eff} = 2 - 3$), para describir los resultados observacionales en función del factor de llenado magnético en regiones faculares.

- Observar simultáneamente líneas fuertes de Fe I y Fe II en regiones faculares y en calma, con objeto de estudiar el mecanismo de bifurcación cromosférica propuesto por Ayres et al. (1986)
- Obtener espectros de líneas fuertes (K I 7699, Mg I 4571) con alta resolución espacial para obtener su comportamiento diferencial gránulo-intergránulo.

ii) Desde el punto de vista de simulaciones numéricas:

- Estudiar la variación centro borde de asimetrías de líneas espectrales tanto en regiones en calma como faculares incluyendo en nuestro código numérico: a) amortiguación radiativa en las ondas; b) modelado más detallado de la microturbulencia en profundidades atmosféricas; y c) nueva geometría de mezcla en los módulos faculares para reproducir el factor de llenado magnético fuera del centro del disco.
- Utilizar como aproximación de partida un modelo más realista de la granulación que el propuesto por Nelson (1978).
- Mejorar el tratamiento en condiciones de N.L.T.E. en la síntesis de líneas fuertes objeto de nuestro estudio.
- Interpretación de las asimetrías de líneas espectrales observadas en la sombra de las manchas solares, tomando como base un modelo de dos componentes (núcleos oscuros y rasgos brillantes).
- Interpretar las variaciones temporales diferenciales de los flancos azul y rojo en los perfiles de las líneas espectrales observados en Kitt Peak.
- Simulación de las asimetrías y su evolución temporal en gránulo e intergránulo separadamente, para cotejar con observaciones de muy alta resolución existentes.

Apéndice A

Bibliografía

Bibliografía

- Adam M.G., Ibbetson P.A., Petford A.D.: 1976, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **177**, 687.
- Alamanni N., Bertello L., Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A.: 1990b, *Astron. Astrophys.* **231**, 518.
- Alamanni N., Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A.: 1990a, *Astron. Astrophys.* **228**, 517.
- Allen C.W. : 1973, *Astrophysical Quantities*. The Athlon Press.
- Aller M.F., Everett C.H.M.: 1972, *Astrophys. J.* **172**, 447.
- Altrock R.C., Musman S.: 1976, *Astrophys. J.* **203**, 533.
- Altrock R.C., Musman S., Cook M.C.: 1984, “*Small-Scale Dynamical Processes in quiet stellar atmospheres*”. S.L.Keil (Ed.). Sac. Peak / NSO, p.130.
- Ambroz P.: 1976, *IAU Symp.* **71**, 113.
- Andersen B.N.: 1984, *Solar Phys.* **94**, 49.
- Andersen B.N.: 1985, *Solar Phys.* **98**, 173.
- Andersen B.N.: 1986, *Solar Phys.* **107**, 27.
- Andersen B.N.: 1987, *Solar Phys.* **114**, 207.
- Andersen B.N., Barth S., Hansteen V., Leifsen T., Lilje P.B., Vikanes F.: 1985, *Solar Phys.* **99**, 17.
- Anderson L.S., Athay R.G.: 1989, *Astrophys. J.* **336**, 1089.
- Athay R.G., White O.R.: 1978, *Astrophys. J.* **226**, 1135.
- Auer L.H., Heasley J.N., House L.L. : 1977, *Astrophys. J.* **216**, 531.

