

DEPARTAMENTO DE ASTROFISICA

Universidad de La Laguna

## **Campos magnéticos en el Sol en calma**

Memoria que presenta  
Dña. María Jesús Martínez González  
para optar al grado de  
Doctor en Ciencias Físicas.

INSTITUTO D ASTROFISICA D CANARIAS  
julio de 2006

Directores de tesis: Dr. Manuel Collados Vera (IAC)  
Dr. Basilio Ruiz Cobo (IAC)

## Agradecimientos

Me es muy difícil expresar de este modo mi agradecimiento a muchas personas que me han ayudado a llevar a cabo esta tesis, y más cuando se es tan mala redactora. Pero empezaré por mis directores de tesis: Manuel Collados y Basilio Ruiz. Nadie más que ellos se merecen ser los primeros, por ser grandes personas y por ser grandes guías; me han enseñado mucho, pero sobretodo me han ayudado a tener criterio propio. Más particularmente a Manolo por no desesperar conmigo, por advertirme cuando algo iba mal y reconocerme las cosas buenas. Y a Basilio por ser como es; aunque mis pequeñas reivindicaciones no han dado lugar a nada, me quedo con su apoyo. Ha sido realmente agradable realizar esta tesis con estos dos grandes científicos.

También he tenido la suerte de hacer la tesis en el IAC, con el mejor grupo de física solar a nivel mundial. Y he tenido la suerte de colaborar con gente tan brillante como Elena Khomenko, la cual aprecio también como persona. Y por supuesto con Arturo López, siempre le agradeceré el empujón que me dio y el entusiasmo que derrocha todos los días. Me gustaría también mencionar a todos mis amigos de la facultad y de la tesis por esos buenos ratos. Quiero acordarme especialmente de Mònica y Jordi, es genial que estén ahí. Y de Itahiza, mi compañero.

Y los agradecimientos más sinceros van para mi familia, por el esfuerzo que hicieron cuando quise ir a estudiar a Barcelona, pero sobre todo por entenderme y apoyarme cuando quise irme tan lejos. Mucho les debo a mis padres María Jesús y Lázaro y a mi hermano Lázaro. Seguramente ellos también tendrán mucho que agradecer, al igual que yo, el apoyo de mi segunda familia, Rosana, Andrés, María y, aunque no tuve la suerte de conocerlo, Raúl. Y siempre lo mejor se deja para el final, Andrés, lo es todo para mí.



---

## Resumen

En esta tesis se presenta un estudio de las propiedades magnéticas de las regiones de Sol en calma, más concretamente de las zonas denominadas *internetwork*. Estas regiones se encuentran en el interior de la red fotosférica (*network*, en inglés). En los magnetogramas del disco entero del Sol (tales como los de MDI<sup>1</sup> a bordo del satélite SOHO<sup>2</sup>) se observa claramente cómo las estructuras magnéticas que conforman la red fotosférica trazan los bordes de las celdas supergranulares, pero el interior de éstas aparentemente son zonas no magnetizadas.

Gracias al avance de la instrumentación (la nueva generación de polarímetros de alta sensibilidad) y de las técnicas de diagnóstico, se ha podido observar la presencia de un buen número de acumulaciones de flujo magnético en regiones de *internetwork*. Este hecho ha abierto un campo de estudio en torno a las propiedades magnéticas de estas regiones que ocupan aproximadamente el 90 % de la superficie visible del Sol. La mayor parte de los estudios llevados a cabo se basan en técnicas espectropolarimétricas. El principal problema que tienen estas técnicas es que las señales polarimétricas que se detectan son muy pequeñas, del orden del 0.1 %, es decir, unas 100 veces menores que las que se observan en la umbra de una mancha solar. Este hecho puede deberse a que la resolución espacial actual (0.5 – 1'') no es aún lo suficientemente buena como para resolver los elementos magnéticos.

Las dificultades que entraña el estudio de las regiones de *internetwork* en la superficie solar ha frenado considerablemente el conocimiento de las características magnéticas de estas regiones. En el transcurso de los 10 – 15 años en los que se lleva estudiando el magnetismo de la *internetwork* aún no se conoce con seguridad la distribución del campo magnético ni la topología de las estructuras magnéticas que pueblan estas regiones o su origen.

El estudio de la *internetwork* se ha realizado, en su mayoría, independientemente en dos rangos espectrales distintos. Por un lado, algunos autores (Sánchez Almeida & Lites 2000, Socas-Navarro & Sánchez Almeida 2002, 2003, Domínguez Cerdeña et al. 2003a, Socas-Navarro et al. 2004, Socas-Navarro & Lites 2004, Lites & Socas-Navarro 2004) realizan observaciones en el rango óptico, usando las líneas de Fe I en 630 nm, llegando a la conclusión que la mayor parte de los campos magnéticos detectados en esta longitud de onda son del orden de kG. Por otro lado, hay varios estudios que se basan en observaciones tomadas en el rango infrarrojo, en las líneas de Fe I en 1.5  $\mu\text{m}$  (Lin 1995, Lin & Rimmele 1999, Khomenko et al. 2003). Estos últimos estudios llegan a la conclusión de que la distribución de intensidades de campo en la *internetwork* está dominada por campos de unos pocos cientos de G. Por tanto, los diversos estudios en los dos rangos espectrales llevan a resultados aparentemente incompatibles. Para intentar resolver esta controversia, se realizaron observaciones de una región de *internetwork* simultáneamente en los dos rangos espectrales (Sánchez Almeida et al. 2003). En este estudio se presenta una posible solución al problema basada en que si campos de kG y de hG coexistieran en el mismo elemento de resolución el rango visible sería sensible a las estructuras magnéticas de kG y el infrarrojo a los campos más débiles. Este argumento había sido sugerido previamente por Socas-Navarro (2003). El problema de estas observaciones es que se realizaron mediante dos

---

<sup>1</sup>Michelson Doppler Imager

<sup>2</sup>Solar Heliospheric Observatory

telescopios distintos, de modo que los dos conjuntos de datos tenían muy distinta calidad de imagen.

El principal objetivo de esta tesis es buscar una respuesta a la aparente incompatibilidad de las distribuciones de campo magnético que se deducen de las observaciones en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$ . Para ello, realizamos observaciones simultáneas y coespaciales en una región de internetwork en el centro del disco. Estas observaciones se tomaron con dos instrumentos distintos en el mismo telescopio (VTT en el observatorio del Teide), con lo cual no tenemos el problema de la distinta calidad de la imagen en los dos conjuntos distintos de datos. Después del alineamiento de las imágenes y el filtrado del ruido, tenemos un conjunto de observaciones con buena resolución espacial ( $\approx 1''$ ) y con la mejor señal a ruido obtenida hasta ahora en este tipo de observaciones ( $15 - 20$ ). Esto nos permite bajar el umbral impuesto a la amplitud de las señales para ser consideradas en el análisis. En nuestro caso aproximadamente el 40 % de la superficie que observamos tiene amplitudes en polarización circular 10 veces por encima del valor del ruido. Por tanto, los resultados del análisis de esta muestra de señales (que se reparten bastante uniformemente en el campo) son representativos de toda la región observada.

El análisis por separado de las líneas en  $630 \text{ nm}$  y en  $1.5 \mu\text{m}$  muestra la misma distribución espacial y de valores de la densidad de flujo magnético. Además, las señales de polarización circular situadas en el mismo píxel en ambas observaciones tienen la misma polaridad. De esto concluimos que las medidas de las señales de polarización en el infrarrojo y en el visible son compatibles. Es decir, que tanto observando en  $630 \text{ nm}$  como en  $1.5 \mu\text{m}$  trazamos la misma estructura magnética en el Sol. Pero las distribuciones de la intensidad del campo magnético que recuperamos del análisis por separado son muy distintas: el visible muestra una clara tendencia por los valores de kG y el infrarrojo por los hG. En particular, con las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  recuperamos una distribución muy similar a la encontrada por Khomenko et al. (2003) y con las líneas de  $630 \text{ nm}$  una distribución centrada en  $1400 \text{ G}$ .

¿Por qué si las medidas en los dos rangos espectrales son compatibles encontramos dos distribuciones de campo tan diferentes? Para resolver esta pregunta, realizamos un estudio de las propiedades físicas de las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$ . Anteriormente ya se había sugerido (por parte de Bellot Rubio & Collados (2003)) que el hecho de que el infrarrojo y el visible den lugar a dos distribuciones de campo tan diversas no es una incompatibilidad intrínseca de los dos rangos espectrales, sino que es debido a que el ruido de las observaciones afecta de manera distinta en  $630 \text{ nm}$  y en  $1.5 \mu\text{m}$ . Para llegar a obtener la discrepancia que se observa en nuestro análisis y en el de Sánchez Almeida et al. (2003), la relación señal a ruido de las observaciones debe ser 10 o ligeramente menor. Este no es nuestro caso, con lo cual, debemos buscar otra explicación. Por ello, hemos realizado síntesis espectrales de las líneas en los dos rangos espectrales para estudiar cómo se comportan ante la variación de los parámetros físicos que intervienen en la formación de las líneas espectrales. La conclusión a la que llegamos es que, en el caso de las líneas en  $630 \text{ nm}$ , no hay información suficiente sobre el campo magnético (en las condiciones de la internetwork) en el perfil de polarización circular. Esto significa que la intensidad de campo magnético no se puede inferir de los observables en el caso de estas líneas espectrales en particular (y no del rango óptico). En el caso particular que hemos considerado en esta tesis, podemos conseguir el mismo efecto que produce un campo magnético en el perfil de polarización circular con ligeras variaciones en la estratificación de la temperatura y en el valor de la velocidad

---

microturbulenta. En un caso más complejo que el que hemos considerado el problema estaría mucho más degenerado. Esto no ocurre en las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$ , principalmente porque el desdoblamiento magnético es muy evidente y desacopla este parámetro del resto que caracterizan la atmósfera solar. Por tanto, la conclusión a la que llegamos es que las distribuciones de campo en el infrarrojo y el visible no son necesariamente discrepantes: lo que ocurre es que la distribución que se obtiene del análisis teniendo en cuenta únicamente las líneas en  $630 \text{ nm}$  no es fiable. Esto no significa que las líneas de  $630 \text{ nm}$  no se puedan utilizar para el estudio del magnetismo del Sol en calma, ni que no haya  $\text{kG}$  en la atmósfera solar. Nuestra conclusión es que para obtener una distribución de campos fiable con las líneas en  $630 \text{ nm}$  se necesitan ligaduras adicionales. Una posible ligadura son las líneas infrarrojas, las cuales determinan la intensidad del campo de manera fiable. Lo que se sugiere en esta tesis es que, para obtener resultados fiables de la distribución de campos de la internetwork, hay que observar muchas líneas espectrales y hacer el análisis conjunto para imponer el máximo número de ligaduras posible.

La compatibilidad de los dos rangos espectrales nos permite hacer un análisis conjunto de las líneas espectrales en  $1.5 \mu\text{m}$  y  $630 \text{ nm}$ . La distribución de campos resultante de este análisis simultáneo infrarrojo-visible es muy similar a la que obtuvimos en el análisis por separado de las líneas infrarrojas. Esto tiene sentido ya que, si las líneas visibles no llevan información sobre el campo magnético en regiones de internetwork, el resultado viene prácticamente dictado por las líneas infrarrojas. Pero las ligaduras impuestas en velocidad, temperatura, etc., por el hecho de hacer el análisis conjunto, ayudan a que la distribución que obtenemos sea más fiable.

Todas las observaciones de internetwork que se han analizado hasta la fecha estaban situadas en el centro del disco. En esta tesis presentamos también los primeros resultados del análisis de observaciones espectropolarimétricas en regiones de internetwork (en  $1.5 \mu\text{m}$ ) en distintas posiciones del disco solar. Esto nos permite estudiar si existen o no variaciones del magnetismo de estas regiones en distintos lugares de la superficie solar. Pero, además, como observar lejos del centro del disco significa también que estamos trazando capas de la superficie solar más altas que en el centro del disco, el análisis de estas observaciones nos permite estudiar la variación del magnetismo de la internetwork con la profundidad en la atmósfera. Nuestros resultados apuntan a que no hay variación importante del magnetismo de las regiones de internetwork en distintos lugares de la superficie solar. Un hecho interesante que hemos observado en este conjunto de datos es la presencia bastante frecuente de estructuras magnéticas en forma de lazo. Es decir, hemos dado un paso adelante para conocer la topología de los elementos magnéticos que pueblan las regiones de internetwork.



# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	El magnetismo del Sol en calma . . . . .	2
1.1.1	La complejidad de su topología . . . . .	2
1.1.2	La intensidad de sus campos magnéticos . . . . .	3
1.1.3	El origen de sus campos . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Espectropolarimetría atómica</b>	<b>7</b>
2.1	La polarización de la luz y los parámetros de Stokes . . . . .	7
2.2	El efecto Zeeman en líneas atómicas . . . . .	8
2.3	El transporte de radiación polarizada en una atmósfera magnetizada . . . . .	11
2.3.1	Ecuaciones básicas . . . . .	11
2.3.2	Efecto del campo magnético en los perfiles de Stokes de líneas atómicas . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Diagnóstico del campo magnético</b>	<b>19</b>
3.1	Técnica del cociente de líneas . . . . .	19
3.2	Técnicas de inversión . . . . .	22
3.2.1	Inversiones con SIR: Stokes Inversions based on Response functions . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Técnicas experimentales en espectropolarimetría</b>	<b>27</b>
4.1	Instrumentación utilizada: polarímetros . . . . .	27
4.1.1	POLIS: Polarimetric Littrow Spectrograph . . . . .	30
4.1.2	TIP: Tenerife Infrared Polarimeter . . . . .	30
4.2	Tipo de observaciones: barridos temporales . . . . .	30
4.3	Tratamiento de los datos . . . . .	31
4.3.1	Reducción automática . . . . .	31
4.3.2	Calibración en longitud de onda . . . . .	32
4.3.3	Alineamiento de los mapas de granulación . . . . .	33
4.3.4	Filtrado de ruido y señales espurias mediante un Análisis en Componentes Principales (PCA) . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Observaciones</b>	<b>37</b>
5.1	Observaciones simultáneas en 1.5 $\mu\text{m}$ y 630 nm de una región de internetwork en el centro del disco . . . . .	37

5.1.1	Estrategia de observación . . . . .	37
5.1.2	Descripción de los datos . . . . .	38
5.1.3	Reducción de los datos . . . . .	43
5.1.4	Reducción del ruido con PCA . . . . .	45
5.2	Observaciones infrarrojas en distintas posiciones del disco solar . . . . .	50
5.2.1	Descripción de las observaciones . . . . .	50
5.2.2	Observación en $\mu = 1$ . . . . .	52
5.2.3	Observación en $\mu = 0.88$ . . . . .	52
5.2.4	Observación en $\mu = 0.4$ . . . . .	53
5.2.5	Observación en $\mu = 0.28$ . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Distribución del campo magnético de la internetwork en el centro del disco</b>	<b>57</b>
6.1	Selección de los perfiles . . . . .	57
6.2	Análisis mediante la técnica del cociente de líneas . . . . .	58
6.2.1	Clasificación según el número de lóbulos . . . . .	58
6.2.2	Histograma de los cocientes de amplitudes . . . . .	59
6.2.3	Estudio coespacial . . . . .	63
6.3	Análisis mediante inversiones con SIR . . . . .	64
6.3.1	Inversión separada de los datos . . . . .	65
6.3.2	Distribución de campos en zonas granulares e intergranulares . . . . .	67
6.3.3	Compatibilidad de los dos rangos espectrales . . . . .	69
6.3.4	Inversión conjunta de los datos . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Idoneidad de las líneas espectrales</b>	<b>75</b>
7.1	Introducción . . . . .	75
7.1.1	Infrarrojo contra visible . . . . .	75
7.1.2	$1.5 \mu\text{m}$ contra $630 \text{ nm}$ . . . . .	77
7.2	Alturas de formación . . . . .	78
7.3	Inversiones con SIR . . . . .	80
7.4	La falta de observables en $630 \text{ nm}$ . . . . .	85
7.4.1	Inversión fijando la temperatura en las dos componentes . . . . .	86
7.4.2	Inversión con temperaturas independientes en ambas componentes . . . . .	88
7.5	Confirmación observacional . . . . .	91
<b>8</b>	<b>Variación centro-borde del magnetismo de la internetwork</b>	<b>95</b>
8.1	Introducción . . . . .	95
8.2	Selección de los perfiles para el análisis . . . . .	96
8.3	Inversiones . . . . .	96
8.4	Descripción de las observaciones . . . . .	98
8.5	Resultados de las inversiones . . . . .	101
8.6	Topología de los campos magnéticos . . . . .	103
8.6.1	Emergencia de flujo magnético a la fotosfera solar . . . . .	103
8.6.2	Detección de líneas de campo que forman arcos . . . . .	105
8.6.3	Identificación de arcos en $\mu = 1$ y $\mu = 0.88$ . . . . .	109

8.6.4	Relación de los arcos con los movimientos convectivos . . . . .	112
<b>9</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>117</b>



# 1

---

## Introducción

En la radiación que recibimos del Sol se encuentra la información de las condiciones físicas de las capas atmosféricas de las que proviene. La mayor parte de la luz que nos llega del Sol proviene de una región de la atmósfera muy estrecha, de unos 400 km de espesor, que se denomina *fotosfera*. La temperatura efectiva en la fotosfera es de unos 5800 K y el principal medio de transporte de energía es radiativo. Muchos de los fenómenos físicos que tienen lugar en esta capa conllevan escalas menores que la resolución espacial que podemos alcanzar en la actualidad, y muchos de ellos implican complicadas interacciones entre el plasma y la radiación. Toda la información referente a estos mecanismos se encuentra codificada en las propiedades de polarización de muchas líneas espectrales, o, en su más común representación, los parámetros de Stokes. Por este motivo, se ha hecho un enorme esfuerzo, tanto en la mejora de la resolución espacial de las observaciones como en el desarrollo de potentes técnicas de diagnóstico que deben sustraer la información contenida en las observaciones en un problema altamente no lineal. Pero nuestro conocimiento sobre la estructura de nuestra estrella más cercana aún es limitado.

De todas las variables físicas, el campo magnético es el que juega un papel más importante en la estructura y en la dinámica solar. Uno de los aspectos más impactantes del magnetismo solar son los fenómenos a gran escala, que pueden afectar directamente a la Tierra. Un ejemplo son las eyecciones de masa coronales, que provocan desde tormentas eléctricas que afectan principalmente a los satélites geostacionarios hasta las auroras boreales que se observan en los polos. A menor escala, la actividad magnética se presenta también en forma de manchas solares, fáculas, puntos brillantes o espículas. En la figura 1.1 se muestra una foto espectacular de un grupo de manchas. Ante la impresionantes acumulación de campo magnético que forman la compleja estructura de las manchas, la calma es la característica dominante en la granulación que las rodea. Lejos de las manchas solares y demás manifestaciones de la actividad magnética, la superficie solar presenta la misma calma aparente, llenando hasta el 90 % de la superficie visible.

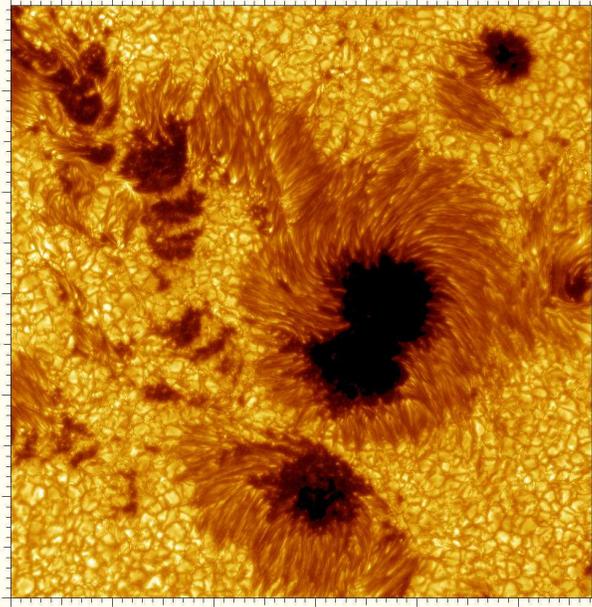


Figura 1.1: Grupo de manchas solares en el centro del disco fotografiadas por el NSST en el Roque de los Muchachos. Cada marca corresponde a 1000 km en la superficie del Sol.

## 1.1 El magnetismo del Sol en calma

En luz visible, la superficie solar caracterizada por la granulación no presenta señales evidentes de actividad magnética. Pero, en los magnetogramas, podemos apreciar cierta actividad magnética que se estructura en forma de red. En la figura 1.2 mostramos un magnetograma del disco solar, donde las regiones blancas y negras representan polaridades opuestas de los campos magnéticos. Podemos identificar claramente el patrón formando una red de las señales debido a la concentración de los campos magnéticos en los bordes de las celdas supergranulares por los movimientos convectivos que tienen lugar a estas escalas (Livingston & Harvey 1975).

Dentro de las celdas supergranulares, la superficie solar parece no magnética incluso en los magnetogramas. Estas zonas de aparente inactividad se denominan *Internetwork*. Pero, cuando se consigue aumentar la sensibilidad y la resolución espacial de las observaciones, se llegan a detectar campos magnéticos en casi todo el disco solar, incluidas las regiones de *internetwork*. Actualmente, estos campos magnéticos son accesibles con la mayoría de espectropolarímetros.

### 1.1.1 La complejidad de su topología

La resolución espacial actual no es suficiente para resolver espacialmente las estructuras magnéticas del Sol en calma, puesto que las propiedades físicas de los campos magnéticos varían a escalas muy pequeñas, por debajo de  $0.5''$ . Este hecho es una evidencia observacional y es algo aceptado mayoritariamente. En cambio, la organización y la naturaleza de esas estructuras es una cuestión abierta. El análisis de las observaciones mediante el efecto

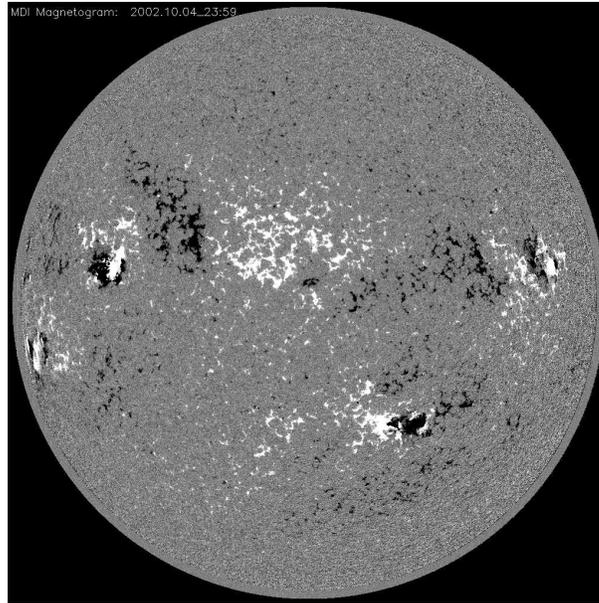


Figura 1.2: Magnetograma del disco solar tomado el 4 de Octubre de 2002 por el instrumento MDI a bordo del satélite SOHO.

Zeeman, cuyos detalles se darán en capítulos posteriores, concluyen que debe existir una porción pequeña del elemento de resolución magnetizada ( $\approx 2\%$ ) mientras que el resto del elemento de resolución estaría libre de campo magnético. El porcentaje de área magnetizada sobre el total es lo que se denomina *factor de llenado*. A la vista de que las señales que se detectan con el efecto Zeeman muestran claras evidencias de mezcla de campos magnéticos de diversas intensidades y polaridades, parece más razonable pensar que toda la superficie está llena de campos magnéticos de todo tipo, de manera que, tanto los más débiles como los que tengan polaridades opuestas serían invisibles para el efecto Zeeman, ya que, o bien las señales estarían muy por debajo del límite de detección o bien las señales se cancelarían entre sí. Para detectar estos campos magnéticos debemos recurrir a otras técnicas de diagnóstico en las que no ocurran dichas cancelaciones o que sean sensibles a campos muy débiles. Recientemente se han hecho avances importantes para medir campos turbulentos en el Sol mediante el efecto Hanle. Los resultados usando esta técnica apuntan a un Sol lleno de estructuras magnéticas (Manso Sainz et al. 2004, Trujillo Bueno et al. 2004).

### 1.1.2 La intensidad de sus campos magnéticos

La intensidad del campo magnético de las concentraciones magnéticas de la red se encuentran entre 1 y 2 kG. La situación es muy diferente en la internetwork; se han medido campos magnéticos con valores que ocupan un rango de hasta tres órdenes de magnitud. Las medidas basadas en el par de líneas de Fe I en 630 nm tienden a medir campos del orden de 1 kG (Socas-Navarro & Sánchez Almeida 2002, Domínguez Cerdeña et al. 2003b, Socas-Navarro et al. 2004, Lites & Socas-Navarro 2004), mientras que el par de líneas de Fe I en 1.5  $\mu\text{m}$  tienden a medir campos de varias centenas de Gauss (Lin 1995, Lin &

Rimmele 1999 y Khomenko et al. 2003). Finalmente, los análisis de la polarización lineal por dispersión basados en el efecto Hanle sugieren campos incluso más débiles, entre unas decenas de Gauss y una centena (Trujillo Bueno et al. 2004). Esta variedad podría deberse a la inadecuación de algunos de estos procedimientos de medida o pudiera ser debido a que los campos magnéticos que llenan la superficie solar podrían seguir una distribución que abarcara un rango amplio de valores.

El conocimiento de las estructuras magnéticas que configuran la superficie del Sol en calma es crucial para entender el balance de flujo magnético total del Sol, debido, principalmente, a que representa la mayor parte de la superficie solar. Con medidas en  $1.5 \mu\text{m}$  se obtiene una densidad de flujo sin signo de  $8 \text{ Mx/cm}^2$  (Khomenko et al. 2003) y una densidad de flujo con signo de  $0.4 \text{ Mx/cm}^2$ . En  $630 \text{ nm}$ , las medidas de la densidad de flujo sin signo dan valores apreciablemente mayores, entre  $17$  y  $21 \text{ Mx/cm}^2$  (Domínguez Cerdeña 2003). También la densidad de flujo con signo en este rango espectral es mayor, entre  $2$  y  $3 \text{ Mx/cm}^2$ . Medidas realizadas mediante el efecto Hanle en la línea de Sr I en  $460.7 \text{ nm}$  (Trujillo Bueno et al. 2004) obtienen una densidad de flujo magnético de  $130 \text{ Mx/cm}^2$ , suponiendo la existencia de un campo turbulento que llena por completo el elemento de resolución.

¿Cómo es posible que diferentes técnicas de medida arrojen resultados tan distintos? ¿Por qué los diferentes rangos espectrales miden intensidades de campo aparentemente incompatibles? Responder a esta pregunta es el objetivo principal de esta tesis. En capítulos posteriores se analizan observaciones simultáneas en los dos rangos espectrales y se da una explicación a la aparente incompatibilidad entre la magnetometría en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$ .

### 1.1.3 El origen de sus campos

Hasta la fecha, el origen de los campos magnéticos presentes en regiones de Sol en calma, tanto en la red como en la internetwork, es desconocido. Una de las posibles respuestas que se han sugerido es que estos campos son el resultado del decaimiento de las regiones activas. Ésta podría ser una explicación convincente para los campos que llenan los bordes de las celdas supergranulares. Dado el alto valor del número de Reynolds magnético ( $\approx 10^4$  en la fotosfera), es lógico pensar que los movimientos convectivos a escalas supergranulares arrastran las estructuras magnéticas resultado del proceso de decaimiento de las regiones activas. Es una explicación razonable puesto que, tanto en lo que se refiere a la intensidad de campo ( $1 - 2 \text{ kG}$ ) como a la naturaleza de estas estructuras (tubos de flujo predominantemente verticales) son características comunes a los campos magnéticos que se esperan en las regiones activas. Otro efecto que puede observarse es que la red es generalmente unipolar a gran escala, conservando la polaridad dominante de la región activa más cercana o de los restos de ésta.

Si la red es consecuencia del arrastre de estructuras magnéticas debido a los movimientos de convección a escalas supergranulares, estos campos magnéticos también son "transportados" a través de la internetwork. Pero los campos que se observan en estas regiones parecen ser de una naturaleza completamente distinta a los de las regiones activas. Para intentar explicar la presencia de estos campos que parecen ser turbulentos y con intensidades de campo muy variables se han desarrollado varias simulaciones numéricas intentando escenificar las condiciones físicas y magnéticas de la internetwork. Las simulaciones de magnetoconvección

de Cattaneo (1999), Emonet & Cattaneo (2001) y Cattaneo et al. (2003) generan las estructuras magnéticas mediante un proceso de dinamo local: los movimientos convectivos de la granulación podrían generar y mantener una cantidad importante de energía magnética a partir de la energía cinética. Así, la mayoría de campos de la internetwork podrían generarse localmente. Las distribuciones de campo que se obtienen con el mecanismo de la dinamo local tiene un comportamiento exponencial, detalle que se corresponde con los resultados obtenidos con observaciones en  $1.5 \mu\text{m}$ . Las simulaciones de Vögler et al. (2005), en cambio, introducen un campo magnético inicial y dejan evolucionar el sistema, de tal manera que el flujo magnético decae por recombinaciones de las líneas de campo.

Esta tesis se divide en dos partes. En la primera de ellas, realizamos un análisis profundo de las propiedades magnéticas de las regiones de internetwork con medidas simultáneas en el infrarrojo ( $1.5 \mu\text{m}$ ) y en el rango óptico (630 nm). Con esto pretendemos dar respuesta a por qué las magnetometrías infrarroja y visible dan lugar a resultados aparentemente incompatibles. Para ello nos centramos en las propiedades físicas particulares de los dos pares de líneas en cuestión en busca de una explicación de las causas de esta controversia. Adelantando nuestra conclusión: las medidas en  $1.5 \mu\text{m}$  y en 630nm son compatibles, pero el análisis de estas líneas visibles no es fiable.

En la segunda parte de la tesis, estudiamos regiones de Sol en calma observadas en distintas posiciones del disco solar en  $1.5 \mu\text{m}$ . Hasta la fecha, no hay estudios referentes a la variación centro-borde de las propiedades magnéticas de las regiones de internetwork. Los grupos de datos que poseemos pertenecen al cuadrante noreste solar. Aunque las observaciones son pocas, pretendemos sacar la máxima información posible para dar unas pinceladas del magnetismo de la internetwork lejos del centro del disco: estas regiones parecen estar pobladas por líneas de campo formando pequeños lazos de modo que las propiedades magnéticas de la internetwork son las mismas en cualquier lugar de la superficie solar.



# 2

---

## Espectropolarimetría atómica

Las medidas más precisas de campos magnéticos en el Sol se basan en la interpretación de la polarización de la luz. En este capítulo hacemos una breve introducción a los conceptos físicos relacionados con estas mediciones. En primer lugar, definimos los estados de polarización de la luz y el efecto Zeeman en líneas atómicas. La última sección se dedica a tratar de manera fenomenológica el efecto de un campo magnético sobre la polarización de la luz. Seguidamente tratamos el transporte de la luz polarizada a través de una atmósfera magnetizada. Si se desean más detalles se puede acudir a Landi degl'Innocenti & Landolfi (2004).

### 2.1 La polarización de la luz y los parámetros de Stokes

Las ecuaciones del electromagnetismo de Maxwell tienen una solución ondulatoria transversal. Es decir, el vector campo eléctrico es perpendicular al vector campo magnético y la propagación de la onda es en una dirección perpendicular a ambos. La luz, como cualquier fenómeno ondulatorio, puede definirse como una superposición de ondas planas monocromáticas, cada una de ellas con una frecuencia bien definida. En un punto dado del espacio, la descripción de cada una de las ondas monocromáticas en función del vector campo eléctrico es la siguiente:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(t) &= \varepsilon_1 e^{-i\omega t} \vec{e}_1 = A_1 e^{i(\phi_1 - \omega t)} \vec{e}_1 \\ \vec{E}_2(t) &= \varepsilon_2 e^{-i\omega t} \vec{e}_2 = A_2 e^{i(\phi_2 - \omega t)} \vec{e}_2,\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $\phi_1$  y  $\phi_2$  son constantes reales (amplitudes y fases de las ondas respectivamente).  $\vec{e}_1$  y  $\vec{e}_2$  son dos vectores que, junto a  $\vec{e}_3$  en la dirección de propagación, forman un sistema cartesiano de coordenadas.  $\omega$  es la frecuencia angular. Si nos situamos en una posición fija y dejamos evolucionar el vector campo eléctrico en el tiempo, la trayectoria que éste sigue en el plano determina los estados de polarización de la luz. Las ondas monocromáticas están totalmente polarizadas y, dado que las fases y las amplitudes de las dos componentes del vector campo eléctrico son distintas, la figura más general que éste dibuja en el plano es una elipse, la denominada elipse de polarización. En el caso de superposición de ondas monocromáticas, el grado de polarización varía. La luz natural, es decir,

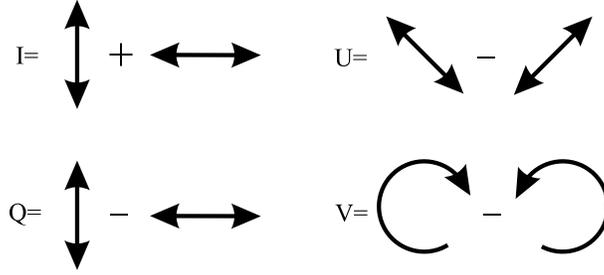


Figura 2.1: Definición operativa de los parámetros de Stokes.

una onda electromagnética compuesta por infinitas ondas monocromáticas con todas las combinaciones posibles de  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $\phi_1$  y  $\phi_2$ , tiene un grado de polarización nulo, es decir, el vector campo eléctrico evoluciona de manera aleatoria.

La polarización de la luz suele representarse mediante los parámetros de Stokes, que no son más que combinaciones de los parámetros que definen la elipse de polarización:

$$\begin{aligned}
 I &= \langle \varepsilon_1^* \varepsilon_1 \rangle + \langle \varepsilon_2^* \varepsilon_2 \rangle \\
 Q &= \langle \varepsilon_1^* \varepsilon_1 \rangle - \langle \varepsilon_2^* \varepsilon_2 \rangle \\
 U &= \langle \varepsilon_1^* \varepsilon_2 \rangle + \langle \varepsilon_2^* \varepsilon_1 \rangle \\
 V &= i(\langle \varepsilon_1^* \varepsilon_2 \rangle - \langle \varepsilon_2^* \varepsilon_1 \rangle).
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

Stokes I es la intensidad, es decir, la suma de dos estados de polarización ortogonales cualquiera. Stokes Q y Stokes U son los parámetros que dan cuenta de la polarización lineal y que deben definirse en referencia a un eje que escogemos libremente. Stokes Q sería la diferencia entre el estado de polarización lineal paralelo a ese eje escogido y el estado de polarización vibrando libremente perpendicular al eje. Stokes U es la diferencia de dos estados de polarización rotados  $45^\circ$  con respecto a los anteriores. Si rotamos el sistema de referencia, los únicos parámetros que se verán modificados son Stokes Q y U. El parámetro Stokes V es invariante frente a rotaciones del sistema de referencia ya que es la diferencia entre la luz circularmente polarizada a derechas y a izquierdas. En la Figura 2.1 mostramos una representación gráfica de la manera en la que calculamos los parámetros de Stokes. Los parámetros de Stokes pueden escribirse en forma vectorial, definiéndose el vector de Stokes ( $\vec{S}$ ) de la siguiente manera:

$$\vec{S} = (I, Q, U, V)^\dagger. \tag{2.3}$$

El superíndice  $\dagger$  denota la operación transposición.

## 2.2 El efecto Zeeman en líneas atómicas

Las líneas espectrales se producen por transiciones entre distintos niveles atómicos caracterizados cada uno de ellos por la configuración de los electrones en el átomo. El estado de cada electrón puede caracterizarse mediante sus números cuánticos, que no son más que cantidades conservadas del Hamiltoniano que describe el sistema. El estado del electrón se divide en una parte orbital y una de *spin*. La parte orbital se divide a su vez en una parte

radial y una angular. El número cuántico principal  $N$  es el autovalor del Hamiltoniano y da cuenta del nivel primario de energía en el que se encuentra el electrón. Este número toma cualquier valor natural. La cantidad de números cuánticos depende del sistema en cuestión, es decir, depende básicamente del número de variables conservadas del sistema. En el caso de un sistema atómico podemos describir su estado de manera análoga al átomo de un electrón. En este caso, debido a las simetrías del Hamiltoniano, las cantidades físicas conservadas son el momento angular de *spin* ( $\vec{S}^2$ ), el momento angular total ( $\vec{J}^2$ ; siendo  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  la suma de los momentos angulares orbital y de *spin*) y su proyección en un eje arbitrario de cuantización (p. ej.  $J_z$ ). Los números cuánticos asociados a estos operadores son  $S$ ,  $J$  y  $M$  respectivamente. La energía asociada a cada nivel atómico, en ausencia de una fuerza externa, depende de los números cuánticos  $N$ ,  $J$  y  $S$ . La energía de cada nivel no depende pues del número cuántico  $M$ , también denominado número cuántico magnético. Es decir, la energía de cada nivel atómico está degenerada en un cierto número de subniveles.

La presencia de un campo magnético introduce un término adicional de acoplamiento entre éste y el momento angular total:

$$H = H_0 + \mu_B(\vec{J} + \vec{S})\vec{B}, \quad (2.4)$$

donde  $H_0$  es el Hamiltoniano del sistema cuántico en ausencia de fuerzas externas,  $\vec{B}$  es el vector campo magnético y  $\mu_B$  es el magnetón de Bohr. Si suponemos que el campo magnético es lo suficientemente pequeño, de tal manera que la energía magnética es pequeña comparada con la energía del sistema no magnético ( $H_0$ ), podemos tratar el efecto del campo magnético según la teoría de perturbaciones. En este caso, las correcciones a la energía se obtienen evaluando los elementos de matriz del Hamiltoniano Zeeman ( $H_B$ ):

$$\langle \alpha JM | H_B | \alpha JM' \rangle = \mu_B \langle \alpha JM | (\vec{J} + \vec{S}) | \alpha JM' \rangle, \quad (2.5)$$

donde la expresión  $\langle || \rangle$  no es más que un producto escalar en la notación de Dirac. Los autovectores se han escrito en la forma  $|\alpha JM\rangle$  ya que, al ser el Hamiltoniano sin perturbar invariante ante rotaciones, el momento angular total  $J$  y su proyección  $M$  a lo largo del eje del campo magnético son buenos números cuánticos.  $\alpha$  es el conjunto de números cuánticos que describen  $H_0$ . Los autovalores para cada uno de los estados son:

$$\langle \alpha JM | H_B | \alpha JM' \rangle = \mu_B B g M \delta_{MM'}, \quad (2.6)$$

donde  $\delta_{MM'}$  es la función delta de Kronecker y  $g$  es lo que se denomina *factor de Landé*, cuya expresión, en términos de un acoplamiento L-S es la siguiente:

$$g_{LS} = 1 + \frac{1}{2} \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)}. \quad (2.7)$$

Por tanto, la energía de cada estado viene dada por:

$$E = E_{\alpha J} + \mu_B B g M. \quad (2.8)$$

Como vemos, la energía asociada a cada nivel depende ahora explícitamente del número cuántico magnético. Esto significa que, en presencia de un campo magnético, se rompe la degeneración entre los subniveles  $M$  de cada nivel  $J$ . La separación en energía de cada uno

de estos subniveles depende de la intensidad del campo magnético y del factor de Landé de cada nivel.

Cuando un átomo no está aislado, sino que se encuentra en interacción con más átomos y/o radiación, se producen fenómenos como las transiciones atómicas. Estos procesos generalmente involucran un fotón y un cambio en el estado energético del átomo. El cambio en la energía del átomo se produce por un reajuste en la configuración electrónica, es decir, la migración de un electrón de un nivel atómico  $J$  a otro  $J'$ . En presencia de un campo magnético, la transición entre dos niveles se subdivide en distintas componentes (distintos valores de  $M$  y  $M'$ ) con energías ligeramente distintas. Este hecho da lugar a un patrón de varias transiciones separadas en longitud de onda, en una cantidad que depende de la intensidad del campo magnético, del factor de Landé y del número cuántico magnético.

Cada transición entre dos niveles atómicos tiene asociada una probabilidad de ocurrencia. Esta probabilidad se calcula mediante la mecánica cuántica evaluando el operador que describa la transición entre los estados inicial y final. La mayoría de transiciones radiativas (cuando el átomo es perturbado por un fotón) son explicables aproximando el operador de la transición al operador dipolo eléctrico. Por tanto, la probabilidad de ocurrir de una transición ( $W$ ) vendrá dada por:

$$W \propto |\langle \alpha JM | e r \vec{E} | \alpha' J' M' \rangle|^2, \quad (2.9)$$

donde  $e$  es la carga del electrón,  $r$  el vector de posición del electrón y  $\vec{E}$  el campo eléctrico externo (fotón). ( $\langle \alpha JM |$ ) es el nivel superior y ( $\langle \alpha' J' M' |$ ) el nivel inferior. Vemos que el operador momento dipolar es proporcional a  $r$ . Eso significa que es un operador anti-simétrico. Por tanto, para que la probabilidad de ocurrencia de las transiciones radiativas en la aproximación de dipolo eléctrico sea no nula, los estados inicial y final deben cambiar su paridad. Esta norma estricta es lo que se denomina regla de selección. Las transiciones en las que no haya cambio de paridad entre el estado inicial y el final serán transiciones prohibidas (por dipolo eléctrico). Si se desarrolla esta regla selección en función de los números cuánticos, se obtiene, para el caso del número cuántico magnético:

$$\Delta M = 0, \pm 1. \quad (2.10)$$

Las transiciones con  $\Delta M=0$  se denominan  $\pi$  y las transiciones con  $\Delta = \pm 1$  se denominan componentes  $\sigma$ . La energía de la transición es la diferencia de energías entre el nivel superior y el inferior de la transición. De la ecuación 2.8, deducimos la siguiente expresión para la energía de la transición:

$$\Delta E = \Delta E_{\alpha J; \alpha' J'} + \mu_B B (gM - g' M'). \quad (2.11)$$

Supongamos que el factor de Landé es el mismo en los dos niveles de la transición y que es positivo. En este caso, para cada una de las transiciones, tenemos:

$$\begin{aligned} \pi &\longrightarrow \Delta E = \Delta E_{\alpha J; \alpha' J'} \\ \sigma_r &\longrightarrow \Delta E = \Delta E_{\alpha J; \alpha' J'} - g\mu_B B \\ \sigma_b &\longrightarrow \Delta E = \Delta E_{\alpha J; \alpha' J'} + g\mu_B B, \end{aligned} \quad (2.12)$$

donde  $\sigma_r$  ( $\Delta M = -1$ ) y  $\sigma_b$  ( $\Delta M = +1$ ) son las componentes  $\sigma$  roja y azul respectivamente. La componente  $\pi$  se centra en la misma energía que la transición sin perturbar. En general,

la componente roja se denomina así precisamente porque ocurre para energías menores que la diferencia de energías en el caso sin perturbar. Esto significa que se centra en longitudes de onda mayores, es decir, desplazada hacia el rojo con respecto a la componente  $\pi$ . Por contra, la componente azul se centra, por norma general, en longitudes de onda desplazadas hacia el azul con respecto al centro de la transición.

El aspecto más interesante de las nuevas componentes es que están polarizadas. La componente  $\pi$  está polarizada linealmente paralela a la dirección del campo magnético, mientras que las componentes  $\sigma$  están circularmente polarizadas en el plano perpendicular a la dirección del campo siendo sus estados de polarización ortogonales entre sí. De este modo, podremos obtener información del campo magnético mediante los cuatro parámetros de Stokes de la transición.

## 2.3 El transporte de radiación polarizada en una atmósfera magnetizada

### 2.3.1 Ecuaciones básicas

La presencia de un campo magnético complica la forma de la ecuación de transporte radiativo, ya que tenemos los cuatro parámetros de Stokes dándonos información de la atmósfera. La ecuación de transporte de la radiación polarizada se formula de la siguiente manera:

$$\frac{d\vec{S}}{d\tau} = \hat{K}\vec{S} - \vec{\epsilon}, \quad (2.13)$$

donde  $\tau$  es la profundidad óptica, la cual se define a partir del coeficiente de absorción del continuo ( $\kappa_c$ ) de la siguiente forma:

$$d\tau = -\kappa_c dz, \quad (2.14)$$

siendo  $z$  la profundidad geométrica.  $\hat{K}$  es la matriz de absorción,  $\vec{S}$  es el vector de Stokes y  $\vec{\epsilon}$  es el vector de emisión. La función fuente se define como el cociente entre la emisión y la absorción. Suponiendo condiciones de equilibrio termodinámico local (ETL), la función fuente es la función de Planck ( $B_\nu$ ). Con esto, la ecuación de transporte se reescribe como sigue:

$$\frac{d\vec{S}}{d\tau} = \hat{K}(\vec{S} - B_\nu \vec{S}_o), \quad (2.15)$$

donde  $\vec{S}_o = (1, 0, 0, 0)^\dagger$ . La matriz de absorción está compuesta por los siguientes términos que dan cuenta de la absorción ( $\eta$ ) y de los efectos magneto-ópticos ( $\rho$ ):

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Los coeficientes de la matriz de absorción, para el caso del efecto Zeeman, tienen la siguiente

expresión:

$$\begin{aligned}
\eta_I &= 1 + \frac{\eta_0}{2} \left[ \phi_0 \sin^2 \theta + \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] \\
\eta_Q &= \frac{\eta_0}{2} \left[ \phi_0 - \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} \right] \sin^2 \theta \cos 2\chi \\
\eta_U &= \frac{\eta_0}{2} \left[ \phi_0 - \frac{\phi_1 + \phi_{-1}}{2} \right] \sin^2 \theta \sin 2\chi \\
\eta_V &= \frac{\eta_0}{2} [\phi_{-1} - \phi_1] \cos \theta \\
\rho_Q &= \frac{\eta_0}{2} \left[ \psi_0 - \frac{\psi_1 + \psi_{-1}}{2} \right] \sin^2 \theta \cos 2\chi \\
\rho_U &= \frac{\eta_0}{2} \left[ \psi_0 - \frac{\psi_1 + \psi_{-1}}{2} \right] \sin^2 \theta \sin 2\chi \\
\rho_V &= \frac{\eta_0}{2} [\psi_{-1} - \psi_1] \cos \theta, \tag{2.17}
\end{aligned}$$

donde  $\eta_0$  es el cociente entre el coeficiente de absorción de la línea y el del continuo. Las variables  $\eta$  son absorciones, mientras que las variables  $\rho$  son los denominados términos magneto-ópticos, que son absorciones selectivas que mezclan los parámetros de Stokes entre sí.  $\phi$  y  $\psi$  definen los perfiles de absorción y de dispersión de las líneas espectrales y  $\theta$  y  $\chi$  son la inclinación y el azimut del vector campo magnético respectivamente. Los subíndices de los perfiles de la línea espectral representan el valor de  $\Delta M$  y, a su vez, el tipo de transición ( $\pi$ ,  $\sigma_b$  o  $\sigma_r$ ). En el caso más general, estos perfiles se definen de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
\phi_{\Delta M} &= \sum_{MM'} W_{\Delta M}^{JJ'}(M, M') \frac{1}{\sqrt{\pi}} H(v - v_A + v_B(gM - g'M'), a) \\
\psi_{\Delta M} &= \sum_{MM'} W_{\Delta M}^{JJ'}(M, M') \frac{1}{\sqrt{\pi}} L(v - v_A + v_B(gM - g'M'), a), \tag{2.18}
\end{aligned}$$

donde  $H$  y  $L$  son las funciones de Voigt-Faraday y  $W_{\Delta M}$  es la fuerza de la transición. Si se desarrolla la ecuación 2.9 (ver Landi degl'Innocenti & Landolfi 2004), la fuerza de la transición tiene la siguiente expresión:

$$W_{\Delta M}^{JJ'}(M, M') = 3 \left( \begin{array}{ccc} J & J' & 1 \\ -M & M' & \Delta M \end{array} \right)^2. \tag{2.19}$$

Esta operación se denomina *coeficiente 3-j*. Las variables  $v$ ,  $v_A$ ,  $v_B$  y  $a$  son variables adimensionales que se definen de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
v &= \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} & v_A &= \frac{\lambda_0 w_A}{c\Delta\lambda_D} \\
v_B &= \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_D} & a &= \frac{\lambda_0^2 \Gamma}{c\Delta\lambda_D}. \tag{2.20}
\end{aligned}$$

El coeficiente  $\Gamma$  es la anchura natural del nivel que tiene en cuenta tanto la vida media de éste como los efectos colisionales.  $\lambda_0$  es la longitud de onda central de la transición,  $w_A$  la

componente en la línea de visión de la velocidad macroscópica del medio,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $\Delta\lambda_D$  el ensanchamiento Doppler, que tiene en cuenta el ensanchamiento de la línea espectral por movimientos térmicos del material definido de la siguiente manera:

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \frac{w_T}{c}, \quad (2.21)$$

donde  $w_T$  es la velocidad térmica del material en la línea de visión. El parámetro  $\Delta\lambda_B$  tiene la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_0^2 e B}{4\pi m c^2} = 4.6686 \times 10^{-13} \lambda_0^2 B, \quad (2.22)$$

donde  $m$  es la masa del electrón. La expresión numérica es consistente si  $\Delta\lambda_B$  se da en Å, la longitud de onda central de la línea espectral ( $\lambda_0$ ) en Å y  $B$  en G. Las funciones de Voigt-Faraday tienen la siguiente expresión matemática:

$$\begin{aligned} H(x, y) &= \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-z^2} \frac{1}{(x-z)^2 + y^2} dz \\ L(x, y) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-z^2} \frac{x-z}{(x-z)^2 + y^2} dz, \end{aligned} \quad (2.23)$$

siendo  $H$  el perfil de Voigt y  $L$  el perfil de dispersión asociado.  $x$  e  $y$  son las variables de las que dependen estos perfiles y  $z$  una variable de integración.

Para resolver la ecuación de transporte de la radiación polarizada, debemos integrarla entre  $\tau = \infty$  (centro de la atmósfera) y  $\tau = 0$  (superficie). La condición de contorno que usamos para la resolución supone que en  $\tau = \infty$  la radiación viene dada por la función de Planck:

$$\vec{S}(\tau = \infty) = B_\nu \vec{S}_0. \quad (2.24)$$

Esto significa que en el fondo de la atmósfera la materia está en equilibrio termodinámico con la radiación, y se cumple siempre que las atmósferas sean lo suficientemente densas como para que las colisiones termalicen la atmósfera. Por tanto, lo que estamos suponiendo para resolver la ecuación de transporte es que la radiación incidente (antes de la atmósfera) no tiene signos espectrales.

Supongamos una atmósfera con un campo magnético con una geometría dada (ver Figura 2.2). Si la línea de visión está dirigida en la dirección del campo magnético los coeficientes de la matriz de absorción se reducen a los siguientes:

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & \eta_V \\ 0 & \eta_I & \rho_V & 0 \\ 0 & -\rho_V & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Con lo cual, si la radiación incidente no está polarizada, la presencia del campo magnético en esta geometría precisa solamente genera dos ecuaciones de transporte, una para Stokes I y otra para la polarización circular.

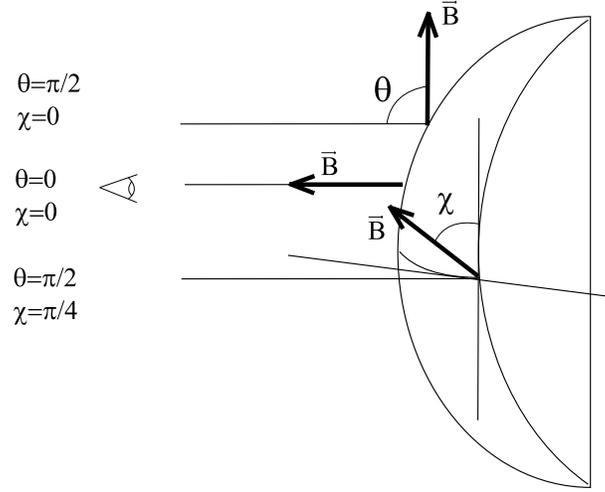


Figura 2.2: Geometría de un campo magnético. Los ojos representan el observador o la dirección en la que está definida la línea de visión y las líneas gruesas indican el vector campo magnético.

En el caso de una observación en el plano perpendicular al campo magnético y que el azimut sea cero, la matriz de absorción toma la siguiente forma:

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & 0 & 0 \\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & \rho_Q \\ 0 & 0 & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Del mismo modo, si la radiación incidente no está polarizada, solamente transporta Stokes I y Q.

Si nos desplazamos cuarenta y cinco grados en azimut, observamos en este caso el perfil de Stokes U. La matriz de absorción en este caso es:

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & \eta_U & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & -\rho_U \\ \eta_U & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & \rho_U & 0 & \eta_I \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

En un caso general, situados en una inclinación y un azimut arbitrarios, los cuatro parámetros de Stokes serán no nulos. La geometría del campo magnético se encargará de generar ciertos estados de polarización y los términos magneto-ópticos de mezclarlos.

### 2.3.2 Efecto del campo magnético en los perfiles de Stokes de líneas atómicas

Las formas típicas de los perfiles de los cuatro parámetros de Stokes se muestran en la Figura 2.3. Como vemos, en el caso del efecto Zeeman, los perfiles de polarización circular son antisimétricos, mientras que los de polarización lineal son simétricos. Tomemos estos cuatro paneles como un ejemplo concreto para ver ahora las modificaciones que se producen en los parámetros de Stokes cuando varía la intensidad del campo magnético presente en

la atmósfera. Los perfiles que se muestran son el resultado de una síntesis de la línea espectral de Fe I en  $1.5648 \mu\text{m}$  suponiendo un modelo HSRA (Gingerich et al. 1971) de Sol en calma. El modelo supone una velocidad microturbulenta de  $0.6 \text{ km/s}$  y una velocidad macroturbulenta de  $2 \text{ km/s}$ .

