

Curso 2009/10
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS/5
I.S.B.N.: 978-84-7756-933-6

HÉCTOR VÁZQUEZ RAMIÓ

**Observación de la convección
en estrellas de tipo solar**

Directores

**TEODORO ROCA CORTÉS
CLARA RÉGULO**



SOPORTES AUDIOVISUALES E INFORMÁTICOS
Serie Tesis Doctorales

a mis padres



JORGE C.

Resumen

Se han analizado series temporales de las fluctuaciones de la irradiancia solar integrada sobre el disco provenientes del experimento espacial *Variability of the solar IRradiance and Gravity Oscillations* (VIRGO) durante dos épocas correspondientes una, a un máximo de actividad magnética, y la otra, a un mínimo. En cada caso, se han ajustado las distintas componentes de señal periódica (oscilación fotosférica) y no periódica, causada por las heterogeneidades espaciales y temporales presentes en la fotosfera solar. Principalmente, se identifican las componentes no periódicas correspondientes a la convección (granulación y supergranulación) y la influencia conjunta de las regiones activas (manchas solares, fáculas, etc.). Se ha aplicado el modelo Harvey (1984) para ajustar dichas contribuciones determinando tiempos de vida media de cada una de ellas, obteniendo para la granulación solar $210\text{s} \leq \tau_{\text{GR}} \leq 260\text{s}$, sin variaciones significativas del máximo al mínimo de actividad. Se ha hallado necesario incluir en el modelo una componente no periódica adicional con $\tau_{\text{GR2}} \approx 70\text{s}$ que, por su proximidad con la el tiempo de vida media de la granulación y a tenor de las observaciones de alta resolución espacial existentes de la fotosfera solar (Del Moro, 2004), se asocia también a un patrón granular, pero con distinta escala temporal.

Se ha desarrollado un modelo de simulaciones numéricas fenomenológicas de la irradiancia del disco solar que incluye granulación, supergranulación, manchas solares, rotación diferencial y oscurecimiento centro-borde; todo ello basado en observaciones de alta resolución espacial del Sol. Las simulaciones reproducen satisfactoriamente la parte de señal solar que se incluye en el modelo (los modos acústicos no están implementados) tanto en el dominio temporal (la serie temporal) como en el de frecuencias (el espectro de potencias). Esta herramienta se puede emplear para simular no solamente el Sol, sino también otras estrellas.

Se han empleado las observaciones englobadas en el proyecto *STellar Astrophysics & Research on Exoplanets* (STARE) (destinado a la detección de planetas por el método de tránsitos) que se caracterizan por ser de larga duración (más de un mes) y se realizan sobre un campo de gran tamaño $6.1^\circ \times 6.1^\circ$, lo que permite obtener series temporales fotométricas de gran cantidad de estrellas. Se han clasificado estas estrellas en función de su diferencia de color J-K_s del catálogo de *Two Micron All Sky Survey* (2MASS) y se han seleccionado varios conjuntos de estrellas de Secuencia Principal de tipo espectral cercano al solar: 4 estrellas de tipo espectral A, 50 de tipo espectral F, G y K, y 29 de tipo espectral M; obteniendo los respectivos espectros de potencias promedio representativos de cada tipo espectral. En la región de frecuencias donde se espera señal de granulación se ha ajustado una función potencial del tipo $P(\nu) = A\nu^B$ que equivale a realizar un ajuste lineal en el plano $\log P - \log \nu$. Se ha encontrado que la pendiente crece, en valor absoluto, con lo tardío del tipo espectral (de F a M). También se han llevado a cabo observaciones con los telescopios *Optical Ground Station* (OGS) del Observatorio del Teide (OT) e *Isaac Newton Telescope* (INT) del Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) de un mismo campo para obtener series fotométricas de un conjunto de estrellas catalogadas como de tipo espectral cercano al solar para efectuar un estudio análogo. Para llevar a cabo el proceso de reducción fotométrica se ha desarrollado un código específico para el tratamiento de fuentes puntuales fuera de foco (en forma de anillo), pues las observaciones se han realizado de este

modo adoptando técnicas de fotometría de ultra-alta precisión. Los resultados de los ajustes indican la misma tendencia encontrada para el campo de STARE pero sólo de G a M.

Se han comparado las pendientes B del espectro de potencias del Sol (de tipo espectral G2) en ciertas regiones clave del mismo y se han comparado con los resultados obtenidos para conjuntos de estrellas de tipo espectral G. En el caso de estas últimas, las pendientes medidas son menores, en valor absoluto, debido principalmente a la presencia de ruido procedente de la reducción fotométrica y al efecto adverso de la atmósfera terrestre (centelleo), además de las interrupciones que conforman la ventana observacional. Por otro lado, en base a una medida existente en la literatura de B sobre el espectro de potencias de α Cen A, estrella del mismo tipo espectral que el Sol, y a distintas realizaciones de la simulación fenomenológica, se ha estimado el tiempo de vida característico de la granulación en dicha estrella en $\tau_{\text{GR}} \lesssim 240$ s.

Se han analizado observaciones recientes realizadas desde el espacio por la misión *Microvariability and Oscillations of Stars* (MOST) de Procyon A, una estrella de tipo espectral F5. La serie temporal tiene un ruido suficientemente bajo como para realizar un estudio individualizado que ha permitido estimar, con la ayuda del modelo de simulaciones numéricas fenomenológicas desarrollado, que el tiempo de vida de la granulación en Procyon A es $120 \text{ s} \lesssim \tau_{\text{GR}} \lesssim 240$ s. La amplitud raíz cuadrática media de la misma en el dominio temporal se ha estimado en $A_{\text{GR}} = 230$ ppm, unas diez veces mayor que la ajustada en el Sol.

También se ha realizado un estudio preliminar de los datos del satélite espacial *Convection Rotation and planetary Transits* (CoRoT) que pertenecen al programa de búsqueda de planetas, dónde se ha encontrado que en la zona del espectro donde en el Sol se localizan la supergranulación y las regiones activas, $|B|$ crece del tipo espectral F al M. La presencia de la frecuencia orbital del satélite en los datos ha impedido llegar a conclusiones en la región en la que debiera de dominar la señal de granulación.

La comprensión de la señal no periódica presente en estrellas de tipo espectral cercano al solar va a ser crucial a la hora de analizar la gran cantidad de datos que están suministrando misiones espaciales como CoRoT, por ejemplo, para establecer límites para la detectabilidad de modos acústicos en otras estrellas; y su caracterización va a incidir sobre la teoría de evolución estelar y puede aportar claves que ayuden al refinamiento de modelos teóricos detallados de la convección en estrellas distintas al Sol.

Summary

Disk integrated solar irradiance fluctuations time series coming from Variability of the solar IRradiance and Gravity Oscillations (VIRGO) space experiment were analyzed during an epoch of maximum magnetic activity and another during minimum activity. In each case, different components were fitted corresponding to periodic signal (photospheric oscillation) and to non-periodic signal, due the spatial and temporal inhomogeneities at Sun's photospheric level. The identified components mainly correspond to convection (granulation and supergranulation) and to the joint effect of the active regions (sunspots, faculae, etc.). The Harvey (1984) model was used to fit these components determining mean lifetimes for each of them, obtaining $210\text{s} \leq \tau_{\text{GR}} \leq 260\text{s}$ for the mean Sun's granulation pattern lifetime, and not finding any significant variation from minimum to maximum activity. It was found necessary to include an additional non-periodic component with $\tau_{\text{GR}2} \approx 70\text{s}$ in the model to fit the solar background that, due its proximity in time with the granulation lifetime and the existing observations of high spatial resolution images of the Sun's photosphere (Del Moro, 2004), it was associated also with a granulation pattern, but with a different time scale.

Based on solar high spatial resolution observations studies, a model of phenomenological numerical simulations of the disk integrated solar irradiance was developed including granulation, supergranulation, sunspots, differential rotation and limb-darkening. Simulations succeed in reproducing the modeled solar signal (the acoustic modes are not included in the model) both in the time domain (time series) and in the frequency domain (power spectrum). This tool may be employed to simulate not only the solar signal, but other stars too.

Observations belonging to the STellar Astrophysics & Research on Exoplanets (STARE) project (whose aim is the detection of exo-planets through the transit method) were employed to analyze a particular open field of stars. STARE observations of a single field are long (more than a month) and over a large field ($6.1^\circ \times 6.1^\circ$) obtaining photometric time series of many stars. These stars were classified according to its J-K_s color difference taken from the Two Micron All Sky Survey (2MASS), and a group of stars belonging to the Main Sequence and with spectral types close to the solar were selected: 4 A spectral type stars, 50 F, G and K spectral type stars, and 29 M spectral type stars; obtaining the corresponding five representative mean power spectra of each spectral type. A fit of a power function $P(\nu) = A\nu^B$ was performed within the frequency range where granulation signal is expected, what is equivalent to a linear fit in the $\log P - \log \nu$ plane. The main result is that the slope of the power spectrum increases (in absolute value) from F to M; i.e. the later the spectral type the more pronounced the slope of the power spectra. In order to perform an analogue study, observations of another open field containing stars with spectral types close to the solar were also carried out with the Optical Ground Station (OGS) at the *Observatorio del Teide* (OT) and the Isaac Newton Telescope (INT) at the *Observatorio del Roque de los Muchachos* (ORM) telescopes. The observations were performed adopting ultra-high photometry techniques that imply the observation of the stars out of focus, and an specific code was implemented in order to manage those images with defocused point sources (i.e. donought shaped). The fits of the spectral type representative power spectra slopes yield the same trend found with STARE data but only from spectral type G to M.

The power spectrum slopes B of the Sun (which is a G2 spectral type star) fitted on key frequency ranges were compared with those found when studying the two sets of stars of spectral type G mentioned before. The slopes fitted on stars observed from ground are lower, in absolute value, than those of the Sun, mainly due to the presence of noise coming from the photometric reduction process and the undesired effects of the Earth atmosphere (scintillation), as well as the interruptions in the time series making up the observational window. On the other hand, the characteristic granulation lifetime of the spectral type G2 star (the same as the Sun) α Cen A was estimated to be $\tau_{\text{GR}} \lesssim 240$ s, based on an existing published measurement of the slope B on its power spectrum, as well as on some realizations of the phenomenological simulations developed here.

Recent observations of Procyon A, a spectral type F5 star, carried out by the Micro-variability and Oscillations of Stars (MOST) space mission were analyzed. The time series noise is low enough to justify an individualized study that allowed, together with the help of the phenomenological numerical simulations, an estimation of its mean granulation lifetime: $120 \text{ s} \lesssim \tau_{\text{GR}} \lesssim 240 \text{ s}$. The time domain rms granulation amplitude was found to be $A_{\text{GR}} = 230$ ppm, around ten times the fitted on the Sun's power spectra.

A preliminary study has been also carried out with the Convection Rotation and planetary Transits (CoRoT) space mission data belonging to the planet finding program. A trend was found in the frequency range where supergranulation and active regions are present in the Sun's signal consisting of an increase of $|B|$ from spectral type F to M. The existence in the data of the satellite orbital frequency prevents to reach any conclusion regarding the information concerning granulation.