- Auffret H., Muller R.: 1991, *Astron. Astrophys.* **246**, 264.
- Ayres T.R., Testerman L., Brault J.W.: 1986, *Astrophys. J.* **304**, 542.
- Babcock H.W., Babcock H.D.: 1952, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **64**, 282.
- Babcock H.W., Babcock H.D.: 1955, *Astrophys. J.* **121**, 349.
- Badaljan O.G., Livshits M.A.: 1970, *Soviet Astron.* **15**, No. 1.
- Balthasar H. : 1984, *Solar Phys.* **93**, 219.
- Balthasar H. : 1985, *Solar Phys.* **99**, 31.
- Balthasar H. : 1988, *Astron. Astrophys. Supl. Series* **72**, 473.
- Balthasar H. : 1990, *Solar Phys.* **127**, 289.
- Barambom C., Müller E.A.: 1979, *Solar Phys.* **64**, 201.
- Beckers J.M.: 1977, *Astrophys. J.* **213**, 900.
- Beckers J.M.: 1981, "The Sun as a star". Ed. S.Jordan, NASA SP-450, 11.
- Beckers J.M., Canfield R.: 1976, *Physique des Mouvements dans les Atmospheres stellaires*. Eds. R. Cayrel, M. Seinbergs. CNRS Paris, p.207.
- Beckers J.M., Cram L.E.: 1979, *Nature* **280**, 255.
- Beckers J.M., Nelson G.D.: 1978, *Solar Phys.* **58**, 243.
- Beckers J.M., Schröter E.H.: 1968, *Solar Phys.* **4**, 142.
- Beckers J.M., Taylor W.R.:1980, *Solar Phys.* **68**, 41.
- Beckers J.M., Vegvar P.: 1978, *Solar Phys.* **58**, 7.
- Bertello L.: 1987, *Tesis Doctoral*. Univers. Florencia.
- Bertello L., Caccin B.: 1988, "Seismology of the Sun and Sunlike Stars", ESA SP-**286**, p.17.
- Bertello L., Caccin B.: 1990, *Astron. Astrophys.* **231**, 509.
- Bertello L., Caccin B., Francia P., Pietropaolo : 1992, *Astrophys. J.* **401**, 768.
- Biémont E., Brault J.W., Delbouille L., Roland G.: 1985, *Astron. Astrophys. Suppl.* **61**, 107.
- Biermann L.: 1948, *Zs. Ap.* **25**, 161.
- Blackwell D.E., Shallis M.J.: 1979, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **186**, 673.
- Bolton C.T.: 1970, *Astrophys. J.* **161**, 1187.

- Bonet J.A, Márquez I., Roca-Cortés T., Vázquez M., Wittmann A., Wöhl H.: 1984, "*Small-Scale Dynamical Processes in quiet stellar atmospheres*". S.L.Keil (Ed.). National Solar Observatory, p.323.
- Bonet J.A, Márquez I., Vázquez M., Wöhl H.: 1987, *J.O.S.O. Annual Report 1986/87*, p.79.
- Bonet J.A, Márquez I., Vázquez M., Wöhl H.: 1987, "*The Role of fine scale magnetic fields on the structure of the Solar Atmosphere*". E.H.Schröter, M. Vázquez (Eds.). Cambridge University Press. p.32.
- Bonet J.A, Márquez I., Vázquez M., Wöhl H.: 1988, *Astron. Astrophys.* **198**, 322.
- Bonet J.A, Márquez I., Vázquez M., Wöhl H.: 1989, "*Solar and Stellar Granulation*". R. Rutten, G. Severino (Ed.). Kluwer Publ., p.299.
- Bonet J.A, Márquez I., Vázquez M., Wöhl H.: 1991, *Astron. Astrophys.* **244**, 492.
- Bowen I.S.: 1938, *Astrophys. J.* **88**, 113.
- Brandt P.N., Schröter E.H.: 1982, *Solar Phys.* **79**, 3.
- Brandt P.N., Schröter E.H.: 1984, "*Small-Scale Dynamical Processes in quiet stellar atmospheres*". S.L.Keil (Ed.). National Solar Observatory, p.371.
- Brandt P.N., Solanki S.K.: 1987, "*The Role of fine scale magnetic fields on the structure of the Solar Atmosphere*". E.H.Schröter, M. Vázquez (Eds.). Cambridge University Press. p.82.
- Brandt P.N., Solanki S.K.: 1990, *Astron. Astrophys.* **231**, 221.
- Brault J.W., Slaughter C.D., Pierce A.K., Aikens R.S.: 1971, *Solar Phys.* **18**, 366.
- Brault J.W., White O.R.: 1971, *Astron. Astrophys.* **13**, 169.
- Bray R.J., Loughhead R.E.: 1967, *The Solar Granulation*. Chapman and Hall. London.
- Bray R.J., Loughhead R.E., Durrant C.J.: 1984, *The Solar Granulation*. 2ª edición. Cambridge Univ. Press.
- Brown T.M., Harrison R.L.: 1980, *Astrophys. J. Letters* **236**, L169.
- Browne P.F.: 1962, *Nature*, **193**, 1019.
- Brückner G., Schröter E., Voigt H.H.: 1967, *Solar Phys.* **1**, 487.