En cuanto a Stokes I, en presencia de campos débiles ( $100 - 200 \text{ G}$ ) el patrón Zeeman queda perfectamente escondido bajo la anchura de la línea espectral debida a otros fenómenos (térmicos, colisionales, etc.). A medida que el campo magnético es más intenso, el desdoblamiento de las componentes Zeeman se hace cada vez más evidente frente al ensanchamiento propio de la línea espectral en la atmósfera. Para un campo magnético de  $900 \text{ G}$  el patrón Zeeman domina claramente el perfil de la línea.

Si nos fijamos ahora en Stokes V, vemos dos comportamientos diferenciados. Para campos magnéticos comprendidos entre  $100$  y  $200 \text{ G}$ , a medida que la intensidad de campo aumenta, los dos lóbulos del perfil crecen en amplitud. El caso de  $300 \text{ G}$  muestra cómo el desdoblamiento Zeeman empieza a ser evidente frente a la anchura debida a fenómenos térmicos y colisionales. Para campos mayores de  $900$ , la amplitud de perfil de V ha saturado por completo mientras que las componentes Zeeman de los dos lóbulos siguen separándose en longitud de onda.

Las señales de polarización lineal tienen un comportamiento parecido al de Stokes V. Si nos fijamos en las componentes  $\sigma$ , observamos cómo la amplitud de éstas aumenta hasta un valor de la intensidad de campo magnético en la que la amplitud se satura y las componentes se separan claramente. Además, en estos perfiles, la componente  $\pi$  aumenta la amplitud al intensificarse los campos.

Estos dos comportamientos observacionales diferenciados en las señales de polarización circular se asocian a dos rangos para las intensidades de campo. Así, los campos denominados **débiles** son aquéllos para los que Stokes V aumenta de amplitud en presencia de éstos. Cuando la señal de polarización circular satura y observamos el desdoblamiento Zeeman, los campos magnéticos asociados se denominan **fuertes**. Se puede calcular de manera aproximada el valor para el cual una línea espectral se aleja del régimen débil y entra en el régimen de campo fuerte si imponemos que el ensanchamiento debido al campo magnético es del orden del ensanchamiento Doppler ( $\bar{g} \Delta\lambda_B \approx \Delta\lambda_D$ ).  $\bar{g}$  es el factor de Landé efectivo, que se define a partir de los factores de Landé de los niveles de la transición y de la siguiente manera:

$$\bar{g} = \frac{1}{2}(g + g') + \frac{1}{4}(g - g')[J(J + 1) - J'(J' + 1)]. \quad (2.28)$$

Por tanto, teniendo en cuenta las ecuaciones 2.21 y 2.22, este campo magnético límite, vendrá dado por:

$$B_{lim} \approx \frac{4\pi mcw_T}{\bar{g}e\lambda_0} \propto \frac{1}{\lambda_0}, \quad (2.29)$$

De esta ecuación se ve claramente que la transición entre los dos regímenes depende de la línea espectral. En general, como depende de la longitud de onda, las mayores diferencias se van a ver entre rangos espectrales, más que entre líneas espectrales situadas en una misma región de longitudes de onda. Es decir, según esta ecuación, las líneas espectrales situadas en longitudes de onda más largas tienen valores más pequeños de la intensidad de campo magnético límite entre los dos regímenes que las longitudes de onda más cortas.

Por ejemplo, esto implica que las líneas espectrales en el rango infrarrojo entran, por lo general, en el régimen de campo fuerte antes que las líneas situadas en el visible. Las líneas espectrales que usaremos en este estudio se encuentran en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$ . Para temperaturas de la fotosfera solar ( $T \approx 5800 \text{ K}$ ), podemos calcular la velocidad térmica mediante la siguiente expresión:

$$w_T = \sqrt{\frac{2kT}{m} + \xi^2}, \quad (2.30)$$

donde  $k$  (J/K) es la constante de Boltzmann,  $m$  la masa del átomo y  $\xi$  el valor de la velocidad microturbulenta. En nuestro caso, las líneas son de Hierro neutro, así que  $m$  es la masa de este elemento. Para realizar un cálculo aproximado del campo magnético que separa los dos regímenes en nuestras líneas de estudio el ensanchamiento por microturbulencia usamos un valor típico de la microturbulencia en la fotosfera solar de  $0.6 \text{ km/s}$ . Por tanto, si tenemos en cuenta esto y aplicamos la fórmula 2.29, tenemos los siguientes valores aproximados de los campos magnéticos límite:

$$\begin{aligned} 1.5 \mu\text{m} &\rightarrow B_{lim} \approx 300\text{G} \\ 630 \text{ nm} &\rightarrow B_{lim} \approx 870\text{G}. \end{aligned} \quad (2.31)$$

En la Figura 2.4 mostramos la amplitud y la separación de los lóbulos de los perfiles de polarización circular de las líneas que vamos a utilizar en este trabajo frente a la intensidad de campo magnético. Éstas se han obtenido mediante la síntesis espectral de las líneas en cuestión con una componente magnética con un factor de llenado del 100 % cuyas propiedades físicas vienen dadas por un modelo de HSRA. En ellas podemos apreciar claramente el régimen débil y el régimen fuerte pero sobre todo la dependencia clara con la línea espectral. En la gráfica de la amplitud de Stokes V se puede ver cómo las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  alcanzan mucho antes que las líneas en  $630 \text{ nm}$  el régimen fuerte, es decir, cómo las amplitudes dejan de crecer linealmente con la intensidad del campo magnético. También podemos ver cómo para el mismo rango espectral, la línea con mayor factor de Landé abandona antes el régimen débil ( $630.2 \text{ nm}$  y  $1.5648 \mu\text{m}$ ). En la gráfica de la separación de los lóbulos se observa lo mismo: las líneas en  $630 \text{ nm}$  no presentan una evidente separación de los lóbulos mientras que las líneas en el infrarrojo muestran claramente esta separación para campos con intensidades muy débiles.

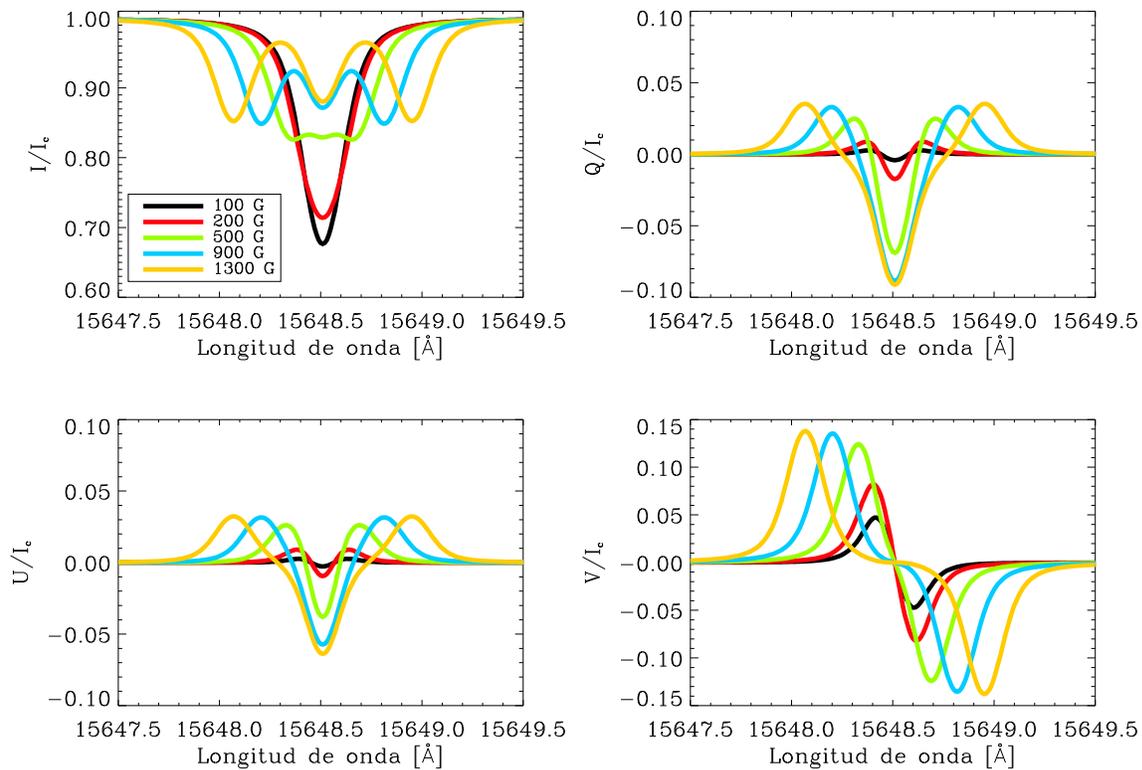


Figura 2.3: Síntesis ETL de los cuatro parámetros de Stokes con un modelo de Sol en calma en la línea espectral Fe I 1.5648  $\mu\text{m}$ . La dirección de observación es  $\theta = 45^\circ$  y  $\chi = 20^\circ$ ; pintamos los perfiles de Stokes para diferentes valores del campo magnético según se indica en el pequeño recuadro insertado en una de las figuras.

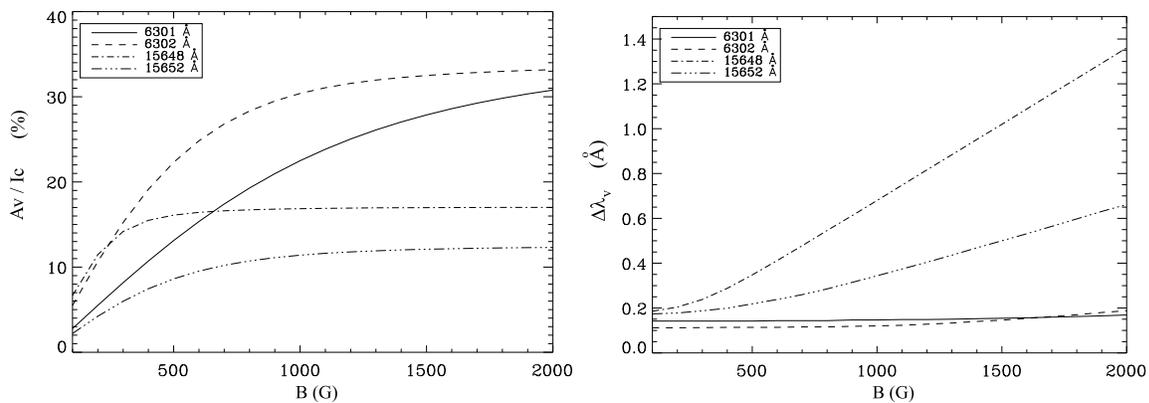


Figura 2.4: A la izquierda representamos la amplitud de los perfiles de polarización circular en 630.1 nm, 630.2 nm, 1.5648  $\mu\text{m}$  y 1.5652  $\mu\text{m}$  frente a la intensidad de campo magnético. A la derecha mostramos la variación con la intensidad de campo de la separación entre los lóbulos de Stokes V en las mismas líneas espectrales. Los cálculos se han realizado mediante síntesis espectrales suponiendo una componente magnética que llena el elemento de resolución por completo cuya estratificación viene dada por un modelo HSRA con distintos valores del campo magnético.



# 3

## Diagnóstico del campo magnético

Las medidas de campos magnéticos en el Sol se basan en la comparación de las observaciones con los resultados obtenidos resolviendo el problema del transporte de luz polarizada. En este capítulo mostramos las dos técnicas que se utilizan en este trabajo para el análisis de las observaciones y el diagnóstico de los campos magnéticos en regiones de internetwork. La más simple de ellas, la técnica del cociente de líneas (*line ratio*), se desarrolló para el estudio de señales magnéticas provenientes de estructuras no resueltas. Las técnicas de inversión son los métodos actuales más sofisticados para la obtención de los parámetros atmosféricos a partir de las observaciones.

### 3.1 Técnica del cociente de líneas

En el caso en el que podamos suponer que el campo magnético es débil en la región de formación de la línea espectral podremos tratarlo como una perturbación y diseñar una solución aproximada haciendo un desarrollo de Taylor de los perfiles de absorción y dispersión. Es decir, supondremos que los efectos del campo magnético son despreciables frente al ensanchamiento Doppler:

Por tanto, si hacemos un desarrollo de Taylor de los perfiles de absorción y de dispersión de la matriz de absorción y cortamos el desarrollo en primer orden (ver cálculo detallado en Landi degl'Innocenti & Landolfi 2004):

$$\begin{aligned}\phi_{\Delta M}(v - v_A + v_B, a) &\approx \phi(v - v_A, a) - G_{\Delta M}^{(1)} \Delta \lambda_B \frac{\partial \phi(v - v_A)}{\partial \lambda} \\ \psi_{\Delta M}(v - v_A + v_B, a) &\approx \psi(v - v_A, a) - G_{\Delta M}^{(1)} \Delta \lambda_B \frac{\partial \psi(v - v_A)}{\partial \lambda},\end{aligned}\quad (3.1)$$

donde se ha definido:

$$\begin{aligned}\phi &\equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}} H(v - v_A, a) \\ \psi &\equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}} L(v - v_A, a),\end{aligned}\quad (3.2)$$

y la variable  $G_{\Delta M}^{(1)}$  toma los siguientes valores:

$$G_0^{(1)} = 0; \quad G_1^{(1)} = -\bar{g}; \quad G_{-1}^{(1)} = \bar{g}. \quad (3.3)$$

Entonces tenemos, para los coeficientes de la matriz de absorción (ver 2.17), que:

$$\begin{aligned} \eta_I &\approx 1 + \eta_0 \phi(v - v_A) \\ \eta_Q &\approx \eta_U = \rho_Q = \rho_U = 0 \\ \eta_V &\approx -\eta_0 \bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta \frac{\partial \phi(v - v_A)}{\partial \lambda} \\ \rho_V &\approx -\eta_0 \bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta \frac{\partial \psi(v - v_A)}{\partial \lambda}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

Con esto, las ecuaciones de transporte de radiación polarizada se desacoplan parcialmente y adquieren la forma:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\tau} &= \eta_I(I - B_\nu) + \eta_V V \\ \frac{dQ}{d\tau} &= \eta_I Q + \rho_V U \\ \frac{dU}{d\tau} &= \eta_I U - \rho_V Q \\ \frac{dV}{d\tau} &= \eta_I V + \eta_V(I - B_\nu). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Si cogemos la ecuación para la intensidad y la sumamos a la de Stokes V obtenemos la siguiente relación:

$$\frac{d(I + V)}{d\tau} = (\eta_I + \eta_V)(I + V - B_\nu). \quad (3.6)$$

Seguidamente construimos la ecuación para la resta de la ecuación diferencial de Stokes I y de Stokes V:

$$\frac{d(I - V)}{d\tau} = (\eta_I - \eta_V)(I - V - B_\nu). \quad (3.7)$$

Como vemos, tanto la variable I+V como la variable I-V tienen formalmente la misma ecuación diferencial. La única diferencia está en el coeficiente  $\eta_I \pm \eta_V$ . Si calculamos este coeficiente, obtenemos que, según la ecuación 3.4, es:

$$\eta_I \pm \eta_V = 1 + \eta_0 \phi(v - v_A) \mp \eta_0 \bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta \frac{\partial \phi(v - v_A)}{\partial \lambda}, \quad (3.8)$$

que no es más que el desarrollo en serie de Taylor de la función  $\phi$  desplazada una cantidad  $\bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta$ :

$$\eta_I \pm \eta_V = 1 + \eta_0 \phi(v - v_A \mp \bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta). \quad (3.9)$$

Por tanto, las soluciones de las ecuaciones 3.6 y 3.7 son el mismo perfil  $f$  sólo que desplazado:

$$\begin{aligned} I + V &= f(v - \bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta) \\ I - V &= f(v + \bar{g} \Delta \lambda_B \cos \theta). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Si hacemos el desarrollo en serie de Taylor, las variables I+V y I-V quedan de la forma:

$$\begin{aligned} I + V &\approx f(v) - \bar{g}\Delta\lambda_B \cos\theta \frac{\partial f}{\partial\lambda} \\ I - V &\approx f(v) + \bar{g}\Delta\lambda_B \cos\theta \frac{\partial f}{\partial\lambda}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Para recuperar I y V, hacemos la semi-suma y la semi-resta las dos ecuaciones de 3.11:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2}[(I + V) + (I - V)] = f(\lambda) \\ V &= \frac{1}{2}[(I + V) - (I - V)] = -\bar{g}\Delta\lambda_B \cos\theta \frac{\partial f}{\partial\lambda}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Por tanto, obtenemos una ecuación que nos permite calcular fácilmente el perfil de V únicamente teniendo en cuenta la derivada del perfil de intensidad:

$$V \approx -\bar{g}\Delta\lambda_B \cos\theta \frac{\partial I}{\partial\lambda}. \quad (3.13)$$

Y si tenemos en cuenta la definición de  $\Delta\lambda_B$  (ecuación 2.22):

$$B_{\parallel} \approx -\frac{1}{C} \frac{V}{\frac{\partial I}{\partial\lambda}}, \quad (3.14)$$

donde  $C = 4.67 \cdot 10^{-13} \bar{g}\lambda_0^2$ . Esta ecuación nos da el valor de la componente a lo largo de la línea de visión del vector campo magnético,  $B_{\parallel}$ .

A partir de la ecuación 3.13, se deduce una técnica de diagnóstico de campos magnéticos denominada cociente de líneas (*line ratio*; Howard & Stenflo 1972). Supongamos un par de líneas espectrales que cumplan las siguientes condiciones: muy próximas en el espectro; coeficientes de absorción del continuo y ensanchamiento térmico iguales (para asegurarnos que los perfiles de intensidad ( $I(\lambda)$ ) de las dos líneas son muy parecidos) y distinto factor de Landé. Entonces, según la ecuación 3.13, el cociente de los perfiles de Stokes de estas dos líneas será:

$$\frac{V_1(\lambda)}{V_2(\lambda)} \approx \frac{\bar{g}_1}{\bar{g}_2}. \quad (3.15)$$

Este es el valor que se esperaría cuando ambas líneas se encontrasen en el régimen de campo débil. El interés del método se centra cuando una de las dos líneas entra en el régimen de saturación. En este caso, el cociente varía lineal o inversamente con el campo magnético. Si la línea número 1 fuera la de mayor factor de Landé, el cociente disminuiría, ya que la primera en saturar sería la línea 1 mientras que la línea 2 seguiría aumentando la amplitud proporcionalmente al campo magnético. Para intensidades del campo magnético suficientemente grandes, cuando ambas líneas han entrado en el régimen de saturación, el cociente toma otro valor constante que depende las dos transiciones involucradas. Las características impuestas a estas líneas espectrales aseguran que la termodinámica no influye en el valor que toma el cociente en cada caso, con lo cual, dado un cociente hay una correspondencia unívoca con el campo magnético, independientemente del factor de llenado y la termodinámica. Debido a las condiciones tan restrictivas que se imponen a las transiciones

para usar adecuadamente esta técnica, hay que tomar muchas precauciones al escoger el par de líneas espectrales. Si hay una pequeña diferencia entre los parámetros físicos, el cociente de las líneas es el siguiente:

$$\frac{V_1(\lambda, p)}{V_2(\lambda, p)} \approx \frac{\bar{g}_1 \frac{\partial I_1(\lambda, p)}{\partial \lambda}}{\bar{g}_2 \frac{\partial I_2(\lambda, p)}{\partial \lambda}}, \quad (3.16)$$

donde  $p$  son el conjunto de parámetros que determinan la formación de las líneas espectrales. Supongamos que calculamos teóricamente el valor de este cociente frente a la intensidad del campo magnético mediante un modelo de atmósfera determinado con el cual obtenemos el cociente de las derivadas del perfil de intensidad. Tendríamos una curva de calibración para este modelo determinado que nos relaciona el cociente de amplitudes de  $V$  con la intensidad del campo magnético. Los datos experimentales provienen de una atmósfera que tiene sus parámetros característicos. Si usamos la curva de calibración que hemos generado con el modelo supuesto podemos introducir un error en el cálculo de la intensidad de campo magnético, ya que, para las propiedades de la atmósfera real, esta curva de calibración puede ser distinta. Dependiendo del caso, la dependencia del modelo es pequeña, y podemos tener una buena estimación del campo magnético mediante el cociente de líneas, pero, en otros casos en los que este cociente sea críticamente dependiente de las condiciones atmosféricas, el error que tengamos en la determinación de la intensidad de campo puede ser muy importante.

## 3.2 Técnicas de inversión

Dada una función  $f$  que transforma un espacio de parámetros  $x$  en un espacio de observables  $y$ , se entiende un problema matemático inverso como el hecho de determinar  $x$ , conocidos  $f$  e  $y$ . Las ciencias observacionales se ven obligadas a reconstruir la estructura interna de un objeto sin poder alterarlo o perturbarlo. En nuestro caso particular, derivamos las propiedades físicas de la atmósfera solar interpretando las señales de polarización en líneas espectrales. Extraer esta información no es sencillo, ya que la dependencia de los perfiles observados con los parámetros atmosféricos es altamente no lineal. Con este objetivo, se han desarrollado técnicas de inversión para encontrar el mejor ajuste a una observación a partir de una solución analítica aproximada o numérica de la ecuación de transporte.

### 3.2.1 Inversiones con SIR: Stokes Inversions based on Response functions

Las líneas espectrales en las cuales se centran este trabajo ( $1.56 \mu\text{m}$  y  $630 \text{ nm}$ ) se forman en la fotosfera solar. En estas capas, los espectros observados de estas transiciones se reproducen fielmente suponiendo equilibrio termodinámico local. Esta aproximación se basa en suponer que los ritmos de colisión son lo suficientemente frecuentes como para que las poblaciones atómicas dependan solamente de la temperatura y la presión, por lo que los subniveles atómicos están igualmente poblados. En este caso, las poblaciones atómicas vendrán dadas por las distribuciones de Saha y Boltzmann. Así mismo, se supone redistribución completa. Es decir, que un fotón emitido por un átomo no guarda memoria de la frecuencia ni de la dirección que lo caracterizaba al ser absorbido.

El código de inversión SIR (Ruiz Cobo & del Toro Iniesta 1992) resuelve la ecuación de transporte en la aproximación de ETL y realiza la inversión según un esquema de Levenberg-Marquardt. El efecto del campo magnético se trata según el efecto Zeeman. Para reducir el número de parámetros libres, las perturbaciones a las variables de partida se calculan solamente para unos cuantos puntos en la malla en los que la atmósfera está discretizada, los llamados *nodos*. Las perturbaciones en el resto de puntos espaciales se calculan mediante interpolaciones. Por ejemplo, seleccionar un solo nodo equivale a considerar una perturbación constante con la altura, es decir, a sumar una constante a todos los puntos; dos nodos significa que las interpolaciones son lineales; tres nodos permite interpolaciones parabólicas, etc.

### Estrategias para la inversión de perfiles de regiones de internetwork

Los parámetros físicos necesarios para el cálculo de la matriz de absorción se especifican en una tabla que se denomina "modelo de atmósfera". Estos modelos están discretizados en el eje equiespaciado del logaritmo de la opacidad del continuo en  $5000 \text{ \AA}(\log\tau_5)$ . Las variables atmosféricas que componen los modelos de SIR son la temperatura, la presión electrónica, la velocidad microturbulenta, la intensidad del campo magnético, la velocidad macroscópica, la inclinación y el azimut del campo magnético, la altura geométrica, la presión del gas y su densidad. El modelo se completa con tres parámetros que no tienen estratificación: la velocidad macroturbulenta, el porcentaje de contaminación por luz difusa y el factor de llenado. Este último solamente es necesario en el caso de dos componentes. A continuación detallamos las características más importantes de las inversiones con SIR realizadas para este trabajo en concreto:

- *Inversión con dos componentes.* La existencia de una componente magnética que llena solamente una pequeña fracción del elemento de resolución es una evidencia observacional: si de algún modo se calcula la intensidad del campo magnético con los perfiles de polarización, (p. ej., en el caso del infrarrojo, puede hacerse directamente con la separación de los dos lóbulos de Stokes V) las amplitudes de éstos solamente son compatibles si suponemos que provienen de una fracción muy pequeña del elemento de resolución (1 – 2 %). Por ejemplo, en la Figura 3.1 a la que más tarde nos referiremos, el perfil en  $1.5652 \mu\text{m}$  de los paneles de la derecha tiene una separación entre los lóbulos de aproximadamente  $0.38 \text{ m\AA}$ . Si comparamos con la Figura 2.4 que está calculada suponiendo que la componente magnética llena el elemento de resolución, la intensidad de campo debe ser de  $\approx 1150 \text{ G}$ . Para esa intensidad del campo magnético, la amplitud de esta línea debería estar entorno al 12 % si nos fijamos en el otro panel de la misma figura. Pero la amplitud real de esta línea espectral es  $\approx 0.35 \%$ . Por tanto, la estructura magnética que ha dado lugar a este perfil ocupa solamente un 3 % del elemento de resolución.

Por este motivo, las inversiones que vamos a llevar a cabo van a consistir en una componente magnética y una no magnética. Esta segunda componente que llena el resto de fracción de píxel suponemos que es no magnética, porque si tuviéramos campos magnéticos intensos de tal manera que se cancelaran completamente en V, éstos serían detectados en I como un ensanchamiento importante en la línea. En

cambio, el perfil de intensidad no presenta componentes Zeeman desdobladas. Es decir, o bien la segunda componente es no magnética o bien los campos son tan intrínsecamente débiles que tratarla como no magnética es una buena aproximación.

Con este modelado de la atmósfera se reproducen fielmente los perfiles regulares, es decir, aquellos perfiles que tienen dos lóbulos en Stokes V. Con una componente magnética somos capaces de ajustar un perfil de polarización circular con estas características y con una componente no magnética ajustar el perfil de intensidad. Estos perfiles resultan ser la inmensa mayoría de los perfiles que analizamos en esta tesis. Por tanto, esta aproximación parece muy adecuada a nuestro objeto de estudio.

No obstante, no vamos a ser capaces de reproducir bien aquellos perfiles que corresponden a perfiles con mezcla de varias componentes en el mismo elemento de resolución. En la Figura 3.1 se muestran dos ejemplos de los datos en las líneas de  $1.5 \mu\text{m}$ , donde se aprecia claramente la presencia de varias estructuras magnéticas en el elemento de resolución. Los perfiles de Stokes V han perdido la forma antisimétrica. La presencia de más de dos lóbulos en los perfiles de V no puede ser debida a gradientes en las variables atmosféricas ya que éstos deberían ser muy fuertes y con variaciones poco realistas. Esto puede significar que estos perfiles de V irregulares se han generado como composición de varios perfiles antisimétricos producidos individualmente por varias componentes magnéticas presentes en el elemento de resolución. Aunque estos casos son muy claros, son muy poco frecuentes, pues la mayoría de los perfiles presentan formas antisimétricas un poco deformadas por la presencia de gradientes de campos magnéticos y de velocidad. La elección de una sola componente magnética para describir las señales de polarización en los casos levemente deformados es bastante adecuada.

- *Intensidad del campo magnético y velocidad del plasma magnetizado.* Debido a la estratificación de presiones de la atmósfera solar, la mayoría de parámetros físicos tienen también una variación con la profundidad geométrica. Los gradientes de campo magnético y velocidad en la línea de visión generan las asimetrías típicas de los perfiles observados fuera de manchas (Bellot Rubio 1998). Estas asimetrías consisten en un ensanchamiento del lóbulo de Stokes V que está desplazado al rojo debido a la correlación entre los campos más intensos (que ensanchan el perfil) y el movimiento hacia el rojo del material (regiones intergranulares). Con valores constantes a lo largo de la profundidad óptica del campo magnético y de la velocidad no podemos reproducir este tipo de asimetrías, pero preferimos esta aproximación para poder interpretar los resultados. En primer lugar, un modelo que permitiese reproducir las asimetrías de Stokes V necesitaría un campo magnético creciendo con la altura y una velocidad decreciendo. Sabemos que esto no corresponde a la estratificación real en el Sol, sino a la presencia de estructuras magnéticas como los tubos de flujo (Bellot Rubio 1998). Y en segundo lugar, si en el Sol en calma existe un gradiente de campos magnéticos en el elemento de resolución (gradiente horizontal de campos), la estratificación que recuperamos en las inversiones no puede tener una correspondencia directa con la profundidad geométrica. Así pues, preferimos suponer que las dos variables atmosféricas son constantes.

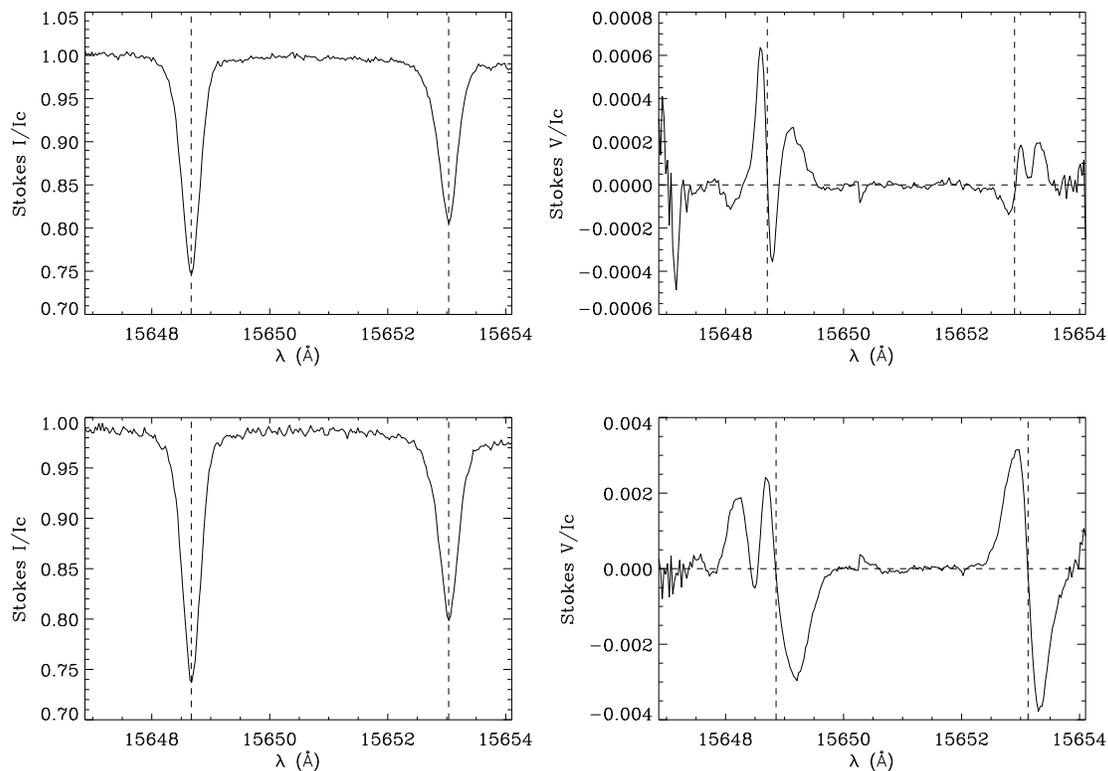


Figura 3.1: Ejemplos extraídos de los datos en  $1.5 \mu\text{m}$  donde se puede ver claramente como el perfil de Stokes V muestra la presencia de al menos dos componentes magnéticas coexistiendo en el mismo elemento de resolución.

- *Geometría del campo magnético.* La inclinación y el azimut del vector campo magnético se suponen también constantes por consistencia con el resto de variables atmosféricas.
- *Temperatura.* Dejamos libertad suficiente a la temperatura para poder calentar y enfriar zonas independientes de la atmósfera. Por ello, asignamos un máximo de 5 nodos a la variación de la temperatura con la profundidad óptica. La presencia de un campo magnético modifica, por medio del efecto de la presión magnética y por tanto de la densidad, el coeficiente de absorción de la línea, con lo que el eje de opacidades no es el mismo en ausencia y en presencia de un campo magnético. Por tanto, la componente magnética y no magnética pueden tener distintas temperaturas a la misma profundidad óptica. Por este motivo invertimos la temperatura de ambas componentes independientemente.



# 4

---

## Técnicas experimentales en espectropolarimetría

Para medir los parámetros de Stokes de la luz proveniente del Sol se necesitan instrumentos específicos llamados polarímetros. En este capítulo describimos brevemente en qué consisten estos dispositivos ópticos y detallamos las características de los dos polarímetros que utilizaremos en nuestras observaciones. Una vez obtenemos los perfiles de Stokes de la luz, debemos realizar un tratamiento posterior a los datos para descontaminarlos de los efectos introducidos por la instrumentación utilizada, para corregir (en la medida de lo posible) de los efectos introducidos por la atmósfera terrestre y para reducir el ruido de las observaciones. Todos estos procedimientos se detallan en este capítulo ya que son fundamentales para tener datos de muy buena calidad que nos permitan realizar un análisis riguroso de las señales de polarización provenientes de regiones de internetwork.

### 4.1 Instrumentación utilizada: polarímetros

Los detectores no son sensibles a la polarización de la luz, solamente miden intensidades (Stokes I). Para medir el resto de parámetros de Stokes necesitamos un sistema óptico específico: los polarímetros. Con estos instrumentos transformamos la polarización de la radiación incidente en intensidad que iluminará el detector.

En la práctica, los parámetros de Stokes se miden mediante diferentes técnicas e instrumentos. De manera ilustrativa, puede definirse un polarímetro típico que engloba las características esenciales de la mayoría de los instrumentos que se han creado para medir los parámetros de Stokes de la radiación solar. Para ello se introducen dos tipos de dispositivos: el polarizador y el retardador. Un polarizador ideal es un dispositivo óptico caracterizado por un eje de transmisión. La radiación cuyo campo eléctrico vibre paralelamente a ese eje será transmitida, mientras que será completamente opaco a la radiación cuyo campo eléctrico vibre perpendicularmente a ese eje. Un retardador ideal es un dispositivo óptico que se caracteriza por dos ejes con distinto índice de refracción: el eje lento y el eje rápido. Conceptualmente, divide la radiación incidente en dos componentes polarizadas en dos direcciones ortogonales. A una de ellas le introduce un desfase y seguidamente vuelve a

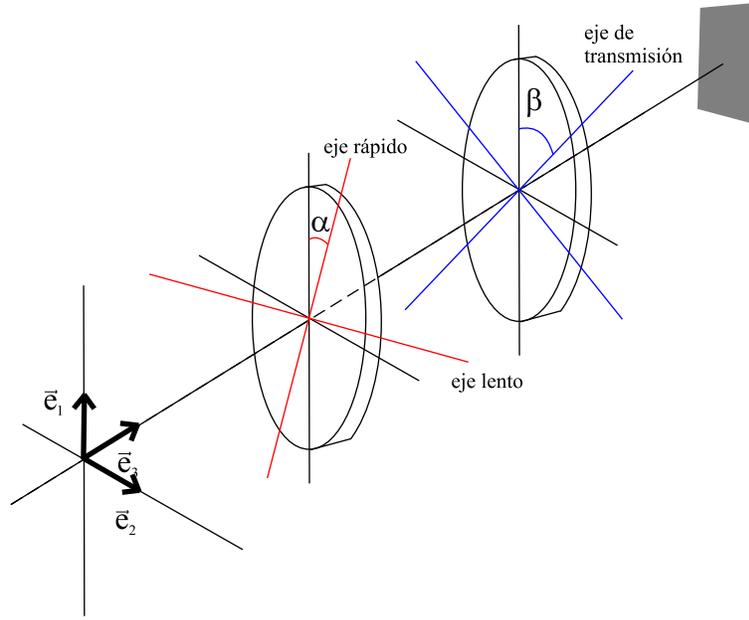


Figura 4.1: Esquema de un polarímetro típico compuesto por un retardador y un polarizador. El retardador introduce un desfase entre las proyecciones del campo eléctrico en el eje lento y rápido y el polarizador solamente deja pasar el estado de polarización que vibra paralelamente a la dirección de su eje de transmisión.

unirlas sin alterar sus amplitudes. Mediante una combinación adecuada de ellos, tenemos un prototipo de polarímetro que mostramos en la Figura 4.1. En esta figura los vectores  $\vec{e}_1$  y  $\vec{e}_2$  definen el plano de polarización de la luz, mientras que el eje de propagación de la onda electromagnética es el perpendicular a ambos ( $\vec{e}_3$ ). La luz, después de pasar por el retardador (con su eje rápido formando un ángulo  $\alpha$  con  $\vec{e}_1$ ) y el polarizador (con su eje de transmisión inclinado una cantidad  $\beta$  con respecto a  $\vec{e}_1$ ) llega al detector. Las cámaras solamente son sensibles a variaciones de intensidad, con lo cual, debemos ingeniar una estrategia para poder obtener los parámetros de Stokes. A modo de ilustración, a continuación realizamos un cálculo detallado (ver Landi degl'Innocenti 1992) de la intensidad que recibiríamos en el detector al pasar por el sistema óptico de un prototipo de polarímetro como el que mostramos en la Figura 4.1.

Teniendo en cuenta la definición de una onda monocromática en función del vector campo eléctrico en un punto dado del espacio (ver ecuación 2.1), a la entrada del retardador, las componentes del campo eléctrico a lo largo de los vectores unitarios  $\vec{e}_1$  y  $\vec{e}_2$  son las siguientes:

$$\begin{aligned} E_1 &= \varepsilon_1 e^{-i\omega t} \\ E_2 &= \varepsilon_2 e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Si proyectamos estas componentes en las direcciones de los ejes rápido y lento del retardador, tenemos:

$$\begin{aligned} E_r &= (\varepsilon_1 \cos \alpha + \varepsilon_2 \sin \alpha) e^{-i\omega t} \\ E_l &= (-\varepsilon_1 \sin \alpha + \varepsilon_2 \cos \alpha) e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

Los subíndices r y l se refieren a las componentes rápida y lenta, respectivamente. A la salida del retardador, la fase de la componente lenta habrá variado en una cantidad  $\delta$  con respecto a la componente rápida:

$$\begin{aligned} E_r &= (\varepsilon_1 \cos \alpha + \varepsilon_2 \sin \alpha) e^{-i\omega t} \\ E_l &= (-\varepsilon_1 \sin \alpha + \varepsilon_2 \cos \alpha) e^{i\delta} e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

El desfase  $\delta$  se define de la siguiente manera:

$$\delta = 2\pi l \frac{\Delta n}{\lambda}, \quad (4.4)$$

donde  $l$  es el grosor geométrico del retardador,  $\Delta n$  es la diferencia entre los índices de refracción de la componente rápida y lenta y  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación. Valores negativos para  $\delta$  retardarán la oscilación, mientras que valores positivos la acelerarán. A continuación, la radiación atraviesa el polarizador. En este caso, la única componente del campo eléctrico que será transmitida va a ser la paralela al eje de transmisión:

$$\begin{aligned} E_t &= \cos(\beta - \alpha) E_r + \sin(\beta - \alpha) E_l = e^{-i\omega t} \\ &\times \left( \cos(\beta - \alpha) (\varepsilon_1 \cos \alpha + \varepsilon_2 \sin \alpha) + \sin(\beta - \alpha) (-\varepsilon_1 \sin \alpha + \varepsilon_2 \cos \alpha) e^{i\delta} \right), \end{aligned} \quad (4.5)$$

donde  $E_t$  es la componente del campo eléctrico paralela al eje de transmisión del polarizador lineal y  $\beta$  es el ángulo que forma éste con la dirección  $\vec{e}_1$  del sistema de referencia (ver figura 4.1).

El detector mide sólo la intensidad, con lo que nos va a dar información mediante una cantidad proporcional a  $I_t = \langle E_t^* E_t \rangle$  (ver Ecuación 2.2). Si hacemos este cálculo, obtenemos:

$$\begin{aligned} I_t(\alpha, \beta, \delta) &= \frac{1}{2} \left( I + (Q \cos(2\alpha) + U \sin(2\alpha)) \cos(2(\beta - \alpha)) \right. \\ &\quad \left. - (Q \sin(2\alpha) - U \cos(2\alpha)) \sin(2(\beta - \alpha)) \cos \delta + V \sin(2(\beta - \alpha)) \sin \delta \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde hemos sustituido los productos entre las amplitudes complejas de las dos componentes de vibración del campo eléctrico por los parámetros de Stokes (I, Q, U y V), según la ecuación 2.2. Como vemos, la intensidad recibida, en general, depende linealmente de los cuatro parámetros de Stokes. Los coeficientes son conocidos, por tanto, para obtener la información del vector de Stokes, solamente tenemos que hacer cuatro medidas independientes con distintas configuraciones de los dispositivos. Si nos fijamos en la ecuación 4.6, el parámetro Stokes I es siempre no nulo, independientemente de la configuración de los ejes del retardador y el polarizador lineal. Generalmente, para tener un eje de referencia en el que definir los parámetros de Stokes Q y U, se suele fijar el ángulo del polarizador lineal, mientras que la fase que introduce el retardador es distinta para cada una de las medidas. Lo que generalmente se tiene en el detector son combinaciones lineales de Stokes I con otro parámetro de Stokes (p. ej., I+V, I+Q, etc.). Por tanto, para determinar I, Q, U y V por separado, en cada uno de los casos necesitaremos dos medidas. Para determinar I y V necesitamos, por ejemplo, I+V e I-V. De este modo haciendo la semi-suma obtenemos Stokes I y haciendo la semi-resta obtenemos Stokes V. Es importante realizar cada par de

medidas simultáneamente, ya que la atmósfera tiene cambios muy rápidos ( $\approx 50$  ms). Para separar los dos estados de polarización (I+V de I-V, etc.) en lugares distintos del detector y evitar que se solapen se suele introducir un divisor de haz.

En nuestras observaciones utilizamos dos polarímetros distintos: TIP, un polarímetro sintonizable en el infrarrojo cercano y POLIS un polarímetro que trabaja en una serie de longitudes de onda concretas situadas en el rango óptico del espectro. A continuación, detallamos el funcionamiento particular de estos dos polarímetros que, aún siguiendo la misma filosofía que el prototipo de polarímetro que hemos detallado anteriormente, usan distintas técnicas (y distintos materiales) para obtener los parámetros de Stokes de la luz que nos llega del Sol.

#### 4.1.1 POLIS: Polarimetric Littrow Spectrograph

El diseño óptico de POLIS está basado en superficies reflectantes para evitar aberraciones cromáticas. La unidad de polarimetría consta de un modulador, un polarizador y un divisor de haces. El modulador es un retardador que cambia la orientación de su eje rápido rotando continuamente a una frecuencia determinada. Las imágenes se toman con una frecuencia de hasta 15 Hz (puede variarse siendo equivalente a variar el tiempo de exposición), sincronizadas con la rotación del retardador. Debido a que las distintas imágenes que se toman para medir los estados de polarización no son simultáneas y que las condiciones de la atmósfera pueden haber cambiado apreciablemente, hay un cierto riesgo de introducir señales de polarización que no son reales. Estas señales son las que se denominan *cross-talk* inducido por el *seeing*. La frecuencia de 15 Hz es lo suficientemente rápida como para minimizar los efectos de la atmósfera. En conjunto, POLIS puede conseguir una sensibilidad polarimétrica de  $10^{-4}$  en unidades de la intensidad del continuo ( $I_c$ ).

El diagnóstico de los campos magnéticos en la fotosfera solar se hace mediante el par de líneas de Hierro neutro localizadas en 630.1 y 630.2 nm. La línea de 630.2 nm es una de las más sensibles al campo magnético de todo el espectro visible; se caracteriza por un factor de Landé efectivo de 2.5. POLIS también tiene la posibilidad de usar simultáneamente la línea K de Calcio II, que da información de la actividad magnética cromosférica. Más información en Beck et al. (2005).

#### 4.1.2 TIP: Tenerife Infrared Polarimeter

TIP abarca el rango de longitudes de onda del infrarrojo cercano, entre 1 – 1.8  $\mu\text{m}$ . Este polarímetro consta de dos retardadores y un divisor de haz. Los retardadores no rotan como en el caso de POLIS: son dos cristales líquidos ferroeléctricos que cambian la orientación de su eje rápido en dos posiciones ante un voltaje externo aplicado. Más información en Martínez Pillet et al. (1999).

## 4.2 Tipo de observaciones: barridos temporales

El tipo de observaciones en las que estamos interesados para el desarrollo de este trabajo de tesis consisten en mapas de la superficie solar. Esto nos permite tener una estadística de la distribución espacial de las propiedades de la atmósfera solar. Estas observaciones se

obtienen de la siguiente forma: primero se coloca la rendija del telescopio en una posición determinada sobre la superficie solar y se realiza el análisis de la polarización de la luz proveniente de esa región. Seguidamente, se mueve la rendija una cierta cantidad en la dirección perpendicular a ésta y se realiza el mismo tipo de medida. De este modo, después de un número de repeticiones tenemos un barrido de la superficie solar que consiste en un mapa bidimensional en cada punto del cual tenemos los cuatro parámetros de Stokes. Este barrido es un barrido temporal, ya que, mientras se toman los datos en una posición concreta de la rendija hasta que se mueve para realizar la siguiente medida ha pasado un cierto lapso de tiempo. Es decir, no tenemos una imagen bidimensional de la superficie solar instantánea, pero medimos cada una de las longitudes de onda de la región espectral simultáneamente. El hecho de que haya una cierta evolución temporal al realizar el barrido se genera un gradiente de luminosidad a lo largo de la dirección del barrido. Esto es porque la radiación solar varía a medida que avanza el día.

Por tanto, para cada parámetro de Stokes, nuestros datos consistirán en una imagen tridimensional de la superficie solar; una de las direcciones coincidiendo con la dirección paralela a la rendija, otra con la dirección perpendicular (dirección del barrido o dirección temporal) y otra en la dirección espectral.

### 4.3 Tratamiento de los datos

#### 4.3.1 Reducción automática

El procedimiento usual en la reducción de los datos consiste en lo siguiente: en primer lugar, se corrigen las imágenes de corriente de oscuridad. Esto se hace ya que debido a la agitación térmica, los pozos de potencial de las cámaras se cargan de electrones y, en ausencia de luz, la intensidad que se mide es no nula. Para corregir de este efecto, se hacen medidas previas a las observaciones (con el mismo tiempo de exposición que los datos de interés) en las que se cierra la entrada de luz al detector. A continuación, esta contribución se resta de las imágenes.

El segundo paso consiste en la corrección de ganancia. Esta corrección es debida a la variación de la sensibilidad a la luz de los distintos píxeles del detector. Para eliminar este efecto, se mide la respuesta del detector cuando ha sido iluminado homogéneamente. Conseguir esta iluminación homogénea con el tipo de datos que estamos tomando no es sencillo. Primero debemos eliminar los rasgos espaciales de la granulación, y lo hacemos tomando muchas imágenes moviendo rápidamente el telescopio sobre una región claramente no magnética de la superficie solar. Después nos queda eliminar la información espectral. Ésto lo conseguimos promediando los espectros y dividiendo la imagen por este espectro promedio. Si el número de imágenes promediadas es suficientemente grande (nosotros típicamente usamos 200), éste puede ser considerado como el espectro real promedio con el que ha sido iluminada cada fila de el detector. Las medidas de la variación de la ganancia se toman antes de cada observación y, preferiblemente, también al finalizarla lo cual nos permite interpolar la corrección a cada uno de los instantes de tiempo de la observación. Una vez obtenida la imagen de ganancia, se divide la intensidad medida en el detector por esta variación píxel a píxel.

Muchas veces nos encontramos con franjas de interferencia. Generalmente éstas pueden

eliminarse también con la corrección de ganancia, pero a veces vemos que quedan restos de franjas. Las eliminamos ajustando una señal sinusoidal a cada espectro en las regiones donde no hay señal de polarización. El periodo de esta señal sinusoidal se calcula con el máximo del espectro de potencias del espectro promedio, y la fase se calcula mediante un ajuste por mínimos cuadrados de cada espectro de cada posición de la rendija a la señal sinusoidal con el periodo previamente calculado.

Una vez hemos corregido la intensidad observada de los efectos anteriores, nos interesa obtener los parámetros de Stokes. Podemos calcularlos sabiendo la secuencia de combinaciones entre parámetros de Stokes que ha realizado el polarímetro. Por ejemplo, si suponemos que la secuencia es I+Q (I-Q), I+U (I-U), I+V (I-V), para obtener I basta con sumar cualquier pareja de estados de polarización ortogonales, por ejemplo:

$$I = \frac{1}{2}[(I + Q) + (I - Q)].$$

Del mismo modo, para obtener Stokes Q, U y V solamente hace falta restar cada pareja de estados de polarización.

Las reflexiones en espejos planos modifican el grado de polarización de la luz incidente, aunque ésta no esté polarizada. Por tanto, en el recorrido de la luz del Sol a través del sistema óptico del telescopio también cambian los estados de polarización. Para eliminar estos efectos necesitamos conocer de qué manera modifica el sistema óptico del telescopio y del polarímetro los estados de polarización. Para ello usamos un sistema de calibración que afecta a todo el sistema óptico comprendido entre éste y el detector. Esta corrección está incluida en el *software* de la reducción de datos. La parte que nos queda por calibrar es todo el sistema óptico comprendido entre los espejos del celostato y el sistema de calibración. Esta corrección es suplida por una corrección estadística basada en correlaciones entre los distintos parámetros de Stokes (Collados 2002). Los restos de *cross-talk*, principalmente de I a Q, U, V, pueden eliminarse restándole a cada uno de ellos una cantidad proporcional a la intensidad.

$$X' = X - \gamma I. \quad (4.7)$$

Donde X ( $X'$ ) son en este caso Q, U y V y  $\gamma$  es una constante de proporcionalidad. Para calcular el valor de esta constante, forzamos que el continuo de  $X'$  sea cero, ya que, mediante el efecto Zeeman, no conseguimos polarización en el continuo. Por tanto, el coeficiente de proporcionalidad es:

$$\gamma = \frac{X_c}{I_c}. \quad (4.8)$$

Siendo  $X_c$  e  $I_c$  los valores del continuo de las señales de polarización y de intensidad respectivamente.

### 4.3.2 Calibración en longitud de onda

Para calibrar en longitud de onda, es decir, asignar a cada píxel la longitud de onda correspondiente, se usa la posición en píxeles de los mínimos de las líneas espectrales y los valores de sus respectivas longitudes de onda en reposo. Suponemos ahora que la correspondencia entre los píxeles y las longitudes de onda es lineal:

$$\vec{\lambda} = a\vec{x} + b, \quad (4.9)$$

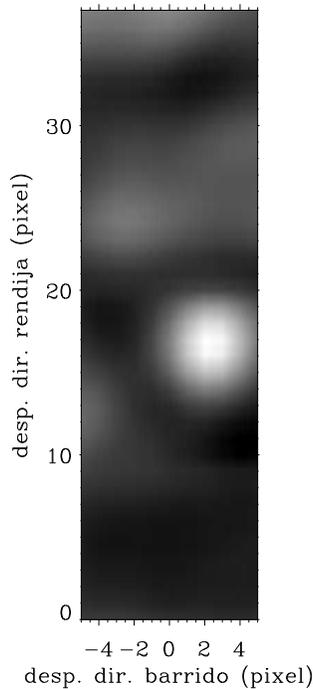


Figura 4.2: Ejemplo del coeficiente de correlación para obtenida al desplazar cinco columnas de TIP alrededor de la posición 10 del barrido de POLIS. El eje horizontal son los desplazamientos de las cinco columnas de TIP en la dirección del barrido. En la posición central las cinco columnas están situadas en las mismas posiciones de barrido en ambas imágenes. El eje vertical representa el desplazamiento a lo largo de la rendija (en este caso solamente hacia arriba) de las cinco columnas de TIP sobre la imagen de POLIS. El máximo de la correlación destaca claramente en la posición [2,16].

donde  $\vec{x}$  representa el vector de píxeles y  $\vec{\lambda}$  el de longitudes de onda. La pendiente  $a$  da la información de la dispersión espectral de cada uno de los dos instrumentos. Como tenemos dos líneas espectrales en cada rango espectral (630 nm y 1.5  $\mu\text{m}$ ), resolvemos un sistema de dos ecuaciones lineales para obtener la dispersión espectral y la longitud de onda en el inicio del detector ( $b$ ).

### 4.3.3 Alineamiento de los mapas de granulación

El alineamiento de imágenes solamente es necesario cuando se hacen observaciones simultáneas en dos longitudes de onda distintas. Esta corrección se hace principalmente para corregir la refracción diferencial, es decir, el hecho de que la refracción atmosférica dependa de la longitud de onda. Este efecto es más notable a medida que la diferencia de las longitudes de onda de las observaciones es mayor y durante las primeras horas de la mañana (o a últimas horas de la tarde).