The understanding of these non-periodic signals present in the power spectra of stars of spectral type close to the solar will be crucial to analyze the huge quantity of data delivered by space mission, such as Convection Rotation and planetary Transits (CoRoT), and also to establish limits on the acoustic modes detectability of stars; and its characterization will contribute to the stellar evolution theory and may give clues that help on the refinement of detailed theoretical models of the convection of stars other than the Sun.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Enfoque heliosismológico	1
1.1.1. Modos de oscilación y sus observables	1
1.1.2. El espectro de potencias de los modos acústicos	4
1.1.3. El ruido de fondo	5
1.1.4. Motivación, antecedentes y contexto	7
1.2. La convección solar	9
1.2.1. La zona de convección	9
1.2.2. Patrones observados y su naturaleza	11
1.3. La convección en estrellas de tipo espectral tardío	19
2. Una estrella de tipo G2 V cercana: el Sol	23
2.1. Datos observacionales	23
2.2. Análisis de todo el rango espectral	24
2.2.1. Modelo para todo el rango espectral observado	24
2.2.2. Resultados y dependencia con la actividad y el color	26
2.3. Estudio de la necesidad de una componente no periódica extra	33
2.3.1. Análisis de los espectros	33
2.3.2. Significancia estadística de los ajustes	35
2.3.3. Resultados de los ajustes y del test de Fisher (o test F)	36
2.3.4. Sobre la interpretación de la componente no periódica adicional	38
2.4. Comparación velocidad/irradiancia	40
3. Simulaciones fenomenológicas de la irradiancia solar integrada	43
3.1. Motivación y antecedentes	43
3.2. Fenómenos incluidos en la simulación	45
3.2.1. Sobre el observable simulado	45
3.3. Formas funcionales y distribuciones empíricas de los fenómenos	46
3.3.1. Asfericidad	46
3.3.2. Variación centro-borde	46
3.3.3. Rotación diferencial	50
3.3.4. Granulación	50
3.3.5. Supergranulación	52

3.3.6.	Manchas solares	54
3.4.	Implementación del modelo	58
3.4.1.	Llenado de gránulos y supergránulos	59
3.4.2.	Implementación de los gránulos	60
3.4.3.	Implementación de los supergránulos	60
3.4.4.	Implementación de las manchas solares	61
3.4.5.	Oscurecimiento centro-borde, proyección y rotación diferencial	62
3.5.	Aplicación del modelo	63
3.5.1.	Reproducción de la irradiancia solar integrada sobre el disco	63
3.5.2.	Dependencia con τ_{GR}	70
3.5.3.	Dependencia con τ_{SG}	72
3.5.4.	Dependencia de A_{GR} con el radio	73
4.	Estudio observacional de la convección en estrellas de Secuencia Principal	75
4.1.	Fuentes de ruido fotométrico	77
4.1.1.	Conteo fotónico	77
4.1.2.	Extinción atmosférica terrestre	78
4.1.3.	Centelleo	79
4.1.4.	Efectos e inestabilidades instrumentales	81
4.1.5.	Proceso de reducción fotométrica	82
4.2.	Estudio con observaciones de STARE (de 10 cm)	83
4.2.1.	Datos observacionales y elección de estrellas	83
4.2.2.	Reducción fotométrica de STARE	85
4.2.3.	Obtención de los espectros de potencias	85
4.2.4.	Análisis de los espectros	89
4.3.	Observación de estrellas de campo con telescopios de 1 m y 2.5 m	92
4.3.1.	Fotometría de ultra-alta precisión	93
4.3.2.	Particularidades de las observaciones	103
4.3.3.	Análisis de las series temporales	105
4.4.	Dos casos particulares	112
4.4.1.	Comparación entre el Sol y otras estrellas de tipo espectral G	112
4.4.2.	Comparación entre Procyon A y otras estrellas de tipo espectral F	114
5.	Análisis preliminar de los datos de CoRoT	119
5.1.	La misión CoRoT	119
5.2.	Evaluación de una muestra de estrellas de CoRoT	120
5.2.1.	Observaciones empleadas	120
5.2.2.	Tratamiento de las series temporales	121
5.2.3.	Resultados	123
5.3.	Futuras tareas a realizar	131
6.	Conclusiones finales	133

A. El Telescopio Astrosísmico-Fotométrico (TELAST)	137
A.1. Características del sistema TELAST	137
A.2. Campaña para la observación del cúmulo abierto NGC7039	140
A.3. Situación actual del sistema	141
B. Listas de estrellas	143
Bibliografía	148
Agradecimientos	157

1

Introducción

La motivación de esta tesis parte de la Heliosismología, la disciplina de la Astrofísica que se encarga del estudio de los modos propios de oscilación del Sol. Los estudios teóricos predicen que en el Sol están presentes, como ondas estacionarias, modos de oscilación en los que la fuerza restauradora es la gravedad (modos g) y modos en los que ésta es la presión (modos p). Observacionalmente lo que ocurre es que la mayoría de los modos p son claramente visibles en el espectro de potencias de las series temporales de las fluctuaciones de los observables que trazan las oscilaciones, aunque el *ruido* aumenta a medida que la frecuencia disminuye, lo que causa que los modos p que se encuentran en esa región se midan con mayor dificultad. Ese *ruido* también hace que los modos g sigan sin detectarse de forma concluyente. El origen de este *ruido solar* se encuentra tanto en las escalas espaciales como en la evolución temporal de heterogeneidades en la superficie visible del Sol, que son debidas principalmente a los movimientos convectivos y al reflejo del magnetismo solar en la superficie. Es de esperar que estos fenómenos existan también en otras estrellas.

1.1. Enfoque heliosismológico

El objeto de este trabajo es tratar con entidad de señal el llamado (en el ámbito de la Heliosismología) *ruido solar*, pues refleja características importantes que conciernen a las escalas temporales y espaciales de las estructuras convectivas y del magnetismo solar. Por lo tanto, la tesis tiene en su origen, un enfoque que parte de la Heliosismología.

1.1.1. Modos de oscilación y sus observables

Al aplicar perturbaciones de pequeña amplitud a las ecuaciones de estructura solar en equilibrio hidrostático (y aplicando ciertas aproximaciones) aparecen dos familias de soluciones en forma de ondas estacionarias (Christensen-Dalsgaard, 1989; Stix, 1991; Kippenhahn y Weigert, 1994); es decir, ondas resonantes atrapadas en el interior solar entre dos profundidades donde la onda se refleja y que constituyen

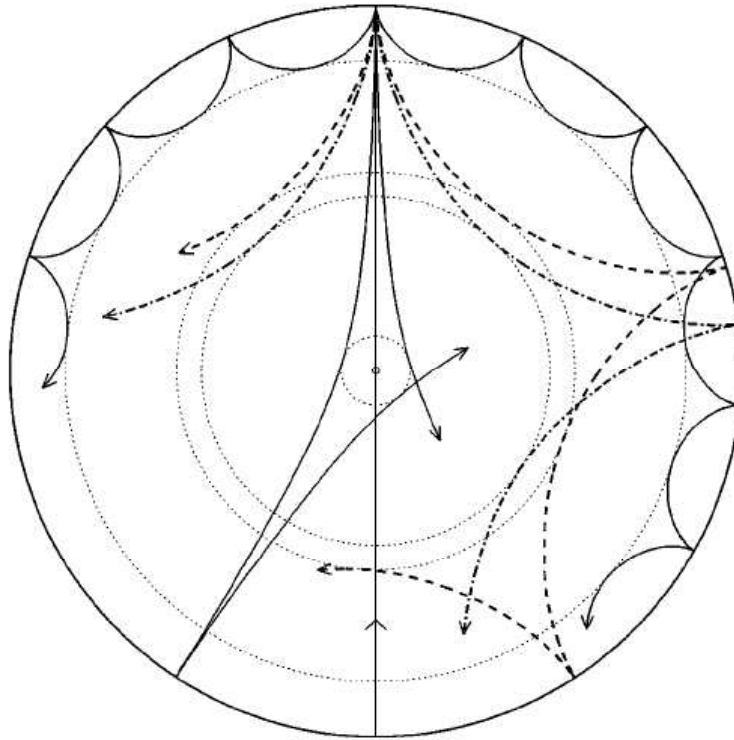


Figura 1.1: Esquema del trayecto que siguen las ondas (modos p) al propagarse en el interior solar. Los trazos indican la dirección de propagación. Se indica el punto de retorno interno donde cada onda se ve reflejada debido al aumento de la velocidad del sonido c_s . Todas ellas tienen a la superficie solar como punto de retorno externo, en este caso debido a la rápida disminución de la densidad. (Christensen-Dalsgaard, 2002).

la frontera de la región de confinamiento. A estos puntos se los conoce como puntos de retorno y definen cavidades resonantes de distinto tamaño, lo que da lugar a frecuencias de oscilación distintas (véase la Fig. 1.1). Las soluciones oscilatorias se representan adecuadamente, en la superficie solar, a través de los armónicos esféricos. Los dos tipos de oscilaciones (que surgen de las dos familias de soluciones estacionarias resultantes), llamadas modos p y modos g , difieren fundamentalmente por quién juega el papel de fuerza restauradora. En el caso de los modos g , ese papel lo toma la fuerza gravitatoria, mientras que en los modos p , lo hace la presión. Además, los modos g se caracterizan por tener ambos puntos de retorno en el interior solar, por debajo de la zona de convección, mientras que los modos p tienen el primer punto de reflexión en la superficie y el segundo en el interior del Sol. La posición del segundo punto de retorno de los modos p (o modos acústicos) se encuentra en el centro del Sol para el modo $\ell = 0$, situándose progresivamente con el aumento del grado ℓ del modo (el número de nodos de una onda esférica en la superficie) cada vez más cerca de la superficie. De hecho, a partir de $\ell \gtrsim 40$ éstos se encuentran confinados enteramente en la zona de convección, cerca de la superficie solar.

La frecuencia de cada modo de oscilación depende de las condiciones físicas reinan-

tes en las capas en las que se encuentran atrapadas y proporcionan una herramienta sismológica poderosa para estudiar el interior solar. La representación de estos modos en el espectro de potencias de cualquier señal (ya sea irradiancia, velocidad, etc.) es un pico de perfil Lorentziano. La determinación de la forma de los perfiles de línea de los modos, las frecuencias, las amplitudes, la vida media, la medición de los desdoblamientos (*splittings*) debidos a la rotación, etc., han servido para comprobar modelos teóricos, estudiar los mecanismos de excitación y amortiguamiento de los modos acústicos, medir la velocidad de rotación en función de la profundidad y de la latitud, medir la velocidad del sonido en distintas capas, etc. La Heliosismología se ha convertido en la única herramienta viable (salvo la difícilísima detección de los neutrinos procedentes de las reacciones nucleares en el interior) para estudiar la estructura y la dinámica del interior solar en función de la profundidad. Entre los avances en el conocimiento de la estructura del interior solar atribuibles a la Heliosismología cabe mencionar (Christensen-Dalsgaard, 2002): la localización exacta de la base de la zona de convección (en una capa más profunda de lo que se pensaba anteriormente), la determinación de la velocidad del sonido c_s en la mayoría del interior solar a través de inversiones, la determinación de la abundancia de Helio en la atmósfera solar, así como la aportación de claves al llamado problema de los neutrinos solares (esto es, el hecho que se detecten menos neutrinos de los esperados), la inferencia de la estratificación de la velocidad de rotación solar (tanto con el radio como con la latitud), el estudio de la tacoclina (capa en la que la rotación diferencial con la latitud desaparece), etc.

En cuanto a la detección de los modos p se refiere, hay que tener en cuenta que se tratan de ondas acústicas que resuenan entre la superficie y un punto de retorno interno y, en su viaje, éstas expanden y comprimen el plasma de tal forma que estos movimientos pueden observarse como una señal en velocidad, detectable en la superficie usando el efecto Doppler sobre líneas espectrales de absorción y/o como variaciones en el diámetro solar. Por otro lado, la compresión del gas también puede detectarse ya que, al comprimirse, éste se calienta y, por lo tanto, emite mayor cantidad de radiación, aumentando su luminosidad y siendo detectado como fluctuaciones del brillo en el continuo y/o en una línea. Para un modo dado, tanto la señal en velocidad como en intensidad es muy débil: las amplitudes de la señal a la altura de la fotosfera, en velocidad son del entorno a 25 cm s^{-1} o menores (Kjeldsen y Bedding, 1995), incluso cerca del máximo de señal próximo a 3 mHz, mientras que la fluctuaciones del brillo del continuo, en particular, en la longitud de onda $\lambda = 550 \text{ nm}$ son entorno a $\Delta I/I \approx 4.7 \times 10^{-6}$ o 4.7 partes por millón (4.7 ppm), lo que corresponde a una fluctuación en la temperatura de unos 0.007 mK. Estas señales tan pequeñas pueden detectarse gracias al gran número de fotones que recibimos del Sol, que nos permiten hacer medidas con un nivel de ruido muy bajo. La elección de las estrategias instrumentales dependerá del tipo de observaciones que queramos realizar, pero básicamente los observables son las fluctuaciones de velocidad en la superficie, y las de irradiancia o de temperatura.