- Brunning D.H.: 1981, *Solar Phys.* **71**, 233.
- Bünthe M., Steiner O., Solanki S.K.: 1991, "Solar Polarimetry". *Proc. 11th Sac. Peak NSO Workshop*. L. November (Ed.), p.468.
- Caccin B., Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A., Sambuco A.M.: 1985, *Astron. Astrophys.* **149**, 357.
- Caccin B., Falciani R., Donati Falchi A.: 1978, *Solar Phys.* **57**, 13.
- Caccin B., Severino G.: 1979, *Astrophys. J.* **232**, 297.
- Casas J.: 1972, "Òptica", Universidad de Zaragoza.
- Cattaneo F., Brummell N.H., Toomre J., Malagoli A. Hurlburt N.A.: 1991, *Astrophys. J.* **370**, 282.
- Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A.: 1982, *Astron. Astrophys.* **109**, 233.
- Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A.: 1985a, *Astron. Astrophys.* **150**, 256.
- Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A.: 1985b, *Astron. Astrophys.* **143**, 116.
- Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A.: 1986a, *Astron. Astrophys.* **163**, 219.
- Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A., Alamanni N.: 1986b, *Astron. Astrophys.* **156**, 310.
- Cavallini F., Ceppatelli G., Righini A., Alamanni N.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 161.
- Chandrasekhar S.: 1950, *Radiative Transfer*. Oxford Univ. Press
- Chapman G.A.: 1970, *Solar Phys.* **14**, 215.
- Chapman G.A.: 1977, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **33**, 35.
- Chapman G.A.: 1979, *Astrophys. J.* **232**, 923.
- Chapman G.A., Sheeley Jr. N.R.: 1968, *Solar Phys.* **5**, 442.
- Claverie A., Isaak G., McLeod C.P., Van der Raay H.B., Pallé P.L., Roca Cortés T.: 1982, *Nature* **299**, 709.
- Collados M., Marco E., del Toro J.C., Vázquez M.: 1986, *Solar Phys.* **105**, 17.
- Collados M., Vázquez M.: 1987, *Astron. Astrophys.* **180**, 223.
- Compton A.H.: 1923, *Phil. Mag.* VI **46**, 897.
- Cram L.E., Keil S.L., Ulmschneider P.: 1979, *Astrophys. J.* **234**, 768.

- Crosswhite H.M.: 1975, *J. Research N.B.S.* **79A**, 17.
- Deinzer W., Hensler G., Schüssler M., Weisshaar E.: 1984a, *Astron. Astrophys.* **139**, 426.
- Deinzer W., Hensler G., Schüssler M., Weisshaar E.: 1984b, *Astron. Astrophys.* **139**, 435.
- De la Reza R., Müller E.A.: 1975, *Solar Phys.* **43**, 15.
- Delbouille L., Neven L., Roland G.: 1973-1979, *Photometric Atlas of the Solar Spectrum from λ 3000 to λ 10000*. Liège.
- Del Toro Iniesta, J.C., Semel M., Collados M., Sánchez Almeida J.: 1990, *Astron. Astrophys.* **227**, 591.
- Deubner F.: 1967, *Solar Phys.* **2**, 133.
- Deubner F.: 1972, *Solar Phys.* **17**, 6.
- Deubner F., Fleck B.: 1989, *Astron. Astrophys.* **213**, 423.
- Deubner F., Mattig W.: 1975, *Astron. Astrophys.* **45**, 167.
- Dravins D.: 1982, *ARAA* **20**, 61.
- Dravins D., Larsson B.: 1984, "Small-Scale Dynamical Processes in quiet stellar atmospheres". S.L.Keil (Ed.). National Solar Observatory, p.306.
- Dravins D., Larsson B., Nordlund Å.: 1986, *Astron. Astrophys.* **158**, 83.
- Dravins D., Lindegren L., Nordlund Å.: 1981, *Astron. Astrophys.* **96**, 345.
- Drawin H.W, Felenbok P.: 1965, *Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium*. Gauthier-Villars Ed. Paris.
- Dunn R.B., Zirker J.B.: 1973, *Solar Phys.* **33**, 35.
- Durrant C.J.: 1979, *Astron. Astrophys.* **73**, 137.
- Durrant C.J.: 1984, "Small-Scale Dynamical Processes in quiet stellar atmospheres". S.L.Keil (Ed.). National Solar Observatory, p.345.
- Edmonds F.N., Michard R., Servajean R.: 1965, *Ann. Astrophys.* **28**, 534.
- Evans J.W., Michard R.: 1962 *Astrophys. J.* **136**, 493.
- Eriksen G., Maltby P.: 1966, *Astrophys. J.* **148**, 833.
- Evershed J.: 1931, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **91**, 260.