Para realizar una corrección precisa de la refracción diferencial y para alinear los datos tomados con TIP y POLIS usamos un método basado en la correlación de las imágenes de continuo. En observaciones de Sol en calma, la granulación nos servirá como patrón para las correlaciones. Nos interesa calcular cuánto debemos desplazar una imagen respecto a la otra en cada una de las direcciones para que se solapen perfectamente. Este desplazamiento nos lo da el máximo de la correlación. En principio, este cálculo es muy sencillo si usamos las propiedades de la transformada de Fourier. El problema es que la refracción diferencial no produce un desplazamiento constante a lo largo del barrido, ya que ésta varía con el tiempo. Por tanto, debemos buscar otro modo de calcular el desplazamiento instantáneo. Lo que hacemos es seleccionar un trozo pequeño de una imagen (pero lo suficientemente grande

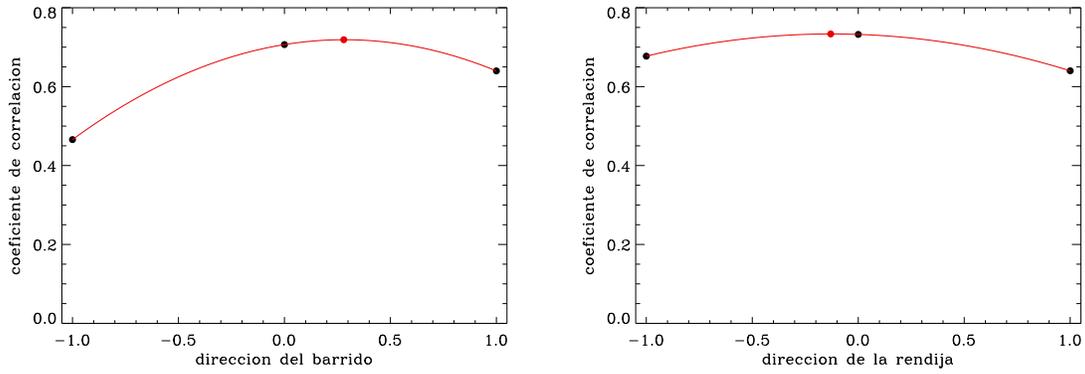


Figura 4.3: Mostramos el máximo de la correlación (punto negro central) con un punto anterior y uno posterior a lo largo de la dirección del barrido (izquierda) y de la rendija (derecha). La línea continua es la parábola calculada analíticamente con estos tres puntos. Se toma como máximo de la correlación el máximo de la parábola, señalado con un punto rojo. De esta manera conseguimos precisión subpíxel.

como para que haya estructuras y las correlaciones sean estables) y compararlo con la otra imagen. Escogemos comparar cinco columnas en las dos imágenes. Una de las imágenes se mantiene (la de mayor tamaño si se da el caso), mientras que la otra la desplazamos sobre la primera. En cada desplazamiento en las dos direcciones  $(d_i, d_j)$  calculamos el coeficiente de correlación usando las cinco columnas:

$$r(d_i, d_j) = \frac{\sum_{j=0}^{N_j-1} \sum_{i=0}^{N_i-1} (C_1(i + d_i, j + d_j) - \overline{C_1})(C_2(i, j) - \overline{C_2})}{\sqrt{\sum_{j=0}^{N_j-1} \sum_{i=0}^{N_i-1} (C_1(i + d_i, j + d_j) - \overline{C_1})^2} \sqrt{\sum_{j=0}^{N_j-1} \sum_{i=0}^{N_i-1} (C_2(i, j) - \overline{C_2})^2}} \quad (4.10)$$

siendo  $C_2$  y  $C_1$  las columnas que estamos correlacionando de las imágenes 1 y 2 respectivamente y  $\overline{C_2}$  y  $\overline{C_1}$  los promedios de las regiones que se solapan, para cada uno de los desplazamientos. El desplazamiento óptimo en las dos direcciones será aquel que haga máximo el coeficiente de correlación  $r(d_i, d_j)$ . En la figura 4.3.2 mostramos un ejemplo de una de las correlaciones. Podemos ver que el máximo de la correlación destaca claramente sobre cualquier otro máximo secundario. Una vez encontrado la posición del máximo, conseguimos precisión subpíxel ajustando una parábola que pasa por los tres puntos más próximos al máximo de la correlación tales que éste sea el del centro. Esto debemos hacerlo primero en una dirección y con este nuevo máximo repetir el procedimiento en la otra. En la Figura 4.3 mostramos un ejemplo de este procedimiento.

Este proceso lo hacemos para todas las posiciones del barrido y obtenemos el desplazamiento de una imagen (tanto en la dirección del barrido como en la dirección de la rendija) frente a la otra en función de la posición del barrido. Es decir, obtenemos las correcciones en función del tiempo. De este modo eliminamos tanto el efecto de un mal alineamiento de las imágenes (porque se toman con instrumentos diferentes y no estaban apuntando exactamente al mismo lugar en el Sol, etc.) como el efecto de la refracción diferencial.

#### 4.3.4 Filtrado de ruido y señales espurias mediante un Análisis en Componentes Principales (PCA)

El método PCA pertenece a una familia de algoritmos utilizados para la estadística de multivariados. Imaginemos que tenemos  $n$  datos u observaciones (con  $n$  muy grande) que dependen de  $p$  parámetros y queremos estudiar cómo se relacionan estos  $p$  parámetros entre ellos. PCA es un algoritmo dedicado a la búsqueda de un grupo de parámetros que siempre se correlacionen juntos. Si dos o más parámetros están correlacionados, la nube de puntos de la representación de las observaciones en el espacio  $p$ -dimensional sería alargada en alguna dirección en este hiperespacio. Estas direcciones de máxima correlación entre los parámetros son las que se denominan componentes principales y son el conjunto de  $p$  vectores propios de la matriz de correlación de las observaciones. En realidad, esto no es más que una búsqueda de patrones. Los vectores propios de una matriz forman una base, es decir, son un conjunto completo de vectores ortogonales. Por tanto, podemos describir las observaciones en esta nueva base de vectores propios de la matriz de correlación que contiene información sobre las correlaciones entre los distintos parámetros. Es decir, describimos las observaciones en una base que está compuesta por vectores que dan cuenta de los patrones hallados en el conjunto de observaciones. Para ampliar información sobre PCA, se puede acudir a las siguientes referencias: Casini & López Ariste (2003), Rees & Ying (2003).

La idea de usar este procedimiento para el filtrado del ruido de las observaciones y la eliminación de señales espurias se basa en lo siguiente: los perfiles de polarización tienen un patrón característico mientras que el ruido es, en principio, aleatorio. Por contra, otra fuente de ruido en las observaciones son las franjas interferenciales, residuos del proceso de reducción, etc., un conjunto de cosas que tienen también un cierto patrón. Si podemos separar las contribuciones en nuestros datos observacionales tanto del ruido aleatorio como de señales espurias, seremos capaces de bajar los niveles de ruido de nuestros datos eliminando estas aportaciones. El procedimiento que seguimos es el que detallamos a continuación.

Lo primero que debemos hacer es construir la matriz de correlación a partir de los datos y diagonalizarla para obtener la base de vectores propios. El hecho de escoger la matriz de correlación para calcular la base en la que vamos a proyectar nuestras observaciones no es casual. En primer lugar, la búsqueda de patrones en un conjunto de observables exige que tengamos un gran número de ejemplos en los que buscar. En nuestro caso significa que debemos tener un número importante de perfiles para intentar detectar patrones en longitud de onda. Por tanto, tenemos el problema de diagonalizar una matriz rectangular y de un tamaño considerable. Para evitar este hecho podemos recurrir a otra matriz. Y, en este caso, puesto que lo que buscamos son precisamente correlaciones entre los parámetros de los que dependen las observaciones, la matriz ideal es la de correlación. Esta matriz lleva información de la relación entre los parámetros y además es cuadrada. La matriz de correlación  $\hat{C}$  la construimos a partir de la matriz de las observaciones ( $\hat{D}$ ) de la siguiente manera:

$$\hat{C} = \hat{D}^\dagger \cdot \hat{D}. \quad (4.11)$$

La matriz de las observaciones ( $\hat{D}$ ) es una matriz  $n \times p$  y contiene una observación en cada una de sus filas y la matriz de correlación ( $\hat{C}$ ) tiene dimensiones  $p \times p$ . Una vez hemos calculado la matriz de correlación, la diagonalizamos para obtener el conjunto de vectores propios que formarán la base con la que podremos reconstruir exactamente las

observaciones. Los coeficientes ( $\hat{A}$ ) de la representación de las observaciones en la nueva base de datos ( $\hat{B}$ ) se obtienen de la siguiente forma:

$$\hat{A} = \hat{D} \cdot \hat{B}, \quad (4.12)$$

donde la matriz de coeficientes  $\hat{A}$  es una matriz  $n \times p$  en la cual el elemento  $A_{ij}$  es el coeficiente que corresponde al parámetro  $j$  para la observación  $i$ . La base  $\hat{B}$  es una matriz  $p \times p$  que contiene en cada una de sus columnas los vectores propios de la matriz de correlación ordenados por orden decreciente del valor propio.

El conjunto de vectores propios de la matriz de correlación forman una base, así que, en principio, podemos reconstruir los datos exactamente solamente invirtiendo la ecuación anterior:

$$\hat{D} = \hat{A} \cdot \hat{B}^{-1}. \quad (4.13)$$

La matriz  $\hat{B}$  es una matriz ortogonal, por lo tanto, su inversa es igual a su transpuesta. De este modo, la ecuación se simplifica a:

$$\hat{D} = \hat{A} \cdot \hat{B}^\dagger. \quad (4.14)$$

Si la base  $\hat{B}$  solamente se construye con los  $p'$  vectores que son realmente significativos deja de ser un conjunto completo de vectores ortogonales. Pero esta nueva base cuasi-completa sigue reproduciendo las observaciones en muy buena aproximación por el siguiente motivo: los autovalores asociados a cada uno de los vectores propios de la base da una idea de la importancia de ese patrón en las observaciones. A medida que la importancia del patrón es menor, el autovalor decrece. Y lo particular en el caso de los autovectores de la matriz de correlación es que los autovalores decrecen muy rápidamente. Es decir, que para un número  $p' \ll p$  de parámetros podemos reconstruir las observaciones en muy buena aproximación de la siguiente manera:

$$\hat{D}' \approx \hat{A}' \cdot \hat{B}'^\dagger. \quad (4.15)$$

Donde ahora las dimensiones de  $\hat{A}'$  y  $\hat{B}'$  son  $n \times p'$  y  $p \times p'$  respectivamente.  $\hat{D}'$  es el nuevo conjunto de datos reconstruido. En este último paso eliminamos los vectores propios con menor autovalor, es decir, los autovectores que básicamente contienen información del ruido. Por tanto, hemos filtrado y disminuyendo el nivel de ruido en nuestras observaciones.

# 5

---

## Observaciones

Las distintas observaciones de las líneas de Hierro neutro en 630 nm y en 1.5  $\mu\text{m}$  de regiones de internetwork llevan a distribuciones de campo aparentemente contradictorias. Mientras trabajos en 1.5  $\mu\text{m}$  (Lin 1995, Lin & Rimmele 1999, Khomenko et al. 2003) sugieren que las intensidades de los campos magnéticos en estas regiones son del orden de hG, otros trabajos en 630 nm (Socas-Navarro & Sánchez Almeida 2002, Domínguez Cerdeña et al. 2003b, Socas-Navarro et al. 2004, Lites & Socas-Navarro 2004) dan valores de kG. Esta controversia podría resolverse si realizamos observaciones simultáneas y coespaciales de regiones de internetwork en los dos rangos espectrales. El primer trabajo en esta dirección fue el de Sánchez Almeida et al. (2003) usando dos telescopios distintos (THÉMIS<sup>1</sup> y VTT<sup>2</sup> en el Observatorio del Teide). Nosotros realizamos el mismo tipo de observaciones pero usando dos instrumentos distintos instalados en el mismo telescopio. La primera parte de este capítulo se dedica a la descripción de las observaciones simultáneas y coespaciales de las antes mencionadas líneas espectrales en los rangos visible e infrarrojo. Describimos también el posterior alineado de las observaciones y la reducción del ruido para un análisis óptimo de las señales de polarización extremadamente débiles del Sol en calma.

Hasta la fecha no existen estudios dedicados a la variación de las propiedades magnéticas de las regiones de internetwork en la superficie solar. En la segunda parte de este capítulo se describen una serie de observaciones de regiones de internetwork en distintas posiciones del disco solar. Estas observaciones se realizaron únicamente en 1.5  $\mu\text{m}$ .

### 5.1 Observaciones simultáneas en 1.5 $\mu\text{m}$ y 630 nm de una región de internetwork en el centro del disco

#### 5.1.1 Estrategia de observación

Para utilizar simultáneamente los dos polarímetros (TIP y POLIS) se realizó un montaje especial en el telescopio VTT en el observatorio del Teide. La luz se dividía en dos haces antes de llegar a los dos instrumentos. Seguidamente, ésta iluminaba los dos polarímetros.

---

<sup>1</sup>Télescope Héliographique pour l'Étude des champs Magnétiques et les Instabilités Solaires

<sup>2</sup>Vacuum Tower Telescope

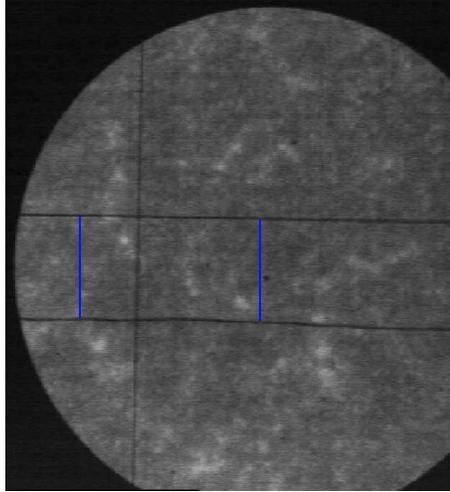


Figura 5.1: Imagen de campo en Ca II K. Las zonas brillantes corresponden a regiones en las que el campo magnético cromosférico es más intenso. Las dos líneas negras horizontales y la vertical muestran aproximadamente la posición de la rendija. El rectángulo azul representa más o menos la región de la superficie solar en la que se realizó el barrido.

A continuación, uno de los dos polarímetros empezaba a tomar los datos y le mandaba la señal al otro para que empezara la toma de medidas. Para realizar el barrido se usó un espejo que se encontraba antes de la división de los haces hacia los dos instrumentos. De este modo asegurábamos que el paso del barrido fuera exactamente el mismo para los dos rangos de longitudes de onda.

Los datos fueron tomados el 17 de Agosto de 2003. Se barrió una región de Sol en calma situada en el centro del disco, evitando regiones de red fotosférica haciendo uso de la imagen del campo en la línea K del Ca II, asequible simultáneamente a las observaciones. La figura 5.1.1 muestra la imagen en este filtro donde podemos ver la zona barrida durante la observación comprendida aproximadamente en el rectángulo azul. La línea vertical y las dos horizontales delimitan la posición de la rendija. Como vemos, la zona donde se realizó la observación, es una región en la que no hay actividad magnética importante.

Las condiciones atmosféricas fueron buenas y la imagen se mantuvo estable gracias a un correlador que compensaba los movimientos de alta frecuencia de la imagen del Sol introducidos por la atmósfera o por el celostato al ser golpeado por el viento (Ballesteros et al. 1996). El contraste de la imagen de granulación en el correlador se mantuvo por encima del 4%, es decir, la calidad de la imagen fue muy buena debido a las buenas condiciones atmosféricas.

Cada conjunto de datos tomados con los dos instrumentos se compuso de los cuatro parámetros de Stokes. El barrido se realizó con pasos de  $0.35''$ , teniendo al final de la observación una extensión  $42''$  (120 pasos). En la dirección de la rendija el tamaño de la imagen de TIP fue de  $33.25''$  y la de POLIS de  $45.64''$ . El tiempo de exposición fue de aproximadamente 25 s, el mismo para los dos instrumentos.

### 5.1.2 Descripción de los datos

En la figura 5.2, a la izquierda, mostramos el mapa de continuo de los datos de POLIS y a la derecha el de los de TIP. La rendija de POLIS es mayor que la de TIP. Por tanto, aparte de alinear las imágenes para corregir de la refracción diferencial, también tendremos que encajar la imagen de continuo de TIP con la de POLIS. A simple vista se puede observar la

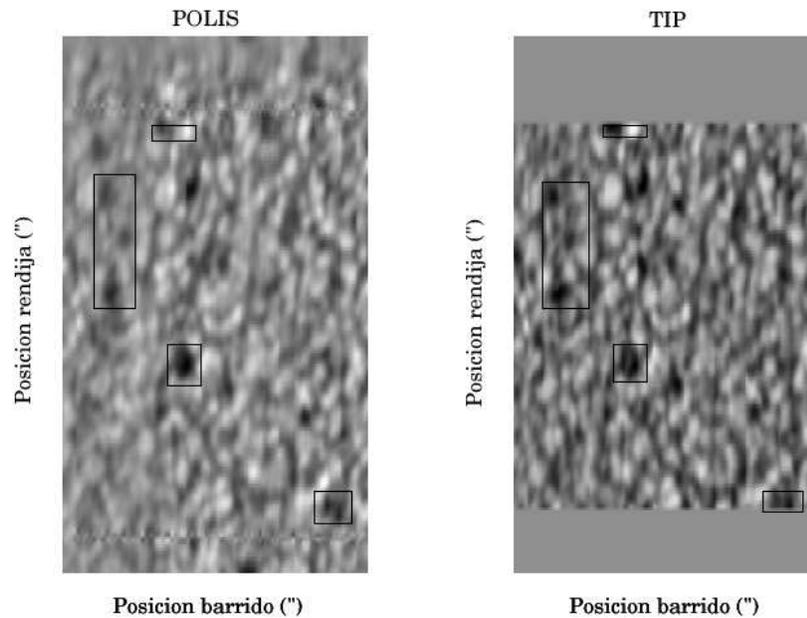


Figura 5.2: A la izquierda, la imagen de continuo de POLIS y, a la derecha, la imagen de continuo de TIP tras haberles sustraído los gradientes de luminosidad en la dirección del barrido. Las imágenes de TIP las hemos desplazado una cantidad aproximada en la dirección de la rendija para que las dos imágenes estén prácticamente alineadas en esa dirección. Todas las estructuras son claramente identificables en la misma posición en ambas imágenes. En los recuadros mostramos algunas de las estructuras más evidentes que pueden comprobarse.

extraordinaria coincidencia de las dos imágenes ya que podemos identificar claramente la mayoría de estructuras. Para mayor claridad se resaltan algunas de ellas con un recuadro. En la figura 5.3 mostramos los cuatro parámetros de Stokes en una posición de barrido.

Si nos fijamos en el espectro de intensidad de POLIS, vemos cuatro líneas espectrales. La primera empezando por la izquierda es la de Fe I  $\lambda$  630.1 nm y la penúltima es la de Fe I  $\lambda$  630.2 nm. Las dos líneas intercaladas son líneas telúricas, que pueden identificarse debido a que no presentan desplazamiento al azul y al rojo como es el caso de las líneas solares. El espectro de las observaciones de TIP muestra las dos líneas de Fe I en  $1.5648$  y  $1.5652 \mu\text{m}$ . La zona oscurecida a la derecha de la primera línea espectral es una banda de origen desconocido. Este rasgo espectral varía su morfología y su intensidad en el tiempo por lo que se supone que muy probablemente sea telúrico, aunque aún no ha sido identificado con ninguna especie atómica o molecular. Si nos fijamos en el resto de parámetros de Stokes, vemos que aún queda algún resto de las líneas telúricas en los espectros de las observaciones de POLIS. La contribución de estos restos de telúricas a las señales de polarización es despreciable en los datos finalmente filtrados. En la tabla 5.1 mostramos el valor del ruido en polarización circular calculado con la desviación estándar en una región libre de rasgos espectrales, así como la dispersión espectral y la resolución espacial de ambas observaciones.

El cálculo de la resolución espacial lo obtenemos del espectro de potencias de las imágenes de granulación (habiéndoles sustraído el gradiente de luminosidad a lo largo del

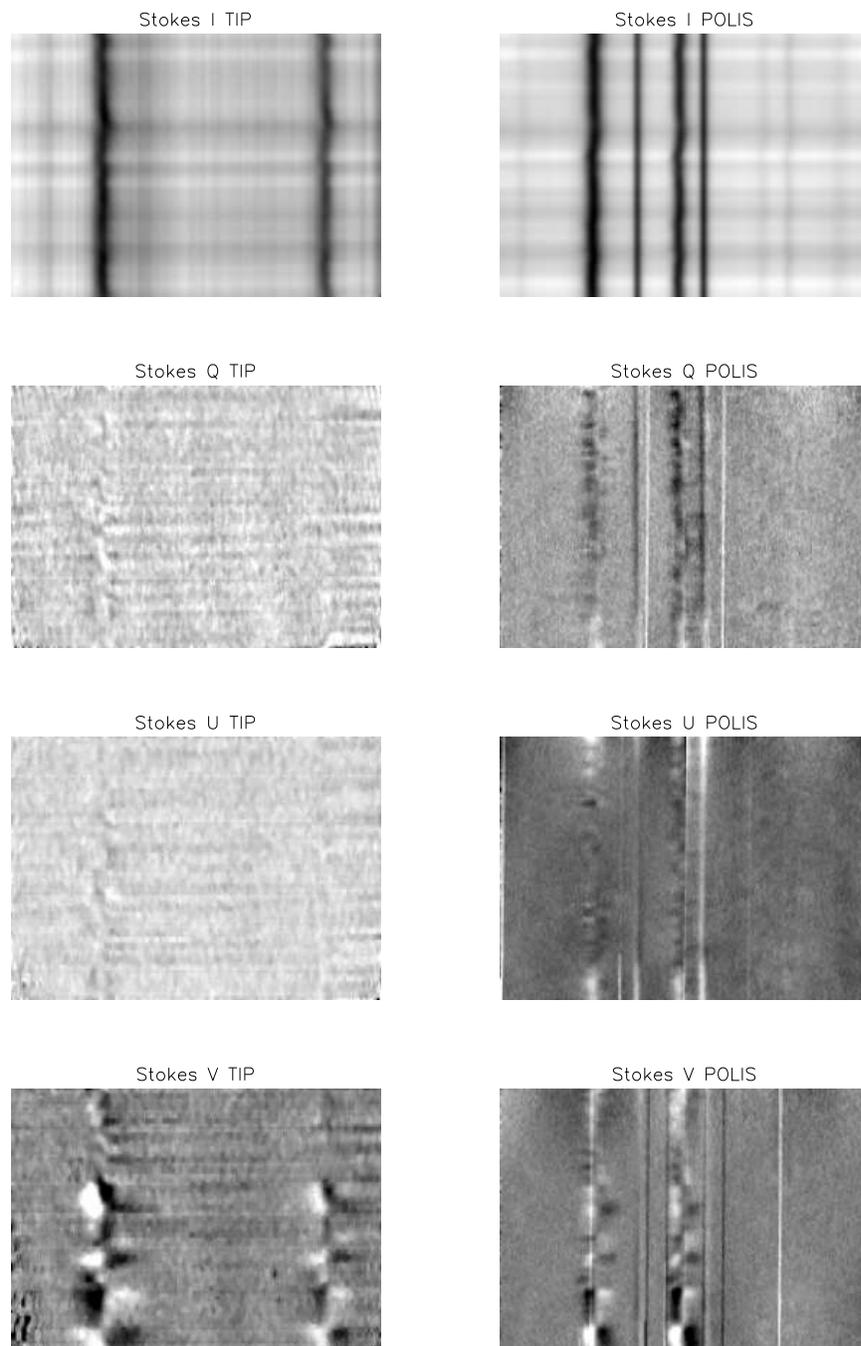


Figura 5.3: Imágenes espectrales en una posición de barrido de los cuatro parámetros de Stokes en 630 nm (derecha) y 1.5  $\mu\text{m}$  (izquierda). La dirección espectral se encuentra en horizontal. La posición a lo largo de la rendija es la dirección perpendicular.

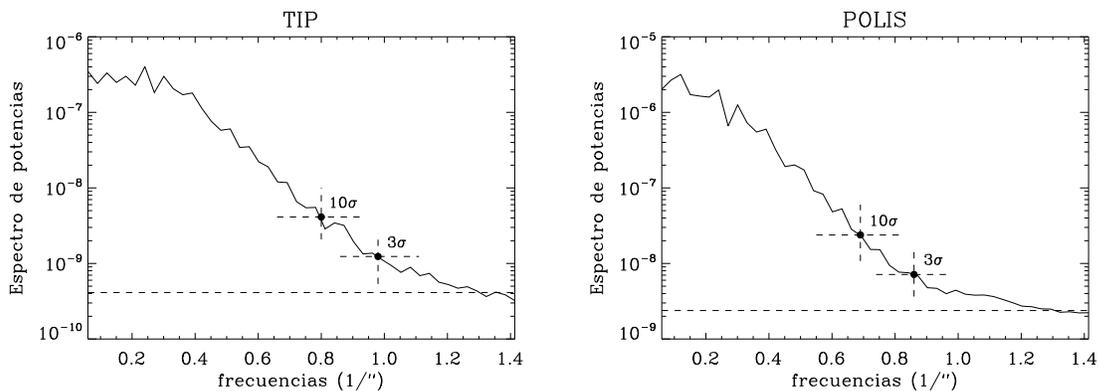


Figura 5.4: A la izquierda, mostramos el espectro de potencias para la imagen de continuo de TIP y a la derecha el de la imagen de continuo de POLIS. Ambos han sido promediados azimutalmente. La línea horizontal discontinua negra marca el nivel de ruido, supuesto constante para todas las frecuencias. La línea roja discontinua en horizontal establece el nivel seleccionado (diez veces superior al ruido) y en vertical la frecuencia que hemos escogido para estimar la resolución espacial de nuestros datos.

barrido) mediante la transformada de Fourier. Como las propiedades estadísticas de la granulación son isótropas en el centro del disco, promediamos azimutalmente el espectro de potencias para reducirlo a una dimension. La potencia asociada a la frecuencia de corte la extrapolamos como ruido blanco a todas las frecuencias del espectro. Para la estimación de la resolución espacial debemos escoger una frecuencia para la cual el valor del espectro de potencias se encuentre por encima del ruido. Si nos fijamos, la distribución de potencias se asemeja bastante a una Gaussiana, con lo cual, para tener un criterio objetivo, escogemos dos valores de la frecuencia: uno para el cual la potencia está 3 veces por encima del valor del ruido ( $3\sigma$ ) y otro  $10\sigma$  por encima. El valor de  $3\sigma$  nos asegura que el 99.7 % de las potencias están por encima del ruido, y el valor de  $10\sigma$  nos asegura prácticamente la totalidad de ellas. En la figura 5.4 se muestran los dos espectros de potencias promediados y las frecuencias escogidas. La resolución espacial de cada uno de los dos instrumentos es la inversa de estas frecuencias. Los datos de TIP tienen una resolución espacial promedio de  $1.14''$  y los de POLIS de  $1.31''$ .

En la figura 5.5 mostramos los mapas de polarización circular (integral del valor absoluto de Stokes V) para cada uno de los instrumentos y los espectros individuales provenientes de las posiciones marcadas con un punto en los mapas. Los datos de POLIS tienen un nivel de ruido bajo, pero, al promediar todos los perfiles de polarización circular, aparece una señal que no se asemeja a ningún residuo de polarización. El segundo perfil de la figura 5.5 tiene una estructura muy parecida a ese promedio, que se muestra más adelante en la Figura 5.12. La contribución a cada uno de los perfiles individuales puede verse en el mapa de polarización circular como un halo blanco. Ésta varía a lo largo de la rendija, siendo prácticamente nula en las posiciones centrales. En el primer espectro de POLIS de la Figura 5.5 señalamos con una flecha roja una serie de picos que no ocupan más de 2 ó 3 píxeles en la cámara. Estos picos son coherentes en la posición espectral y a lo largo de la

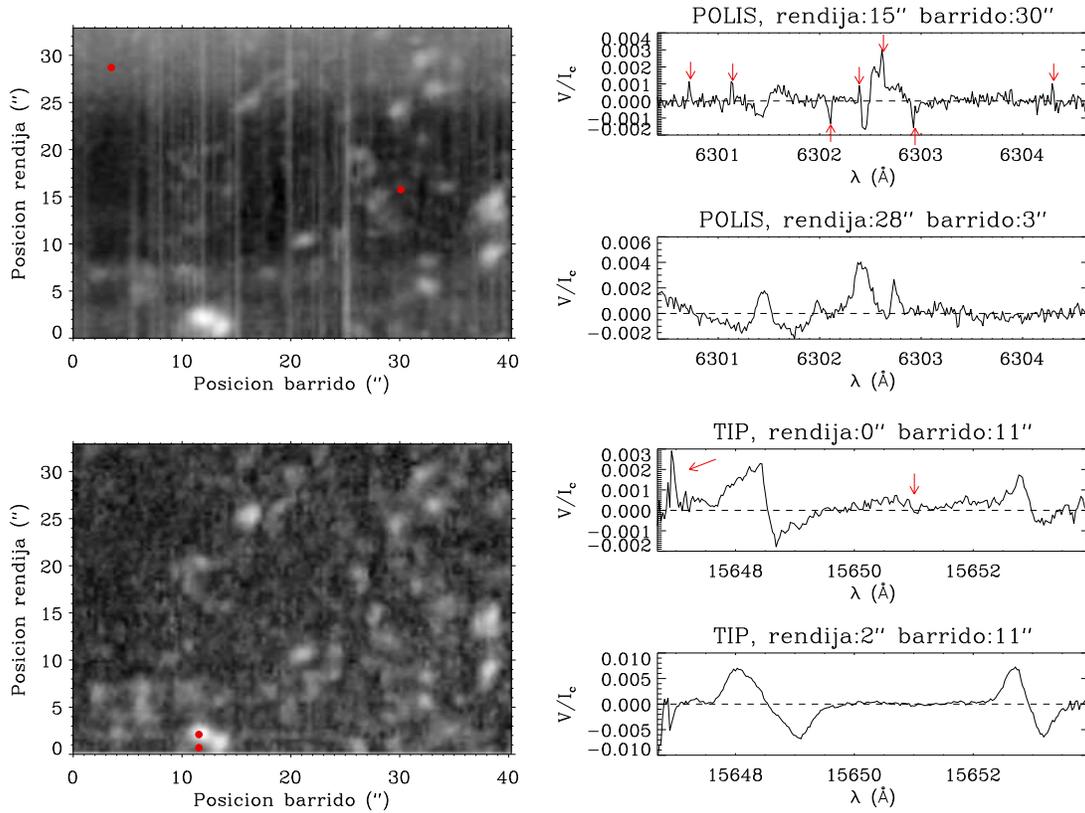


Figura 5.5: A la izquierda los mapas del logaritmo del valor absoluto de Stokes V ( $I_c$ ), arriba POLIS y abajo TIP. A la derecha, cuatro espectros individuales situados en las posiciones marcadas con un punto rojo sobre los mapas de la izquierda.

instrumento	disp. espectral	res. espacial	ruido (Stokes V)
TIP	29.83 mÅ/píxel	1.02 – 1.25''	$1.9 \cdot 10^{-4} I_c$
POLIS	14.85 mÅ/píxel	1.16 – 1.45''	$2.5 \cdot 10^{-4} I_c$

Tabla 5.1: Dispersión espectral, resolución espacial y ruido de los datos originales de los dos instrumentos. Los dos valores de la resolución espectral corresponden a los valores que se obtienen si la potencia está por encima de  $3\sigma$  o  $10\sigma$  respectivamente.

rendija; son los responsables de las líneas verticales que aparecen en los mapas de polarización circular de POLIS. Éstos también debemos eliminarlos de nuestros datos, ya que algunos se encuentran situados en medio de los perfiles de V. Los datos de TIP son de buena calidad: la mayoría de señales son claras y coherentes en cuanto a la forma para ambas líneas. Los niveles de ruido son bajos y no hay rastro de señales espúrias, salvo un pequeño resto de franjas interferenciales que serán fácilmente eliminadas. En el caso de TIP, la única característica problemática con la que nos encontramos es un salto en el perfil de Stokes V; lo señalamos con una flecha roja vertical en el espectro superior de TIP. En este caso, puede parecer pequeño, porque está enmascarado por el ruido, pero después del filtrado de ruido

instrumento	disp. espectral (a)	$\lambda_o$ (b)	$\lambda_{c1}$	$\lambda_{c2}$
TIP	29.83 mÅ/píxel	15646.686 Å	15648.492 Å	15652.857 Å
POLIS	14.85 mÅ/píxel	6300.4009 Å	6301.4974 Å	6302.4904 Å

Tabla 5.2: Parámetros de la calibración en longitud de onda de cada uno de los instrumentos. La dispersión espectral y la longitud de onda inicial ( $\lambda_o$ ) son las variables a y b de la recta de la ecuación 4.9.  $\lambda_{c1}$  y  $\lambda_{c2}$  son las longitudes de onda de los mínimos de cada par de líneas espectrales.

(que explicamos en el apartado 2.3.2), estos saltos van a ser importantes y vamos a tener que corregirlos para poder analizar los datos. En el mismo espectro, la flecha roja diagonal muestra unos píxeles afectados por unos valores de ruido excesivos. Esta característica se repite en todos los espectros. Lo que hacemos es eliminar esos primeros píxeles, los cuales no son importantes para nuestro estudio, ya que las señales de polarización de 1.5648  $\mu\text{m}$  no ocupan nunca esas posiciones.

### 5.1.3 Reducción de los datos

Todo el procedimiento de reducción automática detallado en el capítulo anterior se realiza con un programa específico para cada instrumento. Los valores de la calibración en longitud de onda para las dos líneas en ambos rangos espectrales se presentan en la Tabla 5.2.

#### Alineamiento de los datos

Para alinear los datos, primero tenemos que calcular los desplazamientos de las imágenes de continuo. Una vez los hemos calculado podemos aplicar el mismo desplazamiento a cada una de las longitudes de onda, ya que todas ellas se observan simultáneamente. El proceso para obtener los desplazamientos con las imágenes de granulación lo hemos detallado en el capítulo anterior, pero en esta sección lo aplicamos a nuestras observaciones.

La resolución espacial (ver Tabla 5.1) en el infrarrojo y en el visible no es muy distinta, con lo cual no van a surgir problemas a la hora de hacer las correlaciones. Antes de calcular éstas, debemos tener en cuenta que los píxeles de TIP son mayores que los de POLIS en la dirección de la rendija (en la dirección del barrido tienen el mismo tamaño, que viene dado por el paso de éste)<sup>3</sup>. La relación de tamaños de los píxeles de ambos polarímetros no es un número entero, es 2.448. Por tanto, para convertir los píxeles de POLIS al mismo tamaño que los de TIP vamos a tener que sumar dos píxeles enteros y una fracción de píxel. Este proceso disminuye ligeramente el ruido de los datos. Esto puede verse aplicando la propagación de errores:

$$x = \frac{x_1 + x_2 + 0.448x_3}{2.448} \rightarrow \Delta x = \sqrt{\left(\frac{\Delta x_1}{2.448}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{2.448}\right)^2 + \left(\frac{0.448\Delta x_3}{2.448}\right)^2} = 0.61\Delta x_1 < \Delta x_1. \quad (5.1)$$

Donde  $x$  es el nuevo píxel de POLIS con el tamaño del de TIP y  $x_1, x_2$  y  $x_3$  son los píxeles originales de POLIS. En el desarrollo hemos supuesto que el ruido es el mismo en todos los

<sup>3</sup>Los píxeles de POLIS tienen un tamaño de 0.143'' a lo largo de la rendija, mientras que los de TIP tienen un tamaño de 0.35''. Ambos ocupan 0.35'' en la dirección del barrido.

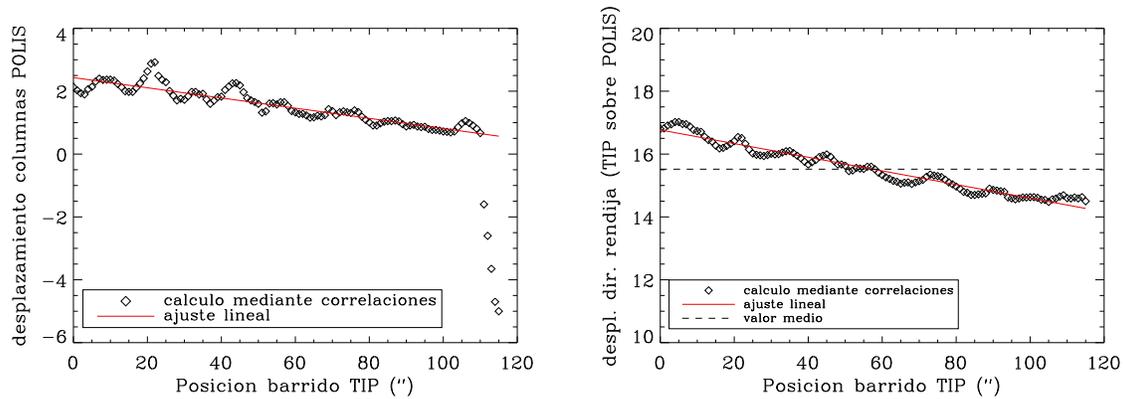


Figura 5.6: La gráfica de la izquierda nos muestra la correspondencia entre la posición de barrido en POLIS y en TIP. Vemos que el acercamiento a la diagonal de la gráfica es progresivo. A la derecha se muestran los valores del desplazamiento de TIP sobre POLIS a lo largo de la rendija para cada posición de barrido de TIP.

píxeles individuales. En este caso, hemos reducido ligeramente el ruido de los datos pero hemos empeorado el muestreo espacial, aunque  $0.35''$  es un muestreo adecuado teniendo en cuenta que la resolución espacial de los datos es ligeramente mayor que un segundo de arco.

Una vez hemos alineado los mapas de continuo mediante correlaciones, obtenemos los desplazamientos que se muestran en la figura 5.6. En la gráfica de la izquierda se muestra la posición de barrido de POLIS que equivale a una de TIP. La línea discontinua es la diagonal de la gráfica. Observamos que en los primeros barridos, la gráfica está ligeramente desplazada de la diagonal. Eso quiere decir que hay un pequeño desplazamiento entre las dos imágenes en la dirección del barrido. A medida que pasa el tiempo la diferencia es cada vez menos apreciable. En la gráfica de la derecha mostramos los desplazamientos en la dirección de la rendija. En promedio, debemos desplazar la imagen de TIP unos 15.5 píxeles hacia arriba para que encaje con la de POLIS (línea discontinua). Pero para cada posición del barrido el desplazamiento no es exactamente el mismo, hay pequeñas variaciones de no más de 2 píxeles. Esto significa que la refracción diferencial no estaba dirigida en la dirección únicamente del barrido. La refracción diferencial de la atmósfera debería ser un efecto con una forma funcional suave, así que hacemos un ajuste lineal (línea roja en ambas representaciones) y usamos este valor para el alinear los mapas de granulación.

Una vez tenemos los valores de los desplazamientos, reconstruimos las imágenes de TIP interpolando linealmente a esas posiciones. La interpolación consiste en otorgar a un punto  $x_{12}$  (que no pertenece al muestreo) el valor que le correspondería si la variación de estos valores fuera lineal en el intervalo  $[x_1, x_2]$  (los puntos anterior y posterior a  $x_{12}$  en el muestreo). Por el mismo motivo que cuando variamos el tamaño de los píxeles de POLIS, este procedimiento no aumenta el ruido de los datos. El resultado lo mostramos en la figura 5.7. Podemos observar claramente que en los dos casos se trata de la misma región de estudio, ya que si nos fijamos en los mapas de intensidad de la figura 5.7, las estructuras se corresponden en cada una de las cuadrículas. Si nos fijamos en los mapas del valor absoluto de  $V$ , vemos que son muy similares, sobre todo en las señales fuertes, aunque se ven diferencias en las señales débiles.

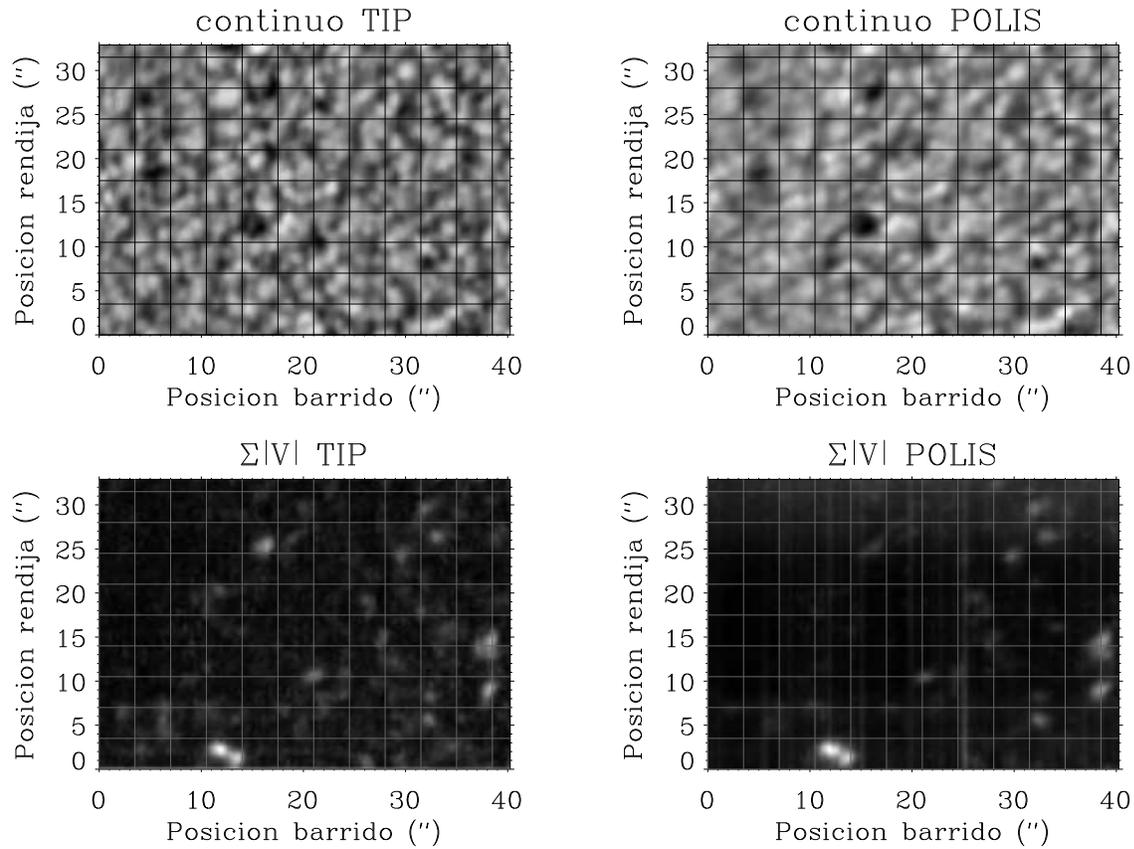


Figura 5.7: A la izquierda arriba, el mapa de continuo de TIP y, a la derecha arriba, el de POLIS. A la izquierda abajo, el mapa del logaritmo del valor absoluto de V de TIP y, a la derecha abajo, el de POLIS.

Una vez tenemos los desplazamientos a lo largo de la rendija y del barrido a partir de las imágenes de continuo, los aplicamos a cada uno de los mapas en cada una de las longitudes de onda. En la figura 5.8 tenemos varios ejemplos de perfiles de V coespaciales. En estos casos presentados las polaridades y las asimetrías son las mismas en los dos rangos. Si nos fijamos en los desplazamientos con respecto al centro de la línea, vemos que también son compatibles en los cuatro casos. En el último caso, el del barrido número 65 y la posición de la rendija número 22, vemos que en ambos instrumentos la señal de Stokes V tiene tres lóbulos.

#### 5.1.4 Reducción del ruido con PCA

El procedimiento que seguimos para el filtrado del ruido en nuestros datos es el mismo que el que detallamos en el capítulo anterior. Nuestra matriz de observaciones es una matriz  $n_{perf} \times n_{lam}$ , donde  $n_{perf}$  es el número total de perfiles y  $n_{lam}$  el número de longitudes de onda. Calculamos la matriz de correlación de nuestras observaciones que será una matriz cuadrada  $n_{lam} \times n_{lam}$  y la diagonalizamos para obtener los vectores propios que formarán

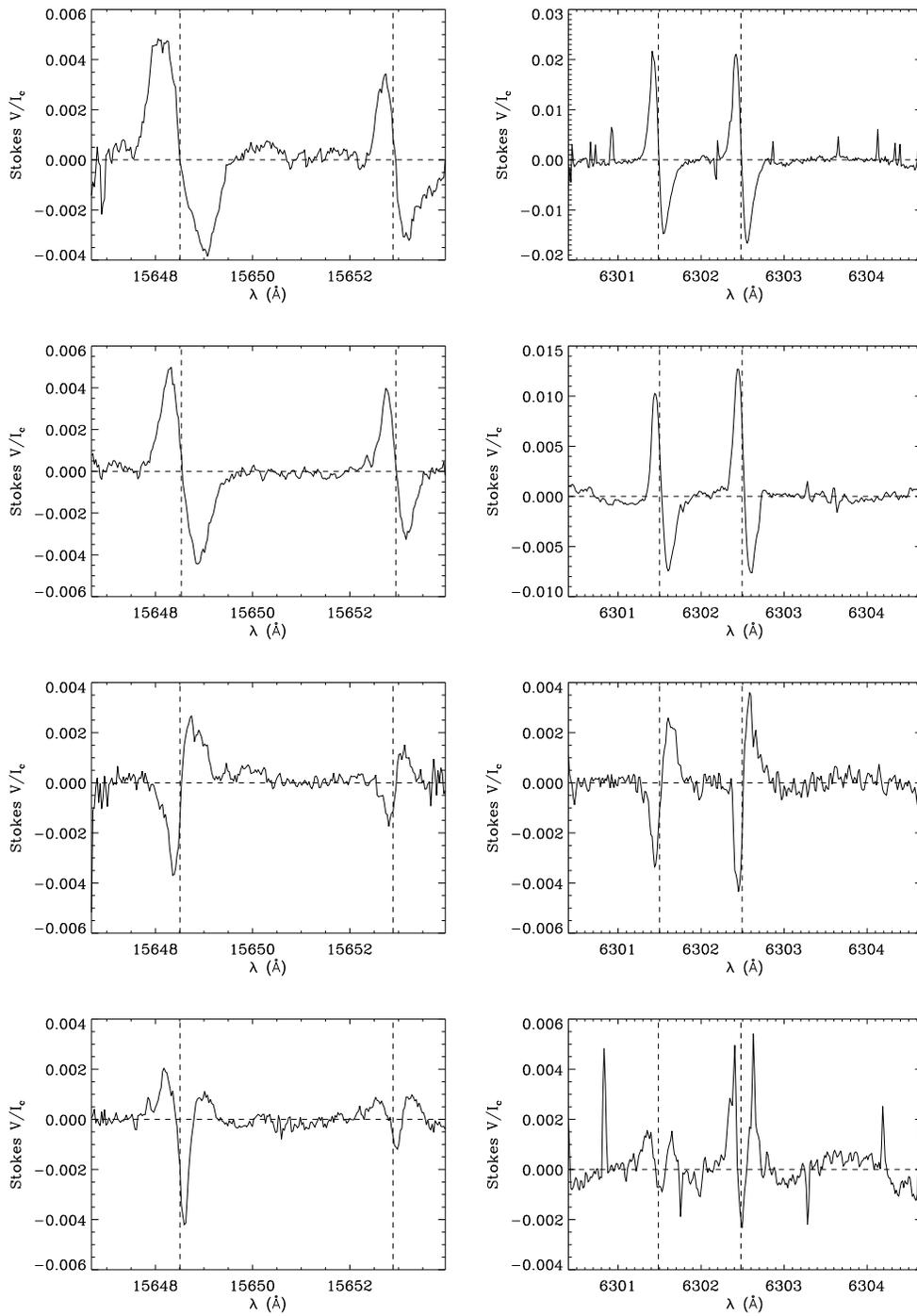


Figura 5.8: Varios ejemplos de perfiles coespaciales en las dos regiones espectrales: a la izquierda los perfiles de las observaciones de TIP y a la derecha los de las de POLIS. La línea vertical discontinua representa la posición del mínimo de la línea en intensidad.

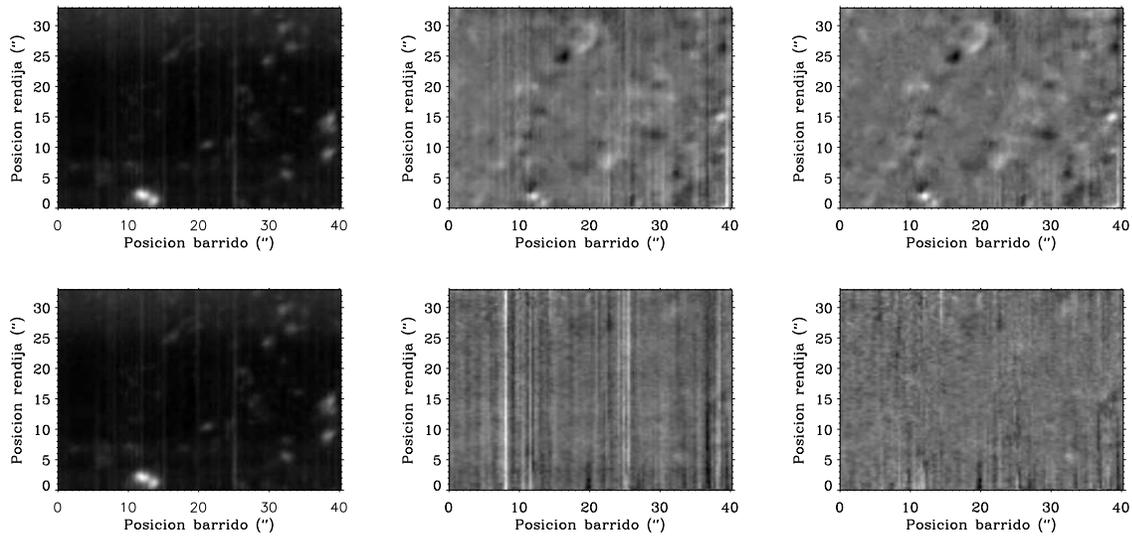


Figura 5.9: A la izquierda mostramos el mapa de la integral del valor absoluto de Stokes V de las observaciones de POLIS con el propósito de facilitar la comparación visual. En el centro arriba, el mapa del coeficiente que acompaña al autovector número cuatro de la descomposición PCA de las observaciones de POLIS y debajo el del número 15. A la derecha los mismos habiéndoles sustraído los gradientes suaves (las rayas). Vemos cómo los de la derecha solamente tienen estructuras que se correlacionan muy bien con la señal.

la base en la que podremos descomponer las observaciones. El algoritmo que utilizamos para diagonalizar la matriz de correlación es SVD (Press et al. 1988). Una vez tenemos los vectores propios, calculamos, para cada uno de los perfiles originales, los coeficientes correspondientes de su proyección en cada uno de los vectores propios. Filtramos de ruido los perfiles de Stokes Q, U y V, aunque a partir de ahora solamente pondremos ejemplos del filtrado en polarización circular. Los perfiles de intensidad no los filtramos, ya que la relación señal a ruido en éstos ya es lo suficientemente buena. Los datos de TIP eran de buena calidad, pero en los datos de POLIS tuvimos que hacer pequeñas correcciones adicionales que detallaremos a continuación. En la Figura 5.9 mostramos el coeficiente asociado al autovector número 4 para cada posición de la rendija y del barrido (fila superior) y el que acompaña al número 15 (fila inferior) de la descomposición en vectores propios de las observaciones de POLIS. La columna de la derecha muestra el mapa de polarización circular, para poder comparar estas señales con las estructuras que se observan en los coeficientes (que se representan en la columna central).

En el mapa del coeficiente que acompaña al autovector número 4, es decir, al de autovalor mayor y de más importancia en las observaciones, se ve claramente una correspondencia entre las estructuras que aparecen en el mapa del coeficiente y las señales de polarización. Esto indica que el patrón que determina el autovector 4 se correlaciona directamente con las zonas donde hay señal de polarización circular. En el caso del autovector 15, la distribución espacial del coeficiente ya no está tan claramente relacionada con la señal, es más bien homogénea. Eso significa que ese autovector contiene más información sobre el

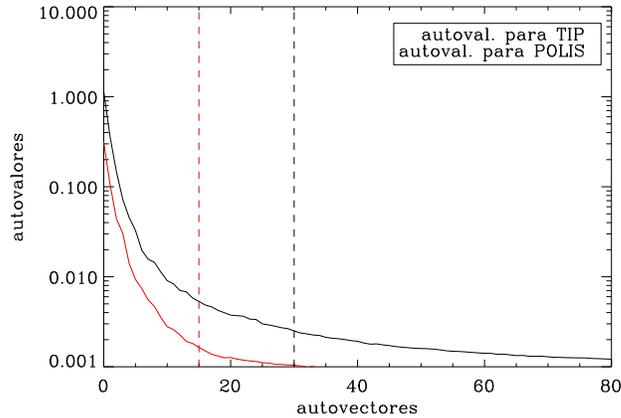


Figura 5.10: Ochenta primeros autovalores asociados a los autovectores para la descomposición PCA de los perfiles de TIP y de POLIS. Las líneas verticales representan el último autovector que hemos tomado para reconstruir los datos.

ruido. En ambos casos observamos también una serie de rayas, coherentes muchas veces con una posición a lo largo de la rendija y en la dirección del barrido. Esas estructuras se corresponden a las mismas rayas que se ven en el mapa de polarización circular debidas a píxeles en mal estado. Por tanto, sustraemos esa contribución a los perfiles eliminando las variaciones suaves en el mapa del coeficiente. El resultado de esta corrección son los mapas que se muestran en la columna de la derecha.

La decisión crucial en el procedimiento consiste en la adecuada elección del número de componentes de la base con la cual vamos a reconstruir los espectros para eliminar el ruido. La idea es quedarse con los vectores propios que den cuenta mayoritariamente de la señal, evitando los que solamente aporten ruido. Para escoger la base de vectores propios, nos quedamos con aquellos vectores propios que tengan un autovalor importante y que además el mapa de los coeficientes muestre correlación con el mapa de señales de polarización. Con esta inspección visual, escogemos los 16 primeros vectores propios de TIP y los 31 primeros de POLIS. En la gráfica de la figura 5.1.4 se representan los autovalores de los ochenta primeros autovectores para la descomposición PCA de los datos de TIP y de POLIS en escala logarítmica. Podemos ver (líneas discontinuas) que cortamos la base en un autovector para el cual su autovalor ha caído en un factor entre 200 y 300 respecto al de mayor valor.