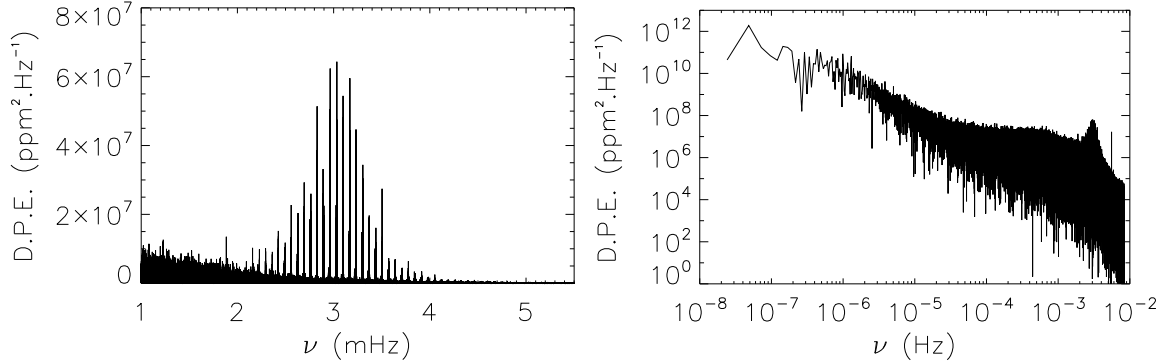


Figura 1.2: *Izquierda:* Espectro de potencias de los modos acústicos solares obtenida a partir una serie temporal de más de un año perteneciente al canal verde de SPM/VIRGO, en una época de actividad magnética baja. *Derecha:* El mismo espectro en todo el rango de frecuencias y en escala logarítmica. Localícese la región de los modos acústicos y nótese la distribución del ruido de fondo. D.P.E. (densidad de potencia espectral).

1.1.2. El espectro de potencias de los modos acústicos

El estudio de los modos acústicos solares se realiza en el dominio de frecuencias, puesto que se investigan fenómenos periódicos: las ondas estacionarias de presión solares. Por lo general se aplica un análisis de Fourier para, a partir de una serie temporal de magnitudes (ya sean velocidad, irradiancia o temperatura) se obtenga el espectro de potencias en función de la frecuencia. Algunas de sus características más generales (se muestra un ejemplo en la Fig. 1.2) son que el espectro de potencias presenta un máximo en la potencia en torno a $\nu = 3$ mHz (lo que corresponde a una oscilación con un período de 5 minutos) y que se trata de un espectro con muchos picos a frecuencias discretas, con mucha estructura fina (los picos se sitúan en las frecuencias de los distintos armónicos de los modos normales de oscilación). Una de las propiedades más importantes del espectro de potencias de las oscilaciones solares es que su densidad de probabilidad asociada no es Gaussiana, sino que sigue una distribución exponencial, concretamente, una distribución chi-cuadrado con dos grados de libertad, $\chi_{(2)}^2$ (Roca Cortés, 1997; Anderson et al., 1990) que tiene la forma

$$\chi_{(2)}^2(s) = ke^{-s/2} \quad (1.1)$$

donde s es la potencia a una frecuencia dada y k una constante. Esta distribución de probabilidad es tal que la desviación estándar es igual al valor esperado; consecuentemente, para un valor de la potencia estimado, el error será tan grande como el propio valor de la potencia. Esto es especialmente importante cerca de las frecuencias de resonancia, donde la potencia es muy grande. Todo esto hace que los picos en el espectro de potencias observado presenten un aspecto muy abrupto, debido a este tipo de ruido.

1.1.3. El ruido de fondo

Además del ruido estadístico intrínseco descrito anteriormente, existe una señal de fondo (véase la Fig. 1.2) presente en el espectro de potencias que tiene su origen, fundamentalmente, en las variaciones de irradiancia, velocidad, etc. en distintas escalas, tanto temporales como espaciales, en la superficie solar. Las fuentes de ruido solar son, principalmente: las heterogeneidades en la superficie como las fáculas, las manchas solares, etc. (acopladas con la rotación solar), las estructuras convectivas en todas sus escalas y a lo largo de su evolución, además de otros efectos relacionados con el magnetismo solar. Todas estos fenómenos aparecen en el espectro de potencias como una señal de fondo que se extiende en un amplio rango de frecuencias, ocultando parte de la señal debida únicamente a las oscilaciones acústicas.

A la vista de las frecuencias implicadas en estos fenómenos, resulta necesaria la realización de campañas de observación relativamente largas (del orden de varias semanas o algunos meses) para muestrear su evolución temporal convenientemente. Campañas de tal índole conllevan complicaciones que, a menudo, están relacionadas con el acceso a la instrumentación en períodos tan largos. Si las observaciones se realizan desde Tierra, debe tomarse en consideración la influencia de la turbulencia atmosférica terrestre, que introduce señal espuria en los datos y, si además, se realizan en una única ubicación, tendrán que añadirse los efectos de las interrupciones debidas al ciclo día-noche, que complican la interpretación en un análisis de frecuencias. Para disminuir en lo posible las interrupciones en la toma de datos, se opta por dos soluciones: instalar la instrumentación en el Polo Sur, emplazamiento estratégico desde donde se puede operar sin interrupciones durante varios meses, o bien, por las redes internacionales coordinadas formadas por distintos observatorios ubicados sobre el globo terrestre de forma conveniente para minimizar las interrupciones en la toma de datos. En todo caso, la influencia de la atmósfera terrestre seguirá presente, por lo que el siguiente paso son las misiones espaciales, que proporcionan observaciones sin interrupciones durante largos períodos de tiempo (años), en un entorno más estable y libre de las perturbaciones debidas a la atmósfera terrestre.

El lanzamiento, en 1995, de la misión conjunta de la Agencia Espacial Europea (ESA) y la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO) (ESA/NASA) (Domingo et al., 1995), permitió disponer de datos de muy alta calidad libres de los efectos turbulentos de la atmósfera terrestre y sin apenas interrupciones. Los instrumentos heliosísmicos a bordo: *Global Oscillations at Low Frequencies* (GOLF) (Gabriel et al., 1995), *Variability of the solar IRradiance and Gravity Oscillations* (VIRGO) (Fröhlich et al., 1995) y *Michelson Doppler Imager* (MDI) (Scherrer et al., 1995) han proporcionado observaciones en velocidad y en irradiancia. Incluso en observaciones realizadas desde ese satélite, se hace patente esta señal de fondo que es intrínseca al Sol y que es de esperar que su análoga en otras estrellas sea también intrínseca a ellas. En el caso solar, en observaciones desde el espacio, el llamado *ruido solar* impide la identificación de modos a partir de una frecuencia dada, como se puede apreciar en la Fig. 1.2, donde la identificación de modos se dificulta sensiblemente, en señal de irradiancia, para frecuencias $\nu \lesssim 2$ mHz,

pues el ruido solar domina. Desde hace unos 25 años se sabe que una señal presente en el espectro de potencias solar y que, hasta ese momento, se consideraba espuria para la medición precisa de los modos acústicos (modos p) y que imposibilita, hoy en día, la detección de modos gravitatorios (modos g) responde a la señal no periódica de las distintas componentes de la convección y a la actividad magnética solar.

Un aspecto a destacar del ruido solar es que éste es más patente en el espectro de potencias obtenido a partir de series temporales de fluctuaciones de irradiancia que en los de variaciones de velocidad; el espectro de los modos acústicos solares presenta una mejor relación señal a ruido en el segundo caso que en el primero.

El conocimiento de todas estas heterogeneidades observadas en la superficie solar llevó a Harvey (1984) a proponer un modelo simple para entender la señal de base del espectro de potencias acústico solar como una manifestación de la convección y demás fenómenos existentes en la fotosfera. Éste fue concebido para el espectro de potencias de velocidades y consistía en la contribución de varias funciones de autocorrelación decrecientes exponencialmente. Cada una de las componentes más o menos identificadas en el espectro base se caracterizaba por su tiempo característico τ y su amplitud raíz cuadrática media (*rms*) σ .

$$P(\nu) = \frac{4\sigma^2\tau}{1 + (2\pi\nu\tau)^2} \quad (1.2)$$

Este modelo se empleó con relativo éxito en trabajos como el de Jiménez et al. (1988) (véase la Fig. 1.3) o el de Pallé et al. (1995), ambos usando datos en velocidad medidos por el espectrofotómetro MARK-I, nodo de la red *Birmingham Solar Oscillations Network* (BiSON), sito en el Observatorio del Teide.

Straus et al. (1999) usaron un modelo ligeramente modificado también debido a Harvey et al. (1993) para ajustarlo a espectros obtenidos a partir de imágenes solares de alta resolución obtenidas con el instrumento MDI (SoHO) y por tanto, abarcando $\ell \gtrsim 150$. Este modelo era:

$$P(\nu) = \frac{4\sigma^2\tau}{1 + (2\pi\nu\tau)^b} \quad (1.3)$$

En este trabajo se empleaba el mismo modelo tanto para ajustar a espectros de potencias de velocidad como de irradiancia, asignando a σ el papel de la amplitud *rms* de la irradiancia, de forma análoga a la interpretación en velocidad, e introduciendo un parámetro b , relacionado con el el ritmo de amortiguamiento.

Más recientemente, este modelo ha sido utilizado con cierto éxito para ajustar espectros de potencias a partir de la luz solar integrada sobre el disco (observando el Sol como una estrella, obtenidos con los instrumentos: GOLF, que mide desplazamientos Doppler de velocidad (Régulo et al., 2002) y VIRGO, que mide variaciones de la irradiancia (Vázquez Ramíó et al., 2002).

Así pues, parece clara la conexión existente entre la señal de base del espectro de potencias solar y las estructuras convectivas y manifestaciones de la actividad magnética observadas en la fotosfera. De ahí la aparición en la literatura de numerosos trabajos que intentan generar una señal cuyo espectro de potencias se corresponda con

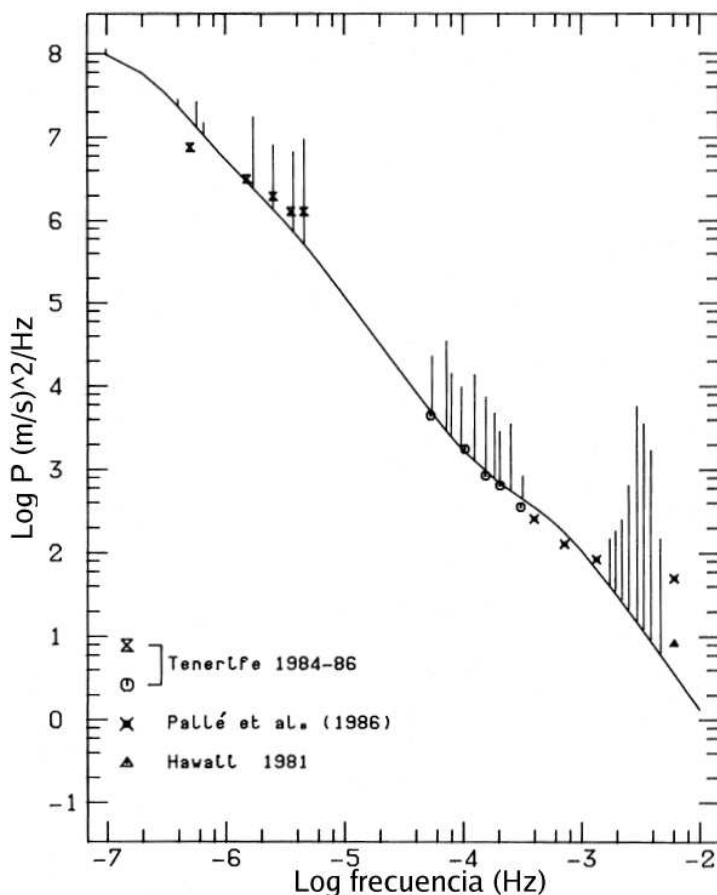


Figura 1.3: De Jiménez et al. (1988): señal de fondo del espectro de potencias acústico solar fruto de las observaciones con el espectrofotómetro MARK-I. Los símbolos corresponden a estimaciones del nivel de ruido en distintos rangos de frecuencia, mientras que la línea continua es el resultado de un ajuste del modelo de Harvey (1984).

el observado. Andersen (1991a), Andersen (1991b) y Andersen et al. (1994) simularon la irradiancia solar en la superficie solar teniendo en cuenta las intensidades, tiempos de vida y tamaños típicos de la granulación, la mesogranulación y la supergranulación así como, en parte, la rotación para generar series de valores de la irradiancia total integrada que, pasada al dominio de frecuencias, se asemeja a la observada en el espectro de potencias solar a partir de observaciones tanto en Tierra como en el espacio (Rabello-Soares et al., 1997).