- Feautrier P.: 1964, *C.R. Acad. Sci. Paris* **258**, 3189.
- Ferrari A., Massaglia S., Kalkofen W., Rosner R., Bodo G.: 1985, *Astrophys. J.* **298**, 181.
- Frazier E.N.: 1967, *Z. Astrophys.* **68**, 345.
- Gasanalizade A.G.: 1971, *Solar Phys.* **20**, 507.
- Gasanalizade A.G.: 1979, *Soln. Dannye* **7**, 85.
- Gertensorn S., Luc P.: 1978, *Atlas du spectre d'absorption de la moleculé d'Iode 14800-20000 cm⁻¹*, C.N.R.S. Pub., Francia.
- Gingerich O.J.: 1964, "First Harvard-Smithsonian conf. on Stellar Atmospheres". *SAO Special Report* **167**. Cambridge, Mass.
- Gingerich O.J., Noyes R.W., Kalkofen W., Cuny Y.: 1971, *Solar Phys.* **18**, 347.
- Giovanelli R.G.: 1980 *Solar Phys.* **67**, 211.
- Giovanelli R.G., Livingston W.C., Harvey J.W.: 1978, *Solar Phys.* **59**, 49.
- Gómez M.T., Marmolino C., Roberti G., Severino G.: 1987, *Astron. Astrophys.* **188**, 169.
- Gómez M.T., Rutten M.J., Severino G.: 1991, *Astron. Astrophys.* **244**, 501.
- Gray D.F.: 1976, *The observation and Analysis of stellar photospheres*. John Wiley & Sons.
- Gray F.: 1980, *Astrophys. J.* **235**, 508.
- Grevesse N.: 1984, *Phys. Scripta*, **T8**, 49.
- Grossmann-Doerth U., Knölker M., Schüssler M., Weisshaar E.: 1989, "Solar and Stellar Granulation". R. Rutten, G. Severino (Ed.). Kluwer Publ.
- Grossmann-Doerth U., Schüssler M., Solanki S.K.: 1988, *Astron. Astrophys.* **206**, L37, L39.
- Gurtovenko E.A.: 1972, *Astrom.Astrofiz.* **16**, 77.
- Gurtovenko E.A., Kostik R.I., Orlova T.V., Troyan V.I., Fedorchenko G.L.: 1975, "Profiles of selected Fraunhofer lines for different center-limb positions on the solar disk", Naukova Dumka, Kiev.
- Hale G.E.: 1908, *Astrophys. J.* **28**, 315.