Una vez tenemos la nueva base solamente tenemos que reconstruir los datos (ver Ecuación 4.15). Los resultados de los datos filtrados se muestran en las figuras 5.11 y 5.12. Los espectros superiores de las figuras 5.11 y 5.12 son el perfil promedio de los datos originales en todo el mapa. En el caso de TIP podemos ver los restos de las franjas interferenciales (las cuales eliminamos previamente al filtrado, como hemos explicado en la sección 4.1.6) y en el caso de POLIS la señal espuria de la que hemos hablado en la sección 4.1.1 (¡nótese la amplitud de esta señal promedio!). Los espectros debajo de éstos son el perfil promedio de los datos filtrados mediante PCA. En ambos casos podemos ver que solamente nos queda el rastro de una pequeña señal de polarización. Esto es algo bastante común en los datos de Sol en calma. El espectro inferior es el mismo promedio pero con los datos reconstruidos con los autovectores que hemos desechado. Podemos ver que solamente se trata de ruido. Si miramos los residuos en los mapas no vemos ninguna correlación apreciable con la señal. El filtrado de las señales de polarización con PCA reduce el ruido a  $5.0 \cdot 10^{-5} I_c$  en los datos de TIP y  $6.5 \cdot 10^{-5} I_c$  en los de POLIS. En la figura 5.13 mostramos los mismos perfiles que

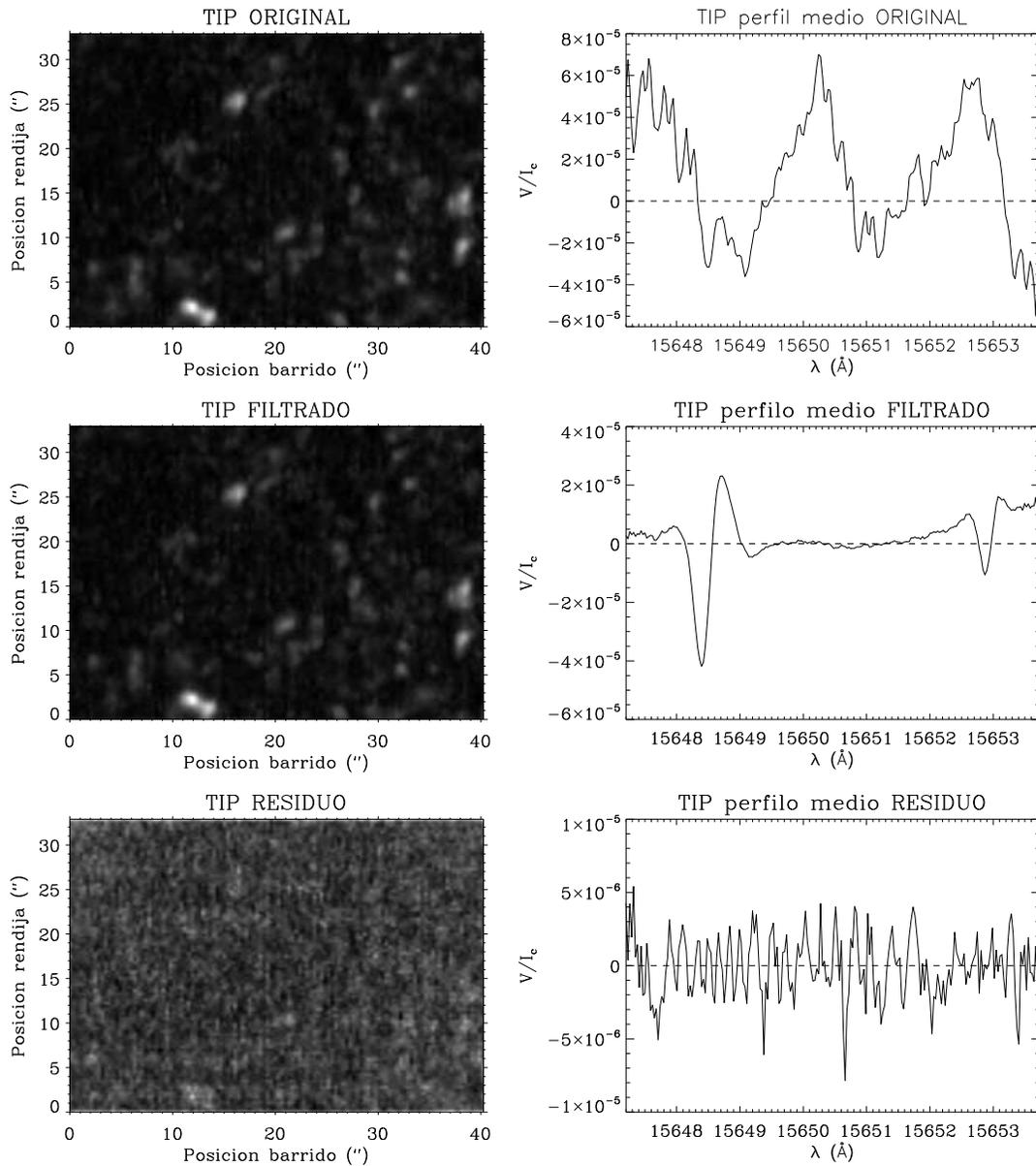


Figura 5.11: Resultado del filtrado de ruido y la sustracción de señales espurias mediante la descomposición PCA para los datos de Stokes V de TIP. En la columna de la izquierda mostramos: arriba el mapa de la integral del valor absoluto de Stokes V original, en la fila central el mapa filtrado y en la fila inferior el mapa del residuo. En la columna de la derecha mostramos el perfil promedio de cada uno de los mapas.

en la figura 5.8 superponiendo el resultado del filtrado. Observamos como en algunos de ellos, la corrección aplicada es significativa pero adecuada.

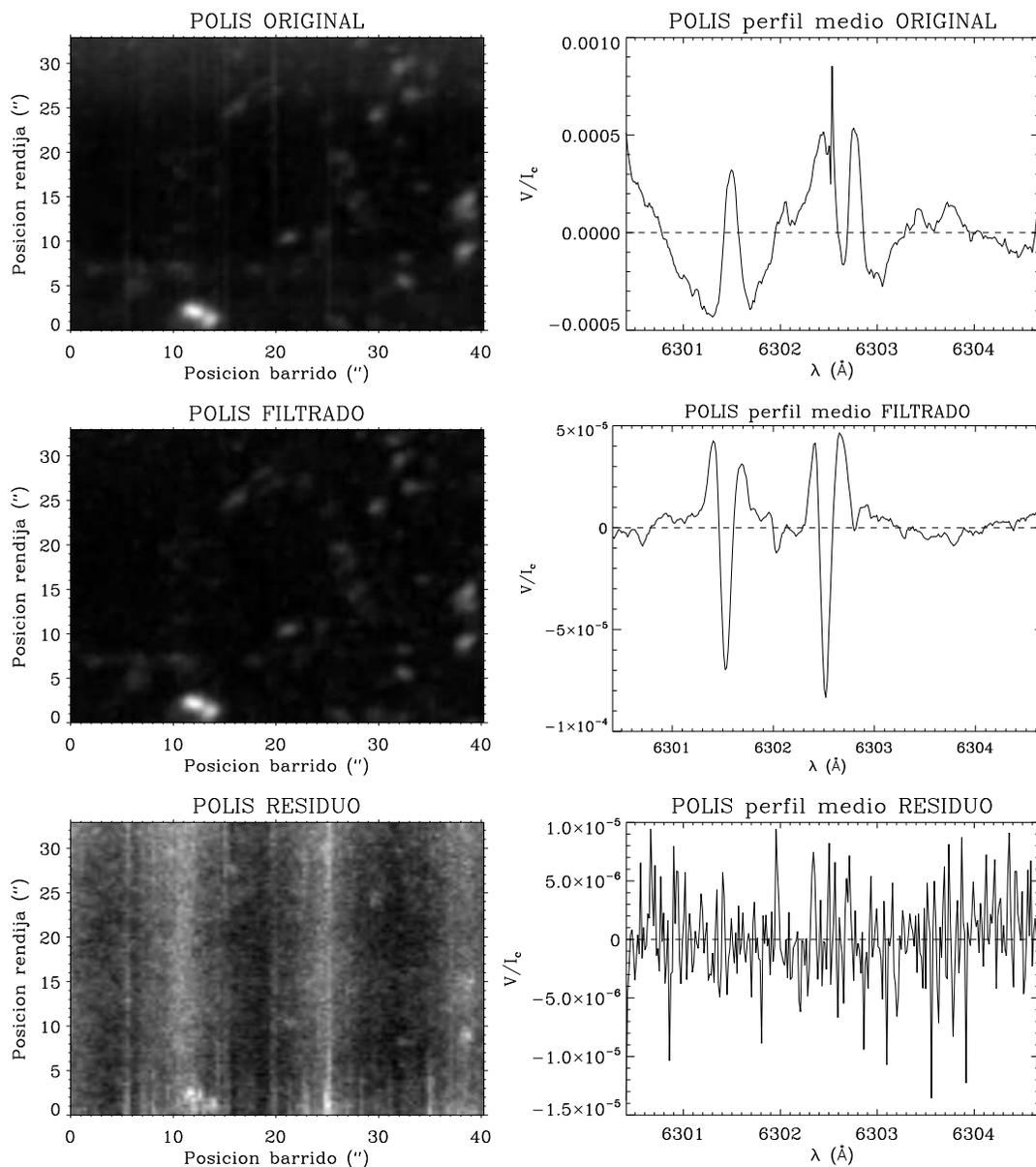


Figura 5.12: Resultado del filtrado de ruido y la sustracción de señales espurias mediante la descomposición PCA para los datos de Stokes V de POLIS. En la columna de la izquierda mostramos: arriba el mapa de la integral del valor absoluto de Stokes V original, en la fila central el mapa filtrado y en la fila inferior el mapa del residuo. En la columna de la derecha mostramos el perfil promedio de cada uno de los mapas.

## 5.2 Observaciones infrarrojas en distintas posiciones del disco solar

### 5.2.1 Descripción de las observaciones

En Julio-Agosto del 2000 se tomaron en  $1.5 \mu\text{m}$  (usando el polarímetro TIP) varias observaciones que barrían regiones de internetwork en distintas posiciones del disco. Las distintas

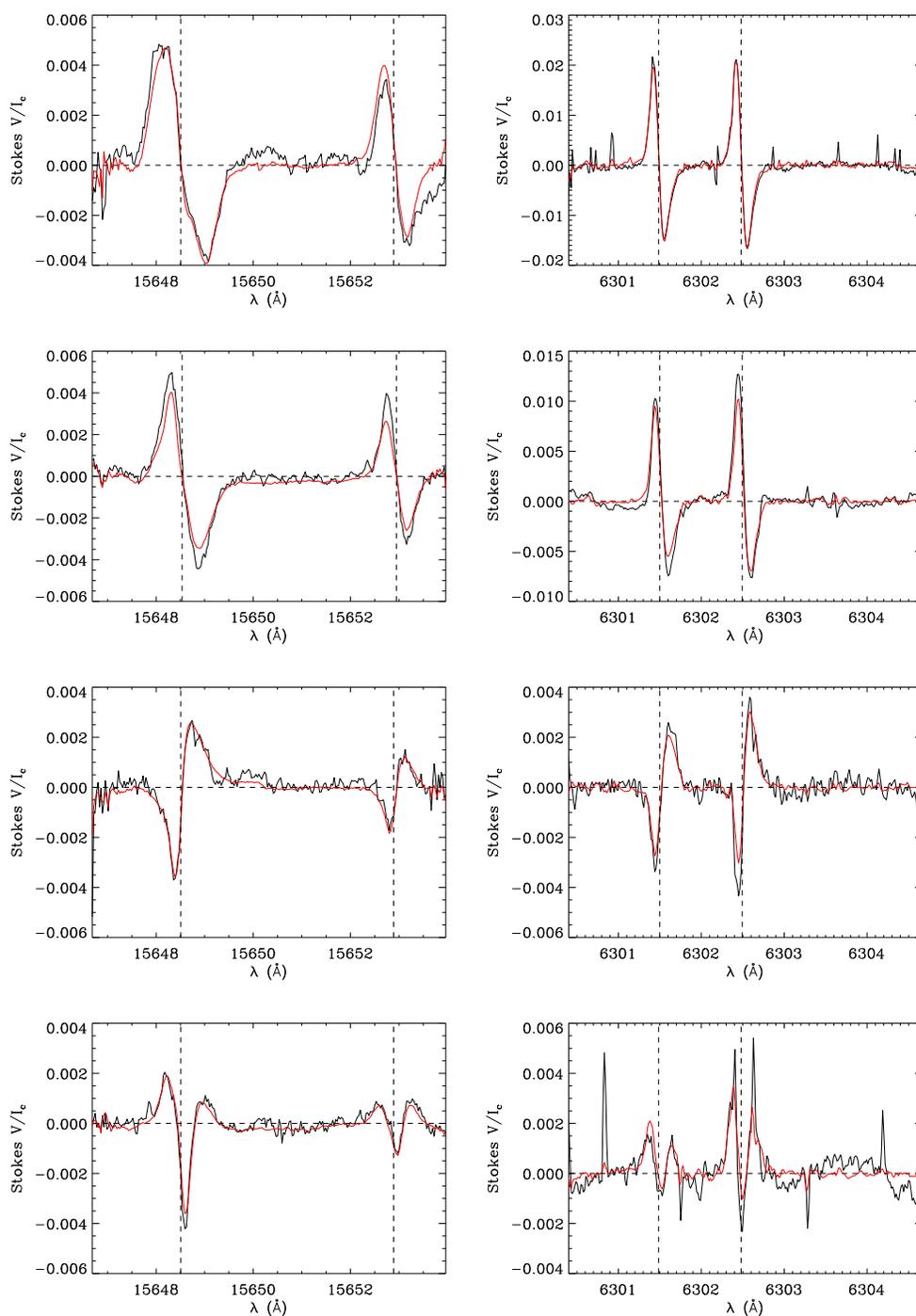


Figura 5.13: Varios ejemplos de perfiles coespaciales superponiendo los mismos tras haberlos filtrado con PCA (línea roja). La línea vertical discontinua representa la posición del mínimo de la línea en intensidad. Los perfiles representados son los mismos de la figura 5.8.

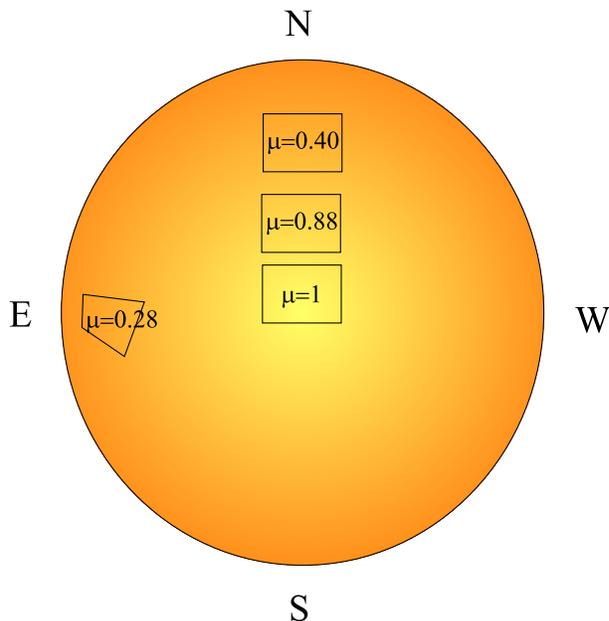


Figura 5.14: Posiciones en el disco solar de las observaciones en  $1.5 \mu\text{m}$  tomadas a distintos ángulos heliocéntricos.

posiciones se caracterizan mediante el coseno del ángulo heliocéntrico (ángulo entre la vertical del lugar de la observación y la línea de visión). Este parámetro,  $\mu$ , es 1 en el centro del disco y disminuye a medida que nos alejamos de éste. En la Figura 5.14 mostramos las posiciones aproximadas de las observaciones realizadas a distintos ángulos heliocéntricos.

### 5.2.2 Observación en $\mu = 1$

El 29 de Julio de 2000 se barrió una zona de internetwork en el centro del disco. Para evitar regiones de red fotosférica se hizo uso de la imagen simultánea en la línea K del Ca II. El tiempo de exposición fue de aproximadamente 1 min y el campo barrido tenía un tamaño de  $40.8'' \times 21.6''$  en la dirección de la rendija y del barrido respectivamente. El contraste en el correlador se mantuvo siempre por encima del 4 %, llegando a tener valores excepcionales del 6 – 7 %. La reducción de estos datos se realizó de la misma forma que la detallada para las observaciones simultáneas, salvo por el alineamiento, que en este caso no procede. El ruido de los datos en polarización circular después de haberlos filtrado con PCA es de  $6.5 \times 10^{-5} I_c$ . En la figura 5.16 mostramos el mapa de continuo y de polarización circular. Como vemos, la imagen de granulación es de buena calidad. Calculamos la resolución espacial con el mismo procedimiento detallado anteriormente y obtenemos que está comprendida en el intervalo  $1.11''$ - $1.33''$  siguiendo el criterio expuesto anteriormente.

### 5.2.3 Observación en $\mu = 0.88$

Esta observación se tomó el 30 de Julio de 2000. Los datos consisten en un mapa de Sol en calma en una región a unos  $27^\circ$  hacia el norte solar en el meridiano central. Para evitar regiones de actividad magnética intensa usamos la imagen en Ca II K, asequible simultáneamente a la observación. El barrido se realizó en una zona de  $40.4'' \times 9.6''$  a lo

largo de la rendija y del barrido respectivamente, con un tiempo de exposición de alrededor de 1 min. Las condiciones atmosféricas en este caso no fueron tan excepcionales como las de la observación en el centro del disco. El ruido de los perfiles de polarización lineal después del filtrado es de  $9.0 \times 10^{-5} I_c$ . En la Figura 5.17 mostramos la imagen de continuo y de polarización circular de estas observaciones. Aunque el barrido es mucho más pequeño que en el caso anterior, vemos que la calidad de la imagen es similar. Como estamos muy cerca del centro del disco, calculamos la resolución espacial de la misma manera. En este caso el valor está en torno a  $1.16'' - 1.38''$ .

#### 5.2.4 Observación en $\mu = 0.4$

Esta es la observación situada más al norte del disco solar, a unos  $64^\circ$  sobre el meridiano central, la cual fue tomada el 30 de Julio de 2000. Del mismo modo evitamos regiones de evidente actividad magnética usando la imagen de Ca II K. El tamaño de este mapa fue de  $37.2'' \times 16.8''$  a lo largo de la rendija y del barrido respectivamente. El tiempo de exposición fue en torno a 1 min. La calidad de las condiciones atmosféricas fue regular. El ruido final en polarización circular, después del filtrado mediante PCA es de  $1.2 \times 10^{-4} I_c$ , ligeramente mayor que el obtenido en las observaciones anteriores. En la Figura 5.18 se muestran las imágenes de granulación y de polarización circular. Esta observación está ya bastante alejada del centro del disco, pero aún seguimos viendo claro el patrón de la granulación. Para el cálculo de la resolución espacial, no podemos proceder como anteriormente, ya que las propiedades estadísticas de la granulación al alejarnos del centro del disco no las conocemos. Además, los gránulos se ven ahora alargados. Para intentar dar un número que nos de cierta idea de la calidad de imagen, hacemos lo siguiente. Calculamos el contraste (como la desviación estándar) de las imágenes de continuo de la observación infrarroja en el centro del disco de las observaciones simultáneas, de la del 29 de Julio también en  $\mu = 1$  y de la imagen en  $\mu = 0.88$ . De estas imágenes conocemos su resolución espacial. Suponemos que existe una relación lineal entre el contraste de una imagen y su resolución espacial. Calculamos la recta haciendo un ajuste a los tres únicos puntos que tenemos con la que extrapolamos el valor de la resolución espacial de las observaciones fuera del centro del disco. Este ajuste se muestra en la Figura 5.2.4, donde representamos como rombos los tres puntos que tenemos de las observaciones en el centro del disco y como círculos los valores calculados a partir de la recta que determina el ajuste lineal a los tres rombos. Según este cálculo aproximado, la resolución de estos datos en  $\mu = 0.4$  es del orden de  $1.17''$ . Con este procedimiento subestimamos la resolución espacial de las observaciones, ya que, atribuimos la pérdida de contraste al *seeing* despreciando el hecho de que el contraste disminuye a medida que nos alejamos del centro del disco y nos acercamos al limbo. Aún así, este procedimiento nos sirve para tener una idea de la resolución espacial de las observaciones.

#### 5.2.5 Observación en $\mu = 0.28$

Estas observaciones se tomaron el 1 de Agosto de 2000. Están situadas muy cerca del limbo este del disco solar. En esta región la imagen en Ca II K mostraba ciertos abrillantamientos que coincidían también con abrillantamientos en luz visible, es decir, zonas faculares, que adquieren más contraste cuanto más hacia el limbo nos movemos. El barrido se hizo de

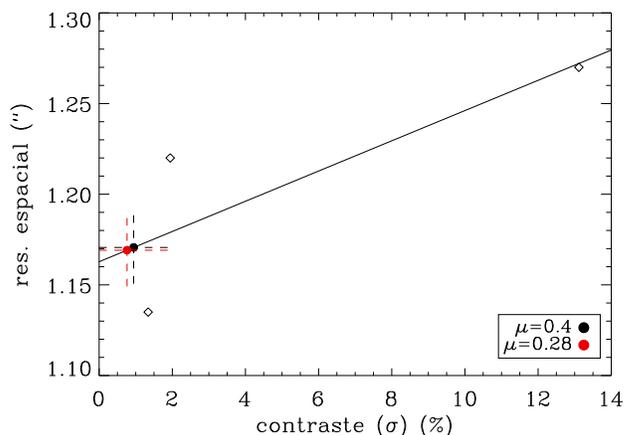


Figura 5.15: Relación entre la resolución espacial de una imagen de continuo y su contraste. Los tres rombos representan la relación encontrada para las dos observaciones infrarrojas en el centro del disco (una de ellas es la perteneciente a las observaciones simultáneas) y para la observación en  $\mu = 0.88$ . El contraste de estos tres rombos se ha calculado como la desviación estándar y la resolución espacial mediante transformadas de Fourier. La línea es el ajuste lineal por mínimos cuadrados a los tres rombos. Los puntos representan los valores de la resolución espacial extrapolada para las observaciones en  $\mu = 0.4$  y  $\mu = 0.28$ .

manera que se evitara esas regiones, muestreando una región sin actividad magnética de importancia. El tiempo de exposición fue también de 1 min y la zona barrida fue  $39.6'' \times 16''$  a lo largo de la rendija y del barrido respectivamente. El ruido en polarización circular es de  $1.1 \times 10^{-4} I_c$  después del filtrado, también ligeramente mayor al obtenido en las dos regiones más cercanas al centro del disco. En la Figura 5.19 mostramos el mapa de continuo y de polarización circular para estas observaciones. En la posición en la que se encuentran estas observaciones es normal que se pierda ya bastante la granulación en la imagen de continuo porque estamos observando una región en el Sol con mucha perspectiva. La resolución espacial es del orden de  $1.17''$ .

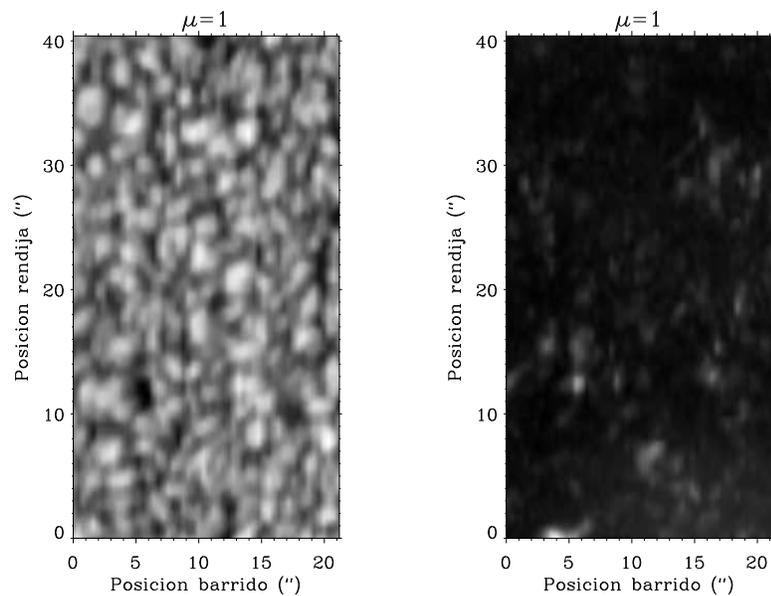


Figura 5.16: A la izquierda: mapa de continuo observado en  $1.5 \mu\text{m}$  en el centro del disco. A la derecha: mapa de polarización circular correspondiente calculado como la integral del valor absoluto de Stokes V.

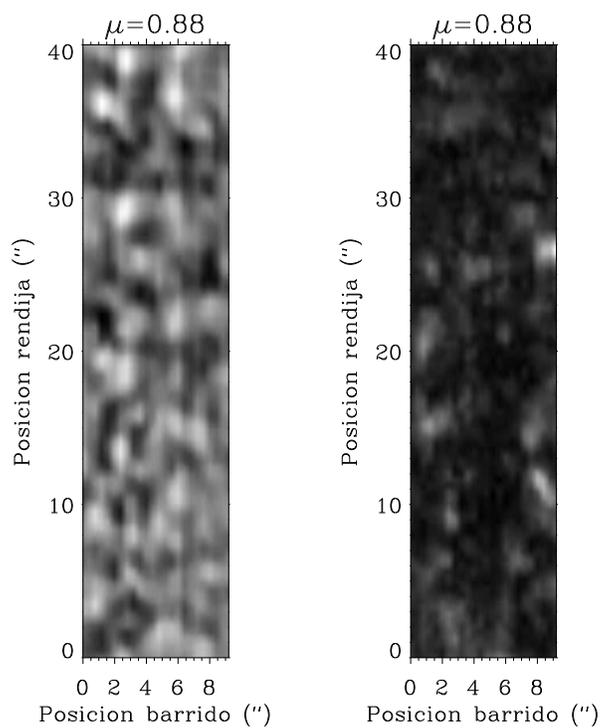


Figura 5.17: A la izquierda: mapa de continuo observado en  $1.5 \mu\text{m}$  en el  $\mu = 0.88$ . A la derecha: mapa de polarización circular correspondiente calculado como la integral del valor absoluto de Stokes V.

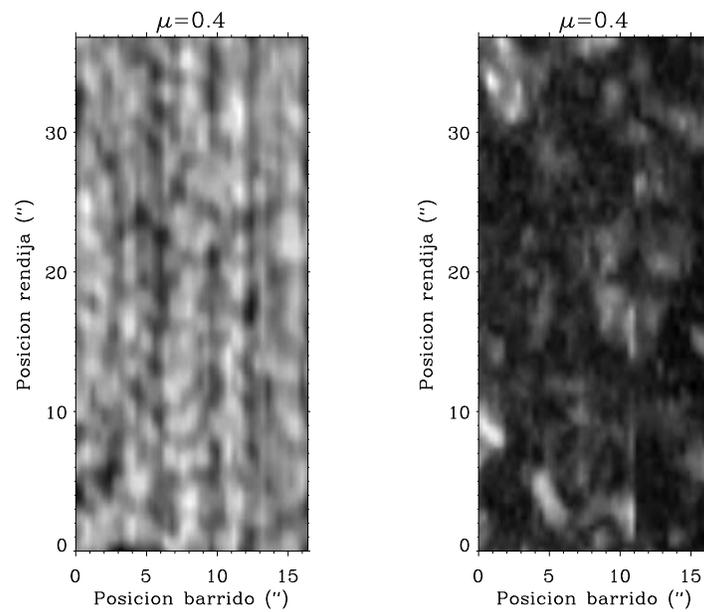


Figura 5.18: A la izquierda: mapa de continuo observado en  $1.5 \mu\text{m}$  en el  $\mu = 0.4$ . A la derecha: mapa de polarización circular correspondiente calculado como la integral del valor absoluto de Stokes V.

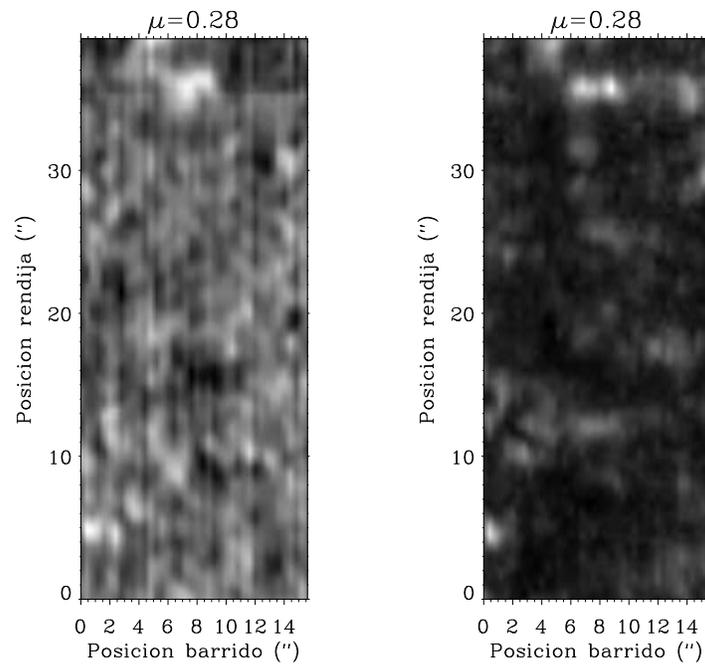


Figura 5.19: A la izquierda: mapa de continuo observado en  $1.5 \mu\text{m}$  en el  $\mu = 0.28$ . A la derecha: mapa de polarización circular correspondiente calculado como la integral del valor absoluto de Stokes V.

# 6

---

## Distribución del campo magnético de la internetwork en el centro del disco

Este capítulo lo dedicamos al análisis de las observaciones simultáneas en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$ . Primero procedemos con la técnica del cociente de líneas y después con inversiones usando el código SIR. El análisis está enfocado en las propiedades magnéticas de esta región de internetwork en ambos rangos espectrales, más particularmente en el estudio de la compatibilidad de las medidas en las dos longitudes de onda distintas. Es decir, estamos interesados en ver si las observaciones en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$  trazan las mismas estructuras en la superficie solar y qué tipo de distribuciones de campo magnético se obtienen tanto de un análisis por separado como simultáneo de los dos conjuntos de datos.

### 6.1 Selección de los perfiles

Aunque el 99.85% de los perfiles de Stokes V en las observaciones de TIP y en las de POLIS tienen amplitudes por encima del ruido ( $3\sigma$ ), necesitamos mejores valores de la señal a ruido para hacer un análisis preciso.

En ambos rangos espectrales, vamos a imponer una cota inferior para el valor de la amplitud de la línea menos sensible al campo magnético (la de menor factor de Landé). Esta cota es un compromiso entre el ruido presente en las observaciones después del filtrado con PCA y las señales más débiles pero interesantes. En la tabla 6.1 se muestran los valores de cotas y el porcentaje de los perfiles que las sobrepasan simultáneamente en ambos rangos espectrales.

instrumento	cota	perfiles sobre cota
TIP	$5 \cdot 10^{-4} I_c$	38.29%
POLIS	$8 \cdot 10^{-4} I_c$	(4131 perf).

Tabla 6.1: Porcentaje de perfiles seleccionados según la amplitud de la señal de la línea menos sensible al campo magnético ( $630.1 \text{ nm}$  y  $1.5652 \mu\text{m}$ ). Entre paréntesis se muestra el número de perfiles que corresponden al tanto por ciento.

instrumento	dif. en vel.	perfiles seleccionados
TIP	< 1.7 km/s	33.70 %
POLIS	< 2.1 km/s	(3636 perf.)

Tabla 6.2: Porcentaje de los perfiles seleccionados según los desplazamientos de las líneas con respecto a la posición central. Los porcentajes están referidos al número total de espectros de la observación.

## 6.2 Análisis mediante la técnica del cociente de líneas

### 6.2.1 Clasificación según el número de lóbulos

En las observaciones existen perfiles de V regulares (con dos lóbulos) y perfiles que presentan tres e incluso cuatro lóbulos. La selección de los perfiles que presentan un determinado número de lóbulos no es sencilla de realizar mediante procedimientos automáticos. Nuestro método para el cálculo de los lóbulos de cada perfil consiste en encontrar los máximos o los mínimos entre dos puntos consecutivos donde el perfil de polarización circular se anula. Para seleccionar los ceros del perfil de Stokes V, seleccionamos la región donde se encuentra la línea espectral lo más ajustada posible. Una vez tenemos localizadas las líneas espectrales, interpolamos los perfiles con un muestreo de 0.01 píxeles (0.29 mÅ). Seguidamente, buscamos los puntos donde la amplitud de polarización sea menor que  $3 \times 10^{-5} I_c$ . Con esto localizaremos los ceros de los perfiles. El problema es que no encontraremos solamente un punto, sino que encontraremos un conjunto de ellos en la región donde el perfil de Stokes V cruza el valor cero. Entonces, lo que hacemos es separar los grupos de puntos alrededor de un cero que hemos detectado utilizando la distancia entre cada uno de los puntos y quedarnos con el valor central de cada grupo. Para calcular los lóbulos, buscamos el máximo o el mínimo del perfil entre dos ceros consecutivos. En este punto debemos también imponer una cota superior a la amplitud de los lóbulos para descartar aquéllos que tengan amplitudes menores (0.13 – 0.15 veces el valor máximo). Una vez encontrados los lóbulos de cada perfil, hay que seleccionar cuáles de ellos son reales y eliminar los que sean debidos al ruido de los datos. Para ello calculamos el desplazamiento de cada uno de estos lóbulos con respecto al mínimo del perfil de intensidad. Seguidamente exigimos que estos desplazamientos sean coherentes en ambas líneas de cada rango espectral. La máxima diferencia permitida entre los desplazamientos de ambas líneas (en cada rango espectral) es de 3 píxeles, los cuales corresponden aproximadamente a una diferencia de velocidades de 1.7 km/s para el infrarrojo y de 2.1 km/s para el visible. Cada par de líneas se forma en un rango de alturas no muy distinto en la atmósfera solar, con lo que, una diferencia de velocidades como la cota de 3 píxeles o mayor, produciría enormes gradientes de velocidad en la atmósfera, que no esperamos que estén presentes en el Sol en calma. Después de esta segunda selección nos quedamos con un 88.02 % de los espectros que teníamos por encima de las cotas. El tanto por ciento respecto al campo entero es ahora del 33.7 % (ver Tabla 6.2).

Una vez hemos seleccionado los mejores perfiles para el análisis, basándonos en que tengan una señal a ruido buena y que tengan velocidades compatibles en cada par de líneas espectrales, clasificamos estos perfiles según el número de lóbulos que posean. En la Tabla 6.3 mostramos los porcentajes de los perfiles respecto al número total de espectros observa-

instrumento	separados				coespaciales				
	lobulos $\Rightarrow$	1	2	3	4	1	2	3	4
TIP		0.17%	29.12%	4.34%	0.07%	0.00%	23.94%	1.44%	0.00%
POLIS		0.51%	28.15%	4.86%	0.15%	0 perf.	2583 perf.	155 perf.	0 perf.

Tabla 6.3: Porcentaje de los espectros clasificados según el número de lóbulos que tengan en los perfiles de V. El porcentaje hace referencia al número total de espectros en los datos.

dos en dos casos: clasificamos los espectros según el número de lóbulos independientemente en TIP y en POLIS (en la tabla, etiquetado como "separados") y hacemos también una clasificación de los perfiles que tienen el mismo número de lóbulos en ambos rangos espectrales (en la tabla, etiquetado como "coespaciales"). Esta división es muy útil para dirigir el análisis de los perfiles. Es decir, los perfiles de dos lóbulos pueden ser muy bien reproducidos con una sola componente magnética, mientras que, los perfiles raros necesitan más de una componente magnética para ser explicados. Tanto si usamos la técnica del cociente de líneas (que supone la existencia de un único campo magnético) como si hacemos inversiones con una única componente magnética, solamente podemos reproducir perfiles de Stokes V antisimétricos. Por tanto, en este trabajo nos ceñimos solamente al análisis de los perfiles regulares. Estos perfiles de dos lóbulos son mayoritarios, con lo cual, los resultados van a ser representativos de la región de estudio.

Los perfiles con formas irregulares representan una fracción pequeña del campo de estudio. En nuestros datos encontramos que un 4.58 % de los perfiles observados en el infrarrojo tienen un lóbulo o más de dos. En el visible el porcentaje no es mucho mayor, un 5.52 % de los espectros observados. La diferencia encontrada con el número dado por Khomenko et al. (2003) (30 %) es debida a que solamente dos (que suman el 8 % de los perfiles observados) de las cuatro clases identificadas por PCA por estos autores son claramente de tres lóbulos. Por tanto, los valores que se dan en nuestro trabajo y en Khomenko et al. (2003) son compatibles.

En la figura 6.1 mostramos la localización en el campo de estudio los perfiles seleccionados, tanto en el mapa de intensidad (de TIP) como en el de polarización circular (de TIP). Si miramos el mapa de la señal de polarización circular, vemos que nos quedamos con las señales más fuertes y también con una parte importante de las señales más débiles e intermedias.

### 6.2.2 Histograma de los cocientes de amplitudes

Como hemos visto en el capítulo 3, mediante el cociente de las amplitudes de los lóbulos de Stokes V podemos averiguar el régimen en el que se encuentran las señales de polarización circular de nuestras observaciones según el comportamiento y las desviaciones que tengan respecto al régimen de campo débil. Los dos pares de líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$  no son estrictamente iguales, hecho que puede deducirse de la distinta profundidad de los perfiles de intensidad (ver p. ej. la Figura 6.7). Por tanto, el cociente de las amplitudes va a depender del modelo de atmósfera que supongamos.

Para poder interpretar los perfiles de V, en nuestras observaciones, necesitamos previamente una curva de calibración que nos dé el campo magnético en función del cociente de

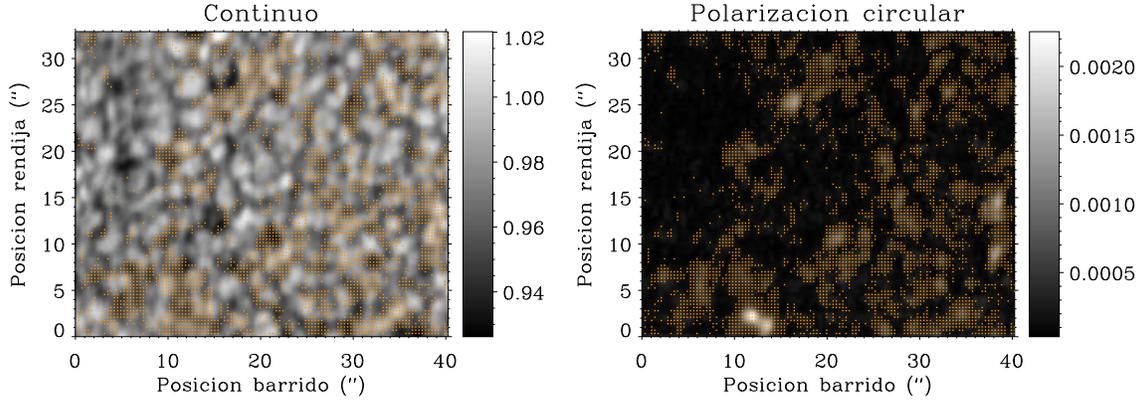


Figura 6.1: Localización de los espectros seleccionados superpuestos, a la izquierda, al mapa de continuo de TIP y, a la derecha, el mapa del valor absoluto de Stokes V de TIP.

	cociente rég. débil	cociente f. Landé efectivos	cociente rég. fuerte
1.5648/1.5652	0.38	0.49	0.83
630.1/630.2	0.65	0.67	0.98

Tabla 6.4: Cocientes de las amplitudes de Stokes V en los regímenes de campo débil y de campo fuerte. Estos valores han sido calculados suponiendo una microturbulencia de 0.6 km/s y una macroturbulencia de 2 km/s y un modelo HSRA de Sol en calma con un campo magnético de hasta 2000 G. Si variamos estos parámetros, cambian los valores de los cocientes en el régimen débil y fuerte.

las amplitudes de V. Para ello, hemos realizado síntesis espectrales con SIR tanto en 630 nm como en 1.5  $\mu\text{m}$  con un modelo de atmósfera de Sol en calma (HSRA<sup>1</sup>, Gingerich et al. 1971). Los valores de la velocidad macro y microturbulenta son 2 y 0.6 km/s respectivamente. El campo magnético se supuso constante a lo largo del eje de la profundidad óptica. Los valores obtenidos para los cocientes en el régimen de campo débil y en el régimen de campo fuerte (2000 G) se muestran en la tabla 6.4

En ausencia de ruido, el cociente de amplitudes es independiente del factor de llenado. En las observaciones, la presencia del ruido hace que el cociente de amplitudes se vuelva dependiente del factor de llenado, provocando una dispersión en los valores. Esto es así porque tenemos ruido aditivo en las observaciones, de modo que el cociente de amplitudes es:

$$\begin{aligned} \text{sin ruido} &\rightarrow \frac{\alpha V_1}{\alpha V_2} = \frac{V_1}{V_2} \\ \text{con ruido} &\rightarrow \frac{\alpha V_1 + \sigma}{\alpha V_2 + \sigma} \neq \frac{V_1}{V_2}, \end{aligned}$$

donde  $\alpha$  es el factor de llenado, es decir, la fracción del elemento de resolución que ocupa el campo magnético y  $\sigma$  es el ruido de los datos. Para comparar la curva de calibración generada con síntesis espectrales y las observaciones debemos añadir ruido a los perfiles sintéticos. La distribución que suponemos para el ruido es una distribución aleatoria gaussiana con media 0 y desviación estándar igual al ruido de nuestros datos:  $5 \times 10^{-5} I_c$  en TIP

<sup>1</sup>Harvard-Smithsonian Reference Atmosphere

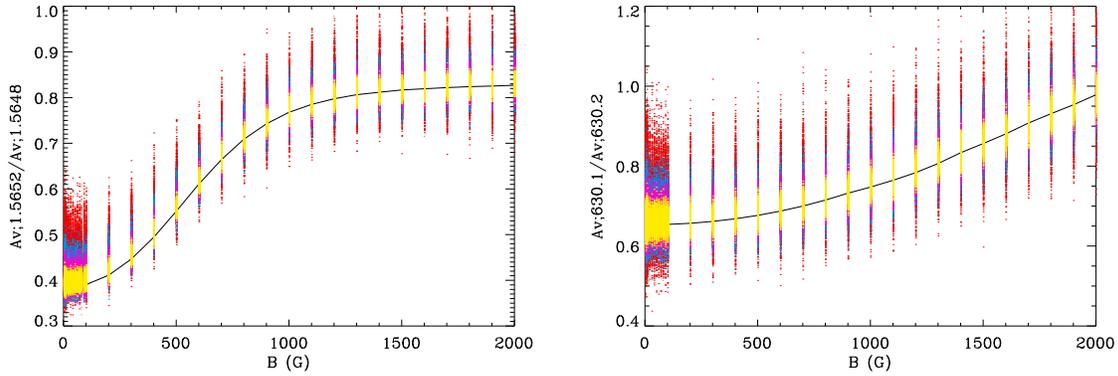


Figura 6.2: Relación de amplitudes tras sintetizar con SIR las líneas infrarrojas y visibles para distintos valores del factor de llenado. En negro se representa la síntesis sin ruido, que es independiente del factor de llenado. Las barras verticales en color son un indicativo de la dispersión de valores en nuestros datos. Cada una de ellas se ha obtenido aplicando a cada valor de la intensidad del campo magnético un factor de llenado determinado para conseguir amplitudes de  $0.001 I_c$  (roja),  $0.002 I_c$  (azul),  $0.003 I_c$  (rosa),  $0.005 I_c$  (amarillo). Los perfiles de Stokes V en nuestras observaciones tienen amplitudes del orden de  $0.001 I_c$  (ver gráfica 6.4).

y  $6.5 \times 10^{-5} I_c$  en POLIS. En la figura 6.2 representamos los cocientes de las amplitudes de los lóbulos de V para nuestras líneas de estudio frente a la intensidad de campo magnético. La línea negra es la síntesis sin ruido. Si añadimos ruido a los perfiles e introducimos un factor de llenado en la síntesis de tal modo que reproduzcamos amplitudes de  $0.001 I_c$ ,  $0.002 I_c$ ,  $0.003 I_c$  ó  $0.005 I_c$  tenemos las representaciones que muestran los puntos rojos, azules, rosas o amarillos respectivamente. Como ya habíamos mencionado, el ruido hace que el cociente de amplitudes sea dependiente del factor de llenado. Vemos en la gráfica que las distintas representaciones con distintos factores de llenado tienen dispersiones diferentes aún y teniendo el mismo ruido en los perfiles de polarización circular.

En los dos casos, para valores pequeños de la intensidad de campo magnético el valor del cociente entre amplitudes es constante con el campo magnético con un valor ligeramente distinto al del cociente de factores de Landé. La dispersión en los valores de los cocientes de amplitudes aumenta a medida que los factores de llenado son más pequeños (amplitudes más pequeñas). También observamos que el mismo ruido afecta notablemente más al par de líneas en 630 nm que al par en  $1.5 \mu\text{m}$ .

Si suponemos que el modelo de atmósfera escogido reproduce las condiciones físicas de las regiones de internetwork en buena aproximación, podemos estimar la intensidad del campo magnético de los datos experimentales calculando el cociente de amplitudes y comparándolo con esta curva de calibración. En el caso de las observaciones, las asimetrías son la nota predominante en los perfiles. Por este motivo, cogemos el valor promedio del valor absoluto de las amplitudes de los dos lóbulos para realizar la comparación con la curva de calibración. Calculamos el histograma de los cocientes de amplitudes para las dos parejas de líneas espectrales y obtenemos lo que se muestra en la figura 6.3.

Valores de los cocientes de amplitudes sintéticos mayores de aproximadamente 0.98 y menores de 0.62 en 630 nm y mayores de 0.9 y menores de 0.3 en  $1.5 \mu\text{m}$  no son posi-

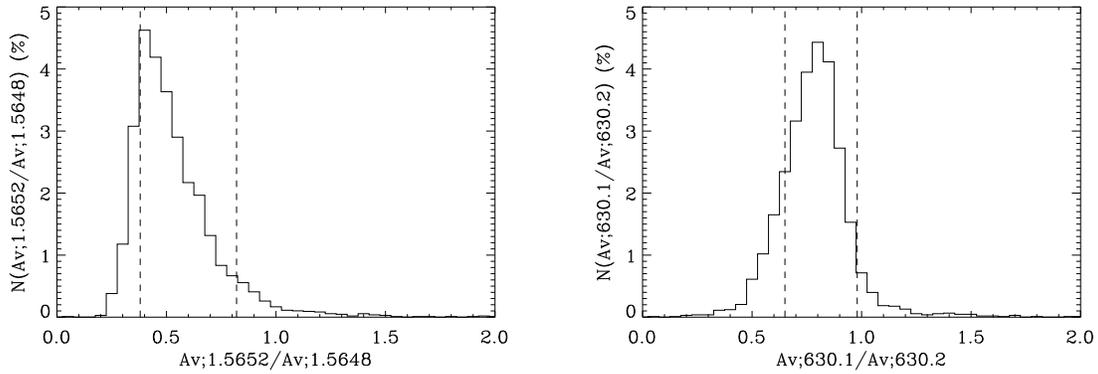


Figura 6.3: Histogramas de los cocientes entre las amplitudes promedio de los lóbulos de los datos observacionales. Los porcentajes son respecto al total de espectros observados. Las líneas discontinúas corresponden a los valores estimados para los cocientes en el régimen débil y fuerte.

bles según el modelo HSRA que hemos considerado. Por tanto, los datos observacionales fuera de este rango de valores solamente son compatibles con el ruido. La distribución de valores en el visible dentro de ese rango tiene un pico en 0.75 (que es aproximadamente el punto medio del histograma) y en 0.45 en el infrarrojo. Dentro del mismo rango, el histograma es sustancialmente más simétrico en el caso visible que en el infrarrojo en el que el valor máximo está cerca del límite inferior y cae rápidamente a valores mayores de los cocientes. Esta forma de campana gaussiana que tiene el histograma de los cocientes en el visible es un indicio que apunta a que la medida del cociente de amplitudes en este rango espectral está dominada por el ruido.

Si comparamos los valores de los cocientes de amplitudes correspondientes a los máximos de los histogramas (0.45 en el infrarrojo y 0.75 en el visible) con la curva de calibración (figura 6.2) vemos que la mayoría de las señales son compatibles con  $B \leq 450$  G en el infrarrojo y  $B \leq 1900$  G en el visible. Los valores de las amplitudes a la derecha y a la izquierda a mitad de altura de la distribución muestran campos respectivamente  $B \leq 900$  G y  $B \leq 100$  G en el infrarrojo y  $B \leq 2000$  G y  $B \leq 1400$  G en el visible. ¡Las señales en el visible ven campos que son compatibles con cualquier valor entre 1 y 2000 G!

Las señales más abundantes se encuentran en un rango de amplitudes entre  $0.0005 I_c$  y  $0.0015 I_c$  (ver Figura 6.4). El histograma de los cocientes de amplitudes para este rango estrecho de amplitudes se muestran en la figura 6.5. En el histograma de los cocientes los datos observacionales en  $1.5 \mu\text{m}$  observamos un pico aproximadamente entre 0.4 y 0.5; la mayoría de perfiles indican la presencia de campos débiles. En cambio, en el histograma observacional en 630 nm el máximo lo encontramos aproximadamente en 0.8, un valor intermedio entre los valores para los dos regímenes. Nótese también que el histograma observacional en el rango visible tiene un alto grado de simetría, lo que nos hace sospechar que la mayor contribución a este histograma puede ser debida al ruido.

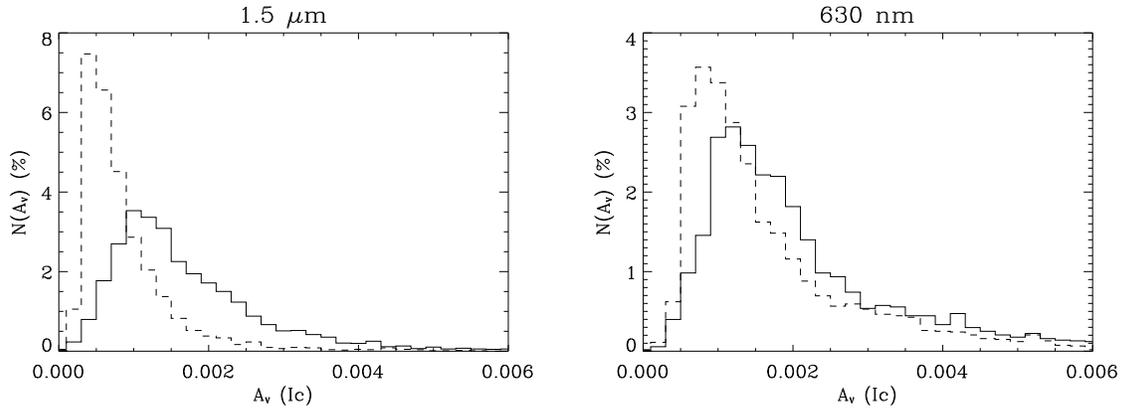


Figura 6.4: Histogramas de las amplitudes de los lóbulos de Stokes V en  $1.5 \mu$  y en  $630 \text{ nm}$ . Las líneas continuas son los histogramas de las amplitudes de las líneas con mayor factor de Landé ( $1.5648 \mu\text{m}$  y  $630.2 \text{ nm}$ ). Las líneas discontinuas son los histogramas de las líneas menos sensibles al campo magnético. El porcentaje se da respecto al número total de espectros observados.

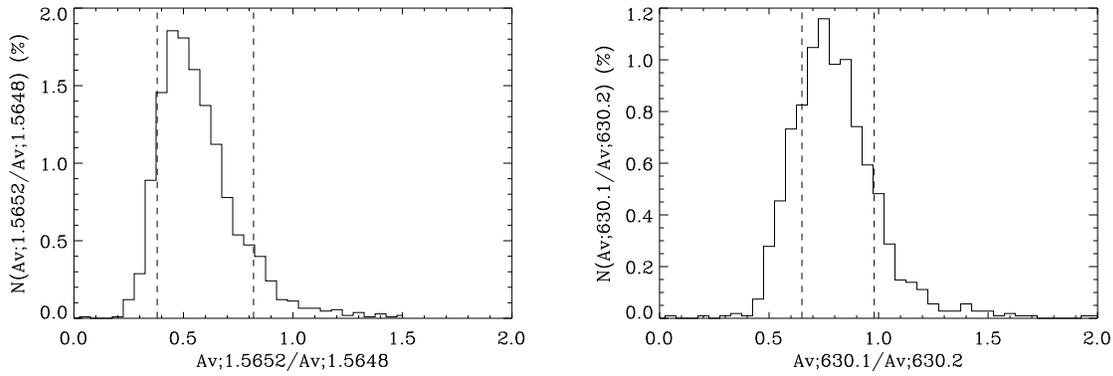


Figura 6.5: Histogramas de los cocientes de las amplitudes promedio de de cada pareja de líneas seleccionando sólo aquellos casos en los que la amplitud de Stokes V de la línea menos sensible al campo magnético esté en el rango  $[5 \times 10^{-4} I_c, 1.5 \times 10^{-3} I_c]$ . El porcentaje se da con respecto al número total de espectros observados. Las líneas discontinuas corresponden a los valores estimados para los cocientes en el régimen débil y fuerte.