1.1.4. Motivación, antecedentes y contexto

Durante la última década se ha intentado observar oscilaciones acústicas en estrellas parecidas al Sol a través de observaciones en Tierra. Para ello se han medido variaciones Doppler de la velocidad δv en líneas espectrales y fluctuaciones de tem-

Tabla 1.1: Posibles detecciones de modos p en estrellas. Se indica el observable empleado para su detección así como el tipo espectral y clase de luminosidad de la estrella y la frecuencia donde se observa la potencia espectral máxima.

FUENTE	OBSER.	ESTRELLA	TIPO	ν_{max} (mHz)
Belmonte et al. (1990a,b)	δv y δI	α Boo	K2 III	0.0043
Belmonte et al. (1990c)	δI	HD155543	F2 V	2 – 2.8
Kjeldsen et al. (1995)	δW	η Boo	G0 IV	0.85
Martić et al. (1999)	δv	α CMi	F5 IV-V	0.5 – 1.5
Bedding et al. (2001)	δv	β Hyi	G2 IV	1.0
Bouchy y Carrier (2001)	δv	α Cen A	G2 V	1.7 – 3.0
Frandsen et al. (2002)	δv	ξ Hya	G7 III	0.05 – 0.13

peratura a través de las variaciones de la anchura equivalente δW de las líneas de Balmer (Kjeldsen et al., 1995). Desde 1995, varios grupos de investigadores han reclamado la detección de modos acústicos en el espectro de potencias de varias estrellas. En la Tabla 1.1 se muestra un resumen de estas posibles detecciones.

Todas estas posibles detecciones, a las cuales se les van a añadir muchas otras con toda seguridad, indican que las peculiares oscilaciones que se llevan observando durante décadas en el Sol no son extrañas en estrellas de tipo espectral cercano al solar. Tampoco parece arriesgado pensar que las trazas de los fenómenos no periódicos (convección) y de las regiones activas observadas en el espectro de potencias solar estén también presentes en los estelares. Hasta la fecha, sin embargo, las únicas evidencias de convección en estrellas distintas al Sol provienen de las medidas de las asimetrías observadas en las líneas de absorción de espectros de alta resolución de estrellas de baja metalicidad (Dravins, 1987). Las asimetrías aparecen debido a la contribución conjunta a la intensidad de la línea de las regiones granulares (desplazadas al azul) y las regiones intergranulares (desplazadas al rojo) junto con el distinto origen en profundidad del centro de la línea y sus alas. Sin embargo, otros fenómenos, como la actividad magnética, también modifican el perfil de las líneas espectrales, tal como se ha demostrado en el Sol (Dravins, 1999) y en otras estrellas.

Puede decirse que la señal de fondo no periódica solar no ha sido objeto de estudio central en el pasado, pues se consideraba mero ruido, pero en los últimos años ha cobrado interés impulsado por varios factores. El principal, ha sido el lanzamiento de misiones espaciales dedicadas a la Astrosismología como *Microvariability and Oscillations of Stars* (MOST) (Walker et al., 2003) y *Convection Rotation and planetary Transits* (CoRoT) (Baglin et al., 2002). Asumido ya que se obtendrán datos con precisión fotométrica suficiente como para poder detectar modos acústicos, vuelve a cobrar interés la limitación que la propia actividad de las estrellas (convección y magnetismo) va a imponer a las observaciones. Por otro lado, el auge de la detección de planetas extrasolares a través del método de tránsitos también ha suscitado interés sobre esta señal inherente a las estrellas, para establecer límites de detección, excluyendo posibles falsas alarmas. Por último cabe mencionar otro campo de inves-

tigación que se ha interesado por esta señal: la relación entre la actividad solar y la climatología terrestre. Este campo ha contribuido mayormente en lo que se refiere al modelado de la señal de irradiancia solar.

En resumen, en la literatura reciente se encuentran escasos trabajos dedicados a la señal de base de espectros de potencias estelares. Trampedach et al. (1998) realizaron simulaciones hidrodinámicas de atmósferas estelares para deducir la forma de la señal de base del espectro de potencias a partir de los parámetros físicos conocidos del Sol, α Cen A y Procyon A. Sin embargo, los trabajos más recientes se encaminan hacia la detección de modos acústicos y no se menciona la señal no periódica. Solamente Kjeldsen et al. (1999) parecen detectar un exceso de potencia en la región de bajas frecuencias en α Cen A (de nuevo usando como observable las anchuras equivalentes de las líneas) que relacionan con el *background* estelar.

Por todo ello es del máximo interés el estudio de la convección a través del espectro de potencias estelar para obtener información de parámetros asociados a ella, tales como escalas temporales y espaciales características de las componentes convectivas existentes y sus amplitudes (o energía asociada), de las cuales no se tiene conocimiento observacional alguno, así como información acerca de la manifestación en la superficie de la actividad magnética estelar.

1.2. La convección solar

La información directamente accesible del Sol procede de sus capas más externas y cercanas a su superficie. En realidad, los únicos fotones detectables provienen de los últimos cientos de km hasta llegar a la superficie, lo que representa del orden de una milésima parte del radio solar. En esas capas, las condiciones físicas reinantes son muy complejas, ya que a pesar de que la fotosfera esté en equilibrio hidrostático y termodinámico, la sobrepenetración convectiva y los campos magnéticos internos en áreas localizadas, complican la física en estas capas modificando ligera, pero significativamente, los parámetros observables que definen esta atmósfera.

1.2.1. La zona de convección

La región comprendida entre el radio donde la estratificación de temperatura empieza a ser convectivamente inestable hasta la superficie del Sol se denomina zona de convección (ZC). El espesor de la ZC fue medido por primera vez por Christensen-Dalsgaard et al. (1991) siendo una de las primeras medidas directas de la Heliosismología: la posición de la base de la ZC. Más recientemente, usando datos mejores obtenidos por la red *Global Oscillation Network Group* (GONG) y por SoHO, Basu y Antia (1997) encontraron también, a través de técnicas heliosismológicas, que éste representa el $28.7 \pm 0.1\%$ del radio solar, es decir 199.8 ± 0.7 Mm. Por debajo de ella, el gas está totalmente ionizado y, por contra, el transporte de energía tiene lugar a través de la radiación.

En la ZC el plasma es convectivamente inestable; un determinado volumen de gas elevado por una pequeña perturbación se encontrará rodeado de material más

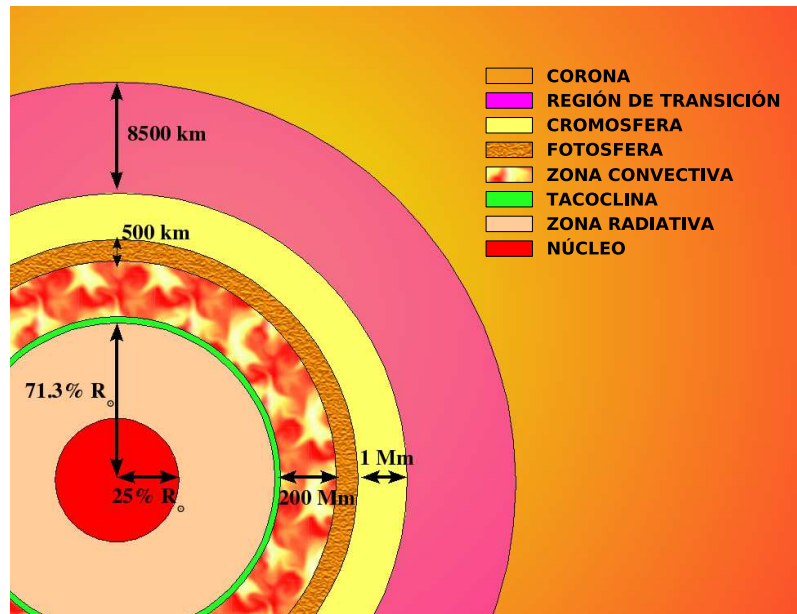


Figura 1.4: Esquema de la estructura solar. Se destacan las principales regiones junto con sus espesores aproximados (no a la misma escala). La superficie del Sol accesible con luz visible es la fotosfera, donde se manifiestan las corrientes convectivas así con otros fenómenos relacionados con la actividad magnética y oscilaciones globales, entre otros. El grosor de la capa de transición que separa la zona radiativa de la convectiva, la tacoclina, se estima en un $5\%R_{\odot}$. La figura no está hecha a escala.

frío y continuará ascendiendo. La disminución de la temperatura que tiene lugar con el radio hace que a 200 Mm de la superficie, ésta sea suficientemente baja como para que algunos de los electrones de elementos más pesados que el H y el He (en este contexto, llamados metales) puedan ser retenidos por sus núcleos. Esto ocasiona un obstáculo en el viaje de los fotones (aumenta la opacidad κ del gas) que hace que éste retenga calor. La convección empieza a producirse cuando el gradiente de temperatura es mayor que el que existiría si el gas ascendiera sin intercambiar calor con los alrededores. Cuando esto ocurre se dice que el gradiente es superadiabático.

La estructura del Sol en las capas externas viene esquematizado en la Fig. 1.4. Desde el centro del Sol, la temperatura desciende monótonamente con el radio hasta alcanzar un valor mínimo de $T_{\min} \approx 4500 K$ en la cromosfera; a unos 550 km por encima de la base de la fotosfera. A partir de este punto, la temperatura empieza a ascender suavemente a través de la cromosfera, y súbitamente en la zona de transición, pasando de $T \approx 6000K$ en la cromosfera a $T \gtrsim 10^6 K$ en el extremo externo de la zona de transición (Rutten, 2007). En la corona, por las especiales condiciones de densidad (plasma muy enrarecido), entre otras causas, el incremento de temperatura sigue teniendo lugar de forma suave.

Los fenómenos que se estudian en esta tesis se localizan, principalmente, a nivel fotosférico, es decir, en la superficie solar. A pesar de ello, éstos tienen su origen en la ZC y algunos, como se verá más adelante, tienen su contrapartida en la cromosfera.