- Hale G.E.: 1922a, *Proc. National Acad. Sci.* **8**, 168.
- Hale G.E.: 1922b, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **82**, 168.
- Halm J.: 1907, *Astron. Nachr.* **173**, 273.
- Hanslmeier A., Mattig W., Nesis A.: 1991, *Astron. Astrophys.* **244**, 521.
- Hart M.H.: 1974, *Astrophys. J.* **187**, 393.
- Harvey J.W., Livingston W.: 1969, *Solar Phys.* **10**, 283.
- Heintze J.R.W., Hubenet H. De Jager C.: 1964, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **17**, 442.
- Higgs L.A.: 1962, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **124**, 51.
- Hollweger H., Testerman L.: 1975, *Solar Phys.* **43**, 271.
- Howard R.: 1971, *Solar Phys.* **16**, 21.
- Howard R.: 1972, *Solar Phys.* **24**, 123.
- Howard R., Boyden J.E., Labonte B.J.: 1980, *Solar Phys.* **66**, 167.
- Immerschmit S., Schröter E.H.: 1989, *Astron. Astrophys.* **208**, 307.
- Jewell L.E.: 1896, *Astrophys. J.* **3**, 89.
- John T.L.: 1988, *Astron. Astrophys.* **193**, 189.
- Kaisig M., Durrant C.J.: 1982, *Astron. Astrophys.* **116**, 332.
- Kaisig M., Schröter E.H.: 1983, *Astron. Astrophys.* **117**, 305.
- Kalkofen W., Rosner R., Ferrari A., Massaglia S.: 1986, *Astrophys. J.* **304**, 519.
- Keil S.I.: 1984, "*Small-Scale Dynamical Processes in quiet stellar atmospheres*".
S.L.Keil (Ed.). National Solar Observatory, p.148.
- Keil S.I., Marmolino C.: 1986, *Astrophys. J.* **310**, 912.
- Keller C.H.: 1992, *Nature* **359**, 307.
- Keller C.H., Koutchmy S.: 1991, *Astrophys. J.* **379**, 751.
- Keller C.H., Solanki S.K., Steiner O., Stenflo J.O.: 1990, *Astron. Astrophys.* **233**,
583.
- Kentischer T.J., Schröter E.H.: 1991, *Astron. Astrophys.* **245**, 279.
- Kiepenheuer, K.O.: 1953, *Astrophys. J.* **117**, 447.
- Knölker M., Schüssler M., Weisshaar E.: 1988, *Astron. Astrophys.* **194**, 257.
- Komm R., Mattig W., Nesis A.: 1991, *Astron. Astrophys.* **252**, 827

- Kostik R.I., Orlova T.V.: 1970, *Astrom. Astrofiz.* **9**, 117.
- Kostik R.I., Orlova T.V.: 1972, *Solar Phys.* **26**, 42.
- Kostik R.I., Orlova T.V.: 1974, *Solar Phys.* **36**, 279.
- Kostik R.I., Orlova T.V.: 1977a, *Astrom. Astrofiz.* **33**, 51.
- Kostik R.I., Orlova T.V.: 1977b, *Solar Phys.* **53**, 353.
- Koutchmy S.: 1977, *Astron. Astrophys.* **61**, 397.
- Koutchmy S., Stellmacher G.: 1978, *Astron. Astrophys.* **67**, 93.
- Kurucz R.L., Peytremann E.: 1975, *Smithsonian Astrophys. Obs. Special Report* **362**.
- Küveler G.: 1983, *Solar Phys.* **88**, 13.
- Labonte B.J., Howard R.: 1982, *Solar Phys.* **80**, 361.
- Landi Degl'Innocenti E.: 1976, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **25**, 379.
- Landi Degl'Innocenti E.: 1983, *Solar Phys.* **85**, 3.
- Leighton R., Noyes R., Simon G.: 1962, *Astrophys. J.* **135**, 474.
- Litzén U., Vergès J.: 1976, *Phys. Scripta* **13**, 240.
- Livingston W.C.: 1982, *Nature* **297**, 208.
- Lopresto J.C., Schrader C., Pierce A.K.: 1991, *Astrophys. J.* **376**, 757.
- Lopresto J.C., Pierce A.K.: 1985, *Solar Phys.* **102**, 21.
- Ludmany A.: 1983, *Publ. Debrecen Heliophys. Obs.*, Vol **5**, p.575.
- Lydon T.J., Fox P.A., Sofia S.: 1993, *Astrophys. J. Letters* **403**, L79.
- Macris C.J.: 1979, *Astron. Astrophys.* **78**, 186.
- Macris C.J., Prokakis Th., Dialetis D., Muller R.: 1989, *Solar Phys.* **122**, 209.
- Magnan C., Pecker J.C.: 1974, *Highlights of Astronomy* **3**, 171.
- Makita M., Kawakami H.: 1986, *Publ. Astron. Soc. Japan* **38**, 257.
- Maltby P.: 1977, *Astrophys. Space Sci.* **47**, L21.
- Marmolino C., Roberti G., Severino G.: 1985, *Theoretical Problems in Hight Resolution Solar Physics*. H.U. Schmidt, Ed. MPA Munich.
- Marmolino C., Roberti G., Severino G.: 1987, *Solar Phys.* **108**, 21.
- Marmolino C., Roberti G., Vázquez M., Severino G., Wöhl H.: 1984, *The Hydro-magnetics of the Sun* ESA SP-220. p.191.