### 6.2.3 Estudio coespacial

En este estudio tratamos solamente con señales de V que tienen dos lóbulos simultáneamente en los dos rangos espectrales. En la figura 6.6 representamos las cuatro combinaciones posibles de las amplitudes de uno de los lóbulos de una línea visible frente a una infrarroja. El 3.68 % de los perfiles seleccionados para el análisis presentan polaridades opuestas en los dos rangos espectrales. Este valor que puede interpretarse en términos de la dispersión presente en nuestros datos. Este porcentaje dista del 25 % calculado por Sánchez Almeida et al. (2003).

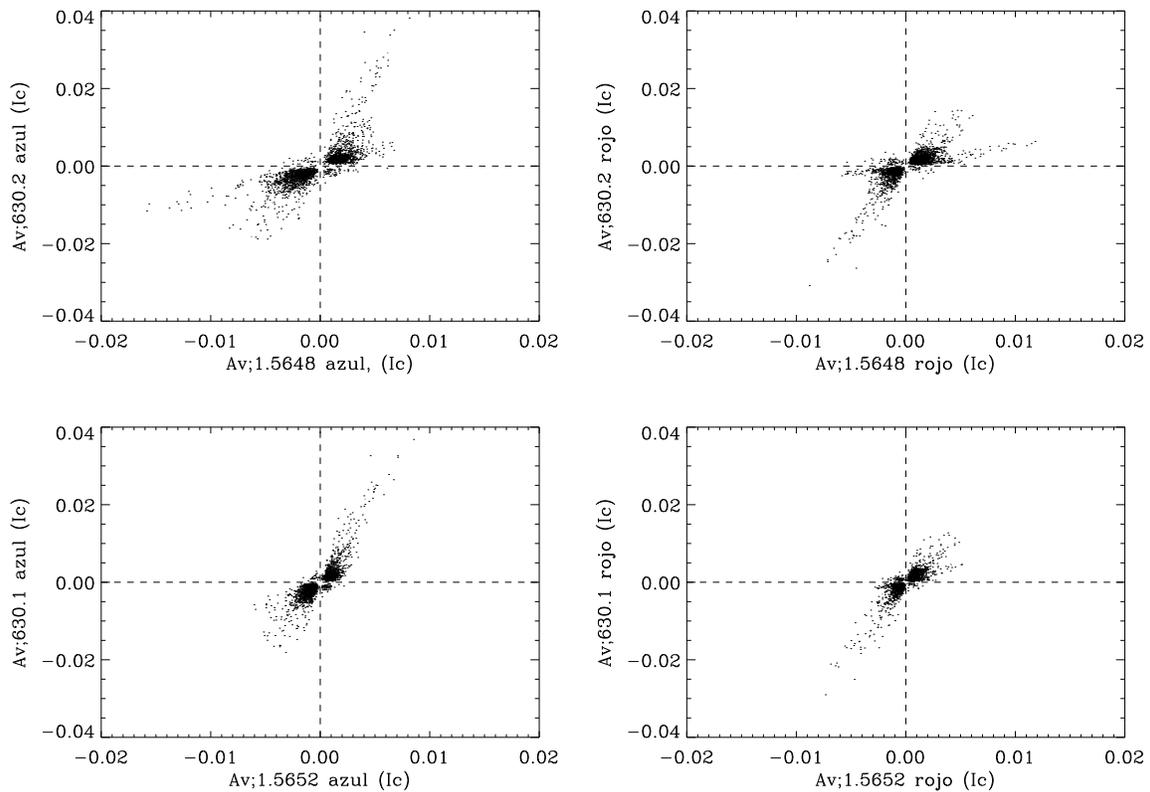


Figura 6.6: Amplitudes de los lóbulos rojos y azules de la línea visible más y menos sensible al campo frente a las mismas en el infrarrojo.

### 6.3 Análisis mediante inversiones con SIR

En esta sección vamos a realizar el análisis de los datos mediante inversiones utilizando el código SIR. Para ajustar los cuatro parámetros de Stokes suponemos un escenario de dos componentes, una magnética que ocupa una cierta porción del elemento de resolución y una no magnética que llena el espacio restante. Las restricciones a las variables que componen el modelo de atmósfera son las siguientes: el vector campo magnético y la velocidad macroscópica y microturbulenta son constantes a lo largo del eje de profundidad óptica. Los gradientes de temperatura en ambas componentes tienen suficiente libertad para calentar y enfriar zonas independientes de la atmósfera. La velocidad macroturbulenta de ambas componentes está ligada, es decir, forzamos a que sea la misma en ambas atmósferas. El hecho de tener solamente una componente magnética restringe el análisis a las señales con dos lóbulos. Además, suponiendo velocidad y campo magnético constantes con la profundidad óptica, tampoco podemos generar asimetrías en los perfiles. Esto empeora ligeramente los ajustes que podemos obtener pero es una buena aproximación para reproducir la mayoría de los perfiles de polarización que encontramos en las regiones de internetwork.

El análisis se realiza primero separadamente en ambos rangos espectrales y después simultáneamente. En la Figura 6.7 se muestra un ejemplo de las inversiones separadas de

los datos experimentales y en la Figura 6.8 otro ejemplo de las inversiones simultáneas. En el ejemplo de las inversiones separadas podemos ver que los ajustes realizados a los datos infrarrojos y visibles son buenos teniendo en cuenta que solamente utilizamos una componente magnética. Tanto los perfiles de polarización circular como Stokes I se reproducen fielmente en ambos rangos espectrales. Los perfiles de polarización lineal en este caso son muy ruidosos, pero el ajuste reproduce bien la amplitud de estas señales. Las inversiones simultáneas también llevan a muy buenos ajustes en las cuatro líneas, incluso teniendo también una sola componente magnética, en contra de lo que apunta el trabajo de Sánchez Almeida et al. (2003) y, posteriormente, Domínguez Cerdeña et al. (2006). Estos ejemplos, tanto de la inversión separada como de la simultánea, son representativos de la bondad de los ajustes para todos los perfiles que hemos seleccionado para el análisis (buena señal a ruido y dos lóbulos). Hay ajustes un poco peores y también ajustes mucho mejores, pero, en promedio, y teniendo en cuenta las restricciones que hemos hecho en las inversiones, la calidad de los ajustes es tan buena como la de los ejemplos mostrados.

### 6.3.1 Inversión separada de los datos

Los campos magnéticos que obtienen algunos autores haciendo uso de las líneas de Fe I en 630 nm son del orden de kG (Socas-Navarro & Sánchez Almeida 2002, Domínguez Cerdeña et al. 2003b, Socas-Navarro et al. 2004, Lites & Socas-Navarro 2004), mientras que los valores que se obtienen en el rango infrarrojo, en 1.5  $\mu\text{m}$ , son siempre del orden de varias centenas de Gauss (Lin 1995, Lin & Rimmele 1999, Khomenko et al. 2003). Esta incompatibilidad entre los resultados sigue estando presente en el análisis de datos simultáneos y co-espaciales (Sánchez Almeida et al. 2003). Estos autores realizan observaciones simultáneas en 630 nm y en 1.5  $\mu\text{m}$  utilizando dos telescopios distintos; el instrumento TIP para los datos infrarrojos en la VTT y THÉMIS para los datos en el óptico. Ambas instalaciones se encuentran en el Observatorio del Teide. Sin embargo, la aparente incompatibilidad de las medidas de ambas observaciones tal vez puede explicarse, en este caso particular, por la distinta calidad de imagen de los datos de los dos telescopios (Khomenko et al. 2005). Nuestras observaciones se tomaron en el mismo telescopio y tienen la misma resolución espacial. Por este motivo, vamos a realizar un estudio separado para ver si realmente existe tal discrepancia entre las medidas de campo magnético en el rango visible y en el infrarrojo.

En la Figura 6.9 se muestran los mapas de la intensidad del campo magnético que resultan de la inversión separada de las líneas visibles e infrarrojas y en la Figura 6.10 los histogramas. A los puntos no seleccionados para este análisis se les ha asignado una intensidad de campo nula en los mapas y no se han tenido en cuenta en los histogramas. Las intensidades de campo inferidas de las inversiones de las líneas en 630 nm siguen una función que muestra una importante acumulación alrededor de 1400 G. También presenta un máximo secundario alrededor de 150 G. Las inversiones de las líneas infrarrojas, al contrario, muestran una función con un máximo en unos 50 G y una caída importante hacia campos más intensos. En este caso, la importancia de los kG se reduce a unos pocos por ciento ( $\approx 8\%$  para  $B > 900\text{G}$ ). En la misma distribución puede verse un segundo pico en 500 G que rompe la caída exponencial. Por tanto, ambos rangos espectrales miden distribuciones de campo aparentemente incompatibles. Es decir, suponiendo que en cada elemento de resolución existe una distribución de campos, ambos pares de líneas

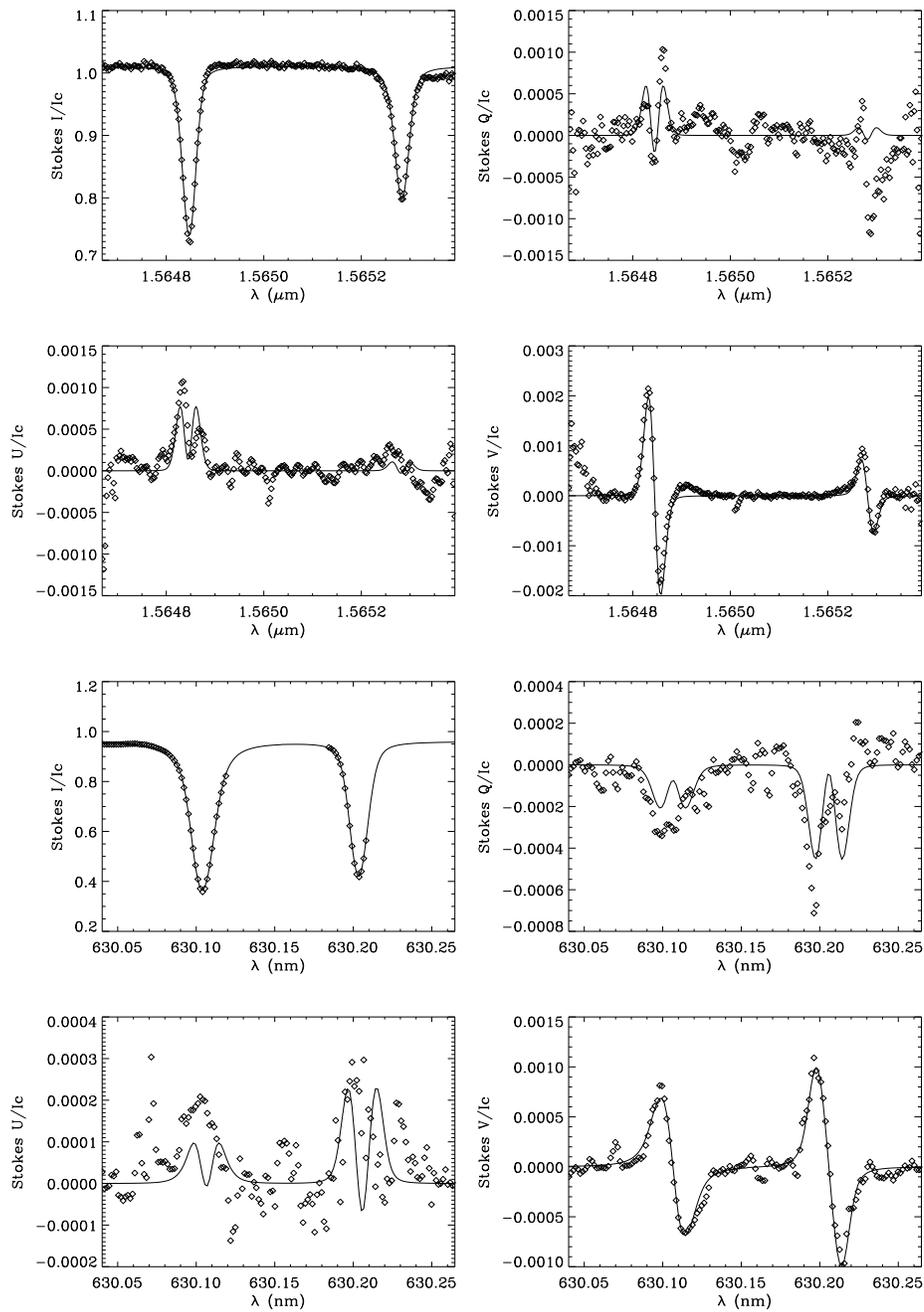


Figura 6.7: Ejemplos de las inversiones por separado de los datos reales. Las cuatro gráficas superiores son los cuatro parámetros de Stokes del par de líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  y las cuatro inferiores del par visible en  $630 \text{ nm}$ . Observamos que las amplitudes de los perfiles de polarización circular son del orden de  $5 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3} I_c$ , características de las regiones de internetwork. La asimetría de los perfiles de Stokes V es pequeña y es la misma en ambos rangos espectrales: la amplitud del lóbulo rojo es ligeramente menor que la del lóbulo azul.

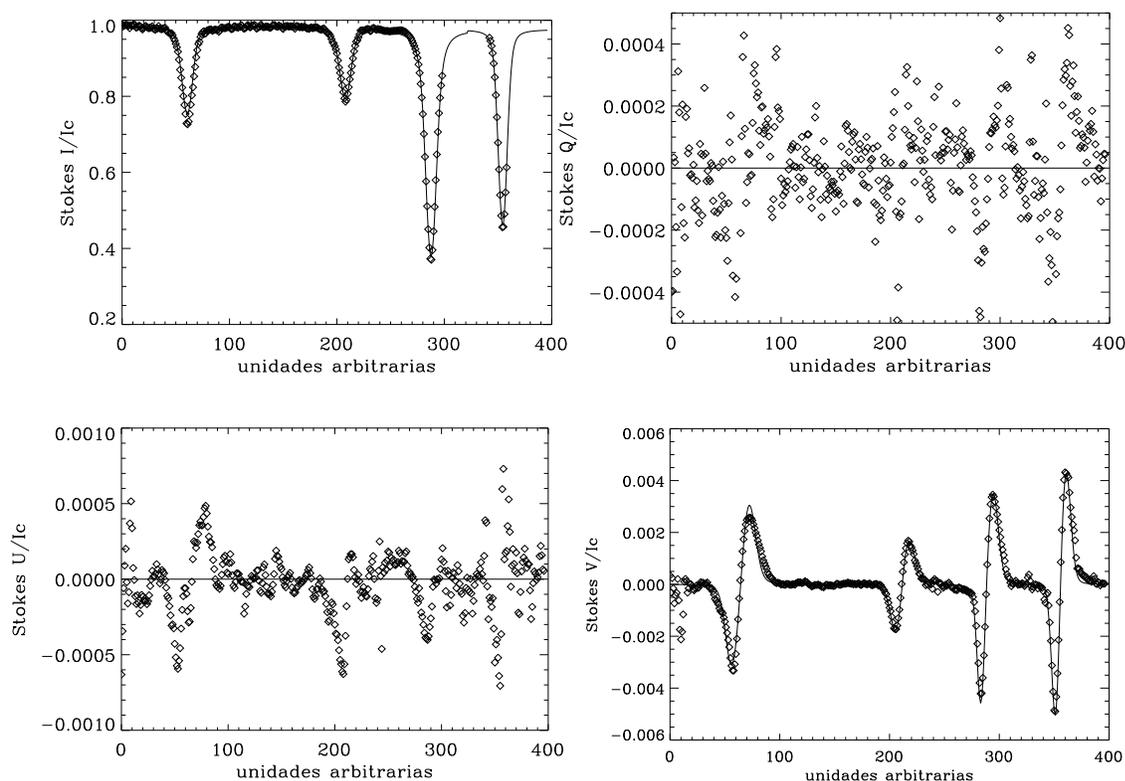


Figura 6.8: Ejemplo de la inversión simultánea de los datos reales. Las líneas infrarrojas son el par de líneas más hacia la izquierda y las visibles el par más hacia la derecha.

parecen estar muestreando distintas zonas de esa distribución. Esta es la hipótesis supuesta por Socas-Navarro (2003), Sánchez Almeida et al. (2003), Socas-Navarro & Lites (2004), Domínguez Cerdeña et al. (2006).

### 6.3.2 Distribución de campos en zonas granulares e intergranulares

Para asegurarnos de la fiabilidad de las inversiones realizadas, separamos los resultados según provengan de zonas granulares o intergranulares. Según la magnetohidrodinámica, los intergránulos deberían tener una acumulación mayor de campos intrínsecamente más fuertes que los gránulos. Esto es debido a que los movimientos de convección arrastran las líneas de campo hacia los bordes de las celdas convectivas, que, tratándose de la granulación, coinciden con las zonas intergranulares. Hacer la división de gránulos e intergránulos no es sencillo. Las condiciones atmosféricas emborronan la imagen mezclando las dos estructuras. Si la imagen no tiene una resolución espacial lo suficientemente buena, no vamos a ser capaces de hacer esta distinción. En nuestro caso, en la imagen de continuo podemos distinguir la granulación perfectamente. El criterio que escogemos para hacer la división entre gránulos e intergránulos se basa en la intensidad del continuo. Pero, para asegurarnos de que estamos realmente separando zonas granulares e intergranulares, calculamos

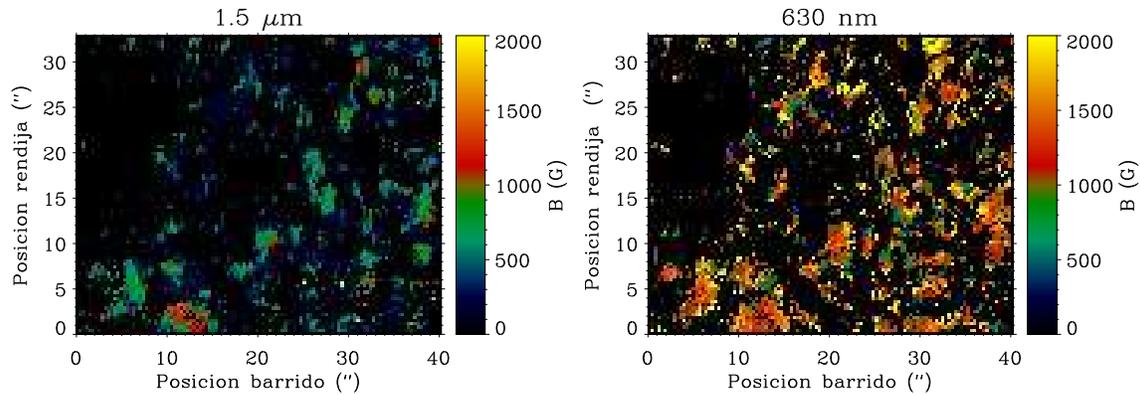


Figura 6.9: A la izquierda: mapa de la intensidad de campo magnético obtenido mediante la inversión de las líneas infrarrojas. A la derecha: mapa de la intensidad de campo magnético resultado de la inversión de las líneas visibles. Los puntos que aparecen en negro son perfiles que no tienen una señal apreciable para realizar una inversión.

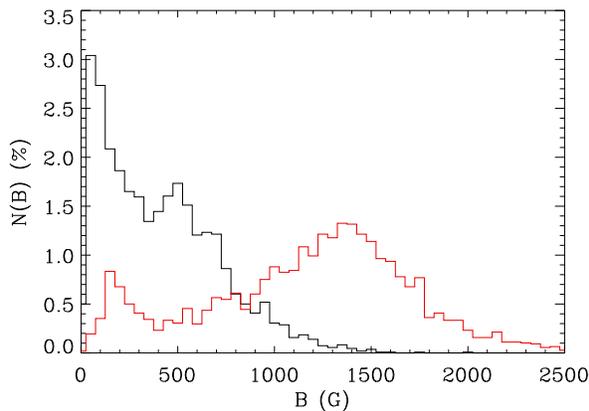


Figura 6.10: Histogramas de la intensidad de campo recuperada de la inversiones separadas de las líneas visibles (línea roja) e infrarrojas (línea negra). El porcentaje se da respecto al número total de espectros observados. Ambos rangos espectrales recuperan distribuciones de campo aparentemente incompatibles. Mientras las líneas visibles muestran una distribución claramente centrada en campos de kG, las líneas infrarrojas muestran una mayor importancia de los campos de hG, en el rango de la equipartición.

la velocidad del plasma en los puntos seleccionados y vemos si tiene una correlación con la intensidad del continuo. Lo que esperaríamos es que las zonas más brillantes, que corresponden a los gránulos, tuvieran velocidades hacia el azul, mientras que las zonas más oscuras (intergránulos) tuvieran velocidades hacia el rojo. Es decir, los gránulos se identifican con material caliente que asciende a la superficie y los intergránulos con plasma frío que descende hacia el interior. En la Figura 6.11 representamos los valores de la intensidad de continuo en las dos longitudes de onda frente a la velocidad de la componente no magnética obtenida mediante las inversiones. Aunque con más dispersión en 630 nm, en ambos casos existe una correlación entre la velocidad del plasma y la intensidad del continuo el sentido esperado. Esto nos permite hacer la distinción entre gránulos ( $I_c > 1$ ) e intergránulos ( $I_c < 1$ ). Con este criterio, el porcentaje de píxeles, con perfiles de  $V$  con dos lóbulos, clasificados como gránulos o intergránulos con respecto al total de espectros observados es de 11.1 % y 18.1 % respectivamente para los datos de TIP y 13.6 % y 14.6 % para los de POLIS. En la Figura 6.12 mostramos las distribuciones de la intensidad de campo para gránulos e intergránulos. En el infrarrojo, ambas estructuras tienen distribu-

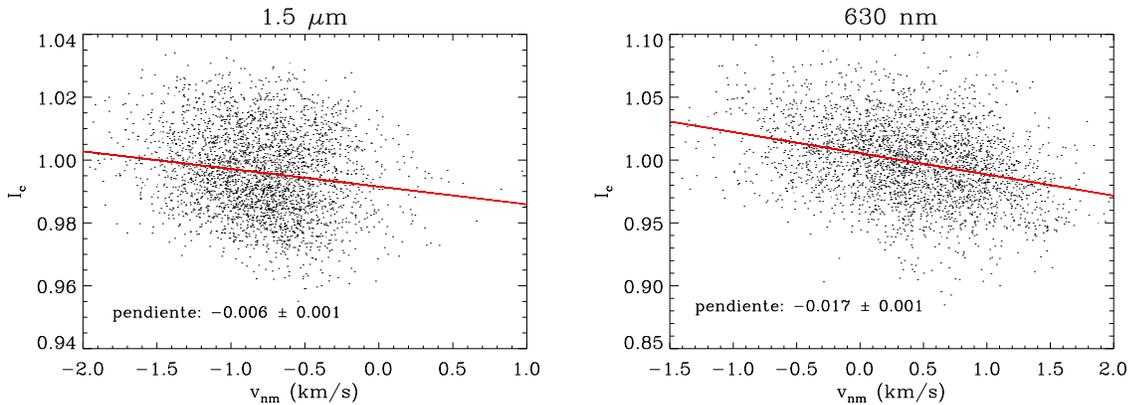


Figura 6.11: Intensidad del continuo frente a la velocidad macroscópica de la componente no magnética. A la izquierda para el infrarrojo y a la derecha para el visible.

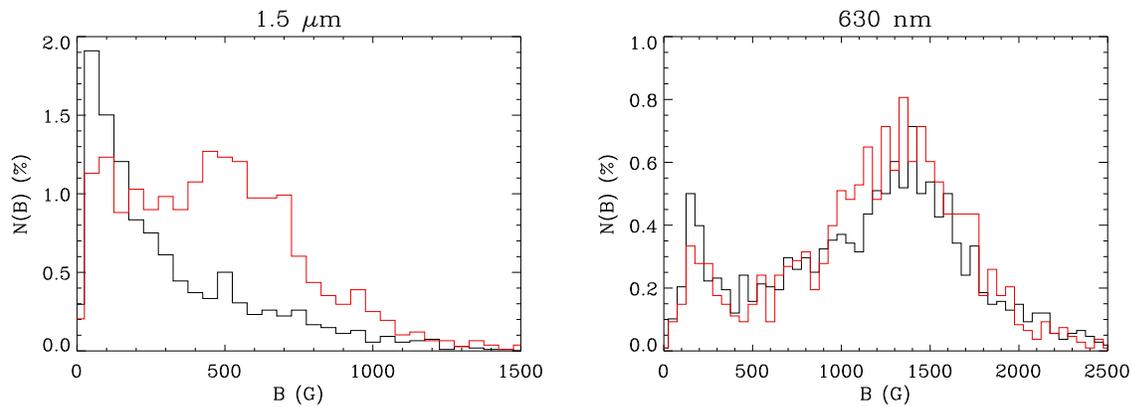


Figura 6.12: Histogramas de las intensidades del campo magnético en zonas granulares (línea negra e intergranulares (línea roja). A la izquierda para los datos en el infrarrojo y a la derecha para los datos en el visible. El porcentaje se da respecto al número total de espectros observados.

ciones distintas, tanto en los valores de la intensidad de campo como en la forma funcional. La distribución de intensidad de campo en los gránulos presenta un máximo en 50 G y una caída exponencial hacia campos más intensos. El campo en los intergránulos tienen valores con una probabilidad parecida desde 50 hasta alrededor de unos 500 G. En el visible, las dos distribuciones de intensidad de campo son prácticamente idénticas, mostrando un máximo en torno a 1400 G: no hay distinción entre gránulos e intergránulos. Este resultado no es esperable desde el punto de vista de la magnetohidrodinámica. Por tanto, el resultado que obtenemos para las líneas visibles de nuevo nos hace pensar que la determinación de la intensidad del campo magnético mediante este par de líneas puede no ser del todo fiable.

### 6.3.3 Compatibilidad de los dos rangos espectrales

Aunque las distribuciones de campo obtenidas mediante la magnetometría infrarroja y visible son aparentemente incompatibles, vamos a estudiar la compatibilidad de ambos rangos

espectrales para ver si existe algún sesgo en las medidas al utilizar dos longitudes de onda tan diferentes. Si esto no es así, y las señales que miden ambos rangos espectrales son compatibles, podemos realizar inversiones simultáneas de los dos pares de líneas espectrales con una sola componente magnética. Si este no fuera el caso, y el infrarrojo y el visible estuvieran trazando distintas estructuras magnéticas que coexisten en el mismo elemento de resolución, entonces, una sola componente magnética no sería capaz de explicar simultáneamente los perfiles de polarización observados en los dos rangos espectrales. Este es el argumento que defienden algunos autores (p. ej. Sánchez Almeida et al. 2003). Éstos argumentan que los rangos visible e infrarrojo son intrínsecamente incompatibles basándose en la densidad de flujo magnético sistemáticamente más intensos en el visible y la presencia en el mismo elemento de resolución de polaridades opuestas en ambos rangos espectrales. Vamos a analizar estas dos propiedades en nuestros datos simultáneos. En la Figura 6.13 mostramos la densidad de flujo calculada a partir de las inversiones con la siguiente relación:

$$\phi = \alpha B \cos \theta, \quad (6.1)$$

donde  $\alpha$  es el factor de llenado del elemento magnético,  $B$  la intensidad de campo y  $\theta$  su inclinación. Si el campo magnético se mide en Gauss, la densidad de flujo  $\phi$  se expresa en  $\text{Mx}/\text{cm}^2$ . Como se ve en la Figura 6.13, la distribución y los valores de la densidad de flujo obtenida es muy similar en ambas regiones espectrales. La única diferencia apreciable corresponde a aquellos píxeles en los que el infrarrojo muestra valores intensos: en el visible, éstos ocupan una región ligeramente más extendida. En cuanto a las polaridades, ya habíamos demostrado en la sección 7.2.3 que no hay polaridades opuestas sistemáticas en perfiles coespaciales en el infrarrojo y el visible. De esto concluimos que los dos rangos espectrales miden la misma densidad de flujo y presentan la misma polaridad en Stokes V. Eso significa que las medidas en ambos rangos espectrales son compatibles. La aparente disyuntiva entre las distribuciones de campo debe tener una explicación lejos de un sesgo en la medida. Es decir, la explicación de que, si existe una mezcla de campos de kG y campos de hG en el elemento de resolución, el infrarrojo mide sistemáticamente la componente más débil y el visible los campos de kG no parece una explicación razonable ante la compatibilidad de los dos rangos espectrales.

#### 6.3.4 Inversión conjunta de los datos

Una vez hemos argumentado la compatibilidad de las medidas de los dos rangos espectrales realizamos una inversión conjunta de los datos. Las inversiones se realizan de la misma manera que las anteriores, manteniendo dos componentes (una magnética y otra no magnética), el campo magnético y las velocidades microturbulenta y macroscópica constantes a lo largo del eje de opacidades y las temperaturas independientes en ambas componentes. El hecho de invertir simultáneamente los dos pares de líneas introduce ligaduras adicionales, acotando de este modo los valores de los parámetros atmosféricos, pues ahora obligamos que ambos conjuntos de datos observados sean reproducidos por un único modelo de atmósfera.

En la Figura 6.15 se muestra la distribución de campos que recuperamos con la inversión simultánea de las líneas en 630 nm y en 1.5  $\mu\text{m}$ . Curiosamente, la acumulación de campos de kG que resultaban de la inversión de las líneas visibles no aparece en esta nueva distribución. Solamente se intuye un ligero aumento de la probabilidad de los campos mayores de 700 G,

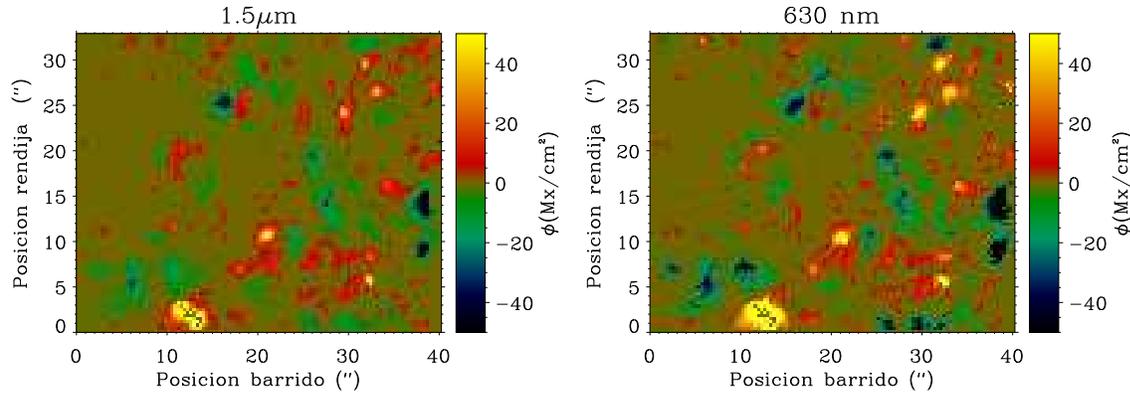


Figura 6.13: Mapas de densidad de flujo magnético. A la izquierda la densidad de flujo obtenida a partir de la inversión de las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  y a la derecha la de la inversión del par de líneas en  $630 \text{ nm}$ . Del mismo modo que en los mapas de la intensidad de campo magnético, a los puntos no seleccionados se les ha asignado una densidad de flujo nula.

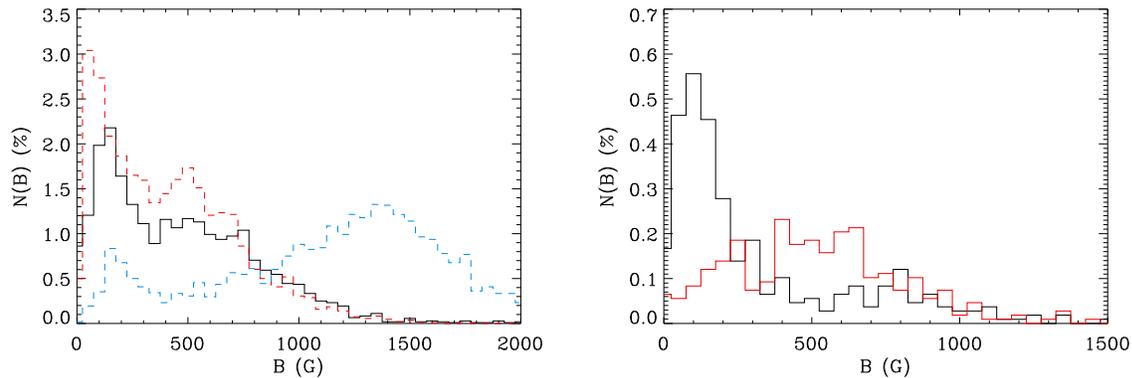


Figura 6.14: Izquierda: histograma de las intensidades de campo recuperadas mediante la inversión simultánea de las líneas de Fe en  $630 \text{ nm}$  y  $1.5 \mu\text{m}$  (línea negra). En el mismo gráfico se puede comparar esta distribución con las provenientes de la inversión por separado de los dos rangos espectrales, en rojo el infrarrojo y en azul el visible. Derecha: Histograma de las intensidades de campo en zonas granulares (línea negra) e intergranulares (línea roja). El porcentaje se da respecto al número total de espectros observados.

pero la caída de campos débiles a fuertes sigue siendo muy parecida a la que encontrábamos en la inversión del infrarrojo. De hecho, la distribución de la inversión simultánea sigue teniendo un valor máximo en campos muy débiles ( $150 \text{ G}$ ), una predominancia de campos de hG y una acumulación en campos alrededor de  $500 \text{ G}$ .

Realizamos la división entre gránulos e intergránulos del mismo modo que hicimos para las inversiones separadas, solamente que ahora exigimos la condición para el valor del continuo simultáneamente para los datos de TIP y para los de POLIS. En este caso, el porcentaje de gránulos con respecto al total de perfiles observados es del  $7.19 \%$  y el de intergránulos del  $12.4 \%$  (hay un  $3.8 \%$  de los perfiles que no cumplen la condición del continuo en ambas observaciones). Las distribuciones de la intensidad del campo magnético para las dos estructuras se representan en el panel derecho de la Figura 6.15. Al igual que

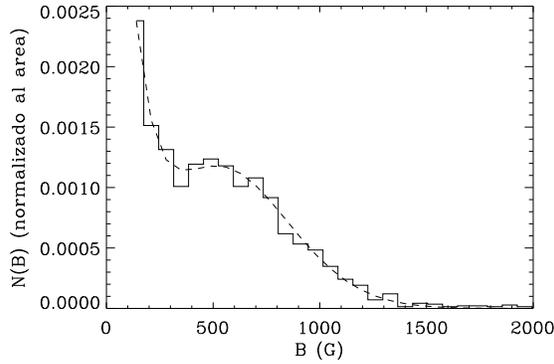


Figura 6.15: Histograma de la intensidad del campo magnético recuperada de la inversión simultánea de las líneas visibles e infrarrojas. La línea discontinua es el mejor ajuste a una función que es la suma pesada de una exponencial decreciente (zonas granulares) y una maxwelliana (zonas intergranulares).

en la inversión separada del infrarrojo, obtenemos dos distribuciones claramente diferenciadas. Los campos más débiles se concentran en las zonas granulares, mientras que campos con intensidades del orden del de equipartición (400 – 500 G) se encuentran en las zonas intergranulares. Hay que tener en cuenta que la resolución espacial no permite diferenciar exactamente las dos zonas, pero, si cada vez hacemos más estricto el umbral del continuo para diferenciar ambas estructuras, parece que la distribución de campos en los gránulos tiende a ser una exponencial decreciente, mientras que la de los intergránulos se asemeja a una función maxwelliana. Por este motivo, hemos ajustado la distribución de campos total a una suma de ambas funciones, pesada cada una de ellas por un factor. Es decir, ajustamos la siguiente función:

$$N(B) = c \frac{e^{-B/B_o}}{N_o} + (1 - c) \frac{B^2 e^{-B^2/B_1^2}}{N_1}. \quad (6.2)$$

$N_o$  y  $N_1$  son constantes de normalización,  $B$  es la intensidad del campo magnético y  $B_o$ ,  $B_1$  y  $c$  son los parámetros del ajuste. Para este caso particular, el valor promedio de la distribución exponencial es  $B_o = 114.24$  G, el parámetro de la maxwelliana es  $B_1 = 563.998$  G y el factor de llenado es  $c = 0.25$ . El porcentaje de gránulos con respecto al número de perfiles seleccionados para el análisis es del 30 %. El peso de la exponencial en la distribución total no se aleja demasiado de este porcentaje. O sea que, en principio parece aceptable asignar dos distribuciones distintas a gránulos e intergránulos, aunque no conozcamos una razón física para que éstas sean una exponencial y una maxwelliana.

Calculamos también la densidad de flujo magnético para las inversiones simultáneas. En la Figura 6.16 mostramos el mapa de la densidad de flujo magnético junto al mapa de la intensidad de campo magnético. Como era de esperar viendo la distribución de la Figura 6.15, el mapa de intensidad de campo es muy parecido al de la inversión infrarroja. El mapa de flujo presenta (como el mapa de flujo de las líneas visibles) las zonas de flujo intenso ligeramente más extendidas que en el mapa de flujo de las líneas infrarrojas. Hacemos también la división de la densidad de flujo en zonas granulares e intergranulares. En la Figura 6.17 se muestran los histogramas de la densidad de flujo con signo (ecuación 6.1) y sin signo, en el cual no tenemos en cuenta la geometría del campo, es decir, es el producto del campo por el factor de llenado, lo que viene a ser el valor absoluto del flujo longitudinal. Al contrario que la intensidad de campo, la densidad de flujo no presenta ninguna variación

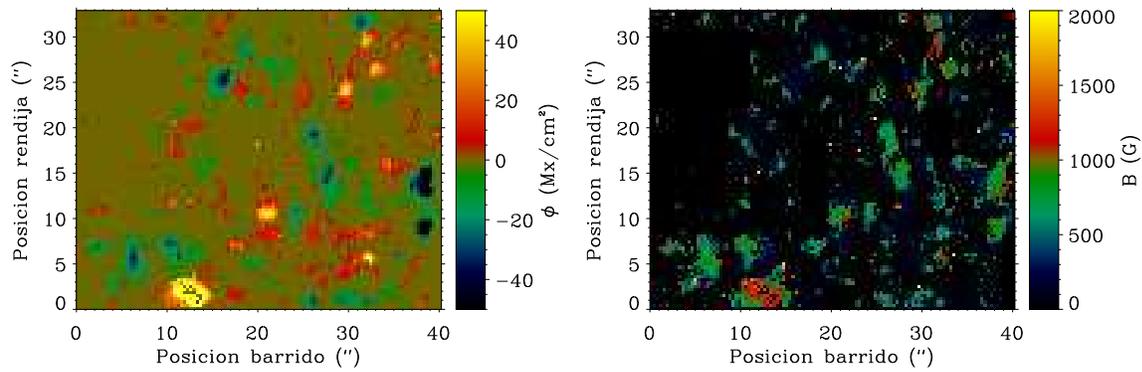


Figura 6.16: Izquierda: mapa de la densidad de flujo magnético obtenida mediante las mismas inversiones. Derecha: mapa de la intensidad de campo calculada a partir de las inversiones simultáneas de las líneas visibles e infrarrojas.

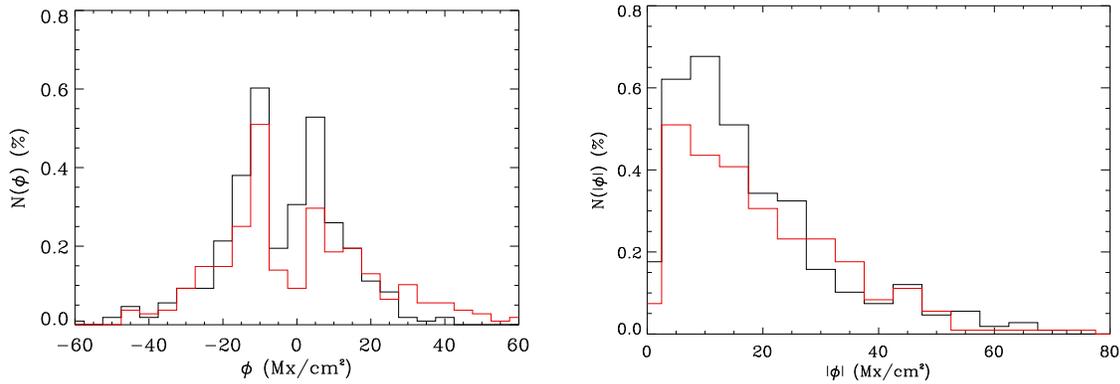


Figura 6.17: Izquierda: histograma de la densidad de flujo magnético con signo (ecuación 6.1). Derecha: histograma del valor absoluto de la densidad de flujo longitudinal. Los valores en las zonas granulares se representan con la línea negra y las intergranulares con la roja. El porcentaje se da respecto al número total de espectros observados.

en granulos e intergranulos. El valor promedio de la densidad de flujo sin signo en toda la región observada es  $5 \text{ Mx/cm}^2$ , mientras que el de la densidad de flujo con signo en la misma zona es  $-0.075 \text{ Mx/cm}^2$ . Esto último significa que en nuestro campo de estudio hay una cancelación casi perfecta de los campos magnéticos visibles con efecto Zeeman.

El histograma de los factores de llenado de las estructuras magnéticas se muestra en el panel de la izquierda de la Figura 6.18. La mayor parte de los elementos magnéticos ocupan solamente el 2% del elemento de resolución. Si nos fijamos en el panel central de la misma figura, vemos que este valor es constante para campos mayores de 300 G. Para campos menores que este valor, los factores de llenado aumentan con el campo magnético de forma que hiperbólica. Esto no es más que la expresión del régimen débil: las líneas de  $1.5 \mu\text{m}$ , que parecen dominar la inversión en lo que a intensidad de campo se refiere, se encuentran en régimen débil hasta 300 G (ver 2.31). Las líneas visibles, en principio, abandonan el

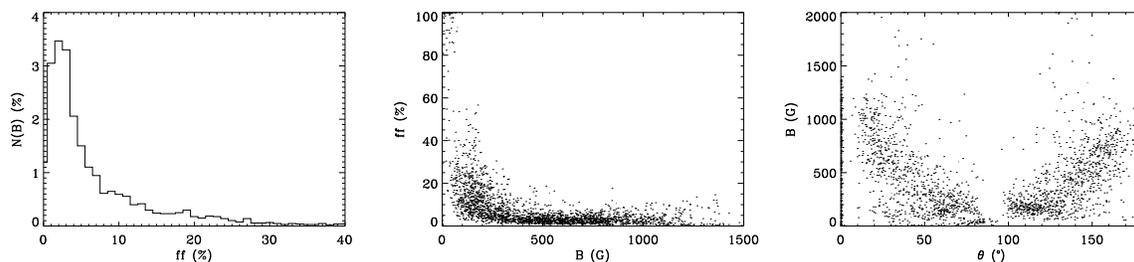


Figura 6.18: A la izquierda se muestra el histograma de los factores de llenado de la componente magnética obtenidos a partir de la inversión simultánea de ambos pares de líneas. El porcentaje se da respecto al número total de espectros observados. En el centro representa el valor del factor de llenado frente al campo magnético y a la derecha la intensidad frente a la inclinación del vector campo magnético.

régimen débil para valores mucho mayores. Con lo cual, no podemos determinar fielmente la intensidad de los campos menores de 300 G, en estos casos, el factor de llenado no se ha desacoplado de la intensidad de campo y la densidad de flujo magnético es la única variable con sentido físico.

La gráfica de la derecha en la Figura 6.18 muestra la relación existente entre la intensidad del campo magnético y su inclinación. Los campos intrínsecamente más fuertes tienden a ser verticales, mientras que los campos más débiles tienden a ser más horizontales. Teniendo en cuenta consideraciones magnetohidrodinámicas, es razonable pensar que los campos del orden de kG son verticales por razones de flotabilidad (Grossmann-Doerth et al. 1998). Por contra, los campos más débiles tienen todo tipo de inclinaciones, siguiendo una distribución más o menos aleatoria de orientaciones. Por tanto, la gráfica obtenida a partir de las inversiones simultáneas (y que también recuperamos en las inversiones individuales), parece no alejarse demasiado de este escenario. Solamente hay un déficit bastante notable de campos débiles con inclinaciones medias o verticales. Pero no sabemos hasta qué punto esta relación es fruto de la física que se da en el Sol o bien de un sesgo en la medida. Como veremos en el capítulo 8, esta gráfica se recupera del mismo modo independientemente de la posición en el disco solar de las observaciones. Esto indica que muy probablemente esta relación no sea una evidencia directa de la topología de los campos magnéticos en la superficie solar sino que apunta a un sesgo debido o bien al ruido o bien al hecho de que en el mismo elemento de resolución Stokes Q y U no se cancelan del mismo modo que Stokes V.

# 7

---

## Idoneidad de las líneas espectrales

Aparentemente, tal y como se ha mostrado en el capítulo anterior, las medidas de campo magnético en  $1.5 \mu\text{m}$  y en  $630 \text{ nm}$  son compatibles, es decir, la densidad de flujo magnético que inferimos de ambos análisis es la misma, así como las polaridades de dichas señales. Una inspección visual confirma que, coespacialmente, ambos pares de líneas presentan el mismo tipo de asimetrías. A pesar de eso las distribuciones de campo que se recuperan separadamente mediante inversiones son discrepantes. Este capítulo pretende dar respuesta a esta aparente incompatibilidad entre las magnetometrías en  $630 \text{ nm}$  y en  $1.5 \mu\text{m}$  mediante un estudio exhaustivo de las propiedades físicas de las líneas en cuestión.

### 7.1 Introducción

La discrepancia entre las distribuciones de campo que se obtienen del análisis separado de las líneas infrarrojas en  $1.5 \mu\text{m}$  y de las visibles en  $630 \text{ nm}$  se ha intentado explicar en dos frentes opuestos. El primero de ellos (Socas-Navarro & Sánchez Almeida 2002, 2003, Sánchez Almeida et al. 2003) reduce el problema a un sesgo en la medida, argumentando la sistemática incompatibilidad de los campos medidos por el visible y el infrarrojo. El segundo de ellos (Bellot Rubio & Collados 2003) interpreta la discrepancia en términos del diferente efecto del ruido en ambos rangos espectrales.

#### 7.1.1 Infrarrojo contra visible

Socas-Navarro & Sánchez Almeida (2003) argumentan que las distintas distribuciones de campo que se obtienen de las líneas infrarrojas y las líneas visibles tienen su explicación en un sesgo en la medida intrínseco a la región espectral donde se encuentran. El desdoblamiento Zeeman dividido por el ensanchamiento térmico es proporcional a la longitud de onda, con lo cual, para el mismo valor del campo magnético (y del factor de Landé), una línea situada en el infrarrojo tendría un desdoblamiento Zeeman mayor que otra idéntica situada en el rango óptico. Si en las regiones de internetwork coexisten estructuras de  $\text{kG}$  y de  $\text{hG}$  en el mismo elemento de resolución, estos autores concluyen que las líneas situadas en el rango visible serían sensibles a la componente de  $\text{kG}$ , mientras que las líneas en el infrarrojo lo serían a la componente más débil. Esto se puede ver claramente en la

Figura 7.1, tomada de Socas-Navarro & Sánchez Almeida (2003). Las gráficas a la izquierda muestran la síntesis espectral de la línea infrarroja en  $1.5648 \mu\text{m}$  y a la derecha las líneas visibles en  $630 \text{ nm}$ . En la síntesis que se muestra en las dos figuras superiores se ha supuesto que un campo de  $400 \text{ G}$  y otro de  $1600 \text{ G}$  coexisten en el mismo elemento de resolución con un factor de llenado del  $85 \%$  y del  $15 \%$  respectivamente. Las dos gráficas inferiores muestran el caso en el que una distribución de campos con valores entre  $0$  y  $2500 \text{ G}$  llena el elemento de resolución. En este caso, los campos débiles ocupan también una fracción apreciable de la superficie, alrededor del  $63 \%$ . El desdoblamiento Zeeman del perfil de  $1600 \text{ G}$  es claro en la línea infrarroja, mientras que en la línea visible más sensible al campo magnético éste es mucho menos importante. Si sumamos las dos componentes, el perfil de  $1600 \text{ G}$  deforma las alas de  $1.5648 \mu\text{m}$  y de  $630.2 \text{ nm}$  pero también aumenta la amplitud de  $630.1 \text{ nm}$  relativa a  $630.2 \text{ nm}$ . Aunque en la gráfica no se muestra el caso de  $1.5652 \mu\text{m}$ , se argumenta que el aumento del cociente de las amplitudes de  $630.1$  y  $630.2 \text{ nm}$  no ocurre en  $1.5 \mu\text{m}$ , debido a que el desdoblamiento Zeeman es más importante y el efecto del campo magnético se traslada a las alas, mientras que el cociente de los lóbulos sigue siendo el de campo débil. De este modo, cuando analicemos separadamente estos perfiles, el infrarrojo será sensible a los campos débiles que existan en el elemento de resolución, mientras que el visible será sensible a los campos fuertes. Según estos autores, este caso es extrapolable, y los resultados que se obtienen con datos experimentales dan cuenta de este sesgo.

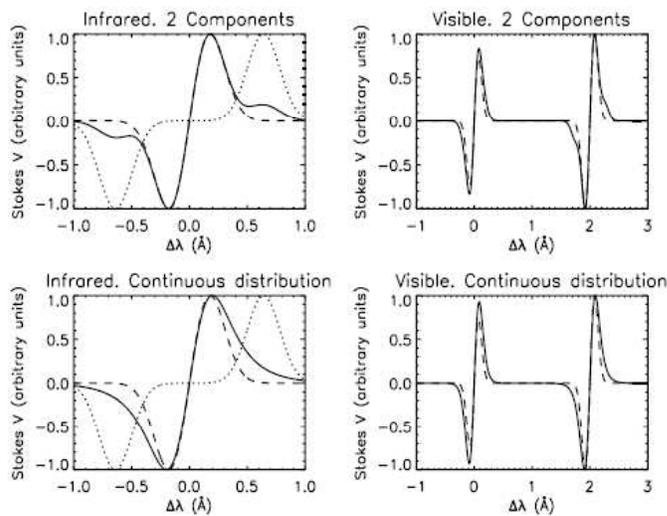


Figura 7.1: Síntesis de los perfiles de polarización circular en  $1.5648 \mu\text{m}$  (izquierda) y  $630 \text{ nm}$  (derecha). Los dos paneles superiores son el caso en el que un campo de  $400 \text{ G}$  y otro de  $1600 \text{ G}$  coexisten en el mismo elemento de resolución. En los dos paneles inferiores se ha supuesto una distribución continua de campos con valores entre  $0$  y  $2500 \text{ G}$ . La línea discontinua representa la síntesis para el campo de  $400 \text{ G}$  y la línea punteada para  $1600 \text{ G}$ . Esta gráfica se ha tomado del artículo de Socas-Navarro & Sánchez Almeida (2003)

Según estos autores, el infrarrojo, que detectaría la componente de  $400 \text{ G}$ , mediría una densidad de flujo de  $340 \text{ G}$ , mientras que el visible, que detectaría la señal producida por el campo de  $1600 \text{ G}$ , mediría una densidad de flujo de  $240 \text{ G}$ . El caso particular que se muestra en el artículo pretende ilustrar lo que ocurre en las observaciones reales en  $1.5 \mu\text{m}$  y  $630 \text{ nm}$ . Pero, en este caso, el flujo medido por el visible es menor que el medido en el rango infrarrojo. Este hecho no explica que los flujos que miden en el visible los autores partidarios de esta explicación sean siempre mayores que los que se miden en el infrarrojo. Para conseguir que el rango visible detecte más flujo que el infrarrojo deberían variar los factores de llenado de la componente de  $\text{kG}$  y la de  $\text{hG}$ . Pero, como mostraremos en la

próxima sección, si variamos el porcentaje de llenado del elemento de resolución de estas dos componentes magnéticas, el resultado cambia. Es decir, que el hecho de que el infrarrojo sea sensible a la componente débil, mientras que el visible sea sensible a la componente de kG depende críticamente del factor de llenado. Esto significa que, para que haya un sesgo observacional debido a la medida en distintos rangos espectrales, deben coexistir campos de kG y de hG en todos y cada uno de los puntos de la superficie solar y la fracción de ocupación en el elemento de resolución de cada una de estas componentes magnéticas tiene que tener un valor preciso que debe ser el mismo en cada uno de los elementos de resolución. Hasta la fecha no hay ninguna evidencia observacional que apunte hacia un escenario de este tipo. De modo que este argumento no explica la aparente incompatibilidad entre las distribuciones de campo que surgen de la magnetometría infrarroja y visible.