Tabla 1.2: *Tamaños característicos y tiempos de vida media observados de las distintas estructuras presentes en la fotosfera solar. Los valores mostrados están basados en los publicados por varios autores: November et al. (1981), Spruit, Nordlund y Title (1990), Stix (1991), Roudier et al. (1998), Beck, Duvall Jr y Title (1998) y Raju, Srikanth y Singh (1999).*

PATRÓN FOTOSFÉRICO	TAMAÑO		VIDA MEDIA
GRANULACIÓN	1"4 – 2"8	1 – 2 Mm	1 – 12 min
MESOGANULACIÓN	5" – 15"	3.6 – 10.7 Mm	1 – 5 h
SUPERGRANULACIÓN	28" – 44"	20 – 32 Mm	0.7 – 1.2 días
CELDAS GIGANTES	$\gtrsim 400''$	$\gtrsim 290$ Mm	~ 1 mes

1.2.2. Patrones observados y su naturaleza

Dada su proximidad, el Sol es la única estrella en la que ha sido posible observar directamente estructura en su superficie. En la actualidad existen distintos instrumentos que proporcionan una resolución espacial sin precedentes: la Torre Solar de Vacío Sueca (SVST) en el Observatorio del Roque de los Muchachos, en La Palma, ha alcanzado resoluciones espaciales de $0''1$ (70 km) (Berger et al., 2004), la misma que obtiene de forma rutinaria el Telescopio Óptico Solar (SOT) a bordo del satélite japonés Hinode (Shimizu et al., 2008), mientras que existen expectativas que apuntan a que el *Imaging Magnetograph eXperiment* IMAx (Martínez Pillet et al., 2004), a bordo del globo Sunrise (The Sunrise Team et al., 2008), mejore estas prestaciones (Bellot Rubio, 2009).

En su superficie, en la fotosfera, se observan estructuras que históricamente se asocian a la actividad convectiva y magnética solar. Se han identificado patrones, tanto de velocidad como de irradiancia, con tiempos de vida y escalas espaciales predominantes (véase la Tabla 1.2), si bien, en la actualidad existen evidencias que indican que existe un espectro continuo de movimientos que van, desde escalas subgranulares hasta movimientos globales (Nordlund et al., 2009). La granulación (GR) es claramente visible a nivel fotosférico, cubriendo toda la superficie solar, salvo las regiones con *manchas* solares. La supergranulación (SG) (Hart, 1956; Leighton et al., 1962) se observa mejor en velocidad que en intensidad, y los bordes de sus estructuras esbozan la *red de emisión cromosférica* (observable en H α y, sobre todo, en Ca II *K*). En relación a estos movimientos celulares del plasma se sabe que, en presencia de un campo magnético, producen la agregación de flujo magnético, lo que puede tener influencia en la formación de las *manchas* solares (Born, 1974).

También se ha observado una estructura intermedia de las dos anteriores: la meso-granulación (MG) (November et al., 1981; Roudier et al., 2009), aunque con tiempos y escalas características peor definidas (incluso algunos autores, como Rieutord et al. (2000), conjeturan que las escalas medidas dependen fuertemente del método de inferencia de las mismas). Todavía es más difusa la caracterización de un fenómeno convectivo con escalas espaciales mayores que la supergranulación: las celdas gigantes (CG) (Beck et al., 1998). Su posible detección se basa en la observación singular de los

movimientos de las celdas convectivas menores, en heterogeneidades en la distribución del campo magnético y en otras.

Por otro lado, las imágenes de la fotosfera solar de alta resolución espacial indican que la superficie solar muestra patrones de brillo rodeados por líneas oscuras a modo de *granos*. Estas celdas son la manifestación de las corrientes convectivas existentes por debajo de la fotosfera (la zona de convección, de una anchura aproximada al 30 por ciento del radio solar). Existen además otras heterogeneidades visibles en la fotosfera y cromosfera solar, mayormente debidas a la actividad magnética: las regiones activas. Estas estructuras están en mayor o menor medida acopladas a la rotación solar.

Académicamente se han asociado las alturas de recombinación del H y del He (e incluso de los elementos más pesados) con los tamaños característicos de la GR, la MG, la SG (e incluso, de las CG). Si se define la altura h de recombinación de un elemento dado como aquella donde el 50 % del mismo está ionizado, entonces tenemos que (Stix, 1991):

$$\begin{aligned} h &\approx -2 \text{ Mm} && \text{HI (50 \% del HI ionizado)} \\ h &\approx -7 \text{ Mm} && \text{HeI (50 \% del HeI ionizado)} \\ h &\approx -30 \text{ Mm} && \text{HeII (50 \% del HeII ionizado)} \\ h &\approx -200 \text{ Mm} && \text{metales (Hathaway et al., 2000)} \end{aligned}$$

Estas alturas bajo la fotosfera se relacionan con los tamaños característicos de los patrones fotosféricos mostrados en la Tabla 1.2. De esta forma, se vincula la profundidad a la que se ioniza el HI a la GR, la de la primera ionización del HeI a la MG, la de la segunda ionización del He a la SG y, análogamente, la de los metales a la escala de las supuestas CG. La justificación de este marco se basa en el hecho que el aumento en el grado de ionización repercute en una disminución del gradiente de temperatura adiabático, lo que favorece la inestabilidad convectiva. Se sugiere que estos cambios son los que impulsan, de forma preferente, flujos celulares a escalas espaciales parecidas a las profundidades donde estas recombinaciones tienen lugar, y que son observados en la fotosfera.

A pesar de que muchos autores (Lawrence et al., 2001; Cattaneo et al., 2001; Ploner et al., 2000) siguen esgrimiendo este argumento para explicar el origen de los tamaños de los distintos patrones, no es menos cierto que también se ha puesto en duda este esquema. Las razones principales que generan dudas al respecto son dos:

- i) la región donde, por ejemplo, el HI se ioniza no es discreta, sino que se extiende en un amplio rango de alturas (Spruit et al., 1990)
- ii) las perturbaciones termodinámicas producidas por la ionización del HeI (y más aún, las producidas por la ionización del HeII) son de pequeña magnitud y no muy separadas en altura a las de la ionización del HI (Rast, 2003b)

Por otro lado, otro aspecto que influye en el tamaño de los patrones es la variación de la llamada altura de escala de presión H_P o de densidad H_ρ con la profundidad,

definidas como:

$$H_P \equiv -\frac{dr}{d \ln P} ; H_\rho \equiv -\frac{dr}{d \ln \rho} \quad (1.4)$$

donde r es la distancia al centro del Sol. H_P y H_ρ dan cuenta de la longitud que hay que recorrer para que la presión P y la densidad ρ , respectivamente, varíen en un factor igual a \mathcal{e} . La dependencia del tamaño de las estructuras con la altura de escala viene dada por la ecuación de continuidad (conservación de la masa), pues dado que la variación con el tiempo de la densidad es despreciable, al ascender el material, disminuye bruscamente la densidad, por lo que el campo de velocidades debe diverger (ver, por ejemplo, Nordlund et al. (2009)). En la atmósfera solar $H_\rho \approx H_P \approx 150$ km (Nordlund et al., 1997), pero a medida que aumenta la profundidad, la temperatura T aumenta así como el peso molecular medio por partícula μ , lo que hace que H_P y H_ρ aumenten de forma relevante (Stein y Nordlund, 1989). Así, por ejemplo, a $h = -2$ Mm la escala de altura de densidad se estima en $H_\rho \approx 750$ km. Consecuentemente, a medida que aumenta la profundidad, dado el aumento en H_P , están progresivamente permitidas estructuras de tamaños mayores.

Granulación

Al observar una imagen de la fotosfera solar se aprecia que la mayor parte de ella está cubierta por un patrón consistente en celdas brillantes rodeadas por una red conexas de líneas más oscuras (véase la Fig. 1.5). A este patrón se lo conoce como granulación (GR), y se piensa que el contraste observado se debe a que en el centro de los gránulos (GRs) se observa el plasma caliente ascendente que, al superar la superficie, se enfría y desciende dando lugar a las líneas intergranulares más oscuras. La prueba más concluyente en favor de que la GR es la manifestación en la superficie de los flujos convectivos de material en la ZC es la elevada correlación encontrada entre las fluctuaciones de intensidad y de velocidad radial v_r asociadas a este fenómeno. Las numerosas mediciones de desfase $\Phi_{v_r, I}^{\text{GR}} \approx 0$ junto con la elevada coherencia de los dos tipos de señal hasta altos niveles de resolución espacial (hasta ≈ 500 km) (Deubner, 1988; Roudier et al., 1991; Straus et al., 1992) dan solidez a la hipótesis según la cual la GR es la manifestación en superficie de un fenómeno convectivo.

Sigue en debate el carácter turbulento o no de la GR. En los últimos $\approx 50 - 100$ km más externos de la ZC se produce una transición en la que el enfriamiento del gas da pie a que el flujo que contribuye a la luminosidad solar pase de ser, casi enteramente convectivo, a ser radiativo. En ese tramo final tiene lugar una pérdida importante de entropía por parte del gas, y el intercambio radiativo de energía juega un papel determinante (Stein y Nordlund, 1989). El plasma ascendente dentro de un GR sufre un enfriamiento de $\Delta T \approx -5000$ K en una altura $\Delta h < 100$ km. Esta transición se debe a la enorme sensibilidad de la opacidad $\kappa(T)$ del plasma fotosférico a la temperatura T (Spruit et al., 1990). Adicionalmente, la viscosidad del plasma cerca de la superficie solar es muy baja, lo que repercute en un elevado número de Reynolds $Re \sim 10^{12}$; de ahí que se espere que la convección, cerca de la superficie, tenga un marcado carácter turbulento (Espagnet et al., 1993). Nordlund et al. (1997) aducen

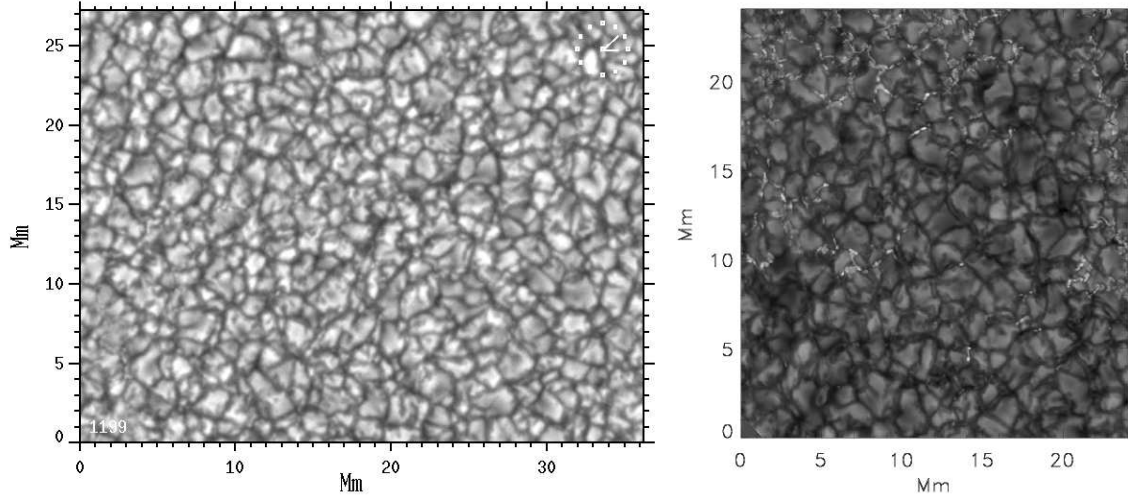


Figura 1.5: *Izquierda:* imagen de alta resolución tomada a $\lambda = 468 \pm 5$ (nm) de la superficie solar en la que se aprecia la granulación. *Derecha:* otra imagen de la granulación solar tomada en el continuo V (Nordlund et al., 2009) en la que se aprecia el fluido ascendente brillante rodeado por las líneas intergranulares más frías y oscuras. También se aprecian algunas concentraciones magnéticas que aparecen como estructuras brillantes a lo largo de las líneas intergranulares. Ambas imágenes fueron tomadas con el Telescopio Solar Sueco de Vacío (SVST) del ORM en La Palma.

que el hecho que el tamaño de los GRs sea mucho mayor que H_P y H_ρ en la fotosfera,

$$L_{GR} \approx 10 \cdot H_\rho \quad (1.5)$$

sugiere que la turbulencia pueda existir, en todo caso, a escalas menores que $H_\rho \approx 150$ km, en los flujos descendentes de gas que tiene lugar en los intergranulos.