- Marmolino C., Severino G.: 1991, *Astron. Astrophys.* **242**, 271.
- McMath R.R., Mohler O.C., Pierce A.K., Goldberg L.: 1956, *Astrophys. J.* **124**, 1.
- Meyer F., Schmidt H.U.: 1967, *Z. Astrophys.* **65**, 274.
- Mihalas D.: 1967, *Methods in computational Physics*. Alder (Ed.), Academic Press, p.1.
- Mihalas D.: 1970, *Stellar Atmospheres*, W.H. Freeman and Company.
- Mihalas D.: 1978, *Stellar Atmospheres*, W.H. Freeman and Company.
- Mihalas B.W., Toomre J.: 1981, *Astrophys. J.* **249**, 371.
- Mihalas B.W., Toomre J.: 1982, *Astrophys. J.* **263**, 386.
- Mihalas D., Mihalas B.W.: 1984, *Foundations of Radiation Hydrodynamics*, Oxford Univ. Press. New York.
- Miller P., Foukal P., Keil S.L.: 1984, *Solar Phys.* **92**, 33.
- Misana M.: 1975, *Astrophys. Space Sci.* **33**, 239.
- Misana M.: 1977, *Astrophys. Space Sci.* **50**, 409.
- Misana M.: 1978, *Astrophys. Space Sci.* **53**, 339.
- Moore C.E., Minnaert M.G.J., Houtgast J.: 1966, *The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å*. NBS Monograph **61**.
- Muller R., Keil S.L.: 1983, *Solar Phys.* **87**, 243.
- Nadeau D.: 1988, *Astrophys. J.* **325**, 480.
- Namba O., Diemel W.E.: 1969, *Solar Phys.* **7**, 167.
- Nelson G.D.: 1978, *Solar Phys.* **60**, 5.
- Nelson G.D., Musman S.: 1977, *Astrophys. J.* **214**, 912.
- Nelson G.D., Musman S.: 1978, *Astrophys. J. Letters* **222**, 69.
- Nesis A., Durrant C.J., Mattig W.: 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, 153.
- Nesis A., Hanslmeier A., Hammer R., Komm R., Mattig W., Staiger J.: 1992, *Astron. Astrophys.* **253**, 56.
- Nesis A., Mattig W.: 1989, *Astron. Astrophys.* **221**, 130.
- Nordlund Å.: 1978, *Astron. Papers Dedicated to Bengt Strömgren*. A. Reiz and T. Andersen (Eds.) Copenhagen Univ. Obs. p.95.

- Nordlund Å.: 1980, "Stellar Turbulence". D.F. Gray and J.L.Linsky (Eds.). Springer Verlag, Berlin. p.213.
- Nordlund Å.: 1983, "Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects". J.O.Stenflo (Ed.). *IAU Symp.* **102**, 79.
- Nordlund Å.: 1985, *Solar Phys.* **100**, 209.
- Nordlund Å.: 1985, "Theoretical Problems in High Resolution Solar Physics". H.U.Schmidt (Ed.). Max Planck Inst.f.Astrophys. Munich. p.101.
- Nordlund Å.: 1986, "Small Magnetic Flux Concentrations in the Solar Photosphere". W.Deinzer, M.Knölker, H.H.Voigt (Eds.). Vandenhoeck & Ruprecht. Göttingen. p.83.
- November L., Toomre J., Gebbie K., Simon G.: 1981, *Astrophys. J.* **245**, L123.
- November L., Toomre J., Gebbie K., Simon G.: 1982, *Astrophys. J.* **258**, 846.
- O'Brien J.E.: 1971, *Solar Phys.* **19**, 314.
- Oshervich V.A., Flå T., Chapman G.A.: 1983, *Astrophys. J.* **286**, 412.
- Parker E.N.: 1955, *Astrophys. J.* **121**, 491.
- Pasachoff J.M., Silk J.I.: 1968, *Solar Phys.* **4**, 474.
- Peach: 1970, *Mem. Royal Astron. Soc.* **73**, 1.
- Pecker J.C., Tait W., Vigier J.P.: 1973, *Nature* **241**, 338.
- Pierce A.K.: 1964, *Appl.Opt.* **3**, 1337.
- Pierce A.K.: 1965, *K.P.N.O. Contribucion No.93*.
- Pierce A.K.: 1991, *Solar Phys.* **133**, 215.
- Pierce A.K.: 1992, *Solar Phys.* **139**, 1.
- Pierce A.K., Breckinridge J.B.: 1973, *K.P.N.O. Contribucion No.559*.
- Rees D.E.: 1987, "Numerical Radiative Transfer". Kalkofen Ed. Cambridge Univ. Press, 213.
- Rees D.E., Murphy G.A., Durrant C.J.: 1989, *Astrophys. J.* **339**, 1093.
- Risberg P.: 1956, *Arkiv. Phys.* **10**, 583.
- Roca Cortés T., Vázquez M., Wöhl H.: 1983, *Solar Phys.* **88**, 1.
- Rogerson J.B.: 1961, *Astrophys. J.* **134**, 331.