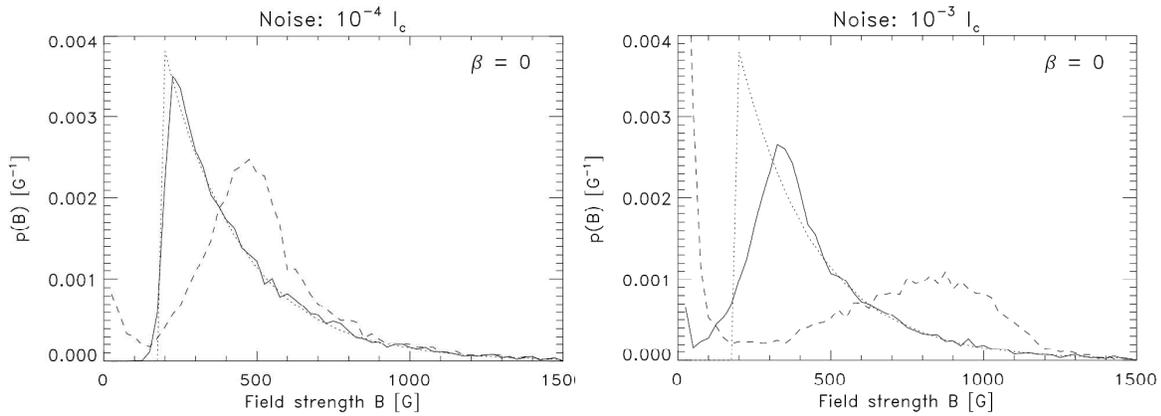


Figura 7.2: Distribución de la intensidad del campo magnético recuperada de las inversiones de perfiles sintéticos con un ruido añadido de  $10^{-4} I_c$  (izquierda) y  $10^{-3} I_c$  (derecha). La distribución original es  $p(B) = C \exp(-B/250)$  y cada elemento de resolución contiene un único elemento magnético ( $\beta = 0$ ). Las líneas continua y discontinua son las distribuciones de campo provenientes del análisis de las líneas infrarroja y visible respectivamente. La línea de puntos representa la distribución original. La gráfica se ha tomado de Bellot Rubio & Collados (2003).

### 7.1.2 1.5 $\mu\text{m}$ contra 630 nm

Bellot Rubio & Collados (2003) concluyen que no hay contradicción entre las distribuciones de campo que se encuentran con estos dos pares de líneas ya que los resultados de las líneas visibles no son hasta la fecha fiables. Argumentan que el ruido influye de manera notable en los resultados del análisis de las líneas de 630 nm. Las Figuras 7.2 y 7.3 muestran los resultados del test numérico que se lleva a cabo consistente en realizar 10000 síntesis espectrales de los dos pares de líneas en el infrarrojo y en el visible con dos componentes, una no magnética y una magnética que ocupa el 5 % del elemento de resolución. La componente magnética es en el primer caso (7.2) una sola estructura magnética ( $\beta = 0$ ) y en un segundo caso (7.3) consiste en dos estructuras que ocupan cada una de ellas el 50 % de la componente magnética ( $\beta = 0.5$ ). La distribución de campos que se ha escogido para este experimento consiste en una ley de probabilidad exponencial, con un valor promedio de 250 G. El valor (o valores) que se le asigna a la componente magnética se escoge de manera aleatoria siguiendo

esta distribución de probabilidades. Se sintetizan los perfiles y se les añaden dos valores distintos del ruido típicos de las observaciones espectropolarimétricas actuales:  $10^{-4} I_c$  y  $10^{-3} I_c$ . En ambos casos, la distribución de campos que se recupera mediante inversiones con SIR en el infrarrojo está en muy buen acuerdo con la original, mientras que la que se infiere del visible muestra una tendencia a sobreestimar los campos, llegando a recuperar campos de kG en el caso del mayor de los valores del ruido. Con esto concluyen que las medidas de campos magnéticos mediante inversiones de las líneas de 630 nm están muy afectadas por el ruido de las observaciones. La distribución infrarroja que se recupera para el caso de una componente magnética y para el caso de dos componentes con igual peso es muy parecida.

Otro test numérico que realizan consiste en sintetizar un perfil en 630 nm que, como antes, está generado a partir de un modelo de dos componentes magnéticas que ocupan el 5 % del elemento de resolución y otra componente no magnética. La intensidad del campo magnético de las dos componentes magnéticas consiste en 200 y 1200 G. La fracción de ocupación de la componente débil ( $\beta$ ) varía desde 0 hasta 100 %. En la Figura 7.4 se muestra el valor del campo magnético que se recupera de la inversión del perfil dependiendo del factor de llenado de la componente con 200 G. Efectivamente, para factores de llenado del orden del 85 % se recupera el sesgo predicho por Socas-Navarro & Sánchez Almeida (2003). Si la superficie está mayoritariamente ocupada por campos de kG, tal sesgo no existe. Por tanto, si los factores de llenado de ambas componentes no son los mismos sistemáticamente, la idea de un sesgo en la medida debido al hecho de que se está observando en el infrarrojo o en el visible deja de tener sentido.

La conclusión a la que llegan estos autores es que el ruido de las observaciones afecta al análisis de las señales en regiones de internetwork. El ruido tiende a sobreestimar el valor de la intensidad de campo magnético. Pero el efecto no es el mismo en  $1.5 \mu\text{m}$  y en 630 nm. El efecto del ruido en las líneas visibles es mucho más importante que en las líneas infrarrojas.

En nuestros datos experimentales, el nivel de ruido es muy bajo ( $5 - 6.5 \times 10^{-5} I_c$ ). Y, según el resultado de estos autores, la distribución del campo magnético que deberíamos recuperar en ambos rangos espectrales debería ser aproximadamente la misma. En cambio, las distribuciones que recuperamos de las inversiones de las observaciones simultáneas son divergentes. Por tanto, debemos buscar otra explicación. En las siguientes secciones realizamos un estudio profundo de las propiedades físicas de las líneas en 630 nm. El mismo estudio se lleva a cabo para las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$ , aunque éstas parecen ser buenas indicadores de la intensidad del campo magnético.

## 7.2 Alturas de formación

El cálculo de las regiones de formación de una línea espectral puede hacerse mediante las funciones respuesta (Ruiz Cobo & del Toro Iniesta 1994, Sánchez Almeida et al. 1996). La función respuesta de un perfil de Stokes a una longitud de onda dada respecto a una magnitud física a una profundidad dada se puede definir como la derivada del perfil de Stokes respecto a la magnitud física de la atmósfera (supuesta ésta discretizada). Así, el máximo de la función respuesta a la perturbación de un parámetro atmosférico da una estimación de la altura a la que el perfil de Stokes de la línea espectral es sensible a ese

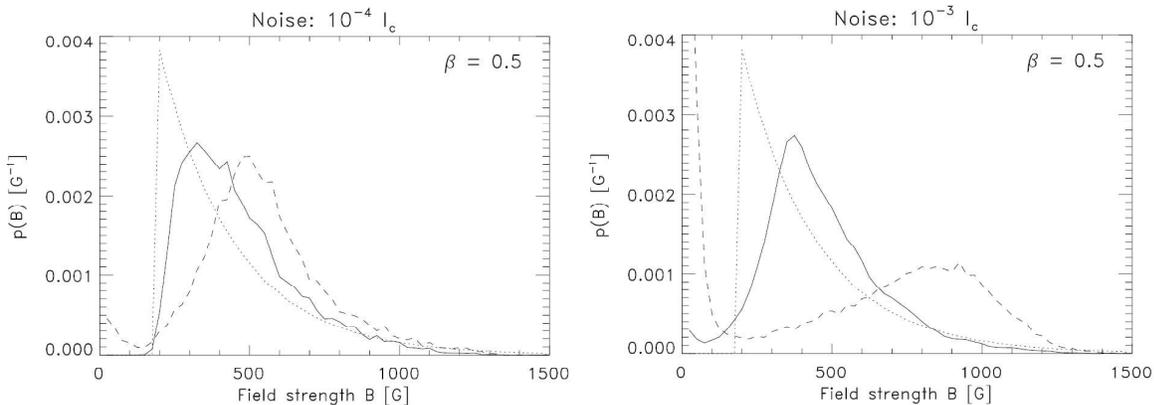


Figura 7.3: Distribución de intensidades de campo magnético recuperadas de las inversiones de perfiles sintéticos con un ruido añadido de  $10^{-4} I_c$  (izquierda) y  $10^{-3} I_c$  (derecha). La distribución original es  $p(B) = C \exp(-B/250)$  y cada elemento de resolución contiene dos elementos magnéticos al 50 % ( $\beta = 0.5$ ) que conjuntamente llenan el 5 % del elemento de resolución. Las líneas continua y discontinua son las distribuciones de campo provenientes del análisis de las líneas infrarroja y visible respectivamente. La línea de puntos representa la distribución original. La gráfica se ha tomado de Bellot Rubio & Collados (2003).

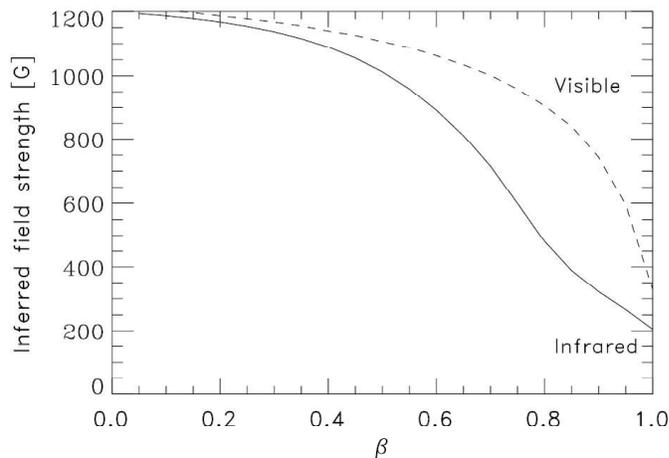


Figura 7.4: Intensidades de campo obtenidas de las inversiones con de perfiles que han sido sintetizados con una sola componente magnética. En ésta coexisten un campo débil (200 G) y uno fuerte (1200 G). El parámetro  $\beta$  es la fracción de ocupación de la componente magnética del elemento magnético de 200 G. La gráfica se ha tomado de Bellot Rubio & Collados (2003).

parámetro. Las funciones respuesta dependen claramente del modelo atmosférico que se adopte para su cálculo. Por tanto, escogemos un modelo HSRA de Sol en calma con distintos valores de la velocidad macroturbulenta (de 0 a 2 km/s) y del campo magnético (de 0 a 1000 G). La velocidad macroturbulenta es un parámetro que mezcla la información contenida en cada longitud de onda de los perfiles. Para velocidades macroturbulentas cada vez mayores, es lógico pensar que la función respuesta calculada en una longitud de onda determinada se parezca cada vez más a la del continuo. Por este motivo, calculamos las funciones respuesta a la temperatura en el centro del perfil de intensidad con un modelo no magnético y para varios valores de la velocidad macroturbulenta. Calculamos también las funciones respuesta al campo magnético en un lóbulo del perfil de polarización circular.

$\Delta z$	$V_{mac} = 0$ km/s	$V_{mac} = 1$ km/s	$V_{mac} = 2$ km/s
630.1 - 630.2	111.8 km	116.7 km	144.2 km
1.5648 - 1.5652	47.0 km	40.51 km	25.9 km

Tabla 7.1: Diferencias entre las alturas de formación de las líneas espectrales visibles e infrarrojas estimadas mediante el máximo de la función respuesta a la temperatura en el centro de los perfiles de intensidad.

Como se muestra en las Figuras 7.5 y 7.6, en ambos rangos espectrales, las diferentes líneas son sensibles a distintas regiones de la atmósfera. Estos resultados están de acuerdo con el trabajo de Shchukina & Trujillo Bueno (2001). Las diferencias de alturas entre cada par de líneas se muestran en la tabla 7.1. Éstas se han calculado a partir del máximo de las funciones respuesta a la temperatura en el centro de la línea.

Si nos fijamos en las funciones respuesta en el visible, la línea más sensible al campo magnético (630.2 nm) se forma más baja que la línea menos sensible (630.1 nm). Si tenemos en cuenta que la temperatura en el Sol en calma decrece con la altura, esto significa que, intrínsecamente, la temperatura en la región de formación de 630.2 nm será mayor que la de 630.1 nm. Si aumentamos la temperatura favorecemos la ionización del hierro. Esto conllevaría una disminución de los absorbentes de las transiciones de hierro neutro y, al aumentar más la temperatura en la región de formación de 630.2 nm que en la de 630.1 nm, favorecemos más la transición de 630.1 nm con respecto a 630.2 nm. Es decir, la amplitud del lóbulo de V de 630.2 nm será más pequeño que en el caso en que ambas líneas se formaran en la misma región de la atmósfera. Por tanto, no es factible usar la técnica del cociente de líneas con este par ya que el cociente entre los lóbulos depende del modelo de atmósfera. Para el par de líneas infrarrojas ocurre que la transición con mayor factor de Landé (1.5648  $\mu\text{m}$ ) se forma en alturas mayores que la región de formación de 1.5652  $\mu\text{m}$ . Esto produciría el efecto opuesto, reduciendo en este caso la amplitud de la línea menos sensible al campo magnético si aumentamos la temperatura en capas profundas. Pero, para este par de líneas el parámetro que da fundamentalmente la información sobre de la fuerza del campo magnético es la separación entre las componentes Zeeman, no el cociente entre amplitudes. Así que el hecho que se formen a distintas alturas, al no ser éstas muy diferentes (respecto a la variación esperada del campo magnético con la altura), no influye para la determinación de la intensidad de campo magnético en las líneas de 1.5  $\mu\text{m}$ .

### 7.3 Inversiones con SIR

La información sobre el campo magnético en las líneas de 630 nm está contenida principalmente en la razón de las amplitudes de ambas transiciones. Este valor está sujeto al modelo de atmósfera, así que realizamos inversiones para extraer la máxima información sobre el campo magnético contenida en el perfil de Stokes V. Vamos a dedicar esta sección a un test numérico llevado a cabo para ver si la información contenida en los perfiles de ambos pares de líneas es suficiente como para determinar fielmente el valor del campo magnético. Para este test suponemos el siguiente escenario: un modelo de dos componentes, una no magnética, determinada por un modelo HSRA y ocupando una cierta porción del elemento de resolución, y una magnética llenando el resto del espacio y que se diferencia de la no magnética únicamente en el valor del campo magnético. El campo magnético se ha supuesto

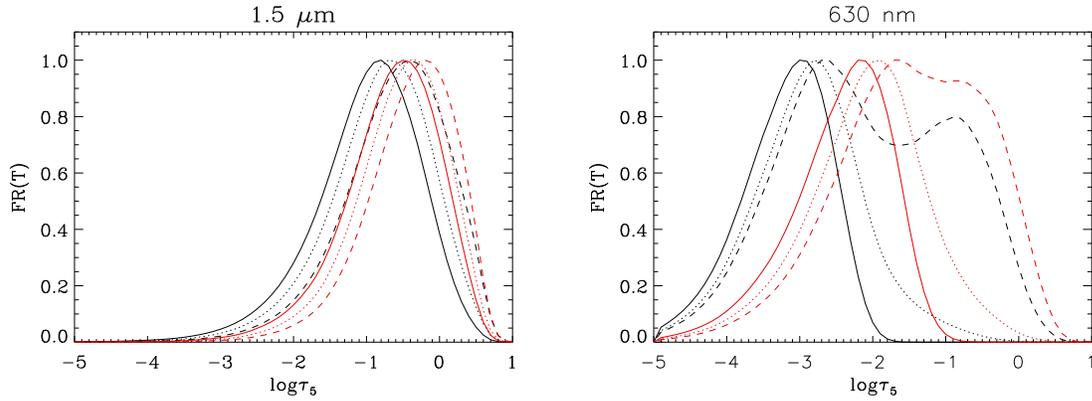


Figura 7.5: Funciones respuesta a la temperatura en el centro de los perfiles de intensidad de las líneas espectrales (normalizadas al valor máximo). A la izquierda para  $1.5648 \mu\text{m}$  (línea negra) y  $1.5652 \mu\text{m}$  (línea roja) y a la derecha para  $630.1 \text{ nm}$  (línea negra) y  $630.2 \text{ nm}$  (línea roja). La intensidad del campo magnético es nula. La línea continua se ha calculado teniendo en cuenta una macro-turbulencia de  $0 \text{ km/s}$ , la línea de puntos con una de  $1 \text{ km/s}$  y la discontinua con  $2 \text{ km/s}$ .

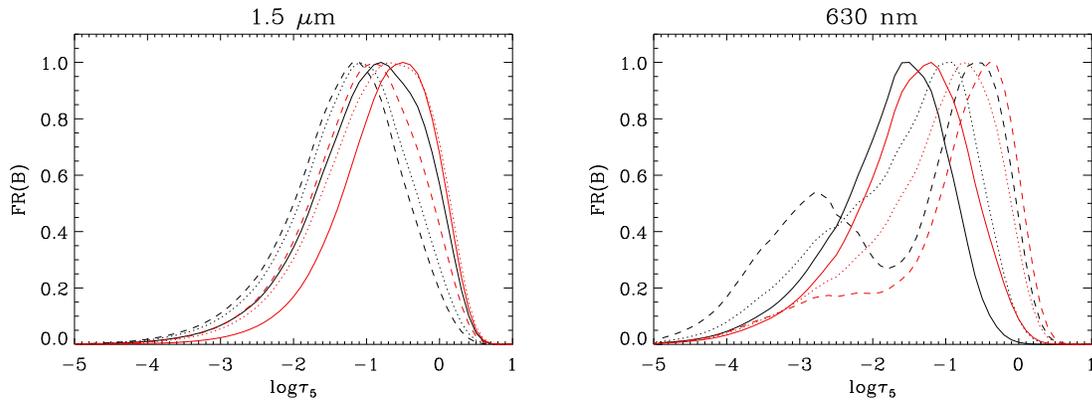


Figura 7.6: Funciones respuesta a la intensidad de campo magnético en la longitud de onda donde el perfil de  $V$  es máximo (normalizadas al valor máximo). A la izquierda para  $1.5648 \mu\text{m}$  (línea negra) y  $1.5652 \mu\text{m}$  (línea roja) y a la derecha para  $630.1 \text{ nm}$  (línea negra) y  $630.2 \text{ nm}$  (línea roja). Las síntesis se han realizado con una macro-turbulencia nula. El campo magnético se ha supuesto vertical y constante con valores de  $200 \text{ G}$  (línea continua),  $500 \text{ G}$  (línea punteada) y  $1000 \text{ G}$  (línea discontinua).

vertical y constante con la altura. El hecho de suponer el campo vertical no le resta generalidad al problema: en las regiones de internetwork, esta aproximación es bastante buena si tenemos en cuenta que las señales de polarización lineal son muy débiles incluso en las mejores observaciones espectropolarimétricas. Los campos magnéticos más intensos suelen ser verticales, debido a la flotabilidad producida por la menor densidad de la atmósfera magnética consecuente con la presión magnética. Por tanto, las señales de Stokes  $Q$  y  $U$  podrían únicamente ayudar a determinar intensidades de campo débiles, es decir, de pocas centenas de Gauss. Calculamos pues la razón entre amplitudes de polarización lineal y circular en la aproximación de campo débil para la línea de  $630.1 \text{ nm}$  (Landi degl'Innocenti

& Landolfi 2004):

$$\frac{\sqrt{A_Q^2 + A_U^2}}{A_V} = 0.082 \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta}, \quad (7.1)$$

donde  $\sqrt{A_Q^2 + A_U^2}$  es la polarización lineal y  $\theta$  la inclinación del campo magnético con respecto a la línea de visión. Nótese que, para un valor intermedio ( $\theta = 45^\circ$ ) y una amplitud de V típica de regiones de internetwork ( $10^{-3} I_c$ ), la amplitud de la polarización lineal es  $5.8 \times 10^{-5} I_c$ , casi un factor 20 menor que la señal de polarización circular. Este hecho hace que la polarización lineal en las líneas visibles sea despreciable para campos débiles e indetectable con la sensibilidad de las presentes observaciones espectropolarimétricas. El factor de llenado de la componente magnética se ha elegido para conseguir un flujo magnético de  $10 \text{ Mx/cm}^2$ , para simular una región de internetwork. La velocidad del plasma en ambas componentes es nula y no añadimos ruido a las síntesis espectrales para asegurarnos que las incertidumbres son intrínsecas a las líneas espectrales.

En la Figura 7.7 se muestran las síntesis espectrales de los perfiles de polarización circular con valores del campo magnético desde 20 hasta 2000 G para ambas longitudes de onda. Nos fijamos únicamente en Stokes V ya que la componente mayoritaria en Stokes I es la no magnética, con lo cual, la información del campo magnético estará contenida principalmente en los perfiles de polarización circular. Un primer vistazo a estos perfiles deja claro que en 630 nm son muy similares, mientras que las diferencias son apreciables en las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$ . Esto puede verse también en la Figura 7.8. En estas dos gráficas hemos calculado, para cada par de líneas, lo siguiente: cogemos un perfil de Stokes V sintético proveniente de una síntesis con un valor de la intensidad de campo A y le añadimos ruido del valor del que tenemos en las observaciones. Este perfil, que lo tratamos como un perfil observado, lo comparamos con otro perfil con un campo magnético B sin añadirle ruido, a modo de un ajuste mediante inversiones. De esta comparación calculamos la señal a ruido de este par de perfiles como el cociente de la amplitud de la línea más sensible al campo magnético y la desviación estándar de la diferencia entre ellos. De este modo tenemos una estimación de la señal a ruido entre un perfil "observado" con un valor de la intensidad de campo A y otro perfil "ajustado" mediante inversiones con una fuerza de campo B. El contorno en ambas figuras es el cociente entre una amplitud representativa de las amplitudes en la internetwork,  $10^{-3} I_c$ , y el ruido de los datos, es decir, la señal a ruido de nuestro conjunto de observaciones. Los perfiles con intensidades de campos distintas cuyas señales a ruido sean mayores que la señal a ruido de las observaciones van a ser indistinguibles en las observaciones: para poder discernirlos necesitaríamos una señal a ruido mejor en las observaciones. En el infrarrojo, no podemos discriminar campos menores de 300 G. Para campos mayores de este valor, la incertidumbre es de unos pocos cientos de Gauss disminuyendo a medida que la intensidad de campo aumenta. Más allá de 1100 G no habría más incertidumbre que la propia de los métodos de inversión. Para las líneas visibles, el comportamiento es muy distinto. En nuestras observaciones, las cuales tienen una señal a ruido en Stokes V de 20 en el infrarrojo y 14 en el visible, no podremos distinguir campos con intensidades menores de 1000 G, e incluso para campos con valores mayores a éste, la incertidumbre sigue siendo importante.

Las diferencias entre dos perfiles con distintas intensidades de campo en 630 nm son

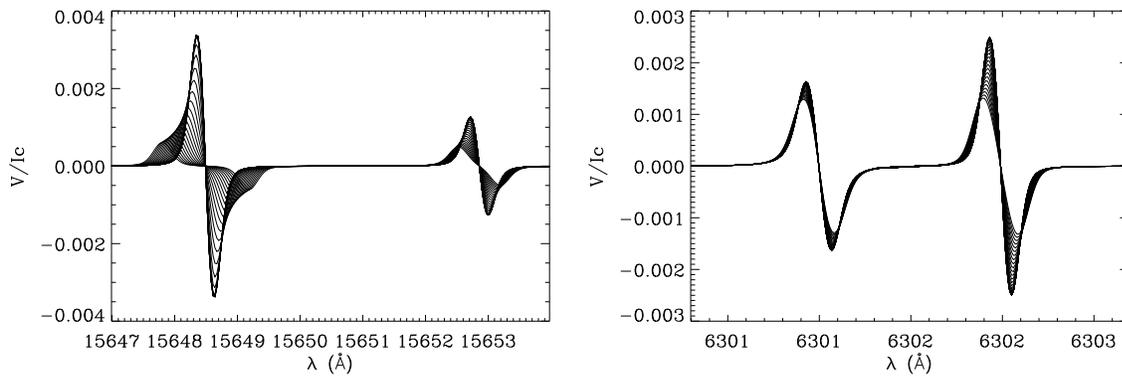


Figura 7.7: Perfiles de polarización circular sintéticos con un valor de la intensidad del campo magnético entre 20 y 2000 G. Cada uno de los perfiles se han sintetizado con un valor del factor de llenado de tal manera que todos tienen una densidad de flujo magnético de  $10 \text{ Mx/cm}^2$ .

significativos sólo en unas pocas longitudes de onda. A pesar de su pequeña amplitud, estas diferencias podrían ser identificadas perfectamente por un algoritmo de inversión. Por ello, realizamos el siguiente test numérico: cada uno de los perfiles, en ambos rangos espectrales, que haya sido sintetizado con un campo magnético  $i$ , lo invertimos forzando la intensidad de campo a un valor  $j \leq i$ . El resto de magnitudes se tratan como parámetros libres (estratificaciones de temperatura en ambas componentes, factor de llenado y velocidades macro y microturbulentas). Con este experimento numérico, nos preguntamos hasta qué punto el efecto del campo magnético en los perfiles de polarización circular puede compensarse con pequeñas modificaciones del resto de variables.

En la Figura 7.9 mostramos el perfil sintetizado con 1000 G y superpuestos, los ajustes realizados con intensidades de campo erróneas de entre 100 y 900 G, junto con la correcta de 1000 G. En todos los casos, el perfil de intensidad ajusta perfectamente. Esto es debido a que la componente no magnética no es importante para reproducir el perfil de intensidad, el cual es mayoritariamente dependiente de la atmósfera no magnética. Los perfiles de polarización circular de las líneas en 630 nm se reproducen bien con cualquier valor de la intensidad de campo, mientras que los perfiles de  $V$  de las líneas infrarrojas en  $1.5 \mu\text{m}$  solamente pueden ajustarse fielmente con 900 y 1000 G. Es decir, las líneas infrarrojas son capaces de determinar el campo magnético, en este caso con un error de unos 100 G. En la Figura 7.10 pintamos las diferencias del perfil sintetizado con 1000 G y los ajustes con los campos erróneos. En esta gráfica hemos señalado con una línea discontinua el valor del ruido presente en nuestras observaciones. En el caso de las líneas infrarrojas, todos los desajustes se encuentran claramente por encima del ruido de las observaciones, incluso exigiendo una cota de tres veces el valor de sigma. En cambio, obtenemos ajustes indistinguibles en nuestro nivel de ruido en 630 nm: todos los desajustes están ligeramente por debajo del nivel de ruido y muy lejos del nivel de tres sigmas.

Independientemente del valor de la intensidad de campo, los ajustes del perfil de 1000 G en 630 nm son igualmente aceptables a nuestro nivel de ruido. Pero para poder ser indistinguibles debemos asegurarnos que los modelos de atmósfera que recuperamos en cada

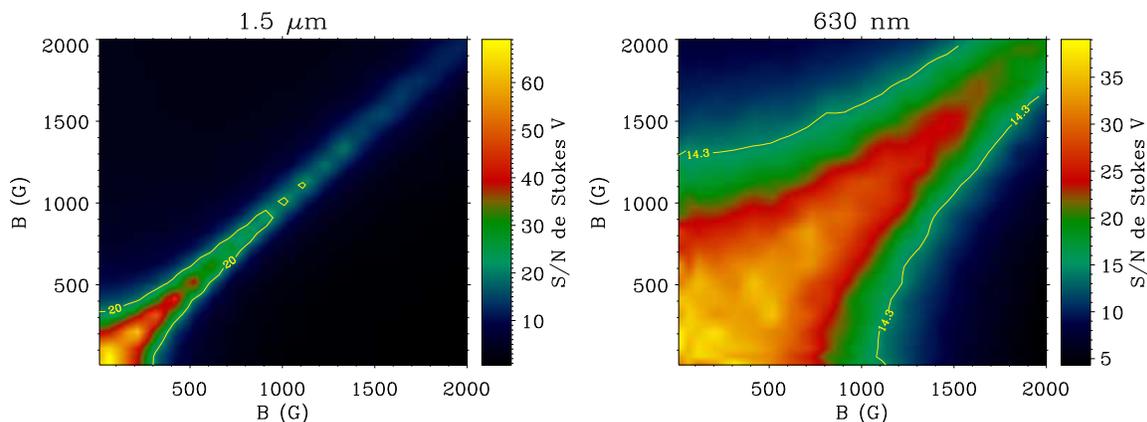


Figura 7.8: Cada punto  $(i,j)$  en los mapas es el inverso de la diferencia cuadrática media calculada comparando con un perfil de polarización circular sintético y con ruido con un valor de la intensidad de campo  $i$  con otro sintético con un valor del campo  $j$  (algo así como la señal a ruido que necesitaríamos para diferenciar ambos perfiles).

inversión son realistas. Los parámetros libres de la inversión son, en este caso, la temperatura y la velocidad microturbulenta en ambas componentes, la velocidad macroturbulenta (es la misma en las dos atmósferas) y el factor de llenado de la componente magnética. Los parámetros de la componente no magnética se recuperan fielmente. Es decir, las velocidades micro y macroturbulenta son las mismas que las originales y también la estratificación de temperaturas. En la Figura 7.11 se muestra a la derecha los valores de la velocidad macroturbulenta que se recuperan en las diferentes inversiones. A la izquierda en la misma Figura, se muestran los valores del factor de llenado provenientes de las inversiones con el campo fijo en un valor erróneo frente al factor de llenado original. El acuerdo es bastante bueno, solamente el punto con mayor factor de llenado se desvía apreciablemente de la diagonal. Pero, si el valor de la intensidad de campo es menor que el valor original, alguna variable atmosférica debe variar para compensar el defecto de campo magnético. En la Figura 7.12 se representa la diferencia de temperaturas de la componente magnética que recuperamos de la inversión y la original. Dado que en las síntesis espectrales se utilizaron en ambas componentes un modelo de HSRA y que la temperatura de la componente no magnética no ha sido prácticamente modificada en las inversiones, esta diferencia es básicamente la diferencia de temperaturas entre ambas componentes atmosféricas. Lo que observamos es que las diferencias de temperaturas en el infrarrojo son excesivas (superan los 1000 K en  $\log\tau_{5} = -2$ ), mientras que en el visible tienen valores aceptables (siempre en el rango  $\pm 300$  K). Los ajustes en el visible son buenos, así que para compensar el defecto del campo magnético, el código necesita calentar la región de formación de 630.2 nm y enfriar capas más altas, donde se forma la línea de 630.1 nm. De este modo, podemos modificar las amplitudes relativas de 630.1 y 630.2 nm para conseguir amplitudes de campo fuerte con un valor de la intensidad de campo de unas pocas centenas de Gauss. En la Figura 7.13 se muestran la velocidad microturbulenta de la componente magnética y la original frente al campo magnético. En este caso, para compensar el efecto de un campo magnético, se necesitan valores de la microturbulencia mayores que el original. De este modo, suplimos

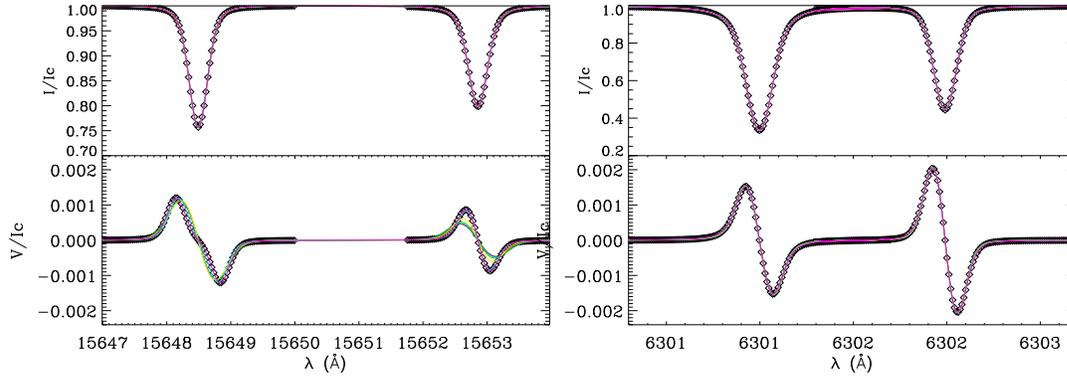


Figura 7.9: Perfiles sintéticos (diamantes) utilizando un modelo de dos componentes con la misma termodinámica, la del HSRA, así que su única diferencia reside en el campo magnético, que en este caso son 1000 G. Superpuestos en distintos colores se muestran los mejores ajustes que se han obtenido forzando la intensidad de campo a un valor erróneo de 100 (rojo), 300 (azul), 500 (verde), 700 (amarillo), 900 (turquesa) y 1000 G (rosa).

el ensanchamiento de los perfiles debido a un campo magnético con un ensanchamiento microturbulento. En el caso de las líneas infrarrojas éstos no son aceptables en la mayor parte de las inversiones (tienen valores cercanos a la velocidad del sonido en la fotosfera; 7-10 km/s), mientras que en las líneas visibles tienen valores que podrían ser aceptables.

En resumen, en el caso de tener solamente una componente magnética en el elemento de resolución, las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  recuperan fielmente la intensidad de campo mientras que las líneas en 630 nm no son capaces de distinguir campos entre 100 y 1000 G. Éstas últimas compensan el efecto del campo magnético en los perfiles con pequeñas modificaciones en las variables termodinámicas. La componente no magnética ocupa una fracción del elemento de resolución tan pequeña que los efectos en el perfil de intensidad son despreciables. Esto desacopla la inversión de la componente magnética y la no magnética. La diferencia de alturas de formación de 630.1 y 630.2 es tal que permite calentar o enfriar independientemente ambas capas atmosféricas. Esto nos permite suplir el efecto del campo magnético, en este caso, con unas variaciones concretas en la componente magnética de la temperatura y la microturbulencia.

## 7.4 La falta de observables en 630 nm

A partir de este punto, nos centramos únicamente en las líneas en 630 nm que son las que presentan problemas para determinar fielmente la intensidad de campo magnético. Según lo estudiado en la sección anterior, parece razonable pensar que bajando el nivel de ruido lo suficiente seríamos capaces de poder determinar intensidades de campo con el uso de las líneas en 630 nm al hacer que los desajustes de la Figura 7.9 aparezcan por encima del ruido. Además, estas diferencias forman un patrón, lo cual puede ayudar al código de inversión a identificar la intensidad de campo correcta. En esta sección realizaremos una serie de experimentos numéricos con el fin de identificar el papel del ruido en la determinación de la intensidad de campo con las líneas de 630 nm.

Sintetizamos un único vector de Stokes (I y V) en unas determinadas condiciones y lo

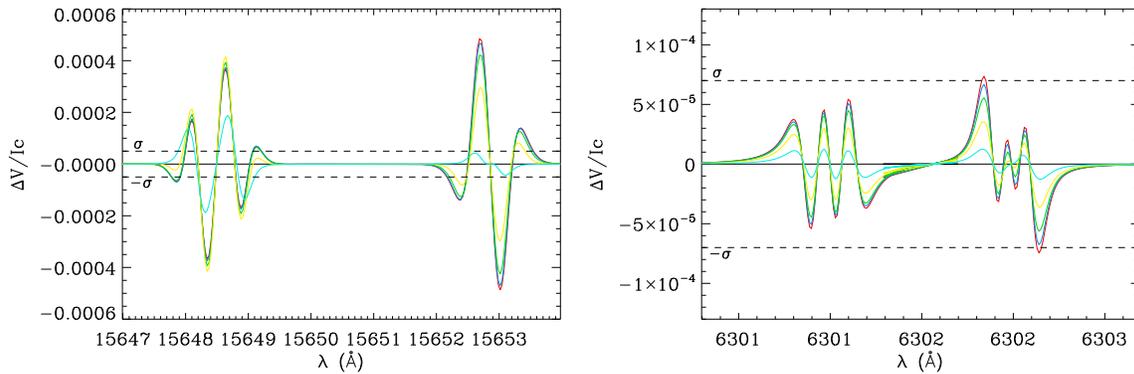


Figura 7.10: Diferencia entre el perfil sintético (1000 G) y los ajustes con diferentes valores erróneos de la intensidad de campo: 100 (rojo), 300 (azul), 500 (verde), 700 (amarillo), 900 (turquesa), y 1000 G (rosa). Las líneas discontinuas muestran el valor del ruido en polarización circular de nuestras observaciones:  $5 \times 10^{-5} I_c$  en  $1.5 \mu\text{m}$  y  $7 \times 10^{-5} I_c$  en 630 nm.

invertimos siguiendo dos esquemas diferentes. La síntesis se basa en un escenario de dos componentes, una no magnética y otra magnética, las cuales difieren en la estratificación de temperaturas, el campo magnético y la velocidad microturbulenta. Los modelos de temperatura que se han utilizado para la síntesis se muestran en la Figura 7.14. La temperatura de la atmósfera magnética es ligeramente más fría en la región de formación de 630.1 nm y ligeramente más caliente en la de 630.2 nm. La velocidad microturbulenta de la componente no magnética es 0.6 km/s y la de la componente magnética es 1.4 km/s. El campo magnético se ha supuesto vertical y constante con la profundidad óptica, con un valor de 300 G. Consistentemente con el test numérico se la sección anterior, la densidad de flujo magnético tiene un valor de 10 G para conseguir perfiles similares a los que se observan en regiones de internetwork. En la Figura 7.14 mostramos el perfil sintetizado.

#### 7.4.1 Inversión fijando la temperatura en las dos componentes

Si los campos magnéticos tienen intensidades intrínsecamente muy débiles, la presión magnética es prácticamente despreciable comparada con la presión del plasma. Por tanto, para campos magnéticos muy pequeños los elementos magnéticos son isotermos con la altura geométrica y tienen la misma densidad que los alrededores. La profundidad óptica no cambia por el hecho de haber un campo magnético débil, así que podemos suponer que el mismo equilibrio de temperatura y densidad ocurre a lo largo de la profundidad óptica. A medida que la intensidad de campo aumenta, esta aproximación deja de ser válida. Aún así, algunos trabajos basados en inversiones LTE (Socas-Navarro & Lites 2004, por ejemplo) suponen la misma estratificación de temperaturas a lo largo de la profundidad óptica para la componente magnética y la no magnética. La misma aproximación está implícita en las inversiones Milne-Eddington (Sánchez Almeida et al. 2003, por ejemplo). El coeficiente de absorción de la línea es el mismo para las dos componentes. En ambos casos, el gradiente de temperaturas o el coeficiente de absorción de la línea vienen fijados por la componente no magnética, que es la que más peso tiene en el elemento de resolución.

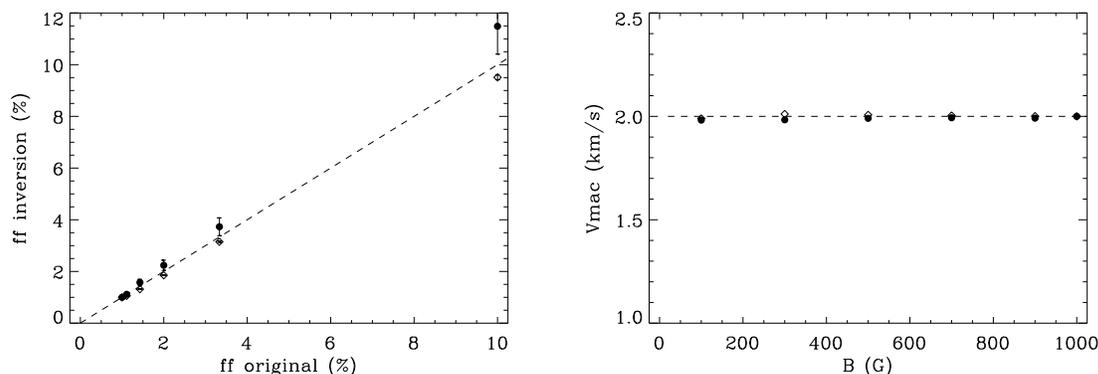


Figura 7.11: Izquierda: Factor de llenado de la componente magnética que recuperamos en la inversión fijando valores erróneos de la intensidad de campo frente a el valor del factor de llenado original. La línea discontinua es la diagonal. Derecha: Velocidad macroturbulenta (es la misma por hipótesis para las dos componentes) que se recupera de las inversiones frente a los valores de la intensidad de campo que se fijan en cada inversión. En ambas representaciones, los puntos son los resultados de las líneas infrarrojas y los diamantes los de las visibles.

Invertimos el perfil sintético que hemos generado con 300 G añadiéndole ruido. Suponemos dos valores del ruido, generado mediante una distribución gaussiana, con una desviación estándar de  $5 \times 10^{-5} I_c$  y  $10^{-4} I_c$ . El primer valor del ruido es significativamente menor que los desajustes de la Figura 7.9 y el segundo es característico de las presentes observaciones espectropolarimétricas en 630 nm. Para cada valor de ruido realizamos mil inversiones, para tener resultados estadísticamente representativos. Cada una de las inversiones se realiza forzando que las estratificaciones de temperatura y la microturbulencia sean la misma en ambas atmósferas. Es decir, inicializamos cada inversión con el mismo modelo de atmósfera en ambas componentes (salvo el campo magnético que se inicializa aleatoriamente) y forzamos que las perturbaciones de estos parámetros durante la inversión sean las mismas para las dos componentes. El resto de parámetros se tratan como en la sección anterior.

Las intensidades de campo que recuperamos de las inversiones se muestran en la Figura 7.15. Independientemente de la inicialización del campo magnético y del valor del ruido, el código nos devuelve 900 G. Las inversiones con mayor nivel de ruido tienen una dispersión mayor de valores, pero ambas distribuciones se centran en el mismo valor de la intensidad de campo, sobreestimándolo en unos 600 G.

En la Figura 7.15 pintamos los histogramas de las desviaciones estándar de la diferencia entre el perfil sintetizado con 300 G y su mejor ajuste en cada inversión. En ambos casos las distribuciones se centran aproximadamente en el valor del ruido añadido al perfil sintético. Esto significa que los ajustes realizados son aceptables.

La hipótesis de dos atmósferas con la misma termodinámica en las dos componentes tiende a sobreestimar los campos débiles hasta valores de kG en este caso en particular. La densidad de flujo que recuperamos en las inversiones es 11 G; ligeramente superior al valor que supusimos en la síntesis.

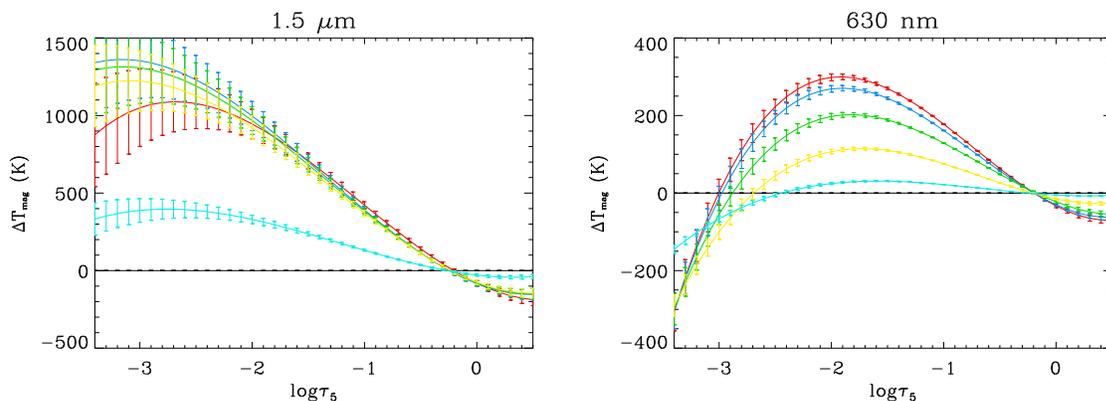


Figura 7.12: Diferencia entre la estratificación de temperaturas original y la temperatura de la componente magnética que recuperamos en la inversión fijando los valores de la intensidad de campo a 100 (rojo), 300 (azul), 500 (verde), 700 (amarillo) y, 900 (turquesa), 1000 G (rosa).

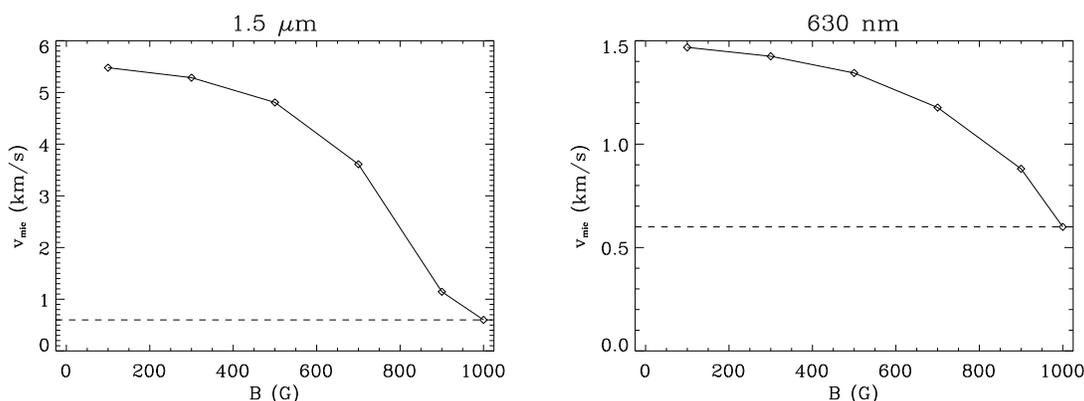


Figura 7.13: Velocidad microturbulenta de la componente magnética que recuperamos en la inversión fijando los valores de la intensidad de campo a 100, 300, 500, 700, 900, y 1000 G (rombos). La línea discontinua muestra el valor de la microturbulencia original.

#### 7.4.2 Inversión con temperaturas independientes en ambas componentes

En este segundo experimento numérico, las estratificaciones de temperatura y la velocidad microturbulenta son parámetros que varían independientemente en las dos atmósferas. Si la información termodinámica y magnética estuviera contenida en los perfiles de Stokes V, dejando esta libertad, el código debería ser capaz de recuperar las condiciones iniciales impuestas en la síntesis. Es decir, dos estratificaciones de temperatura ligeramente distintas, una intensidad de campo de 300 G y una densidad de flujo magnético de 10 G. Del mismo modo que en el test anterior, añadimos dos valores del ruido ( $5 \times 10^{-5} I_c$  y  $10^{-4} I_c$ ) al perfil sintético y realizamos 1000 inversiones inicializando con el mismo modelo en ambas componentes excepto por la intensidad del campo magnético (inicialización aleatoria).

Los resultados de las inversiones se muestran en la Figura 7.16. La intensidad del campo magnético que recuperamos de las inversiones es la misma con la que inicializamos el código

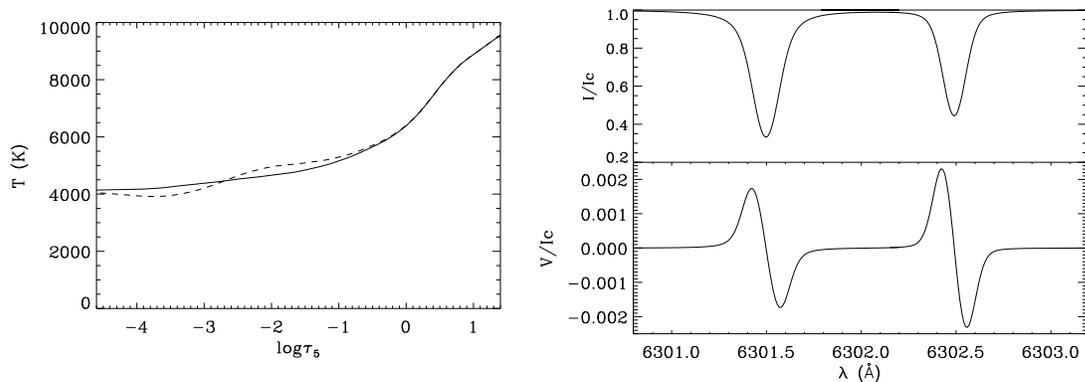


Figura 7.14: Izquierda: Estratificación de temperaturas de la componente no magnética (línea continua) y magnética (línea discontinua) que se usan para la síntesis de los perfiles de I y V en 630 nm que se muestran a la derecha.

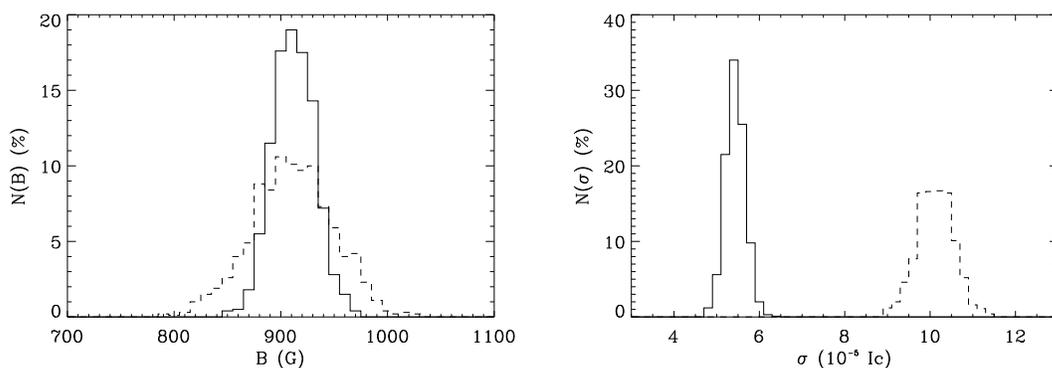


Figura 7.15: A la izquierda representamos los histogramas de la intensidad de campo que se recupera en las inversiones en las que las estratificaciones de temperatura y la microturbulencia son la misma en las dos componentes. A la derecha se muestran los histogramas de la desviación estándar de la diferencia entre el perfil sintético y su mejor ajuste en cada inversión. La línea continua (discontinua) representan los valores para el caso en que el ruido tiene un valor de  $5 \times 10^{-5} I_c$  ( $10^{-4} I_c$ ).

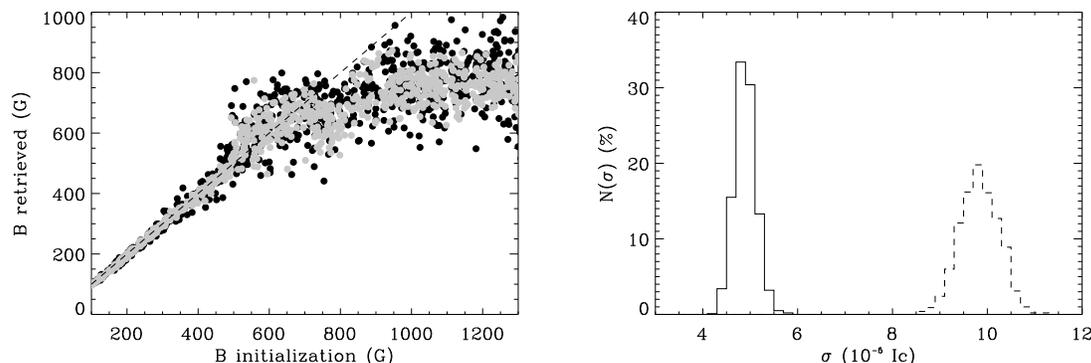


Figura 7.16: A la izquierda representamos la intensidad de campo recuperada en las inversiones frente a la inicialización del campo magnético. Estas inversiones se han realizado dejando variar libremente las estratificaciones de temperatura y la microturbulencia en las dos componentes atmosféricas. Los puntos grises (negros) son los resultados de la inversión en la que el perfil sintético tiene un ruido añadido de  $5 \times 10^{-5} I_c$  ( $10^{-4} I_c$ ). A la derecha mostramos las desviaciones estándar de la diferencia entre el perfil sintético y su mejor ajuste en cada realización. La línea continua (discontinua) representan los valores para el caso en que el ruido tiene un valor de  $5 \times 10^{-5} I_c$  ( $10^{-4} I_c$ ).

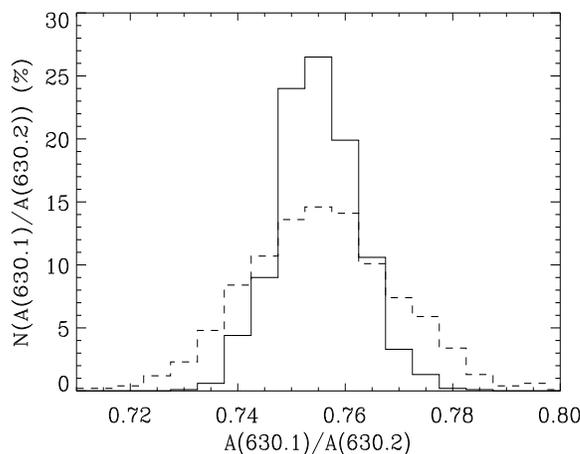


Figura 7.17: Histograma del cociente de amplitudes entre 630.1 y 630.2 nm recuperadas de las inversiones del perfil sintético de 300 G. En el procedimiento de inversión, las estratificaciones y la velocidad microturbulenta se han dejado variar independientemente en ambas componentes atmosféricas. La línea continua (discontinua) representan los valores para el caso en que el ruido tiene un valor de  $5 \times 10^{-5} I_c$  ( $10^{-4} I_c$ ).

hasta aproximadamente 700 G. Para valores mayores, la fuerza de campo que nos devuelven las inversiones se encuentra entre 700 y 900 G. Esta dependencia con la inicialización no es un problema del código, ya que, todos los ajustes tienen la misma calidad. A la derecha, en la misma Figura, representamos los histogramas de las desviaciones estándar de la diferencia entre el perfil sintético y su ajuste en cada realización de las inversiones. Las distribuciones se centran en el valor del ruido añadido al perfil sintético, es decir, todos los ajustes son igualmente aceptables. La densidad de flujo promedio que recuperamos de las inversiones es 10 G. En la Figura 7.17 mostramos el cociente entre las amplitudes de los perfiles de polarización circular de 630.1 y 630.2 nm. Para ambas realizaciones del ruido, las distribuciones de los cocientes son estrechas y centradas en 0.755.

Del mismo modo que en el test numérico, en el que fijábamos las temperaturas en ambas

componentes, el resultado es independiente del valor del ruido. Las únicas diferencias son una mayor dispersión de los resultados y de las desviaciones estándar para el ruido con el mayor valor. Es decir, para este perfil en particular, incluso si el ruido es tan pequeño como  $5 \times 10^{-5} I_c$ , y dejando libres las temperaturas y la microturbulencia en ambas componentes, no se pueden distinguir 100 G de 900 G. Los perfiles de las líneas espectrales en 630 nm no parecen contener observables suficientes para discriminar los efectos termodinámicos de los magnéticos. El campo magnético se compensa modificando los gradientes de temperatura y la microturbulencia del mismo modo predicho en la sección 6.3.