En cuanto a la topología de la convección, estudios teóricos como el de (Petrovay, 1990) indican que, a pesar de que el grueso de la convección en la ZC se debe caracterizar por flujos descendentes fibrilares y aislados, en la parte alta de la fotosfera, en los últimos $\sim 10^2$ km, se espera que la morfología se invierta y dominen los flujos ascendentes celulares aislados. Las simulaciones numéricas de la convección en un medio fuertemente estratificado también sugieren que el plasma ascendente sea caliente, divergente y lento; mientras que el descendente sea frío, rápido, aislado, estrecho y enrollado (Stein y Nordlund, 1989).

A través de un razonamiento teórico que involucra la conservación de la masa, se espera que exista un tamaño máximo permitido para los GRs. Esta cota superior surge del hecho de que el gas ascendente en el centro del GR genera un exceso de presión que impulsa a éste a expandirse horizontalmente, lo que también provoca un freno en su ascenso. Se estima que un GR no puede tener un tamaño mayor que unos 4 Mm (Nelson y Musman, 1978; Stein y Nordlund, 1989; Spruit et al., 1990).

Más recientemente, Rast (2003b) ha sugerido una visión nueva de la GR. En contraposición con el esquema clásico en el que los flujos celulares de gas ascendente son los que dominan la misma, propone un modelo en el que los flujos descendentes de gas

frío que tienen lugar en las regiones intergranulares, conocidas como plumas descendentes, son las que impulsan la GR. Apunta que en las celdas granulares mayores, el flujo ascendente máximo no tiene lugar en el centro del gránulo, sino en las regiones adyacentes a las líneas intergranulares. Sugiere que los flujos ascendentes granulares son la respuesta a las perturbaciones negativas de presión inducidas por las plumas descendentes.

En lo que respecta a la información convectiva contenida en el espectro solar (Nordlund et al., 2009), hay que mencionar que las propiedades clave como son la amplitud de la velocidad y las correlaciones entre velocidad e intensidad se manifiestan en las formas de las líneas espectrales solares. Su anchura está fuertemente influenciada por la amplitud del campo de velocidades convectivo, que llega a las capas estables de la fotosfera solar, donde se forman las líneas de hierro. A ese respecto, las numerosas líneas de Fe fotosférico que pueden observarse en el espectro solar son particularmente importantes, tanto por su elevado número, como por su ensachamiento térmico pequeño en comparación con el Doppler causado por el campo de velocidades. Al mismo tiempo, las correlaciones entre velocidad y temperatura dan lugar a un desplazamiento neto hacia el azul (denominado *blueshift* convectivo) y a asimetrías características en las líneas espectrales (Dravins et al., 1981; Asplund, 2005; Gray, 2005). Así pues, la combinación de las anchuras, los desplazamientos y las formas de las líneas espectrales constituyen una huella de los movimientos convectivos que permite comparar detallada y cuantitativamente los modelos 3D y las observaciones con precisión espectral de los perfiles de línea. El acuerdo entre modelos 3D de alta resolución con las observaciones es excelente (Asplund et al., 2000b,a). El buen acuerdo existente entre las anchuras de las líneas espectrales (que constriñe las amplitudes de la velocidad) y el de los desplazamientos y asimetrías de las líneas (que hacen lo propio con el producto de las amplitudes de la velocidad y las fluctuaciones de intensidad) significa que las fluctuaciones de intensidad obtenidas a partir de las simulaciones sean muy realistas (Danilovic et al., 2008).

Para determinar los tiempos de vida de los GRs se suelen analizar series temporales de imágenes de alta resolución espacial de la fotosfera solar para seguir la evolución de los GRs, identificados a través de distintos métodos, desde que *nacen* hasta que *mueren* (los criterios de nacimiento y muerte suelen variar sutilmente de autor a autor). Los tiempos de vida totales de cada GR se reúnen para confeccionar un histograma de tiempos de vida que se ajusta razonablemente bien a una función exponencial decreciente del tipo:

$$N_{\text{GR}}(t) = N_{\text{GR}}(0) \exp(-t/\tau_{\text{GR}}) \quad (1.6)$$

donde

$$\langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t N_{\text{GR}}(t) dt}{\int_0^\infty N_{\text{GR}}(t) dt} = \tau_{\text{GR}} \quad (1.7)$$

es el tiempo de vida promedio de los GRs (Title et al., 1989; Hirzberger et al., 1999; Del Moro, 2004; Berrilli et al., 2005). El valor que se suele medir en la observación ronda los 4 min: $\tau_{\text{GR}} = 240$ s.

Mesogranulación

La mesogranulación solar fue descubierta por November et al. (1981), quienes encontraron un patrón de flujo celular bastante estacionario con una escala espacial de unos 5 a 10 Mm a partir de velocidades Doppler medidas en el centro del disco solar. Le dieron nombre a este patrón y especularon que se podría tratar de la escala no detectada aún, en ese entonces, entre granulación y supergranulación. La detección de este patrón se ha realizado siempre a través de métodos indirectos que involucran el seguimiento de los movimientos sobre la superficie solar y las propiedades de los gránulos. La conservación de la masa infiere una estrecha relación entre la divergencia de la velocidad horizontal v_h del plasma y su componente vertical v_r (Spruit et al., 1990), por lo que la confección de mapas de divergencia ∇v_h es muy común en el estudio de la escala mesogranular. Oda (1984) observó que los llamados gránulos activos (que se fragmentan repetidamente y se expanden) no se distribuyen aleatoriamente sino que lo hacen dibujando celdas del tamaño mesogranular. Otras propiedades de los gránulos, como sus tamaños y tiempos de vida, al parecer, también varían de acuerdo con la posición que ocupan dentro de la celda mesogranular que perfila el mapa de divergencia (Hirzberger et al., 1999). Las observaciones desde el espacio han permitido mostrar que los gránulos individuales son transportados por advección hacia los bordes de los mesogránulos. Además, las propias celdas mesogranulares se mueven de acuerdo con el flujo celular supergranular y son enviados hacia los bordes de la red, lugar en el que los mesogránulos se destruyen. Cattaneo et al. (2001) concluyen que los mesogránulos deben su origen a interacciones colectivas entre gránulos.

No son pocos los autores que discrepan de la naturaleza de este patrón, que parece penetrar muy poco en la zona de convección, considerándose un fenómeno muy superficial. Además, hay una significativa discrepancia entre los tamaños y los tiempos de vida asociados a este patrón que algunos autores como Rieutord et al. (2000) han sugerido ser debida a la heterogeneidad de las técnicas de promediado empleadas para obtenerlos. Además expusieron que la mesogranulación no es una escala de convección solar, sino la combinación de efectos de gránulos altamente energéticos que dan lugar a fuertes divergencias positivas. También Rast (2003b) aduce que las simulaciones de las interacciones entre n -plumas granulares reproduce sin problemas tanto el patrón mesogranular como el supergranular. En resumen, la naturaleza convectiva de la mesogranulación sigue, hoy en día, en entredicho.

Supergranulación

El campo de velocidades más evidente, después de la granulación, es la supergranulación (SG) que fue observado por primera vez por Hart (1956), y estudiado posteriormente por , quienes enfatizaron la estrecha relación existente entre la supergranulación y la red cromosférica. A diferencia de la GR, la SG está constituida por un campo de velocidades prácticamente horizontal cerca de la fotosfera por lo que su visibilidad aumenta hacia el borde del disco solar. Se cree que este campo de velocidades tan horizontal tiene una importante influencia en el desplazamiento

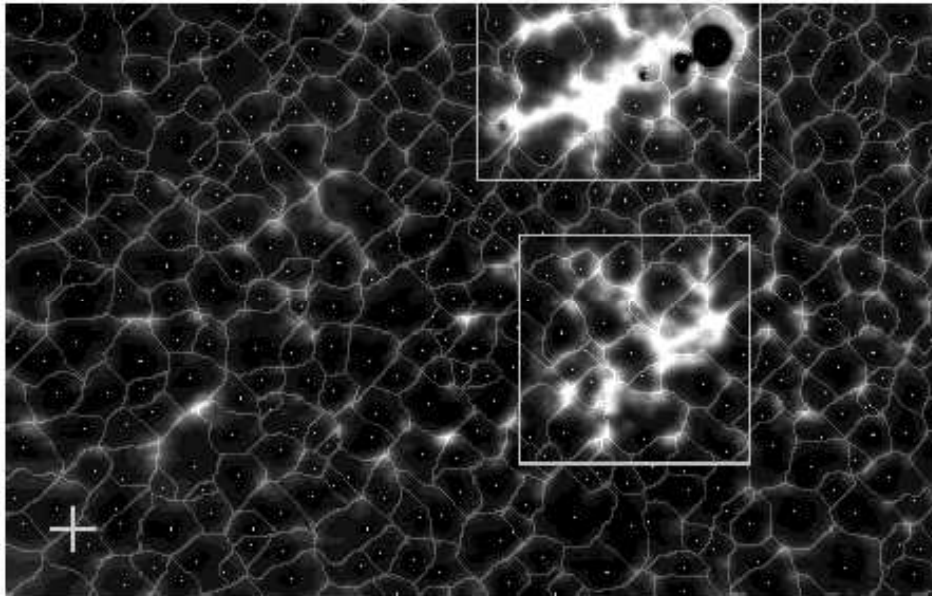


Figura 1.6: La red cromosférica solar tal como se observa en la línea espectral Ca II K con las celdas supergranulares superpuestas (Hagenaar 1997). Las líneas de campo magnético se aglutinan en los bordes de las celdas supergranulares dando lugar a un abrillantamiento que esboza la red cromosférica. La cruz de la parte inferior izquierda tiene un tamaño de $31 \text{ Mm} \times 31 \text{ Mm}$.

y agregación de tubos magnéticos y, por lo tanto, en la formación de las manchas solares (Born, 1974).

La SG está estrechamente ligada a la llamada red cromosférica (Leighton et al., 1962; Simon y Leighton, 1964): un entramado brillante que cubre toda la superficie del Sol y que es fácilmente detectable en las líneas espectrales H_α (en el rojo) y, especialmente sus bordes, en Ca II K (en el UV), que se debe a la aglutinación de líneas de campo magnético. Se cree que el movimiento convectivo supergranular concentra estas líneas de campo magnético y, de hecho, se observa que las celdas supergranulares, detectadas a partir de Dopplergramas, tienen una estructura morfológica similar a la de los contornos de la red cromosférica (Srikanth et al., 2000). La intensidad en esas zonas se ve favorecida porque la opacidad del gas se reduce por la presencia de campos magnéticos y a la consiguiente reducción de la presión del mismo (Rast, 2003a). Como ejemplo ilustrativo véase la Fig. 1.6, donde se aprecia el abrillantamiento observable en la línea Ca II K sobre un mapa donde se perfilan las celdas supergranulares. Éstas últimas no son visibles directamente en una única imagen en Ca II K pero, al promediar varias acaban siendo evidentes (Hagenaar et al., 1997).

A pesar de que históricamente se ha considerado la SG como un fenómeno convectivo, en los últimos años, la abundancia de datos de MDI y el desarrollo de técnicas de Heliosismología local de tiempo-distancia han arrojado algunas dudas sobre su origen. En concreto, Duvall (1998), mediante técnicas de Heliosismología local de

tiempo-distancia, determinó que el patrón de velocidades horizontales que se observa en la fotosfera pierde coherencia con el patrón inferido a otra profundidad a unos 8 Mm bajo la superficie solar, resultado que choca con el argumento de la profundidad de la región de la segunda ionización del He (a unos 30 Mm de profundidad) como origen de la SG. Sin embargo, otros resultados como la medición de la fase existente entre las fluctuaciones debidas a la SG de la velocidad radial v_r y de la irradiancia I , $\phi_{I-v_r}^{SG} \simeq 180^\circ$ (Straus et al., 1992) apoyan la hipótesis según la cual la SG es un fenómeno convectivo. Esta fase opuesta se piensa que es debida al abrillantamiento que tiene lugar en los bordes de las celdas supergranulares debido a la concentración del campo magnético. Rast (2003a) estudió este fenómeno intentando desligar el abrillantamiento en los bordes, producto de la concentración del campo magnético, del que se espera en el centro de la celda debida al movimiento convectivo (ascensión de gas caliente en el centro y, por lo tanto, más brillante). El resultado que obtiene no es concluyente, pero parece ser consistente con la acción contrapuesta de los dos fenómenos.