- Rutten R.J., Severino G.: 1989, "*Solar and Stellar Granulation*". R. Rutten, G. Severino (Ed.). Kluwer Publ.
- Rutten R.J., van der Zalm E.B.J.: 1984, *Astron. Astrophys. Suppl.Ser.* **55**, 143.
- Sánchez Almeida J.: 1990, *Cursos de Doctorado*. Univers. de La Laguna.
- Sánchez Almeida J., Collados M., del Toro Iniesta J.C.: 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, L37.
- Sánchez Almeida J., Collados M., del Toro Iniesta J.C.: 1989, *Astron. Astrophys.* **222**, 311.
- Schatzman E.: 1949, *Ann. d'Ap.* **12**, 203.
- Schleicher H.: 1988, *JOSO Annual Report 1986/1987*, p.70.
- Schmieder B.: 1976, *Solar Phys.* **47**, 435.
- Schmieder B.: 1977, *Solar Phys.* **54**, 269.
- Schmieder B.: 1978, *Solar Phys.* **57**, 245.
- Schmidt W.: 1981
- Schröter E.H.: 1957, *Z. Astrophys.* **41**, 141.
- Schröter E.H.: 1962, *Z. Astrophys.* **56**, 183.
- Schröter E.H., Soltau D., Wiehr E.: 1985, *Vistas Astron.* **28**, 519.
- Schüssler M., Solanki S.K.: 1988, *Astron. Astrophys.* **192**, 338.
- Schwarzschild M.: 1948, *Astrophys. J.* **107**, 1.
- Severino G., Roberti G., Marmolino C. Gómez M.T.: 1986, *Solar Phys.* **104**, 259.
- Shchukina N.G.: 1987, *Kinematica i Fizika Nebesnykh Tel*, vol.3, No.2, p.40.
- Sheeley N.R.: 1966, *Astrophys. J.* **144**, 723.
- Sheeley N.R.: 1967, *Solar Phys.* **1**, 171.
- Shurcliff W.A. : 1962, *Polarized Light*. Harvard Univ. Press. Cambridge.
- Simon G.W., Leighton R.: 1964, *Astrophys. J.* **140**, 1120.
- Simon G.W., Zirker J.B.: 1974, *Solar Phys.* **35**, 331.
- Slaughter C., Wilson A.M.:1972, *Solar Phys.* **24**, 43.
- Snider J.L.: 1970, *Solar Phys.* **12**, 352.
- Snider J.L.: 1972, *Phys. Rev. Letters* **28**, 853.