## 7.5 Confirmación observacional

La variedad de tests numéricos que se nos podrían ocurrir son muchos y muy diversos. Así que comprobamos los resultados predichos por los experimentos numéricos realizados en las secciones previas con los datos de nuestras observaciones. En el capítulo anterior, habíamos visto que las distribuciones de campo inferidas mediante inversiones LTE de este conjunto de datos eran aparentemente incompatibles cuando realizábamos un análisis separado de cada rango espectral. La distribución de campos visible se centraba en intensidades de campo del orden de kG. Si las líneas en 630 nm realmente no llevan suficiente información del campo magnético, cabría esperar una distribución de campos que dependa de la inicialización de las inversiones. La distribución de campos inferida con las líneas de 630 nm presentada en el capítulo anterior se obtuvo con una inicialización del código de 1200 G. Por tanto, repetimos de nuevo las inversiones (los cuatro parámetros de Stokes), del mismo modo que para el análisis de los datos (ver capítulo 3), inicializando la intensidad de campo en las inversiones con 200 G.

Las distribuciones de campo resultantes de estas dos inversiones con distintas inicializaciones se muestran en la Figura 7.19. Estas dos distribuciones son extremadamente diferentes. De las inversiones con una inicialización fuerte (débil) obtenemos una distribución con un pico en 1300 (200) G. Pero el hecho más importante es que estas dos inversiones tan distintas ajustan igual de bien los perfiles observacionales. En la pequeña gráfica de la misma Figura, comparamos las desviaciones estándar de la diferencia entre los perfiles de Stokes V observados y sus mejores ajustes calculados para las dos realizaciones con distintas inicializaciones. De esta gráfica se deduce que ambas distribuciones ajustan igual de bien las observaciones. La densidad de flujo que obtenemos en ambas observaciones es la misma. Esto puede verse en la Figura 7.18, donde se observa una enorme correlación punto a punto en los dos mapas.

La conclusión a la que llegamos es que, en nuestros datos experimentales, no podemos distinguir entre las dos distribuciones que se presentan en la Figura 7.19. En la Figura 7.20 se representan los histogramas de la microturbulencia de la componente magnética de las dos realizaciones de las inversiones. Los valores de ésta son claramente mayores en las inversiones con la inicialización débil. En la misma gráfica, representamos la diferencia entre las temperaturas promedio de la componente magnética recuperada de la inicialización débil y la inicialización fuerte. La temperatura promedio de la componente magnética que inferimos de las inversiones inicializadas con 200 G es mayor en la región de formación de la línea de 630.2 nm, mientras que es menor en capas más externas de la atmósfera, donde se forma la línea de 630.1 nm. Es decir, las variaciones termodinámicas tienen el

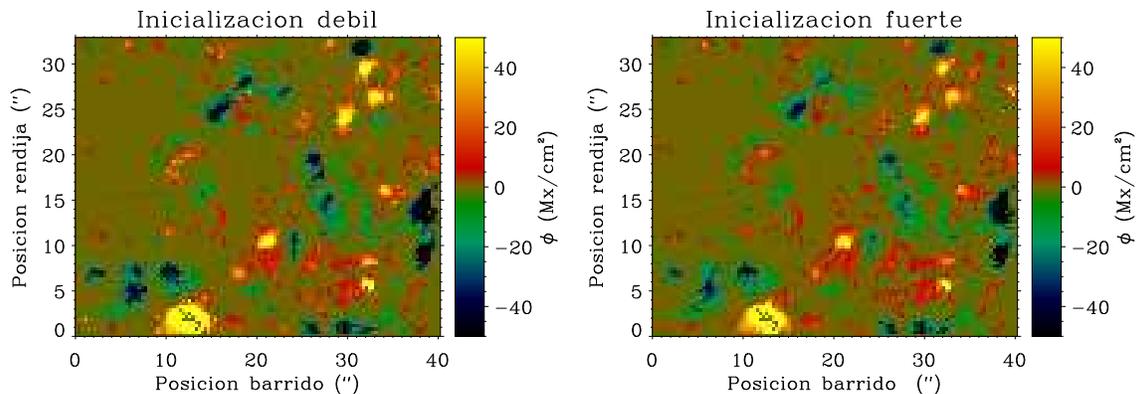


Figura 7.18: Mapas de las densidades de flujo recuperadas de las dos inversiones con distintas inicializaciones. A la izquierda el mapa de la inicialización con 200 G y a la derecha el mapa para la inicialización de 1200 G.

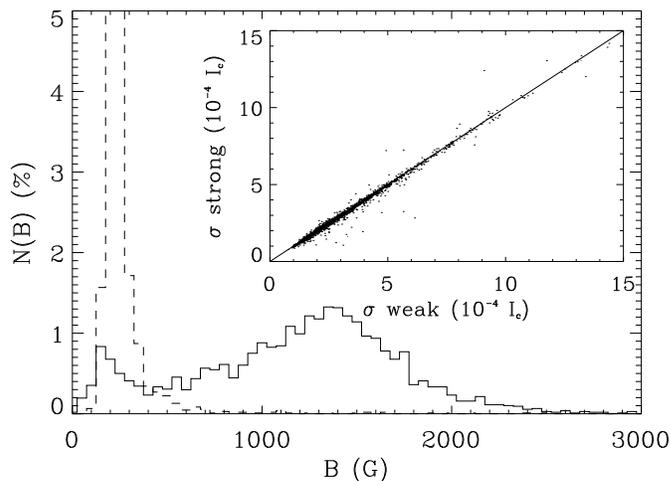


Figura 7.19: Distribuciones de la intensidad de campo recuperadas de las inversiones con una inicialización fuerte (línea continua) y débil (línea discontinua). La pequeña ventana insertada en la gráfica compara las desviaciones estándar de la diferencia entre los perfiles observados y sus mejores ajustes en las dos inversiones con inicializaciones distintas. La línea superpuesta es la diagonal.

comportamiento predicho por los tests numéricos para compensar el defecto de un campo magnético.

En conclusión, las líneas de 630 nm se forman en regiones distintas de la atmósfera. Distintos modelos con estratificaciones de sus variables físicas ligeramente diferentes y campos magnéticos muy diferentes pueden dar lugar a perfiles de Stokes indistinguibles, siendo las diferencias entre ellos más pequeñas que el ruido típico de las actuales observaciones espectropolarimétricas. Hemos realizado una serie de experimentos numéricos muy sencillos, únicamente tratando con gradientes de temperatura. En este caso, pequeñas variaciones en estos gradientes, junto con una microturbulencia adecuada y valores muy dispares del campo magnético dan lugar al mismo perfil. Variaciones de la velocidad y del campo magnético con la altura darían lugar a una mayor degeneración del problema. Las líneas de 630 nm no tienen información suficiente como para distinguir efectos magnéticos de efectos debidos a la termodinámica. Para poder discriminar necesitamos ligaduras externas, las cuales pueden

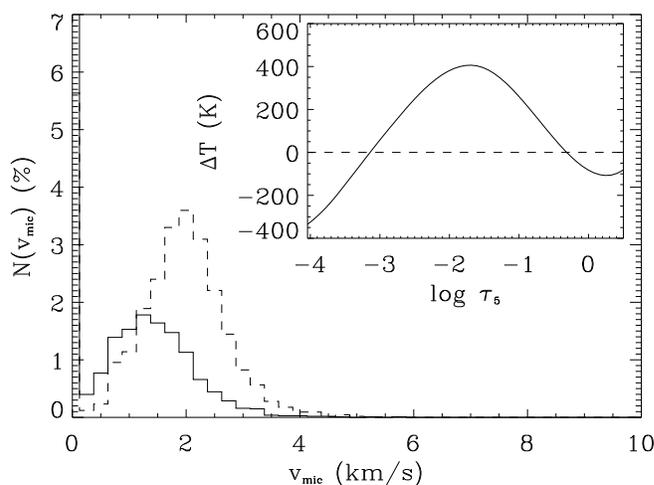


Figura 7.20: Histogramas de las velocidades microturbulentas que se recuperan de las inversiones con la inicialización fuerte (línea continua) y con la débil (línea discontinua). En la ventana insertada en el gráfico se representa la diferencia entre las temperaturas promedio de la componente magnética de la inicialización débil y de la fuerte.

venir impuestas, por ejemplo, por el estudio simultáneo junto a otras líneas espectrales. Este es el caso de nuestro trabajo. Las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  observadas simultáneamente aportan la información adicional para determinar la intensidad de campo. Por este motivo, la distribución de campos obtenida con las inversiones simultáneas discrepa de la inferida de las inversiones separadas de las líneas en  $630 \text{ nm}$ .

Por tanto, nuestra conclusión es que para obtener distribuciones de campo fiables hay que:

- Observar líneas espectrales con longitudes de onda largas. Para hacer un análisis de las propiedades magnéticas de las regiones de internetwork basándonos en líneas sensibles al efecto Zeeman debemos recurrir a longitudes de onda que maximicen el desdoblamiento. Por ejemplo, utilizar líneas en el infrarrojo como se hizo en el trabajo de Khomenko et al. (2003) haciendo uso del par de líneas en  $1.5 \mu\text{m}$  o incluso a longitudes de onda mayores.
- Utilizar líneas espectrales cuyas características físicas las hagan sensibles única y exclusivamente a la intensidad del campo magnético. Recientemente se ha sugerido (López Ariste et al. 2002) el uso de líneas con estructura hiperfina cuyo acoplamiento entre el desdoblamiento Zeeman y el debido a esta estructura dejan huellas en los perfiles de polarización que solamente dependen de la intensidad del campo magnético, independientemente de la estructura termodinámica de la atmósfera. López Ariste et al. (2006) observan la línea de Mn I en  $553.7 \text{ nm}$ , mostrando el gran potencial de diagnóstico de esta línea en regiones de Sol en calma. Asensio Ramos et al. (2007) utilizan también una línea de Mn I situada en el infrarrojo ( $1.5 \mu\text{m}$ ), la cual lleva información muy valiosa sobre la intensidad del campo magnético, no solamente en polarización circular, sino también en el perfil de intensidad. Por esta razón es sensible a toda la distribución de campos en el elemento de resolución.
- Lo ideal para acotar las soluciones de todas las variables atmosféricas es el estudio simultáneo de varias líneas en distintos rangos espectrales. Nuestros conocimientos

sobre la estratificación de la atmósfera solar no son lo suficientemente precisos, así que es necesario introducir ligaduras realistas que desacoplen los parámetros atmosféricos. Para obtener resultados fiables de las propiedades magnéticas de las regiones de internetwork debemos recurrir a un análisis multilínea e introducir un mayor número de observables.

La distribución de la intensidad del campo magnético que obtenemos del análisis simultáneo (que viene determinada prácticamente por las líneas infrarrojas), junto con las distribuciones que se han obtenido en el infrarrojo en trabajos anteriores (Khomenko et al. 2003, Sánchez Almeida et al. 2003, Domínguez Cerdeña et al. 2006), son las únicas realmente fiables. Pero estas distribuciones se han obtenido a partir de la información que nos llega de aproximadamente el 2 % del elemento de resolución. ¿Es esta información suficiente como para extrapolar esta distribución como la distribución real de la internetwork? Nosotros creemos que sí, por la siguiente razón. Supongamos que existe una distribución de la intensidad de campo y que la distribución espacial es, en el peor de los casos, aleatoria. Si la escala a la que los campos son aleatorios es mayor que la resolución espacial de nuestras observaciones, entonces, en cada uno de los elementos de resolución tendremos una pequeña distribución de campos que es una muestra de la distribución original. De esa muestra, mediante el efecto Zeeman solamente observamos la señal que proviene de los campos que no se han cancelado completamente. Es decir, observamos una especie de promedio de las intensidades de campo pesado por la función de distribución y por las polaridades. Como la escala a la que los campos son aleatorios es mayor que nuestra resolución, en cada uno de los píxeles esperamos que ese "promedio" sea distinto, dependiendo en cada caso de la muestra de campos. Por tanto, de algún modo, si tenemos un número suficiente de píxeles, estamos muestreando la distribución real. Cuanto peor es la resolución espacial de las observaciones, la muestra de cada uno de los píxeles se parece cada vez más a la distribución real, con lo que aproximadamente obtendríamos el mismo valor del campo magnético en cada uno de los elementos de resolución. Es decir, que no recuperaríamos la distribución real sino una campana gaussiana centrada en un valor. Este valor, en el caso de medidas basadas en el efecto Zeeman en señales de polarización se identifica con el sesgo que introduce la longitud de onda de las observaciones (Socas-Navarro 2003). Este valor depende de la distribución de campos, es decir, de la contribución relativa de campos débiles y campos de kG en la distribución real (Bellot Rubio & Collados 2003). Pero lo que recuperamos en nuestras observaciones es una distribución claramente alejada de una campana gaussiana. Por ello, podría ser que estemos reproduciendo la distribución de campos real en buena medida teniendo en cuenta solamente el 2 % de la información.

# 8

---

## Variación centro-borde del magnetismo de la internetwork

Este capítulo lo dedicamos al estudio de las propiedades magnéticas de las regiones de internetwork en distintas posiciones del disco solar. Observar fuera del centro del disco nos va a aportar información de cómo varía el magnetismo en estas regiones en la superficie solar y también cómo varía en la altura en la atmósfera. Esta información nos puede dar valiosas pistas sobre qué campos magnéticos pueblan estas regiones, cuál es su topología y cuál es su origen.

### 8.1 Introducción

Cuando observamos fuera del centro del disco hay que tener en cuenta varios efectos que alteran las señales que recibimos. En el centro del disco, la vertical local coincide con la línea de visión. Si nos vamos a una posición en el disco solar caracterizada por una longitud y una latitud determinadas (en el sistema de referencia solar), la vertical local forma un ángulo  $\theta$  con la línea de visión. Éste es el que se denomina ángulo heliocéntrico. Generalmente, la posición de la observación se da en términos del coseno de este ángulo:  $\mu = \cos \theta$ . En la Figura ?? se muestra un esquema de una sección de atmósfera solar. Los cuadros en amarillo representan celdas convectivas granulares, mientras que, los canales por donde desciende el material son la representación de un intergránulo. Las líneas son las direcciones de observación, una en el centro del disco en vertical y otra con una inclinación  $\theta$  respecto a la vertical del lugar.

En una observación en el centro del disco, el eje de la profundidad óptica está también dirigido a lo largo del eje de profundidades geométricas. En cambio, en una observación fuera del centro del Sol el eje de profundidades geométricas forma un ángulo  $\theta$  con el eje de profundidades ópticas. Esto significa que una opacidad  $\tau$  que en el centro del disco corresponda a una profundidad geométrica  $z$ , en una observación lejos de éste correspondería a una profundidad  $z' = z \cos \theta$ . Es decir, a medida que nos alejamos del centro del disco las observaciones se realizan a profundidades geométricas menores. Con lo cual, no solamente estamos observando en distintas posiciones en el disco solar si no que también

$\mu$	1 (sim)	1	0.88	0.4	0.28
$A_V > 5 \times 10^{-4} I_c$	51.00 %	68.24 %	59.12 %	80.06 %	85.91 %
+ compatible vel.	46.74 %	56.45 %	54.17 %	71.04 %	76.69 %

Tabla 8.1: La primera fila de la tabla representa el porcentaje de los espectros con amplitudes de la señal de polarización circular de la línea menos sensible al campo magnético mayores de  $5 \times 10^{-4} I_c$ . La segunda fila hace referencia a los perfiles que además tienen desplazamientos del perfil de Stokes V compatibles en las dos líneas espectrales. El porcentaje hace referencia al número total de espectros en los datos.

$\mu$	% del total				% de los seleccionados				
	Núm. lóbulos $\rightarrow$	uno	dos	tres	cuatro	uno	dos	tres	cuatro
1 (sim)		0.17	29.12	4.34	0.07	0.50	86.40	12.88	0.21
1		3.38	48.11	4.86	0.09	5.98	85.24	8.62	0.16
0.88		0.95	47.40	5.80	0.04	1.75	87.51	10.66	0.08
0.4		1.84	59.32	9.68	0.54	2.58	83.11	13.56	0.75
0.28		0.51	64.82	10.91	0.45	0.66	84.52	14.22	0.59

Tabla 8.2: Porcentaje de los espectros clasificados según el número de lóbulos que tengan en los perfiles de V. El porcentaje hace referencia al número total de espectros en los datos en las primeras cinco columnas y al total de perfiles seleccionados según la cota en la amplitud y el desplazamiento de Stokes V en la segunda.

estamos muestreando diversas alturas en la atmósfera.

Los datos que utilizamos en este estudio son cinco mapas de regiones de internetwork que se tomaron en  $1.5 \mu\text{m}$ . Uno de ellos es el mapa en el centro del disco de las observaciones simultáneas analizadas en el capítulo 5. El resto pertenecen a unas observaciones tomadas en el año 2000. Entre ellos hay un mapa en el centro del disco, otro en  $\mu = 0.88$ ,  $\mu = 0.4$  y  $\mu = 0.28$ .

## 8.2 Selección de los perfiles para el análisis

Del mismo modo que con los datos simultáneos analizados con anterioridad, eliminamos del estudio aquellos perfiles en los que la señal de polarización circular de la línea menos sensible al campo magnético no supere la cota de  $5 \times 10^{-4} I_c$ . El porcentaje de los perfiles que cumplen este requisito mínimo se detalla en la Tabla 8.1. Una vez realizada esta selección, nos quedamos únicamente con aquéllos que tengan desplazamientos de los perfiles de polarización circular con respecto al mínimo de la línea de intensidad compatibles en las dos líneas espectrales (ver sección 7.2.1). Después de aplicar este criterio nos quedamos con el porcentaje detallado en la misma tabla 8.1. Clasificamos estos perfiles según el número de lóbulos (ver los porcentajes en la Tabla 8.2) para quedarnos solamente con los perfiles con dos lóbulos que, dado su apreciable porcentaje, nos asegura que los resultados sean representativos de la muestra.

## 8.3 Inversiones

El análisis de estas observaciones va a ser realizado mediante inversiones como las que realizamos para las observaciones en el centro del disco de las observaciones simultáneas y

que hemos detallado en el capítulo 3. Las variables atmosféricas que recuperamos en estas inversiones están referidas al sistema de coordenadas en la línea de visión, es decir, en un sistema de coordenadas paralelo al del centro del disco. En la Figura 8.1 mostramos este sistema de coordenadas identificándolo con el del centro del disco. Dependiendo de los intereses de cada momento podemos necesitar los resultados referidos al sistema de referencia de la línea de visión o al sistema local. Transformar de un sistema de coordenadas a otro no es más que realizar dos rotaciones independientes. Supongamos que queremos transformar variables como la inclinación y el azimut del vector campo magnético del sistema en la línea de visión al sistema de referencia local de la observación. La matriz de rotación que deberíamos aplicar en este caso es la siguiente:

$$\begin{aligned}\hat{R} &= \begin{pmatrix} \cos \omega & 0 & \sin \omega \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \omega & 0 & \cos \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \omega \cos \varphi & \cos \omega \sin \varphi & \sin \omega \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ -\sin \omega \cos \varphi & -\sin \omega \sin \varphi & \cos \omega \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (8.1)$$

donde  $\varphi$  y  $\omega$  son los dos ángulos de la rotación alrededor del eje  $Z$  y del eje  $Y'$  respectivamente (ver Figura 8.1). Gráficamente lo que hacemos es primero rotar el sistema de coordenadas alrededor del eje  $Z$  la cantidad dada por el ángulo  $\varphi$ . Seguidamente realizamos la segunda rotación, esta vez, alrededor del eje  $Y'$  un ángulo  $\omega$ . Este es el único orden posible, ya que, si realizamos primero la rotación  $\omega$  en torno a  $Y$ , la segunda rotación la tendríamos que realizar a lo largo de un eje que es combinación lineal de  $X'Y'Z'$ .

La transformación de coordenadas para un vector cualquiera será entonces:

$$\begin{pmatrix} \cos \theta' \\ \sin \theta' \cos \chi' \\ \sin \theta' \sin \chi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega \cos \varphi & \cos \omega \sin \varphi & \sin \omega \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ -\sin \omega \cos \varphi & -\sin \omega \sin \varphi & \cos \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \cos \chi \\ \sin \theta \sin \chi \end{pmatrix},\quad (8.2)$$

donde hemos representado dos vectores  $\vec{v}$  y  $\vec{v}'$  mediante sus proyecciones en el sistema paralelo al centro del disco y el sistema local respectivamente.  $\theta$  y  $\theta'$  son las inclinaciones y  $\chi$  y  $\chi'$  los azimut. El módulo del vector  $\vec{v}$  se conserva en la rotación. Por tanto, la inclinación y el azimut del vector campo magnético que recuperamos en las inversiones se transforman en el sistema de referencia local resolviendo el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned}\cos \theta' &= \cos \omega \cos \varphi \cos \theta + \cos \omega \sin \varphi \sin \theta \cos \chi + \sin \omega \sin \theta \sin \chi \\ \cos \chi' &= \frac{1}{\sin \theta'} (\cos \varphi \sin \theta \cos \chi - \sin \varphi \cos \theta) \\ \sin \chi' &= \frac{1}{\sin \theta'} (\cos \omega \sin \theta \sin \chi - \sin \omega \cos \varphi \cos \theta - \sin \omega \sin \varphi \sin \theta \cos \chi).\end{aligned}\quad (8.3)$$

La inclinación  $\theta'$  tiene un rango de valores entre 0 y 180°, rango en el cual el coseno no da lugar a ambigüedad. Con lo cual, con la primera ecuación podemos obtener directamente el valor adecuado de la inclinación. Esto no ocurre con el azimut. Los valores posibles de esta variable se encuentran entre 0 y 360°. En este rango tanto el coseno como el seno toman el mismo valor en dos cuadrantes diferentes. Por este motivo necesitamos las dos

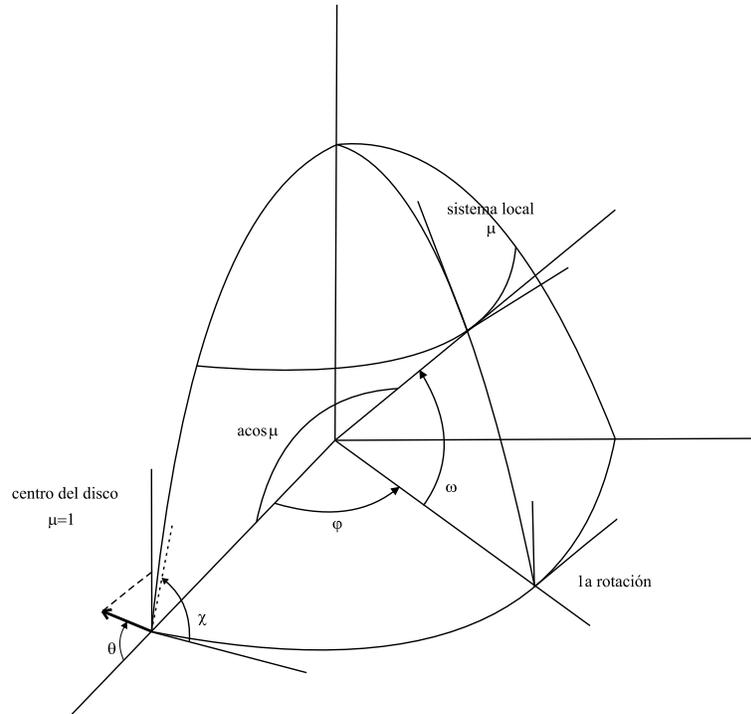


Figura 8.1: Representación de una sección de la esfera solar con los ejes cartesianos de coordenadas en el centro del disco (línea de visión) y en una posición de observación situada en un  $\mu$  determinado. Los ángulos  $\theta$  y  $\chi$  son la inclinación y el azimut de un vector situado en cada uno de los sistemas de referencia. Los ángulos  $\omega$  y  $\varphi$  son los ángulos que rotan el sistema de referencia paralelo al del centro del disco (sistema en el cual se obtienen los resultados de las inversiones) al sistema local.

ecuaciones. Para obtener el valor adecuado del azimut debemos resolver consistentemente las dos ecuaciones, y así, encontrar el valor del azimut para el cual los signos del seno y del coseno sean el que dan las ecuaciones.

#### 8.4 Descripción de las observaciones

Ninguna de las regiones observadas en las distintas posiciones del disco solar presentaba actividad magnética importante en el filtro de Ca II K. Solamente la región en  $\mu = 0.28$  mostraba signos de actividad en los alrededores de la zona barrida. Esta región se encuentra situada en el borde Este de la superficie solar. Incluso en el mapa de luz visible se puede observar actividad magnética. En estas latitudes las fáculas adquieren un contraste mayor que en el centro del disco y son fácilmente identificables en el continuo. En las imágenes de Ca K confirmamos que hay una importante actividad magnética en los alrededores de la posición donde colocamos la rendija para realizar el barrido. Pero en la región de estudio no hay, en principio, actividad magnética evidente. Ni en el continuo ni en la imagen de Ca K vemos abrillantamientos de la superficie solar en la zona barrida.

En la Figura 8.2 mostramos los mapas de polarización circular para cada una de las observaciones situadas en distintas posiciones del disco solar. Vemos que en todas ellas

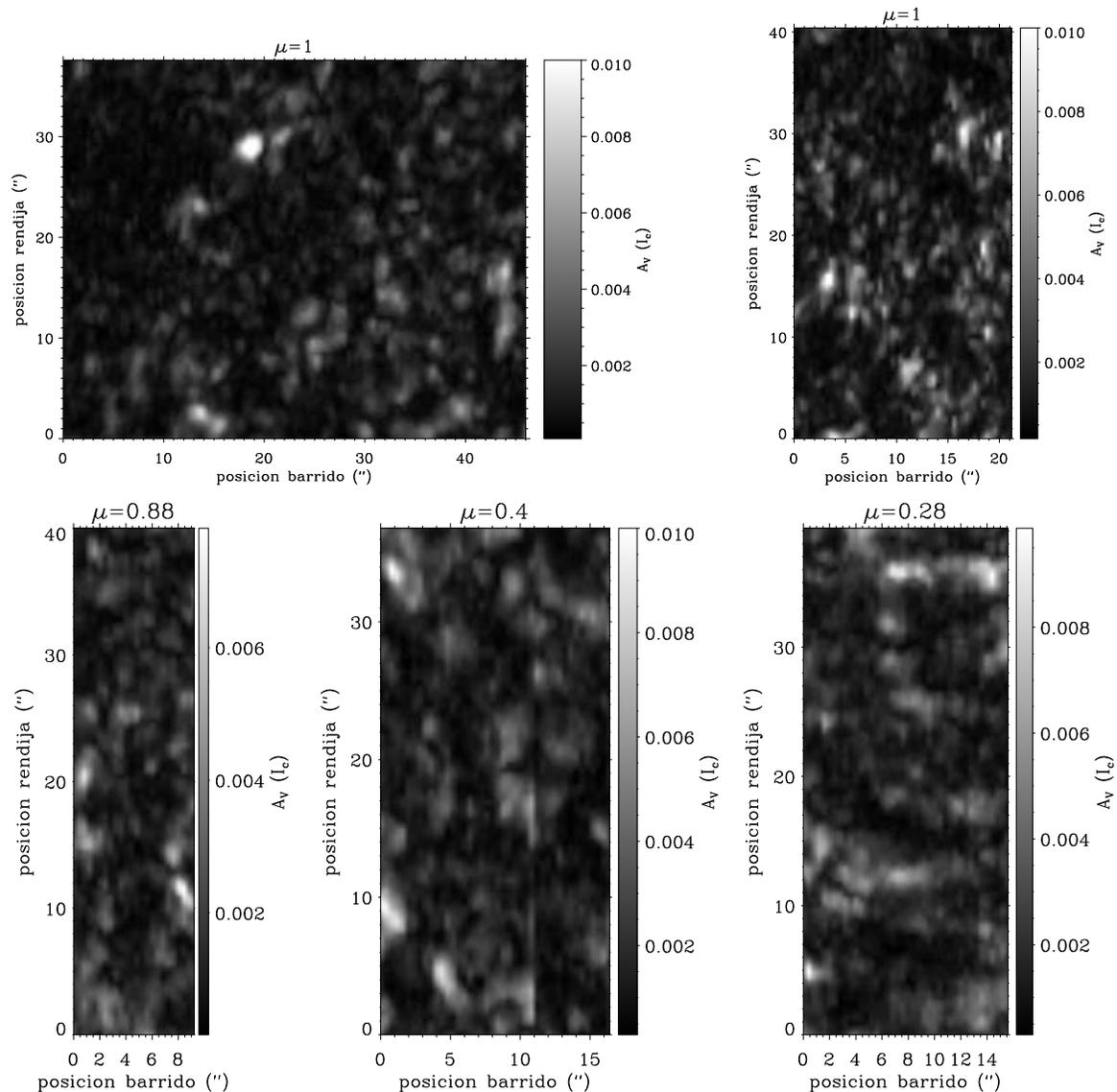


Figura 8.2: Mapas del valor máximo de las amplitudes del valor absoluto de Stokes V calculadas para la línea más sensible al campo magnético para las observaciones en distintas posiciones del disco solar.

las señales que se observan son muy parecidas en cuanto a la distribución espacial. La distribución espacial de las señales tanto débiles como intensas no forman un patrón claro. Solamente en la región en  $\mu = 0.28$  hay alguna acumulación de señales intensas con una forma que nos podría recordar a la red fotosférica (parte superior derecha). Los cuatro mapas están pintados en la misma escala de valores. Es complicado decir si hay mapas que tengan más o menos señal de polarización, todos parecen igualmente poblados.

En cuanto a la polarización lineal, en la Figura 8.3 mostramos los cuatro mapas correspondientes a cada una de las regiones observadas. Las señales de polarización lineal no son tan claras como las señales de polarización circular. En general son más débiles y mucho

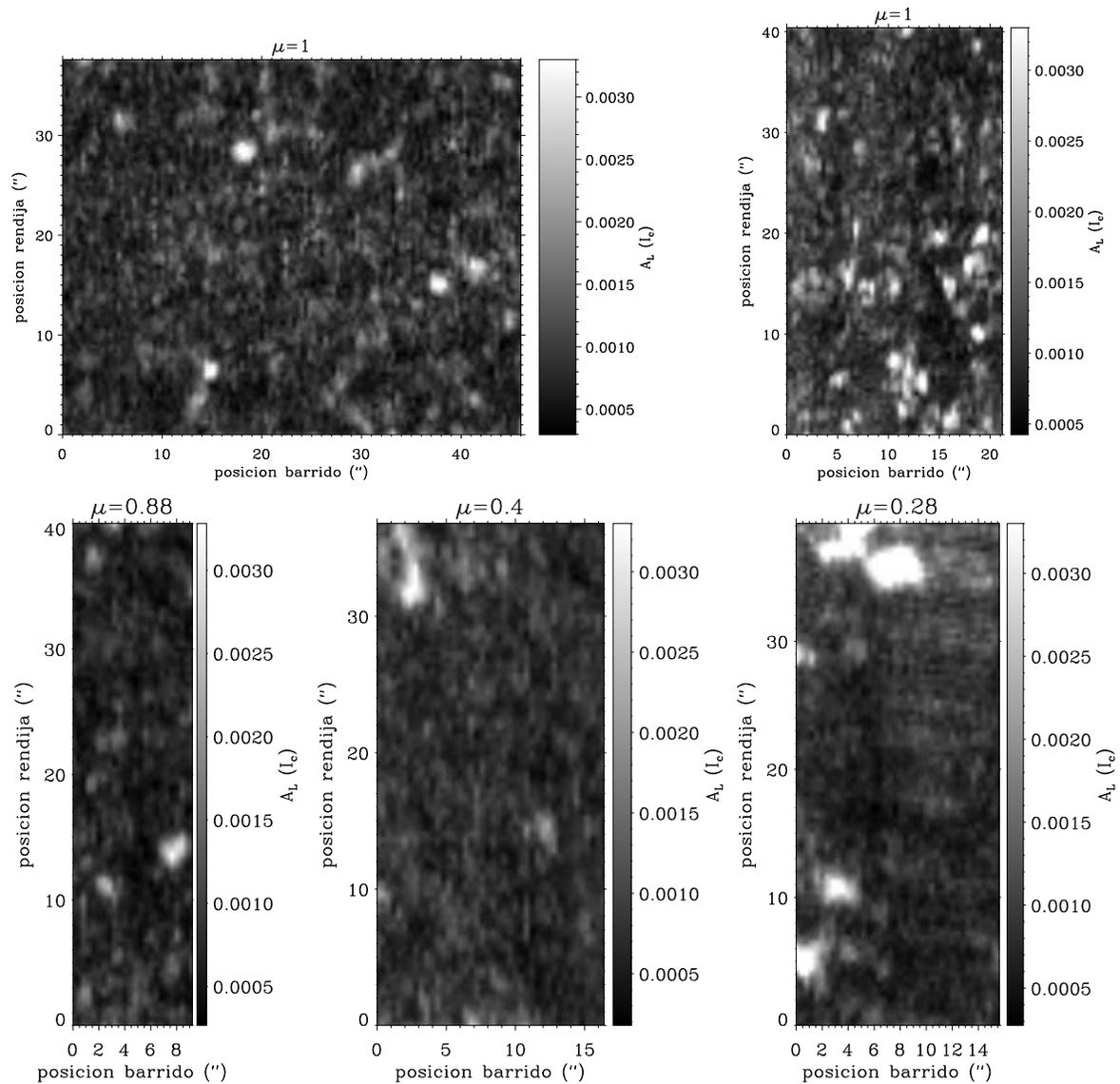


Figura 8.3: Mapas del grado de polarización lineal, definido como  $\sqrt{A_Q^2 + A_U^2}$ , donde  $A_Q$  y  $A_U$  son los valores máximos del valor absoluto de los perfiles de Stokes Q y U respectivamente. Los distintos mapas corresponden a distintas posiciones en el disco solar.

más difíciles de detectar. En el caso de la polarización lineal ocurre que el mapa en el centro del disco parece ser el más poblado de señales.

Para ver con más claridad la cantidad de polarización circular y lineal en cada una de las observaciones, calculamos los histogramas de la amplitud de Stokes V y de  $A_L = \sqrt{A_Q^2 + A_U^2}$ . Las amplitudes de Stokes V se han calculado a partir de los perfiles con dos lóbulos. La cantidad que se representa en la Figura 8.4 es el promedio del valor absoluto de los dos lóbulos. La amplitud de Stokes Q y U se calcula como el valor máximo del valor absoluto

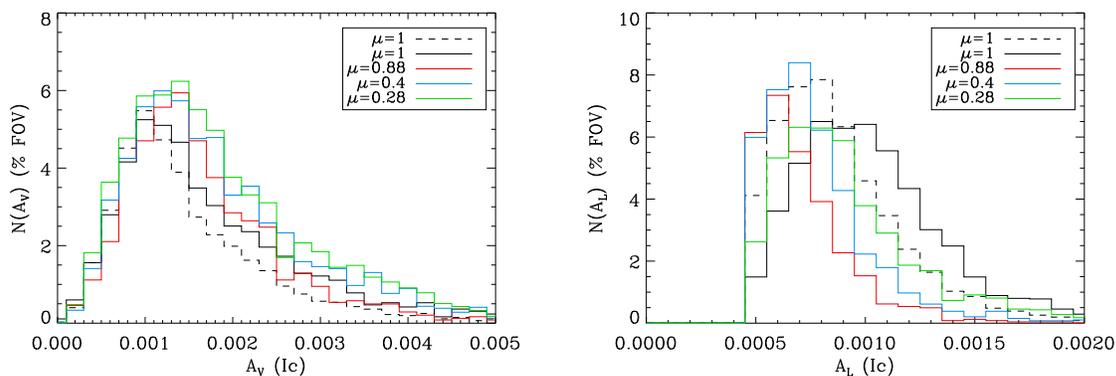


Figura 8.4: Histogramas de las amplitudes de las señales de polarización circular (izquierda) y lineal (derecha) calculadas con los perfiles que tienen dos lóbulos en Stokes V. La línea negra representa las amplitudes características en la observación en el centro del disco, la roja en  $\mu = 0.88$ , la azul en  $\mu = 0.4$  y al verde en  $\mu = 0.28$ . Los histogramas están normalizados al número total de perfiles en cada una de las observaciones.

de los perfiles más o menos simétricos y cuyas amplitudes de Q y U (para la línea menos sensible al campo magnético) sean mayores que  $5 \times 10^{-4} I_c$ .

Aunque hemos restringido los perfiles de polarización lineal, el histograma de la Figura 8.4 no muestra ninguna correlación con la posición en el disco solar. Aparentemente, las observaciones en el centro del disco son las que tendrían más cantidad de polarización lineal. El resto tienen algún déficit de señal, siendo la que menos señal contiene la observación en  $\mu = 0.88$ , situada únicamente a unos  $28^\circ$  hacia al Norte del centro del disco.

Las señales de polarización circular en cambio tienen un comportamiento preciso y muy curioso. A medida que nos alejamos del centro del disco, la amplitud de la señal de Stokes V aumenta ligeramente. La diferencia no es muy grande pero parece que siguen esta tendencia. La mayor diferencia se encuentra entre los dos mapas tomados en el centro del disco. Por lo general, los puntos que se seleccionan para el análisis están distribuidos de forma aleatoria, ya que en cada región de un mapa encontramos señales de todo tipo, desde muy intensas hasta señales en el límite impuesto para el análisis. Pero en los datos infrarrojos de las observaciones simultáneas hay una inhomogeneidad: en la parte superior izquierda del mapa (ver Figura 6.1) no se selecciona ningún perfil, ya que, todas las amplitudes en esa región se encuentran por debajo de la amplitud mínima impuesta para la selección de perfiles ( $5 \times 10^{-5} I_c$  en Stokes V). Esto hace que el mapa de las observaciones simultáneas tenga siempre un porcentaje menor de todas las señales. Esto se observa también en el resto de gráficas que mostramos en esta sección.

## 8.5 Resultados de las inversiones

Las distribuciones de la intensidad de campo magnético en las cuatro posiciones del disco se muestran en la gráfica de la izquierda de la Figura 8.5 junto con la distribución de las observaciones simultáneas a modo de comparación. Las cuatro distribuciones de campo son muy similares dentro de las incertidumbres observacionales. La caída hacia campos cada vez más intensos es la misma para los cuatro casos. La única diferencia entre ellas

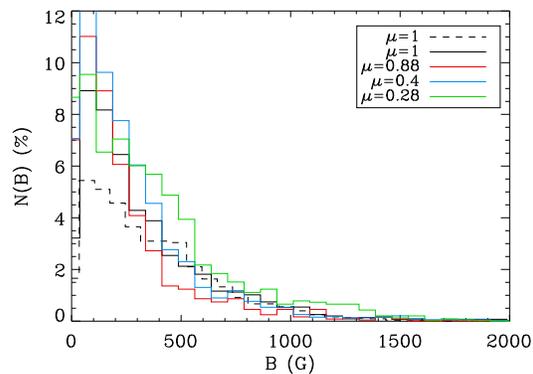


Figura 8.5: Izquierda: histograma de la intensidad de campo magnético recuperada de las inversiones de las observaciones en  $1.5\mu\text{m}$  en el centro del disco (línea negra),  $\mu = 0.88$  (roja),  $\mu = 0.4$  (azul) y  $\mu = 0.28$  (verde). A la derecha el histograma de los factores de llenado de la componente magnética con el mismo código de colores. Los puntos analizados pertenecen a la internetwork (amplitudes de Stokes V menores de  $5 \times 10^{-5} I_c$ ). Los histogramas están normalizados al número total de perfiles en cada una de las observaciones.

es la acumulación de campos muy débiles (menores de 200 G) y de campos en el rango de equipartición ( $\approx 500$  G). Por ejemplo, la distribución de campos en el centro del disco y en  $\mu = 0.28$  presenta un defecto de campos menores de 200 G con respecto al resto, mientras que muestran una acumulación más evidente que las demás en torno a 500 G. Esta acumulación, además, rompe la caída exponencial. En el análisis de las observaciones simultáneas habíamos visto que los campos de equipartición se asociaban mayoritariamente a zonas intergranulares, mientras que los campos más débiles y la caída exponencial se asociaban principalmente a zonas granulares. El porcentaje de intergránulos seleccionados y estudiados en esta observación era apreciablemente mayor que el de gránulos. Por tanto, la mayor presencia de campos de equipartición en la distribución de campos en el centro del disco se debe a esta descompensación entre zonas granulares e intergranulares. En las observaciones lejos del centro no es trivial hacer la clasificación de gránulos e intergránulos, pero, muy probablemente podríamos decir que la distribución de campos en las regiones de internetwork es la misma en todas las posiciones del disco solar que hemos analizado. La diferencia que podemos apreciar en la gráfica se debería muy plausiblemente al porcentaje de zonas granulares e intergranulares que se han seleccionado para el análisis. El histograma de los factores de llenado de la atmósfera magnética se representa a la derecha en la misma Figura 8.5. En este caso, las distribuciones en cada una de las posiciones del disco solar son prácticamente las mismas.

La densidad de flujo magnético que medimos en las inversiones está dirigida a lo largo de la línea de visión ya que las inclinaciones del vector campo magnético se miden a partir de la dirección de observación. En la Figura 8.6 mostramos el histograma de la densidad de flujo de la componente magnética para cada una de las observaciones. Podemos observar que, excepto la observación en  $\mu = 0.4$ , las distribuciones son muy similares. Los histogramas en  $\mu = 1$ ,  $\mu = 0.88$  y  $\mu = 0.28$  tienen tantas densidades de flujo con un signo como con el opuesto, es decir, la densidad de flujo magnético neta es prácticamente nula. El valor que calculamos para las observaciones simultáneas en el centro del disco era  $-0.17 \text{ Mx/cm}^2$ . La

densidad de flujo neta de las observaciones tomadas a distintas posiciones del disco solar es  $0.24 \text{ Mx/cm}^2$  para  $\mu = 1$ ,  $0.75 \text{ Mx/cm}^2$  para  $\mu = 0.88$ ,  $-3.47 \text{ Mx/cm}^2$  para  $\mu = 0.4$  y  $-0.74 \text{ Mx/cm}^2$  en  $\mu = 0.28$ . Es decir, excepto en  $\mu = 0.4$ , hay una compensación casi perfecta de los flujos positivos y negativos. En  $\mu = 0.4$  predominan los flujos con signo negativo, tal y como puede verse en el histograma. Las densidades de flujo netas sin signo son  $5.96 \text{ Mx/cm}^2$  para  $\mu = 1$ ,  $3.82 \text{ Mx/cm}^2$  para  $\mu = 0.88$ ,  $5.27 \text{ Mx/cm}^2$  para  $\mu = 0.4$  y  $6.48 \text{ Mx/cm}^2$  en  $\mu = 0.28$ . El valor que encontrábamos en las observaciones simultáneas en el centro del disco era  $4.18 \text{ Mx/cm}^2$  en el caso del infrarrojo.

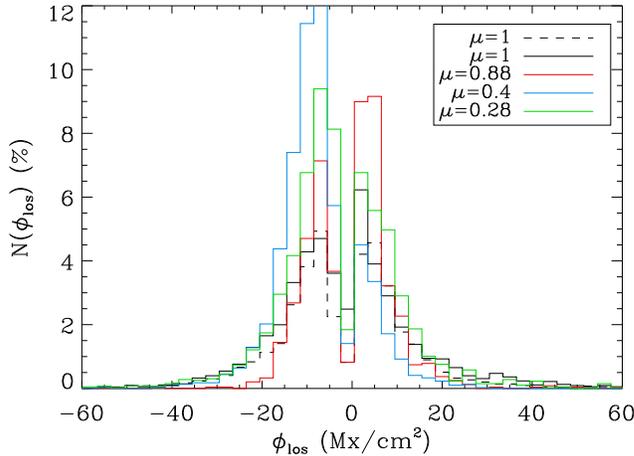


Figura 8.6: Histograma de la densidad de flujo en la línea de visión recuperada de las inversiones de las observaciones infrarrojas en el centro del disco (línea negra),  $\mu = 0.88$  (roja),  $\mu = 0.4$  (azul) y  $\mu = 0.28$  (verde). Los puntos analizados pertenecen a la internetwork (amplitudes de Stokes V menores de  $5 \times 10^{-5} I_c$ ). Los histogramas están normalizados al número total de perfiles en cada una de las observaciones.

En la Figura 8.7 hemos representado la intensidad del campo magnético frente a su inclinación con respecto a la línea de visión. En el análisis realizado de las observaciones simultáneas en el centro del disco habíamos visto que los campos más intensos tendían a ser más verticales, mientras que los campos más débiles solían ser más horizontales. En el centro del disco la vertical local coincide con la dirección de observación. Por tanto, si este comportamiento fuera real, deberíamos ver exactamente lo mismo al alejarnos del centro. La diferencia estaría en que el mínimo de la función estaría en torno a  $\theta = \arccos \mu$  no entorno a  $90^\circ$  como es el caso de  $\mu = 1$ . Esto no ocurre así. Si nos fijamos en cada gráfica individual, todas las medidas son simétricas alrededor de  $90^\circ$ . Esto es un claro indicativo de que este comportamiento es un sesgo.

## 8.6 Topología de los campos magnéticos

### 8.6.1 Emergencia de flujo magnético a la fotosfera solar

La emergencia de flujo magnético lejos de las regiones activas se manifiesta a escalas meso-granulares como pequeños bipolos en las regiones de internetwork con una densidad de flujo magnético de  $10 \text{ Mx/cm}^2$  y, a escalas supergranulares, como regiones efímeras con una densidad de flujo de  $100 \text{ Mx/cm}^2$  (Martin 1987).

Las regiones efímeras son pequeñas unidades bipolares de flujo magnético que crecen con un patrón característico similar al de las pequeñas regiones activas (Harvey & Martin 1973).

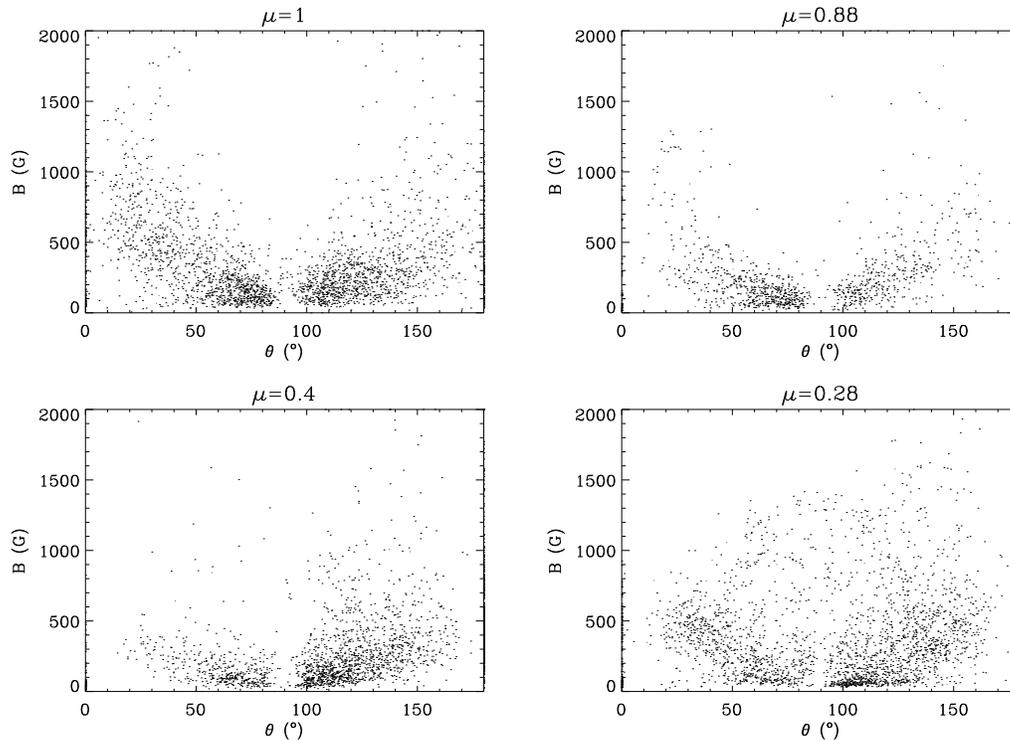


Figura 8.7: Representaciones de la intensidad del campo magnético frente a su inclinación con respecto a la línea de visión. Los puntos analizados pertenecen a la internetwork (amplitudes de Stokes V menores de  $5 \times 10^{-5} I_c$ ). Los histogramas están normalizados al número total de perfiles en cada una de las observaciones.

En este trabajo, los autores estudian las propiedades tanto dinámicas como magnéticas de 36 regiones efímeras mediante magnetogramas con una resolución espacial de  $2 - 2.5''$  e imágenes en  $H\alpha$ . Encuentran que las regiones efímeras se generan cerca de núcleos activos: muchas de ellas se generan cerca de una mancha, en las inmediaciones de la red fotosférica, aunque no en los bordes de las celdas supergranulares. La inclinación de la línea que une las dos estructuras con polaridades opuestas no tiene una dirección preferente. El tiempo de vida de las regiones efímeras que se calcula que es de 1 – 2 días. En este tiempo el desarrollo de las regiones efímeras consiste en un alejamiento progresivo de los dos núcleos magnéticos con polaridades opuestas con velocidades del orden de 5 km/s en los primeros instantes hasta  $\approx 0.2$  km/s en los últimos momentos. Durante la evolución de la región efímera tanto el área que ocupan las estructuras magnéticas como el flujo magnético de cada una de ellas aumenta. En cuanto al desarrollo en  $H\alpha$  de estructuras filamentosarias tipo arcos, solamente 4 de las 36 regiones efímeras presentan topologías de arco en la cromosfera. Las observaciones utilizadas en este trabajo sugieren que es necesaria una cantidad de flujo magnético mayor que  $\approx 1.5 \times 10^{20}$  Mx para sustentar este tipo de estructuras. El resultado más importante de este estudio es que calculan que, en promedio, se genera la misma cantidad de flujo magnético en la superficie del Sol en forma de regiones activas que en forma de regiones efímeras.

Según estos trabajos, las regiones de internetwork se caracterizan por la presencia de

pequeños núcleos bipolares donde se concentra flujo magnético. ¿Existe alguna relación entre estas estructuras y las regiones efímeras? Martin (1987) describe, mediante videomagnetogramas de regiones de la fotosfera solar observadas desde el limbo oeste hasta el este, las diferencias y similitudes entre las concentraciones de flujo de la red, de la internetwork y de las regiones efímeras. Con su resolución espacial ( $3''$ ), las tres agrupaciones de flujo magnético tienen comportamientos bien diferenciados. Es decir, en principio, los pequeños dipolos que se encuentran en regiones de internetwork (con una resolución espacial pobre) no son regiones efímeras. En este trabajo, nos llama la atención una frase que se encuentra en la introducción del trabajo de Martin (1987): "La facilidad con la que se detectan los campos magnéticos de la internetwork cerca del limbo, al igual que en el centro del disco, directamente nos dice que la estructura de los campos magnéticos de la internetwork tiene una escala pequeña y debe tener una geometría muy curvada de modo que se puedan ver con el videomagnetógrafo, el cual detecta solamente la componente de los campos magnéticos dirigida a lo largo de la línea de visión. Por ejemplo, los campos magnéticos de la internetwork podrían ser un aglomerado de pequeños arcos". Hermance (2001) estudia magnetogramas del disco solar entero con una resolución espacial de  $\approx 2''$  y concluye que las regiones efímeras se generan aleatoriamente a escalas menores que 20 Mm ( $\approx 27.4''$ ) y que tienen una distribución de flujos magnéticos en el disco solar entero que sigue una ley exponencial decreciente con un valor promedio de  $11.3 \times 10^{18}$  Mx.

La resolución espacial de nuestros datos es casi dos veces mejor que la de los datos usados en los estudios anteriores. Además, los trabajos anteriormente mencionados solamente trabajaban con magnetogramas, es decir, con la componente en la línea de visión del campo magnético. En nuestro caso, poseemos los cuatro parámetros de Stokes, los cuales nos van a dar información del vector campo magnético. El trabajo de Martin (1987) descarta que las acumulaciones magnéticas de la internetwork sean pequeñas regiones efímeras. Por otro lado, Hermance (2001) muestra como los flujos magnéticos siguen una distribución exponencial, hecho que encaja con la distribución que encontramos nosotros en las observaciones en el centro del disco. Nosotros no poseemos series temporales, con lo que no podemos descartar que las acumulaciones de flujo de la internetwork a  $\approx 1''$  no sean regiones efímeras, ya que no podemos ver si dos polaridades emparejadas se separan, pero tenemos mucha más información que podemos aprovechar para deducir la topología de los campos magnéticos que componen las pequeñas acumulaciones de flujo magnético en la internetwork.

### 8.6.2 Detección de líneas de campo que forman arcos

Denominamos a una estructura magnética como arco cuando las líneas de campo magnético tienen una forma que se asemeja a un semicírculo, algo como lo que se muestra en la Figura 8.8. Es decir, en el sistema de referencia en el que se encuentra la estructura, las líneas de campo serían prácticamente verticales en los pies y se irían inclinadas a medida que la estructura asciende en la atmósfera hasta ser completamente horizontal y seguir inclinándose hasta alcanzar de nuevo la superficie. Este tipo de estructuras generan señales de polarización que pueden llevarnos a identificarlas. En el centro del disco, la identificación de arcos es muy sencilla, debido a que tienen un patrón de señales de polarización muy característico. A medida que nos vamos alejando del centro del disco el problema se complica y la identificación no es tan evidente.