Las simulaciones numéricas hidrodinámicas y MHD, que emplean ecuaciones de estado realistas y transferencia de energía radiativa, están alcanzando tamaños cercanos a la escala de supergranulación (véase Nordlund et al. (2009) y citas) y, por lo tanto, pronto se podrán realizar comparaciones cuantitativas entre observaciones y simulaciones, con la importancia que ello conlleva.

En cuanto a los tiempos de vida de los SGs se ha encontrado (Del Moro et al., 2003; DeRosa y Toomre, 2004) que una simple ley exponencial del tipo (Ec. 1.6) da cuenta de la distribución de τ_{SG} , de forma análoga a la GR. Del Moro et al. (2003), al emplear esta función para ajustarla al histograma de tiempos de vida encuentran, tras una corrección por el tiempo de observación total, un valor de $\tau_{SG} = 22$ h, mientras que DeRosa y Toomre (2004) proporcionan como mejor ajuste $\tau_{SG} = 20$ h.

Celdas gigantes

El campo de velocidad mayor y más elusivo detectado en el Sol es el formado por las llamadas celdas gigantes (Simon y Weiss, 1968; Pérez Gardé, 1979; Beck et al., 1998). Éstas se extienden aproximadamente de 40° a 50° en longitud y menos de 10° en latitud, con tiempos de vida del orden de unos cuatro meses; en la Fig. 1.7 se muestra una representación de las mismas. La existencia de celdas gigantes se infiere de forma indirecta a través de los movimientos de estructuras convectivas de menor tamaño (la supergranulación y la red cromosférica asociada); por heterogeneidades de la distribución del campo magnético y la consecuencia visible de la mismas: manchas solares, filamentos, etc. (Stix, 1991).

A través de técnicas heliosismológicas ha sido posible detectar (Hathaway et al., 2000) y seguir, de forma rutinaria (Featherstone et al., 2004; Hindman et al., 2006), flujos en escalas temporales mayores que la supergranulación.

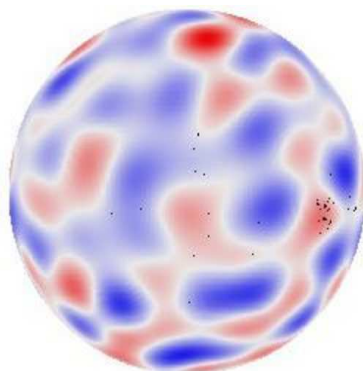


Figura 1.7: Representación de los flujos de velocidad debidos a las celdas gigantes (Hathaway 1998).

1.3. La convección en estrellas de tipo espectral tardío

La inestabilidad convectiva aparece en las estrellas dondequiera que el gradiente de temperatura local sea más acusado que el adiabático; lo que constituye el criterio de Schwarzschild para la inestabilidad frente a la convección. Las estrellas de la llamada alta Secuencia Principal (con masas $M \gtrsim 1.5M_{\odot}$) tienen temperaturas efectivas T_{ef} elevadas y en sus atmósferas el gas está totalmente ionizado. Sin embargo, en las atmósferas de las estrellas relativamente frías, la temperatura puede llegar a ser tan baja que permite a los núcleos de H y/o He capturar electrones, lo que provoca un aumento de la opacidad que favorece la inestabilidad convectiva. De hecho, los modelos teóricos de estructura estelar prevén que las envolturas convectivas aparezcan en fotosferas frías, y a medida que la temperatura efectiva T_{ef} decrece, la convección alcanza capas más profundas en el interior (Kippenhahn y Weigert, 1994). Para una estrella con una masa tan pequeña como $0.4M_{\odot}$, toda ella es convectiva. La teoría del transporte de energía por convección sigue teniendo significativas carencias y, en el ámbito de la Astrofísica, el problema se aborda a través de la antigua teoría de la longitud de mezcla (TLM), debida a Böhm-Vitense en los años 50. La TLM considera un único parámetro ajustable: el cociente entre la longitud de mezcla Λ (un análogo del camino libre medio de una partícula en un gas, es decir, la distancia que recorre un elemento convectivo típico de gas antes de perder su identidad fundiéndose con los alrededores) y la altura de escala de presión H_p (Ec. 1.4):

$$\alpha = \frac{\Lambda}{H_p} \quad (1.8)$$

La simplicidad de esta teoría permite evaluar el flujo convectivo en las regiones de la estrella donde hay inestabilidad convectiva y se emplea en los modelos de evolución estelar. De hecho, los radios de los modelos estelares son especialmente sensibles a la longitud de mezcla, por lo que los modelos teóricos de estrellas con envoltura convectiva tienen incertidumbres significativas en la T_{ef} (Mihalas y Binney, 1981). Más recientemente Canuto y Mazzitelli (1991) propusieron una nueva teoría que no

tuviera el parámetro libre α (tomando $\Lambda = z$, con z la distancia hasta la parte alta de la zona de convección). A pesar de que en algunos aspectos se obtienen mejores resultados que con la TLM (por ejemplo, se deriva un flujo convectivo mayor que en la TLM), en otros no mejora sustancialmente los de la teoría original (y más simple).

Una aproximación más detallada al problema, hasta la fecha, sólo es posible a través de simulaciones numéricas detalladas de la convección basadas en las ecuaciones fundamentales del plasma con radiación (p.e. Stein y Nordlund (1998); Asplund et al. (2000a,b)). A pesar del éxito de éstas, dadas las limitaciones computacionales que conllevan, las simulaciones 3D son muy locales, tanto en extensión como en profundidad. Sin embargo, han permitido calibrar el valor de α de la TLM para distintas estrellas. En concreto, para el Sol, Trampedach et al. (2003) calibraron un valor $\alpha_{\odot} = 1.8473 \pm 0.02$.

En cuanto a la observación de la convección en estrellas de tipo espectral tardío (estrellas relativamente frías), la forma más directa de detectar actividad convectiva, particularmente, actividad en forma de granulación, es la medición de los bisectores en las líneas espectrales estelares (Dravins, 1987). Es bien conocido que la granulación solar es responsable, mayormente, del fenómeno conocido como desplazamiento hacia el azul convectivo. Es decir, al observar en el centro del disco solar y dado que la contribución mayoritaria al perfil de la línea proviene de las partes brillantes de los gránulos (que ocupan mayor área y se acercan al observador) y, por lo cual, la contribución de los intergránulos (menor en área y alejándose) es menor, los centros de las líneas espectrales, por mero efecto Doppler, aparecen desplazadas a longitudes de onda menores que las de laboratorio (desplazamiento hacia el azul). De hecho, el efecto combinado de la granulación sobre una línea espectral no sólo se traduce en el desplazamiento del centro de la misma, sino que da lugar a la aparición de una asimetría, lo que permite medir los bisectores que, en el caso solar, toman forma de C . Por ello, se asocia un bisector en forma de C con la presencia de granulación, aunque se sabe que hay otros fenómenos como los campos magnéticos o determinados campos de velocidades presentes que pueden causar asimetrías. En estrellas distintas al Sol también se ha observado este fenómeno; véanse, por ejemplo, Ramírez et al. (2009a,b) y Gray (2009). Gray y Nagel (1989) trataron de encontrar un límite empírico, según el tipo espectral y la clase de luminosidad de las estrellas, para saber si éstas presentaban granulación en sus fotosferas. Encontraron un resultado consistente con las teorías de estructura y evolución que se muestra en la Fig. 1.8: para estrellas de la Secuencia Principal (con clase de luminosidad V –enanas–) los bisectores toman forma de C a partir del tipo espectral F0 hacia tipos espectrales más tardíos o estrellas más frías, desplazándose este límite hacia estrellas más frías para clases de luminosidad menores (IV –subgigantes–, III –gigantes–, II –gigantes brillantes– y I –supergigantes–). Si uno se centra en las estrellas de la Secuencia Principal, entonces, se espera que la convección se manifieste en estrellas con $T_{\text{ef}} \lesssim 7500$ K.

A pesar de estas detecciones, debido a la imposibilidad de tener resolución espacial suficiente, no existen observaciones que den información sobre las escalas espaciales y tiempos característicos de la convección en estrellas distintas al Sol. La convección

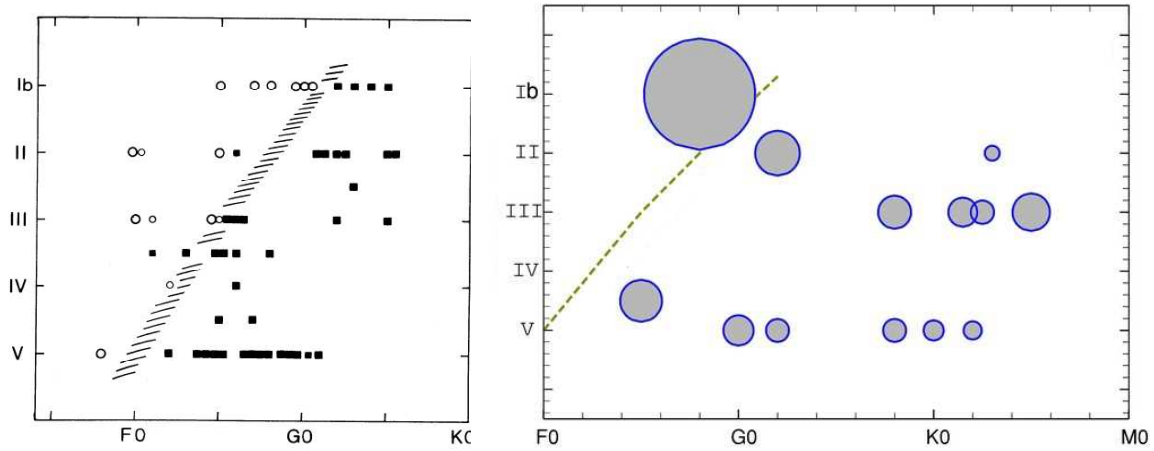


Figura 1.8: Frontera de la granulación en estrellas (Gray y Nagel, 1989; Gray, 2009). A partir de la observación de bisectores (*izquierda*) y los desplazamientos de la velocidad diferencial de las líneas espectrales (*derecha*) en distintas estrellas. En la primera, los cuadrados rellenos indican estrellas con bisectores en forma de C, mientras que los círculos abiertos indican bisectores en forma de C invertida. En la segunda se extienden las observaciones tipo C a estrellas de Secuencia Principal de tipo tardío. En ambas gráficas, la banda indica la frontera entre ambas situaciones.

en la envoltura estelar es muy importante dado que los procesos de mezcla que tienen lugar modifican la composición química de esas capas y tienen repercusión en la evolución de la estrella. Como se ha expuesto, hasta la fecha, la información referente a la convección estelar se reduce a los modelos teóricos de estructura que predicen su presencia o su ausencia en la envoltura, y a su manifestación en las observaciones por medio de las asimetrías en líneas espectrales. Aun hoy, la descripción teórica de la convección es global (teoría de la longitud de mezcla) y aproximada en los códigos de evolución estelar.

Sin embargo, observando al Sol encontramos un método para obtener esta información a través de las técnicas de la Heliosismología. Desde hace unos 25 años se sabe que una señal presente en el espectro de potencias solar y que, hasta ese momento, se consideraba espuria (en ciertos contextos se habla de *ruido solar*) para la medición precisa de los modos acústicos (modos p) y que imposibilita (hoy en día) la detección de modos gravitatorios (modos g) responde a la señal no periódica de las distintas componentes de la convección. Puesto que la observación de la luz solar integrada es equiparable a la observación del Sol como una estrella puntual, la información extraíble en el caso solar y el estelar debe ser, a priori, la misma. Esta tesis está orientada a la observación de la convección en estrellas a través de técnicas astrosismológicas y constituye una nueva aproximación observacional al estudio de la convección estelar de estrellas de tipo espectral tardío.