- Snider J.L.: 1983, *Solar Phys.* **84**, 377.
- Sobotka M., Bonet J.A., Vázquez M.: 1993 *Astrophys. J. en prensa*.
- Solanki S.K.: 1984, “*The Hydromagnetics of the Sun*”. T.D. Guyenne and J.J. Hunt (Eds.), ESA, SP-220, p.63.
- Solanki S.K.: 1986, *Astron. Astrophys.* **168**, 311.
- Solanki S.K.: 1989a, *Astron. Astrophys.* **224**, 225.
- Solanki S.K.: 1989b. Comunicación privada.
- Solanki S.K., Brigljevic V.: 1992, *Astron. Astrophys.* **262**, L29.
- Solanki S.K., Pahlke K.D.: 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, 143.
- Solanki S.K., Stenflo J.O.: 1984, *Astron. Astrophys.* **140**, 185.
- Solanki S.K., Stenflo J.O.: 1985, *Astron. Astrophys.* **148**, 123.
- Spitzer L.: 1950, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **110**, 216.
- Spruit H.C.: 1976, *Solar Phys.* **50**, 269.
- Spruit H.C.: 1977, *Solar Phys.* **55**, 3.
- Spruit H.C.: 1981, “*The Sun as a Star*”. NASA SP-450. S.Jordan Ed. p.385.
- Spruit H.C., Nordlund Å, Title A.: 1990, *ARAA* **28**, 263.
- Staiger J.: 1987, *Astron. Astrophys.* **175**, 263.
- Staiger J., Schmieder B., Deubner F.L., Mattig W.: 1984, *Mem. Soc. Astron. Ital.* **55**, 147.
- Steffen M.: 1987, *JOSO Annual Report*, p.62
- Steffen M.: 1989, “*Solar and Stellar Granulation*”. R. Rutten, G. Severino (Ed.). Kluwer Publ. p.425.
- Steffen M., Gigas D.: 1985, “*Theoretical Problems in High Resolution Solar Physics*”, MPIFA, Munich, H.V. Schmidt (Ed.), p.95.
- Steffen M., Muchmore D.: 1988, *Astron. Astrophys.* **193**, 281.
- Steffen M., Ludwig H.G., Krüß A.: 1989, *Astron. Astrophys.* **213**, 371.
- Stein R.F., Leibacher J.: 1974, *ARAA* **12**, 407.
- Stellmacher G., Wiehr E.: 1979, *Astron. Astrophys.* **75**, 263.
- Stenflo J.O.: 1973, *Solar Phys.* **32**, 41.

- Stenflo J.O.: 1975, *Solar Phys.* **42**, 79.
- Stenflo J.O., Harvey J.W.: 1985, *Solar Phys.* **95**, 99.
- Stenflo J.O., Harvey J.W., Brault J.W., Solanki S.K.: 1984, *Astron. Astrophys.* **131**, 333.
- Stenflo J.O., Solanki S.K., Harvey J.W.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 167.
- Stix M.: 1972, *Astron. Astrophys.* **4**, 189.
- Stix M.: 1989, *The Sun*. Springer Verlag. Berlin.
- Stix M., Wöhl H.: 1974, *Solar Phys.* **37**, 63.
- Thomas J.H., Clark P.A., Clark A.: 1971, *Solar Phys.* **16**, 51.
- Title A.M., Tarbell T.D., Topka K.P., Ferguson S.H., Shine R.A. & the SOUP team: 1989, *Astrophys. J.* **336**, 475.
- Title A.M., Topka K.P., Tarbell T.D., Schmidt W., Balke C., Sharmer G.: 1992, *Astrophys. J.* **393**, 782.
- Topka K.P., Tarbell T.D., Title A.M.: 1992, *Astrophys. J.* **396**, 351.
- Turon P.: 1975, *Solar Phys.* **41**, 271.
- Unno W.: 1956, *Publ. Astron. Soc. Japon* **8**, 108.
- Van Ballegooijen A.A.: 1985, "Theoretical Problems in High Resolution Solar Physics", Ed. H.U. Schmidt, Max Plank Inst. f. Astrophys. Munich, p.177.
- Vanoli K.: 1975, *Diplomarbeit*, Universität Freiburg.
- Vázquez M.: 1983, *Public. I.A.C. Serie C No.1*.
- Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.: 1981, *Astrophys. J. Suppl.* **45**, 635.
- Voigt H.H.: 1956, *Z. Astrophys.* **40**, 157.
- Voigt H.H.: 1959, *Z. Astrophys.* **47**, 144.
- Walton S.R.: 1987, *Astrophys. J.* **312**, 909.
- Whitney C.: 1958, *Smithsonian Contr. Astrophys.* **2**, 365.
- Wiehr E., Wittmann A., Wöhl H.: 1980, *Solar Phys.* **68**, 207.
- Wittmann A.: 1974, *Solar Phys.* **35**, 11.
- Wittmann A.: 1979, "Small Scale Motions on the Sun", Mit. Kiepenheuer Inst. Nr. 179, p.29.

Woods D.T., Cram L.J.: 1980, *Solar Phys.* **69**, 233.

Zahn J.P.: 1987, "*Solar and Stellar Physics*" (E.H. Schröter, M. Schüssler Eds.).
Springer Verlag. p.70.