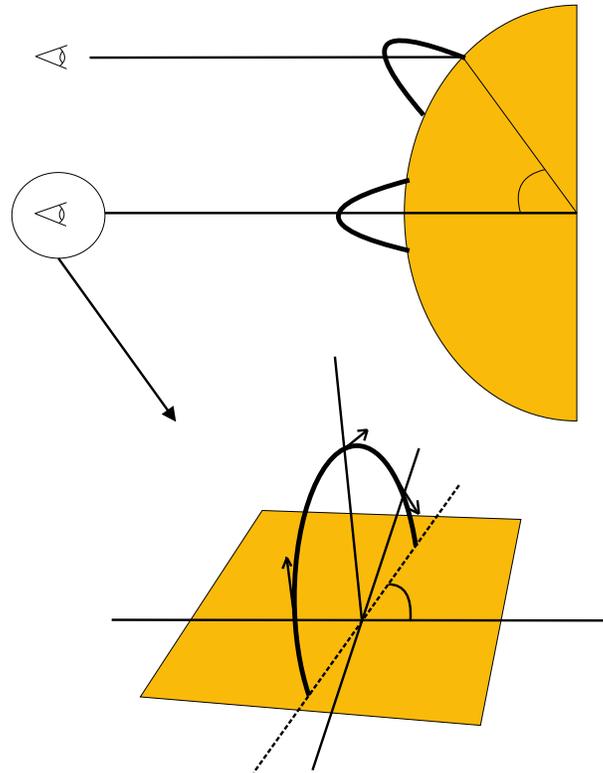


Figura 8.8: Esquema de dos estructuras magnéticas en forma de arco situadas en dos posiciones del disco solar, una de ellas en el centro del disco y la otra en una posición  $\mu = \cos \theta$ . La parte inferior del dibujo muestra el arco en el centro del disco visto con la perspectiva del observador para mostrar claramente los dos valores del azimut en cada una de las mitades del arco.

En la Figura 8.8 representamos dos arcos magnéticos situados en dos posiciones distintas del disco solar, uno de ellos en el centro del disco y otro en un sistema de referencia cuya vertical está inclinada un ángulo  $\theta$  con respecto a la línea de visión. En una estructura de arco, el vector campo magnético tiene una inclinación distinta en cada punto del arco: en el punto central el campo magnético es totalmente horizontal, mientras que la inclinación va disminuyendo hasta los pies del arco. El azimut de la línea que une los dos pies del arco tiene dos valores dependiendo del sentido del campo magnético. Si el sentido del arco es el que se muestra en la Figura 8.8 el azimut es  $\chi$ , mientras que si el sentido es el contrario, el azimut es  $180^\circ + \chi$ .

La geometría particular de los arcos deja una huella característica en las señales de polarización. Cuando estas estructuras se encuentran en el centro del disco, en cualquier punto del arco excepto en el punto de máxima altura (donde el campo magnético es completamente horizontal) la amplitud de polarización circular que medimos es no nula, siendo máxima en los pies (donde el campo magnético es más vertical) y disminuye a medida que nos acercamos al centro del arco. Cada una de las mitades del arco tiene una polaridad opuesta en los perfiles de Stokes V. Al contrario, la amplitud de la polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_U^2}$ ) es máxima en el centro del arco y disminuye a medida que nos acercamos a

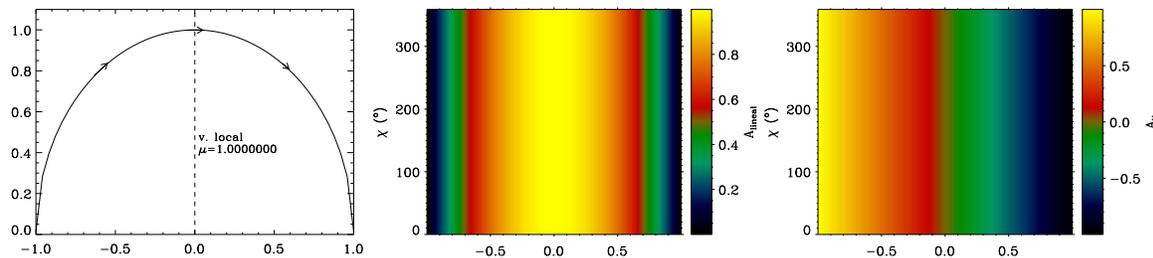


Figura 8.9: Cálculo aproximado de las amplitudes de polarización circular y de polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_V^2}$ ) para el caso en el que la estructura magnética es un arco semicircular situado en el centro del disco. La gráfica de la izquierda muestra la geometría del arco, la central la amplitud de polarización lineal y la de la derecha la de polarización circular. El sentido del campo magnético en el arco se muestra con las flechas. Si el campo magnético tiene el sentido opuesto, solamente cambia el signo de la amplitud de Stokes V.

los pies. Si nos vamos fuera del centro del disco, no hay un único patrón en las señales de polarización debido a la estructura de arco de las líneas de campo magnético, sino que hay varias combinaciones dependiendo del azimut de la estructura.

Para ver qué señales de polarización recibiríamos de una estructura de arco dependiendo de la posición en el disco solar, realizamos el siguiente cálculo aproximado. Para simplificar vamos a suponer que el arco es un semicírculo. Vamos a usar la aproximación de campo débil para calcular las amplitudes de Stokes Q, U y V y vamos a tener solamente en cuenta la parte geométrica de estas ecuaciones:

$$\begin{aligned}
 Q &\approx \sin^2 \theta \cos \chi \\
 U &\approx \sin^2 \theta \sin \chi \\
 V &\approx \cos \theta,
 \end{aligned} \tag{8.4}$$

donde  $\theta$  es la inclinación del vector campo magnético y  $\chi$  el azimut, ambos en el sistema de referencia local. El arco está definido en el sistema de referencia local, es decir, la estructura tiene forma de semicírculo en el sistema local de coordenadas. Por tanto, debemos transformar estos valores al sistema en la línea de visión, es decir, a un sistema de referencia paralelo al del centro del disco, para poder buscar esos patrones de los perfiles de polarización en las observaciones. Esto es precisamente la transformación inversa que la detallada en la sección 9.3.

Este cálculo lo realizamos para las posiciones concretas en las que tenemos nuestras observaciones. En la Figura 8.9 mostramos las señales de polarización para un arco en el centro del disco. El panel de la izquierda muestra el esquema del arco. Las dimensiones, tanto en la superficie como en altura están normalizadas al radio del semicírculo que forma el arco. En el mismo dibujo hemos marcado con flechas el sentido del campo magnético en el arco. El sentido opuesto solamente cambia el signo de la amplitud de polarización circular. En el panel central se muestra la amplitud de polarización lineal. El eje horizontal representa la proyección del arco en la superficie y el eje vertical el azimut (en el sistema de referencia local) de la estructura. Los valores de las amplitudes, tanto de la polarización lineal como de la circular son relativos al valor máximo (debido a que solamente hemos tenido en cuenta los factores geométricos en las ecuaciones para Stokes Q, U y V). Como es

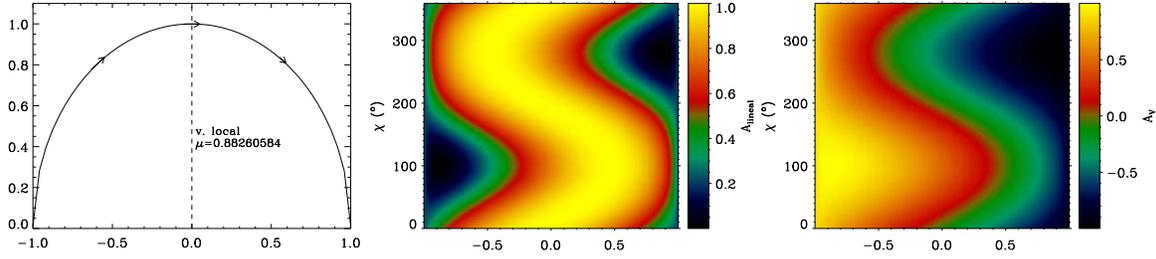


Figura 8.10: Cálculo aproximado de las amplitudes de polarización circular y de polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_V^2}$ ) para el caso en el que la estructura magnética es un arco semicircular situado en  $\mu = 0.88$ . La gráfica de la izquierda muestra la geometría del arco, la central la amplitud de polarización lineal y la de la derecha la de polarización circular. El sentido del campo magnético en el arco se muestra con las flechas. Si el campo magnético tiene el sentido opuesto, solamente cambia el signo de la amplitud de Stokes V.

de esperar, en el centro del disco la polarización lineal es nula en los pies del arco y máxima en el centro, independientemente del valor del azimut. La gráfica de la derecha muestra la amplitud de la polarización circular. Ésta es máxima en los pies (con signos contrarios en cada uno de ellos) y nula en el centro, independientemente del valor del azimut. Los puntos donde la amplitud de Stokes V se anula los vamos a denominar línea neutra, la cual no es más que la transición entre las dos polaridades opuestas.

Cuando nos alejamos un poco del centro del disco y nos colocamos en las coordenadas de la observación en  $\mu = 0.88$ , seguimos teniendo aproximadamente los mismos resultados. En la Figura 8.10 se muestra el cálculo de las amplitudes de polarización lineal y circular para esta observación. En ambos casos hay una ligera dependencia de las amplitudes con el azimut del arco: cuando nos alejamos del centro del disco, es importante la rotación del arco con respecto al paralelo del lugar (origen de  $\chi$ ). En este caso particular, la línea neutra no es vertical como en el centro del disco, sino que serpentea y hace que los dos pies no tengan la misma importancia. Por ejemplo, en el caso en que el arco tenga un azimut de  $\approx 280^\circ$ , el pie situado en  $x = -1$  tiene una amplitud ligeramente menor que el situado en  $x = 1$ , además de que la extensión de polaridad de ese pie es menor que la de la otro. La señal de polarización lineal también ha variado ligeramente. La región donde ésta es máxima (que coincide con la línea neutra) también serpentea, de modo que no siempre se encuentra en el centro del arco. En este caso las señales en los dos pies no son exactamente iguales ni la máxima amplitud de la polarización lineal se encuentra en el centro, pero a rasgos generales seguimos teniendo el mismo criterio para reconocer un arco con las señales de polarización que en el centro del disco: la señal de polarización circular se concentra en los pies de la estructura, teniendo signos opuestos en cada uno de ellos y la señal de polarización lineal se encuentra entre los dos pies.

En la posición de la observación en  $\mu = 0.4$  la huella que deja una estructura de arco en las señales de polarización es mucho más compleja. En polarización circular, la línea neutra está tan retorcida que prácticamente la señal tiene una sola polaridad. Cuando el azimut del arco se encuentra entre  $\approx 0 - 180^\circ$ , domina la polaridad del pie situado en  $x = -1$ , mientras que para valores entre  $\approx 180 - 360^\circ$  domina la polaridad del pie situado en  $x = 1$ . En el caso intermedio  $\approx 180^\circ$ , volveríamos a tener señal de polarización circular en ambos pies, solo que con amplitudes mucho menores. En este mismo caso, la máxima amplitud

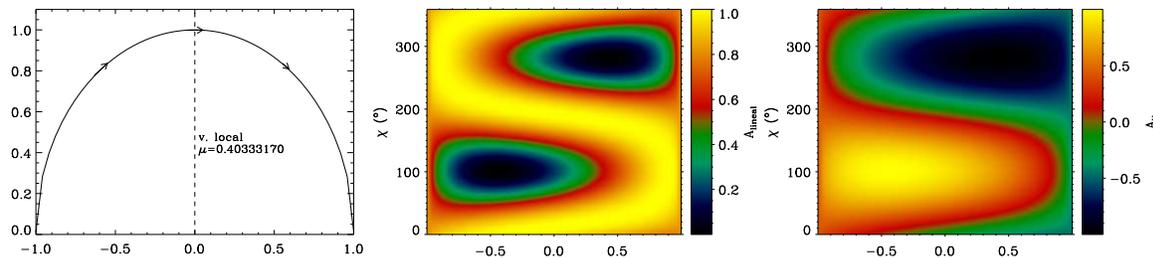


Figura 8.11: Cálculo aproximado de las amplitudes de polarización circular y de polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_V^2}$ ) para el caso en el que la estructura magnética es un arco semicircular situado en  $\mu = 0.40$ . La gráfica de la izquierda muestra la geometría del arco, la central la amplitud de polarización lineal y la de la derecha la de polarización circular. El sentido del campo magnético en el arco se muestra con las flechas. Si el campo magnético tiene el sentido opuesto, solamente cambia el signo de la amplitud de Stokes V.

de polarización lineal se situaría aproximadamente en el centro del arco. Para el resto de valores del azimut, la polarización lineal se situaría aproximadamente en el pie que no tiene prácticamente señal de polarización circular.

Si nos vamos a la posición de la observación en  $\mu = 0.28$  observamos un comportamiento similar al de  $\mu = 0.4$ , solo que en este caso tenemos una ambigüedad clara para valores del azimut  $\chi$  y  $\chi + 180^\circ$ . En este caso, la línea neutra está también muy retorcida siendo más evidente la polaridad de un único pie. Igualmente, la polarización lineal se sitúa en el lugar donde no hay prácticamente señal de polarización circular, coincidiendo rara vez con el centro de la estructura.

Por tanto, visualmente es sencillo identificar los arcos mediante las señales de polarización en el centro del disco e incluso en  $\mu = 0.88$ . Pero detectarlos en posiciones más alejadas del centro es muy complicado, debido a que el comportamiento de las señales de polarización depende mucho del azimut de la estructura, es decir, de cuánto está el arco rotado con respecto al paralelo local. Por este motivo, en esta tesis nos vamos a centrar en el reconocimiento de este tipo de estructuras en las observaciones en  $\mu = 1$  y  $\mu = 0.88$ . El análisis del resto de observaciones requiere de un algoritmo capaz de reconocer todos los posibles patrones que determina la geometría del arco en una posición de observación determinada.

### 8.6.3 Identificación de arcos en $\mu = 1$ y $\mu = 0.88$

En ambas observaciones vamos a utilizar el siguiente criterio para detectar estructuras magnéticas en forma de arco a partir de las señales de polarización: vamos a buscar dos señales de polarización circular (con una distancia entre ellas no demasiado grande) cuyas polaridades sean opuestas y que tengan señal de polarización lineal entre ellas. Una vez encontramos este tipo de patrones en las señales de polarización, nos aseguramos de que realmente es un arco haciendo uso del azimut del vector que recuperamos de las inversiones (vector campo magnético, en nuestro caso). Si la estructura que hemos detectado es un arco, el azimut del vector campo magnético debería ir dirigido a lo largo de la línea que une los dos pies.

En la Figura 8.13 mostramos los arcos que hemos detectado en el mapa del centro del

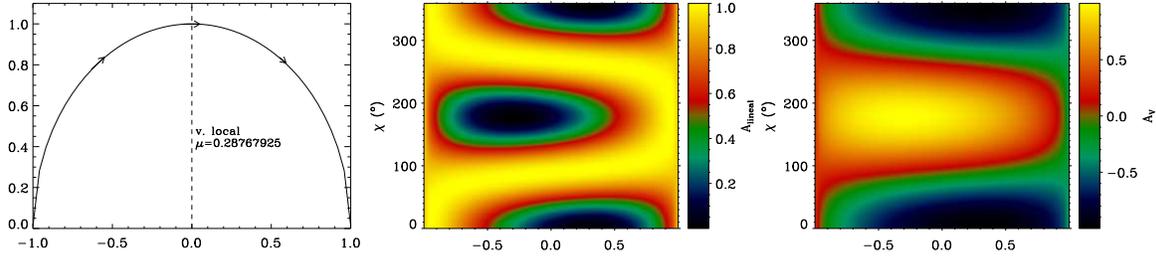


Figura 8.12: Cálculo aproximado de las amplitudes de polarización circular y de polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_V^2}$ ) para el caso en el que la estructura magnética es un arco semicircular infinitamente delgado situado en  $\mu = 0.28$ . La gráfica de la izquierda muestra la geometría del arco, la central la amplitud de polarización lineal y la de la derecha la de polarización circular. El sentido del campo magnético en el arco se muestra con las flechas. Si el campo magnético tiene el sentido opuesto, solamente cambia el signo de la amplitud de Stokes V por el contrario.

disco. Ambos mapas muestran la amplitud de polarización circular con su signo correspondiente. En la gráfica de la izquierda hemos superpuesto los contornos de las señales de polarización lineal con los siguientes valores:  $1.5 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2.5 \times 10^{-3} I_c$  y  $3 \times 10^{-3} I_c$ . El menor de los valores es 10 veces el ruido de polarización lineal ( $\approx 1.2 \times 10^{-4} I_c$ ). Como vemos, las señales de polarización circular y lineal en los arcos que hemos marcado están intercaladas, es decir, encontramos dos señales de polarización circular con polaridades opuestas y polarización lineal entre ellas. En la gráfica de la derecha hemos superpuesto al mapa de amplitudes de Stokes V vectores dirigidos según el valor del azimut del vector campo magnético que recuperamos de las inversiones. Solamente hemos pintado los puntos para los cuales la amplitud lineal está por encima de  $1.2 \times 10^{-3} I_c$ . El valor del azimut en cada punto tiene una ambigüedad de  $180^\circ$  en el centro del disco. Es decir, las señales de Q y U son las mismas para  $\chi$  que para  $\chi + 180^\circ$ . Por tanto, lo que hemos representado en la Figura 8.13 es solamente una de las posibles soluciones. Si suponemos que la ambigüedad se resuelve de la misma manera en todos los puntos, ésta es una de las dos posibles soluciones. En la otra solución representaríamos las flechas en sentido contrario. Por tanto, vamos a fijarnos solamente en la dirección, no en el sentido de los arcos. Para cada una de las estructuras que hemos detectado como posibles arcos, la dirección que une los dos pies coincide bastante bien con la dirección de los vectores.

En la Figura 8.14 mostramos los arcos que detectamos en la observación en  $\mu = 0.88$ . En la gráfica de la derecha mostramos los contornos de polarización lineal superpuestos al mapa de amplitudes de Stokes V. Los valores de la amplitud de la polarización lineal que hemos pintado son:  $10^{-3} I_c$ ,  $1.5 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2.5 \times 10^{-3} I_c$  y  $3 \times 10^{-3} I_c$ . El valor más pequeño corresponde a 10 veces el valor del ruido de polarización lineal ( $\approx 10^{-4} I_c$ ). En el caso de estas observaciones es más evidente el hecho de que la señal de polarización lineal está entre dos señales de polarización circular. Del mismo modo que antes, usamos el azimut del vector campo magnético que obtenemos de las inversiones para comprobar si las estructuras que estamos detectando son realmente arcos. La observación no es estrictamente en el centro del disco, así que debemos transformar el valor del azimut que obtenemos de las inversiones (que es en la línea de visión) al sistema de referencia local (ver sección 9.3). Como hemos dicho antes, en el centro del disco, el azimut tiene dos soluciones posibles:  $\chi$

y  $\chi + 180^\circ$ . Vamos a suponer de nuevo que esta ambigüedad es la misma en cada punto. Por tanto, tenemos dos soluciones posibles para los valores del azimut en el sistema de referencia local. Una de ellas es la que se representa en la gráfica central (como vectores superpuestos a la amplitud de polarización circular) y la otra en la gráfica de la derecha. Como vemos, las dos soluciones no son exactamente  $\chi'$  y  $\chi' + 180^\circ$ , pero no se diferencian demasiado. En el caso de estas observaciones, la inclinación de la línea que une los dos pies encaja también bastante bien con los vectores. Por tanto, muy probablemente las estructuras que hemos detectado son arcos. Uno de los ejemplos más claros es el arco que se encuentra aproximadamente entre las posiciones del barrido  $6 - 7''$  y entre las posiciones de la rendija  $12 - 17''$ . En la Figura 8.15 mostramos tres perfiles de polarización circular que pertenecen a los pies de ese arco en particular (gráficas izquierda y central) y a una posición intermedia entre los pies. Claramente los perfiles de Stokes V en los pies son perfiles regulares que tienen polaridades opuestas. El perfil intermedio muestra la presencia clara de dos componentes magnéticas con polaridades y velocidades distintas. Este hecho es debido a la resolución espacial limitada de las observaciones. Si tuviéramos una resolución espacial infinita, veríamos una discontinuidad entre las dos polaridades, mientras que si tenemos una resolución espacial finita, que mezcla la información de puntos cercanos, lo que vemos es una transición suave entre las dos polaridades. Es decir, vemos perfiles intermedios con la información de las dos polaridades. El tamaño de este arco es aproximadamente  $3''$ , si tenemos en cuenta la distancia entre un pie y el otro. Pero como observamos el arco (vemos polarización lineal entre los dos pies) significa que la altura del arco no es mucho más de unos pocos cientos de km.

Hemos mostrado algunas de las identificaciones más claras de arcos en regiones de internetwork. El hecho de que sean unos cuantos casos solamente nos hace pensar que pueden tratarse de una nueva clase de regiones efímeras. Es decir, ¿estamos realmente ante evidencias observacionales que nos hablan directamente de la topología de los campos magnéticos en la internetwork o bien solamente hemos detectado una nueva familia de regiones efímeras? No tenemos series temporales para descartar que los bipolos que hemos catalogado como arcos sean regiones efímeras, pero podemos dar algunos argumentos que nos hacen pensar que realmente el escenario de la internetwork es un gran desorden de campos magnéticos organizados como pequeños arcos.

En primer lugar, tal y como ya apuntaba Martin (1987), el hecho de que podamos medir con la misma facilidad las señales polarimétricas fuera del centro del disco que en  $\mu = 1$ , significa que los campos están organizados de tal modo que presentan un amplio rango de inclinaciones. Esto puede apuntar a campos magnéticos estructurados como arcos, pero también a campos magnéticos con inclinaciones aleatorias. En la Figura 8.16 mostramos los valores del azimut que hemos obtenido a partir de las inversiones de los perfiles observacionales. En el proceso de inversión, cada uno de los puntos se ha inicializado de manera independiente, es decir, el modelo inicial es el mismo para cada uno de los píxeles. Por tanto, cada punto sigue un camino distinto en la inversión dependiendo de los perfiles en particular. El valor del azimut se mantiene estable en un rango estrecho de valores en regiones relativamente extensas, del orden de  $4''^2$ . Esto nos indica que hay algún tipo de organización, que la distribución de campos magnéticos no es aleatoria aunque las inclinaciones tengan un rango muy amplio.

En la sección anterior hemos mostrado la variación de las propiedades magnéticas de la

internetwork en distintas posiciones del disco solar. Solamente tenemos tres posiciones fuera del centro del disco, todas ellas pertenecientes al cuadrante N-E. Por tanto, no podemos afirmar que este comportamiento sea representativo en toda la superficie, pero no esperamos tampoco una variación de comportamiento si observamos en un hemisferio u otro. Sabemos que observando lejos del centro del disco, estamos también observando en capas más altas de la atmósfera solar. Imaginemos un tubo de flujo. La estratificación de presiones en la atmósfera solar es tal que decrece con la altura según una ley exponencial. Para mantener el equilibrio de presiones dentro y fuera de la estructura del tubo, al subir en la atmósfera, la presión magnética debe disminuir. Es decir, la intensidad de campo disminuye con la altura. Esto significa que si observamos un tubo de flujo en distintas posiciones del disco, lo que hacemos es trazar la variación de su intensidad de campo con la altura. Por ejemplo, Stenflo et al. (1987) analizan una serie de observaciones realizadas desde  $\mu = 1$  hasta  $\mu = 0.1$  en una serie de estructuras magnéticas. Haciendo uso de la técnica del cociente de líneas en 525 nm obtienen cómo la intensidad de campo magnético en el interior del tubo de flujo decrece con la altura en la atmósfera. En el estudio que nosotros hemos realizado, las distribuciones de la intensidad del campo magnético son las mismas en todas las posiciones que hemos analizado. Este hecho descarta la idea de tubos de flujo similares a los de las regiones activas como constituyentes de las estructuras magnéticas en la internetwork.

#### 8.6.4 Relación de los arcos con los movimientos convectivos

En la Figura 8.17 mostramos el mapa de continuo de las observaciones en  $\mu = 1$  y  $\mu = 0.88$ . Los contornos superpuestos son la amplitud de la polarización circular, en rojo para valores positivos y azul para valores negativos. En la mayoría de los casos podemos ver que las posiciones de los pies de los arcos se encuentran en regiones intergranulares. Esto nos hace pensar que muy probablemente las estructuras de arco que forman los campos magnéticos en las regiones de internetwork no estén desacopladas del movimiento del plasma. Es decir que los campos magnéticos en estas regiones son lo suficientemente débiles como para ser conducidos por los movimientos convectivos de la granulación.

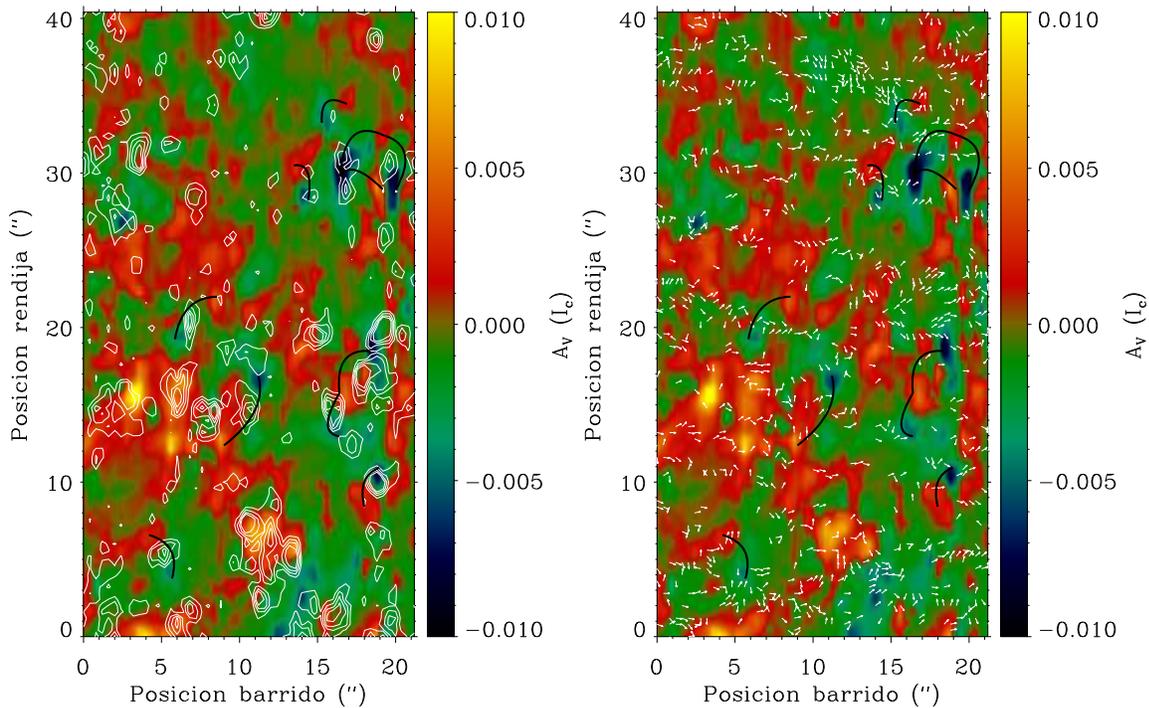


Figura 8.13: Mapas de la amplitud de polarización lineal de la observación en el centro del disco. En la gráfica de la izquierda se han superpuesto los contornos de la amplitud de la polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_U^2}$ ) con valor de:  $1.5 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2.5 \times 10^{-3} I_c$  y  $3 \times 10^{-3} I_c$ . En la gráfica de la derecha se han superpuesto los vectores inclinados según el azimut del vector campo magnético que recuperamos en las inversiones. Solamente se han representado aquellos valores del azimut que se han obtenido mediante perfiles experimentales con amplitudes de polarización lineal mayores que  $1.5 \times 10^{-3} I_c$ . El valor del azimut tiene una ambigüedad de  $180^\circ$  en la línea de visión. Si suponemos que ésta es la misma en todos los puntos del mapa, la gráfica de la derecha es una de las posibles soluciones. La otra consiste en los mismos vectores en el sentido opuesto. En ambos mapas, las líneas negras representan los arcos que hemos detectado en las observaciones mediante las características tanto de la polarización circular como lineal como del azimut en el sistema de referencia local, que, en este caso coincide con el azimut que obtenemos directamente de las inversiones. Podemos ver como los lugares donde hemos marcado un arco corresponden con dos señales de polarización circular con polaridades opuestas, polarización lineal entre ellas y el azimut dirigido a lo largo de la línea que une los dos pies.

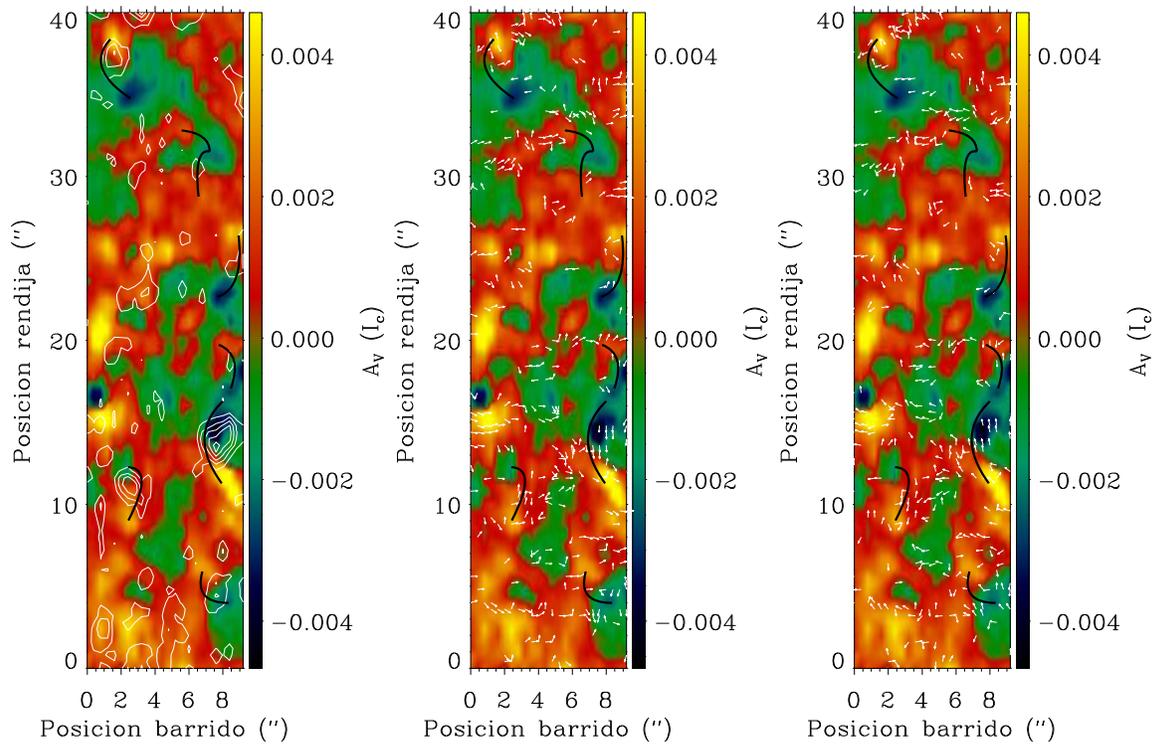


Figura 8.14: Mapas de la amplitud de polarización lineal de la observación en  $\mu = 0.88$ . En la gráfica de la izquierda se han superpuesto los contornos de la amplitud de la polarización lineal ( $\sqrt{A_Q^2 + A_U^2}$ ) con valor de:  $10^{-3} I_c$ ,  $1.5 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2 \times 10^{-3} I_c$ ,  $2.5 \times 10^{-3} I_c$  y  $3 \times 10^{-3} I_c$ . El valor del azimut tiene una ambigüedad de  $180^\circ$  en la línea de visión. Antes de transformar el azimut al sistema de referencia local, suponemos que la ambigüedad es la misma en todos los puntos de la observación. Con esto, tenemos solamente dos posibles soluciones para el azimut en la línea de visión:  $\chi$  y  $\chi + 180^\circ$ . Después realizamos la rotación del sistema en la línea de visión al sistema de referencia local de la observación y obtenemos las dos soluciones que se presentan en la gráfica central y en la derecha. En estas gráficas se han superpuesto los vectores inclinados según el azimut para aquellos puntos en los que los perfiles experimentales tienen amplitudes de polarización lineal mayores que  $10^{-3} I_c$ . En los tres mapas, las líneas negras representan los arcos que hemos detectado en las observaciones mediante las características tanto de la polarización circular como lineal como del azimut en el sistema de referencia local, que, en este caso coincide con el azimut que obtenemos directamente de las inversiones. Podemos ver como los lugares donde hemos marcado un arco corresponden con dos señales de polarización circular con polaridades opuestas, polarización lineal entre ellas y el azimut dirigido a lo largo de la línea que une los dos pies.

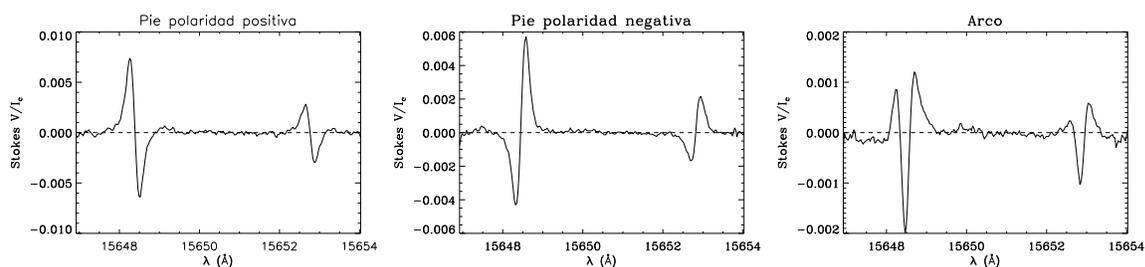


Figura 8.15: Perfiles de Stokes V pertenecientes a los pies y al arco (punto intermedio entre los pies) del arco situado entre las posiciones de barrido  $6-7''$  y las posiciones en la rendija  $12-17''$  en la observación situada en  $\mu = 0.88$ . Los perfiles de los pies son regulares y presentan polaridades opuestas, mientras que el perfil intermedio es una mezcla de las dos partes del arco debido a la resolución espacial de las observaciones.

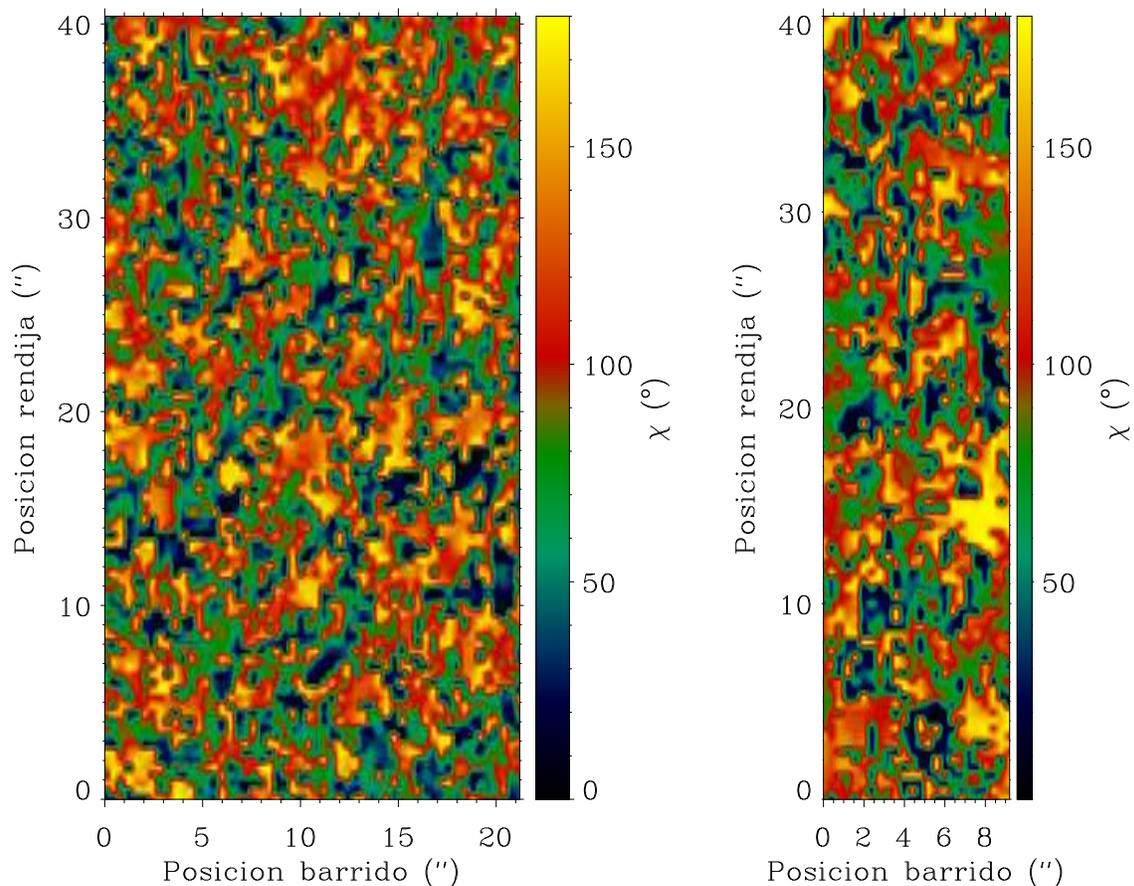


Figura 8.16: Mapa de los azimuts en el sistema de referencia local que recuperamos de la inversión de todos los puntos. A la izquierda mostramos el mapa para la observación del centro del disco y a la derecha para  $\mu = 0.88$ . Los dos mapas representan una de las posibles soluciones para la cual la amigüedad de  $180^\circ$  del azimut es la misma en todos los puntos del mapa.

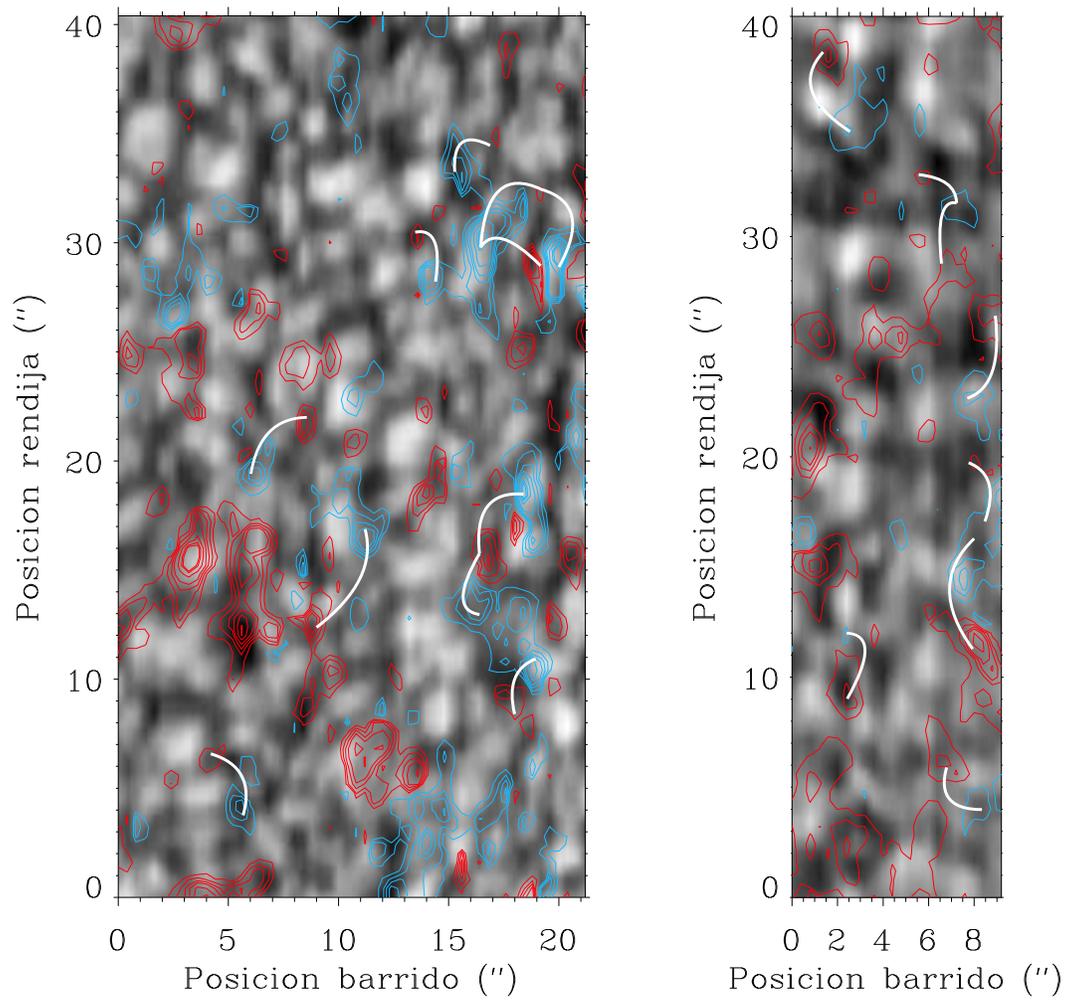


Figura 8.17: Mapas de continuo de las observaciones en  $\mu = 1$  (izquierda) y  $\mu = 0.88$  (derecha). Los contornos superpuestos son las amplitudes de la polarización circular, siendo el color rojo los valores positivos y el azul los negativos. las líneas blancas representan los arcos que hemos detectado en estos dos mapas.

# 9

---

## Conclusiones

El principal objetivo de esta tesis era dar respuesta a la controversia que existía entre las propiedades magnéticas inferidas de los diferentes estudios realizados en 630 nm y en 1.5  $\mu\text{m}$ . Para lograr esta meta se tomaron observaciones espectropolarimétricas de alta calidad simultáneamente en los dos rangos espectrales de una región muy en calma en el centro del disco solar. Tratamos la reducción de los datos de manera muy cuidadosa: alineamos los datos para asegurarnos de que los perfiles de un punto del mapa de la superficie solar son coespaciales en los dos rangos espectrales y filtramos el ruido de las señales de polarización para tener una buena señal a ruido que nos permita rebajar el límite de detección de señales y realizar un análisis riguroso de éstas.

El capítulo 6 lo dedicamos al análisis de las observaciones simultáneas en 630 nm y en 1.5  $\mu\text{m}$  haciendo uso de técnicas de inversión. Estudiamos el conjunto de perfiles de dos lóbulos cuya relación señal a ruido es mejor que 10. Esta muestra representa aproximadamente el 30 % del total de perfiles observados, de modo que aseguramos que los resultados sean representativos. El modelo que utilizamos para reproducir los cuatro perfiles de Stokes se compone de una atmósfera magnética que ocupa una fracción del elemento de resolución y una no magnética que llena el resto del espacio. Con este modelo simple pero adecuado, llegamos a la conclusión de que los dos rangos espectrales son compatibles. Es decir, que los dos trazan las mismas estructuras en la superficie solar. Esto lo deducimos del hecho de que medimos la misma densidad de flujo magnético en ambos rangos espectrales y de que los perfiles de polarización circular situados en una determinada posición tienen la misma polaridad en ambas regiones espectrales. Pero las distribuciones de la intensidad del campo magnético en 630nm y en 1.5  $\mu\text{m}$  son muy distintas: la distribución que obtenemos del infrarrojo tiene una importante contribución de valores de unos pocos cientos de Gauss, mientras que la distribución visible muestra un claro dominio de campos del orden de kG.

La compatibilidad de las medidas en los dos rangos espectrales nos permite realizar un análisis simultáneo de los dos pares de líneas espectrales. Utilizando el mismo tipo de modelo para reproducir los perfiles de Stokes de las líneas en 1.5  $\mu\text{m}$  y en 630 nm conjuntamente, obtenemos una distribución de campos muy similar a la que obtuvimos con el análisis sólo del infrarrojo. Es decir, encontramos un modelo basado en intensidades de campo de hG que reproduce tanto los perfiles en el infrarrojo como en el rango óptico. Encontramos

también dos distribuciones de campo funcionalmente distintas para los gránulos y para los intergránulos. Las zonas granulares se caracterizan por una distribución con campos muy débiles que puede modelarse mediante una exponencial decreciente con un campo magnético promedio de 114 G. Las zonas intergranulares presentan una distribución de campos que se asemeja a una maxwelliana centrada en campos del orden de la equipartición  $\approx 500$  G. Este resultado es esperable desde el punto de vista de la magnetohidrodinámica, lo cual refuerza nuestros resultados. Estas estructuras magnéticas ocupan solamente un 2 % del elemento de resolución, independientemente de la intensidad del campo magnético. La densidad de flujo magnético sin signo es de  $5 \text{ Mx/cm}^2$  y con signo de  $-0.075 \text{ Mx/cm}^2$  si tenemos en cuenta la superficie total de la observación. Esto último significa que las estructuras magnéticas son tales que el flujo se cancela por completo en todo el campo observado.

Pero, ¿cómo se entiende que las medidas de campo magnético en el infrarrojo y en el visible sean compatibles y, en cambio, las distribuciones de la intensidad del campo sean tan divergentes?. El capítulo 7 lo dedicamos a dar respuesta a esta pregunta. Realizamos un estudio de las propiedades físicas de cada par de líneas espectrales. La conclusión a la que llegamos es que no podemos determinar de forma fiable la intensidad de campo solamente con las líneas en 630 nm, mientras que sí podemos hacerlo con las líneas en  $1.5 \mu\text{m}$ . Esto es debido a que el desdoblamiento por efecto Zeeman de las líneas en 630 nm es pequeño y puede reproducirse perfectamente con efectos debidos a la termodinámica. En el caso sencillo que tratamos en esta tesis, el efecto de un campo magnético en los perfiles puede substituirse por pequeñas modificaciones en el gradiente de temperaturas y por un ligero aumento de la velocidad microturbulenta. Esto significa que los parámetros atmosféricos que intervienen en la formación de las líneas espectrales están acoplados, es decir, ninguno de ellos es un observable, solamente algunas combinaciones de ellos. Nosotros encontramos que un buen observable que podemos medir solamente teniendo en cuenta estas líneas visibles es la densidad de flujo magnético, es decir, el producto de la intensidad de campo, el factor de llenado y el coseno de la inclinación del vector campo magnético. En el infrarrojo, el desdoblamiento Zeeman es lo suficientemente evidente como para desacoplarse del resto de parámetros. De momento no podemos saber si la distribución de campos que obtenemos del infrarrojo (o del estudio simultáneo de los dos rangos espectrales) es completa o no, pero sí sabemos que esos campos son reales. Por tanto, si los resultados que obtenemos mediante el efecto Zeeman son realmente representativos del magnetismo de la internetwork, podemos plantearnos cómo varían las propiedades magnéticas de estas regiones en la superficie solar. Para realizar este estudio, aprovechamos varios mapas de la superficie solar en calma en  $\mu = 1$  (datos en los que se basa el estudio de Khomenko et al. 2003),  $\mu = 0.88$ ,  $\mu = 0.4$  y  $\mu = 0.28$ . El análisis de estas observaciones se realiza en el capítulo 8. Un hecho que nos llama la atención de estas observaciones es que hay más señal de polarización circular a medida que nos alejamos del centro del disco. Esto puede estar indicando que las estructuras magnéticas presentes en estas regiones cubren un rango muy amplio de inclinaciones. Aplicando el mismo tipo de inversiones que para las observaciones simultáneas, reproducimos los perfiles regulares (que ocupan desde un 48 hasta un 65 % del campo entero) con una sola componente magnética que llena una fracción del elemento de resolución. El resto lo ocupa una atmósfera no magnética. El resultado de este análisis revela que la distribución de campos o de factores de llenado es la misma independientemente de la posición en la que observemos. Esto implica también

que las propiedades magnéticas de estas regiones son las mismas a lo largo de la altura en la atmósfera. En realidad, no hay variación importante de las distribuciones de campo ni de factor de llenado en el rango de alturas que trazan las líneas de  $1.5 \mu\text{m}$  entre  $\mu = 1$  y  $\mu = 0.28$ , es decir, entre el centro del disco y el limbo.

En estas observaciones hemos detectado una organización de los campos magnéticos en forma de arcos. Los resultados son muy preliminares, solamente son los primeros pasos para determinar la topología de los campos en la internetwork y, mediante esa información junto con las distribuciones de campo, intentar deducir cuál puede ser el mecanismo de generación de estos campos. Este es un estudio muy interesante que requiere mejorar este tipo de observaciones en varias posiciones del disco y que se deja para el futuro inmediato. Aún así, con estas pinceladas que hemos mostrado, parece que el escenario de la internetwork es un amasijo de líneas de campo con intensidades del orden de hG formando pequeños arcos.



# Referencias

- Ballesteros, E., Collados, M., Bonet, J. A., Lorenzo, F., Viera, T., Reyes, M., & Rodríguez Hidalgo, I. 1996, *A&A*, 115, 353
- Beck, C., Schmidt, W., Kentischer, T., & Elmore, D. 2005, *A&A*, 437, 1159
- Bellot Rubio, L. R. 1998, Master's thesis, Universidad de La Laguna, Instituto de Astrofísica de Canarias
- Bellot Rubio, L. R., & Collados, M. 2003, *A&A*, 406, 357
- Casini, R., & López Ariste, A. 2003, in *Solar Polarization 3*, ed. J. Trujillo Bueno & J. Sánchez Almeida, ASP Conference, 98–108
- Cattaneo, F. 1999, *ApJ*, 515, 39L
- Cattaneo, F., Emonet, T., & Weiss, N. 2003, *ApJ*, 588, 1183
- Collados, M. 2002, in *Polarimetry in Astronomy*, ed. S. Fineschi, SPIE, 55
- Domínguez Cerdeña, I. 2003, *A&A*, 412, 65
- Domínguez Cerdeña, I., Kneer, F., & Sánchez Almeida, J. 2003a, *ApJ*, 582, 55
- Domínguez Cerdeña, I., Sánchez Almeida, J., & Kneer, F. 2003b, *A&A*, 407, 741
- . 2006, *ApJ*, submitted
- Emonet, T., & Cattaneo, F. 2001, *ApJ*, 560, 197L
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., & Cuny, Y. 1971, *SoPh*, 18, 347
- Grossmann-Doerth, U., Schüssler, M., & Steiner, O. 1998, *A&A*, 337, 928
- Harvey, K. L., & Martin, S. F. 1973, *SoPh*, 32, 389
- Hermance, J. H. 2001, *ApJ*, 555, 448
- Howard, R., & Stenflo, J. O. 1972, *SoPh*, 22, 402
- Khomenko, E. V., Collados, M., Solanki, S. K., Lagg, A., & Trujillo Bueno, J. 2003, *A&A*, 408, 1115
- Khomenko, E. V., Shelyag, S., Solanki, S. K., & Vögler, A. 2005, *A&A*, 442, 1059
- Landi degl'Innocenti, E. 1992, in *Solar Observations: Techniques and Interpretation*, ed. F. Sánchez, M. Collados, & M. Vázquez (Cambridge: Cambridge University Press), 73

- Landi degl’Innocenti, E., & Landolfi, M. 2004, *Polarization in Spectral Lines* (Kluwer Academic Publishers)
- Lin, H. 1995, *ApJ*, 446, 421
- Lin, H., & Rimmele, T. 1999, *ApJ*, 514, 448
- Lites, B. W., & Socas-Navarro, H. 2004, *ApJ*, 613, L600
- Livingston, W. C., & Harvey, J. W. 1975, *BAAS*, 7, 346
- López Ariste, A., Tomczyk, S., & Casini, R. 2002, *ApJ*, 580, 519L
- . 2006, *A&A*, accepted
- Manso Sainz, R., Landi Degl’ Innocenti, E., & Trujillo Bueno, J. 2004, *ApJ*, 614, 89L
- Martínez Pillet, V., Collados, M., Bellot Rubio, L., Rodríguez Hidalgo, I., Ruiz Cobo, B., & Soltau, D. 1999, in , 5 (*Astronomische Gesellschaft Meeting Abstracts*)
- Martin, S. F. 1987, *SoPh*, 117, 243
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1988, *Numerical Recipes* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Rees, D., & Ying, G. 2003, in *Solar Polarization 3*, ed. J. Trujillo Bueno & J. Sánchez Almeida, ASP Conference, 85–97
- Ruiz Cobo, B., & del Toro Iniesta, J. C. 1992, *ApJ*, 398, 375
- . 1994, *A&A*, 283, 129
- Sánchez Almeida, J., Domínguez Cerdeña, I., & Kneer, F. 2003, *ApJ*, 597, L177
- Sánchez Almeida, J., & Lites, B. W. 2000, *ApJ*, 532, 1215
- Sánchez Almeida, J., Ruiz Cobo, B., & del Toro Iniesta, J. C. 1996, *A&A*, 314, 295
- Shchukina, N., & Trujillo Bueno, J. 2001, *ApJ*, 550, 970
- Socas-Navarro, H. 2003, in *Solar Polarization 3*, ed. J. Trujillo Bueno & J. Sánchez Almeida, ASP Conference, 330–335
- Socas-Navarro, H., & Lites, B. W. 2004, *ApJ*, 616, 587
- Socas-Navarro, H., Martínez Pillet, V., & Lites, B. W. 2004, *ApJ*, 611, 1139
- Socas-Navarro, H., & Sánchez Almeida, J. 2002, *ApJ*, 565, 1323
- . 2003, *ApJ*, 593, 581
- Stenflo, J. O., Solanki, S., & Harvey, J. M. 1987, *A&A*, 171, 305
- Trujillo Bueno, J., Shchukina, N., & Asensio Ramos, A. 2004, *Nature*, 430, 326
- Vögler, A., Shelyag, S., Schüssler, M., Cattaneo, F., Emonet, T., & Linde, T. 2005, *A&A*, 429, 335