2

Una estrella de tipo G2 V cercana: el Sol

Dada la proximidad respecto a nuestra posición, el Sol se erige como la única estrella en la que es posible contrastar las observaciones del disco integrado; esto es, observando el Sol como una estrella puntual, con las imágenes de alta resolución espacial de su superficie. Hoy en día se dispone de observaciones de gran calidad de las partes visibles externas del Sol, tanto desde Tierra como desde el espacio. Con estas herramientas se tratará de fijar la metodología de análisis y tratamiento de datos para extraer información de las demás estrellas distantes.

2.1. Datos observacionales

Para el estudio de la señal de base del espectro de potencias solar se han empleado datos procedentes del experimento *Variability of the solar IRradiance and Gravity Oscillations* (VIRGO) (Fröhlich et al., 1995), que se encuentra a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO). La misión espacial SoHO fue lanzada en diciembre de 1995, y desde entonces proporciona datos de gran calidad, tanto de velocidad como de la irradiancia total integrada sobre la fotosfera, así como series temporales de imágenes solares con resolución espacial. En particular, los datos de la irradiancia son, actualmente, los de mayor calidad y son de especial interés al ser equiparables a los que se toman al efectuar medidas fotométricas de estrellas.

Al concebir un estudio estelar de la señal de base del espectro de potencias existen varias razones para optar por el análisis de fluctuaciones de irradiancia frente a los de velocidad que, en el caso solar, existen disponibles a través de otro experimento a bordo de SoHO: *Global Oscillations at Low Frequencies* (GOLF) (Gabriel et al., 1995), que tiene como objetivo el estudio de los modos acústicos de bajo grado, así como los modos g. En primer lugar, desde el punto de vista instrumental, la observación precisa de la irradiancia es técnicamente mucho menos costosa y más simple que la medición de la velocidad. En este sentido cabe mencionar que las primeras misiones espaciales dedicadas a la Astrosismología van a realizar mediciones fotométricas. Por otro lado, es bien sabido que la señal de fondo del espectro de potencias de las oscila-

ciones solares es mayor en irradiancia que en velocidad (como ya se ha mencionado en la Sec. 1.1.3), a pesar de que ambas son complementarias y lo ideal sería poder compararlas. Por todo ello, en esta tesis se han analizado, mayormente, series temporales de fluctuaciones de irradiancia o brillo.

En concreto, se han empleado series temporales de la irradiancia integrada sobre el disco solar tomadas con el fotómetro solar tricanal, *3-channel Sun photometer (SPM)*, de VIRGO. Cada dato se obtiene simultáneamente a tres longitudes de onda: $\lambda = 402$ nm (azul), $\lambda = 500$ nm (verde) y $\lambda = 862$ nm (rojo) con una cadencia de 60 segundos. Se han estudiado dos grupos de series de datos asociados a períodos de mínima (del 11 de abril de 1996 hasta el 3 de agosto de 1997) y máxima actividad magnética (desde el 1 de Marzo de 2000 al 23 de Junio de 2001). Se tomaron los datos del *Level 1* del *VIRGO Data Center*, en el Instituto de Astrofísica de Canarias, y se les corrigió el efecto producido por el deterioro gradual (envejecimiento) de los filtros ajustando un polinomio de segundo grado. Cada una de las series temporales de 480 días, correspondiente al máximo o al mínimo de actividad, se subdividió en series de 96 días cada una y se obtuvieron de ellas 5 espectros de potencias, empleando para ello las técnicas habituales de transformada rápida de Fourier, del inglés *Fast Fourier Transform (FFT)*. Estos cinco espectros fueron finalmente promediados para obtener un espectro de potencias suavizado para cada época de actividad solar.

2.2. Análisis de todo el rango espectral

En primer lugar se realizó un análisis de todo el rango espectral que la longitud temporal de las series seleccionadas t_{serie} , junto con el intervalo de muestreo Δt , proporciona; esto es, el rango de frecuencias comprendido entre $\nu = 1/t_{\text{serie}} = 10^{-7}$ Hz hasta la frecuencia de Nyquist $\nu_{\text{Nyq}} = 1/(2\Delta t)$, situada en $\nu = 8.3 \times 10^{-3}$ Hz. Esto incluye tanto señales no periódicas (convectiva y debida a las regiones activas) como periódicas (oscilaciones fotosférica y cromosférica).

2.2.1. Modelo para todo el rango espectral observado

La señal de fondo del espectro de potencias de las oscilaciones globales, el llamado *ruido solar*, puede definirse como la contribución de variaciones espaciales y temporales de distintas estructuras en la superficie solar. Las heterogeneidades en la superficie como las manchas solares, la granulación, la supergranulación, etc. producen la señal de fondo tanto en irradiancia como en velocidad, aunque contribuyen de forma distinta, como veremos más adelante en la Sec. 2.4. Harvey (1984) trató de explicar este *ruido solar* a través de un modelo simple que supone que la autocovarianza de la evolución temporal de cada fenómeno solar no periódico puede describirse a través de una función exponencial decreciente. Éste caracterizaba la contribución en el espectro de potencias del fenómeno k -ésimo, a través de dos únicos parámetros: el tiempo característico τ_k y la amplitud raíz cuadrática media (o *rms*, del inglés *root mean*

square) σ_k .

$$P_k(\nu) = \frac{4\sigma_k^2\tau_k}{1 + (2\pi\nu\tau_k)^2} \quad (2.1)$$

A pesar de que el modelo (Ec. 2.1) fue ideado en principio para la señal de velocidad, éste (u otras versiones del mismo con ligeras variaciones) ha sido aplicado con cierto éxito de forma indistinta tanto en espectros de potencias de series temporales de velocidad (Jiménez et al., 1988; Pallé et al., 1995) como de irradiancia (Harvey et al., 1993; Pallé et al., 1999; Aigrain et al., 2004). En irradiancia, τ_k sigue representando el tiempo característico del fenómeno k -ésimo observado al manejar este observable, mientras que σ_k toma el papel de la amplitud *rms* de las fluctuaciones de irradiancia asociadas a él.

La modificación al modelo anterior que podría considerarse más popular la propuso el propio Harvey, junto con otros autores, en Harvey et al. (1993). El cambio consistía en dejar la potencia 2 del segundo término del denominador de la (Ec. 2.1) libre (b_k), además de modelar, al mismo tiempo, las oscilaciones fotosféricas y cromosféricas (señal periódica) a través de picos (de tipo Lorentziano). La potencia espectral total se parametrizaría de este modo:

$$P(\nu) = \sum_{k=1}^N \frac{4\sigma_k^2\tau_k}{1 + (2\pi\nu\tau_k)^{b_k}} + \sum_{j=1}^M A_j \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{c_j} \left[\frac{\Gamma_j^2}{(\nu - \nu_{0j})^2 + \Gamma_j^2} \right]^{d_j} \quad (2.2)$$

Donde el primer sumatorio va desde 1 hasta N , el número de estructuras no periódicas a ajustar; mientras que el segundo se extiende hasta M , el número de componentes periódicas presentes en el espectro de potencias. El factor $(\nu/\nu_0)^{c_j}$ daría cuenta de la dependencia de la forma del pico con la frecuencia, mientras que la potencia d_j se interpreta que fija un ritmo de decaimiento de la Lorentziana. Ésta última viene definida por la anchura del pico a altura mitad γ_j ($\Gamma_j = \gamma_j/2$), por la amplitud A_j y por la frecuencia central ν_{0j} .

Dado que se trabaja en todo el rango de frecuencias disponible del espectro de potencias, incluyendo en el análisis tanto señales periódicas como no periódicas, el modelo que finalmente se ha empleado para ajustar los espectros de potencias procedentes de datos de VIRGO/SPM, coincide con el de la (Ec. 2.2), que incluye las componentes periódicas. La única componente periódica visible en los datos de VIRGO/SPM es la oscilación fotosférica, que se ha modelado mediante un perfil Lorentziano modificado por la potencia d_j , pero fijando $c_j = 0$. La introducción del parámetro libre b_k permite un ajuste más adecuado de las componentes no periódicas en comparación con el modelo (Ec. 2.1), por lo que se adopta el modelo (Ec. 2.2). No se ha incluido un término de ruido fotónico porque la frecuencia de corte dada por el muestreo no es suficientemente alta como para ajustarlo correctamente. Los ajustes se han realizado empleando un método estándar de minimización por mínimos cuadrados no lineal (Bevington y Robinson, 2003).

La potencia espectral convectiva solar está presente desde la región de los modos p, en torno a la frecuencia $\nu \approx 3$ mHz, hasta frecuencias menores, donde ésta se acumula;

y su naturaleza es no periódica. En este respecto, la realización de promedios locales en intervalos distribuidos uniformemente en el logaritmo de la frecuencia suaviza la distribución de potencia y facilita el ajuste de un modelo. Las varianzas σ^2 de cada uno de estos promedios se emplean como pesos en los ajustes, en concreto el peso es $w = 1/\sigma^2$.

2.2.2. Resultados y dependencia con la actividad y el color

Las componentes no periódicas ajustadas al espectro de potencias de la irradiancia integrada sobre el disco solar medida por VIRGO/SPM fueron: la granulación y la supergranulación, así como una componente a muy bajas frecuencias que asociamos a las regiones activas. No se incluyó finalmente en el modelo, aunque se evaluó, una componente para la mesogranulación, puesto que observamos que no mejoraba los ajustes. Como se comentará más adelante en la Sec. 2.4, la ausencia de esta componente cuando se manejan series temporales de irradiancia resulta ser una de las principales diferencias con respecto a las observaciones de velocidad, en las que aparece de forma evidente. Otra de las diferencias notables la constituye el hecho de que la llamada oscilación cromosférica no se detecta en todas las longitudes de onda en irradiancia. En el caso particular de las bandas observadas por VIRGO, ésta no se observa, por lo que no se ha incluido en el modelo.

Así pues, la única componente periódica ajustada es la correspondiente a la oscilación fotosférica, en la región del espectro donde se encuentran los modos p. Se ha encontrado que el parámetro d (Ec. 2.2) se ajusta a valores muy cercanos a la unidad $d \cong 1$ en casi todos los ajustes. Un aspecto importante referente a ellos, es que fue necesario incluir una componente no periódica adicional a frecuencias cercanas a los modos p, para que ésta convergiera. De otro modo, el perfil Lorentziano asociado a la oscilación fotosférica se volvía, iteración tras iteración, cada vez más ancho sin llegar a converger. Esta nueva componente no periódica se ha llamado componente *extra*. Los ajustes se representan en la Fig. 2.1 para cada filtro de SPM y cada fase de actividad solar, mientras que los correspondientes parámetros ajustados se muestran en la Tabla 2.1.

La componente no periódica adicional (*extra*) ajustada tiene tiempos característicos de $\tau \approx 1.3$ min, del mismo orden de magnitud que la granulación $\tau_{GR} \approx 3.6$ min, y amplitudes *rms* de la irradiancia σ también del mismo orden para un mismo filtro; por lo que la primera podría formar parte de la componente de granulación. Una de las consecuencias de incluir esta componente *extra* es que los valores de σ y τ ajustados para la granulación son algo menores que los encontrados, por ejemplo, por Pallé et al. (1999) usando el modelo clásico de Harvey (Ec. 2.1) (con ritmo de decrecimiento $b = 2$) cortando el ajuste justo antes de la región de los modos p y sin ajustar la componente *extra* no periódica. La idoneidad de la inclusión de esta componente adicional y su naturaleza física se tratarán más adelante, en la Sec. 2.3.

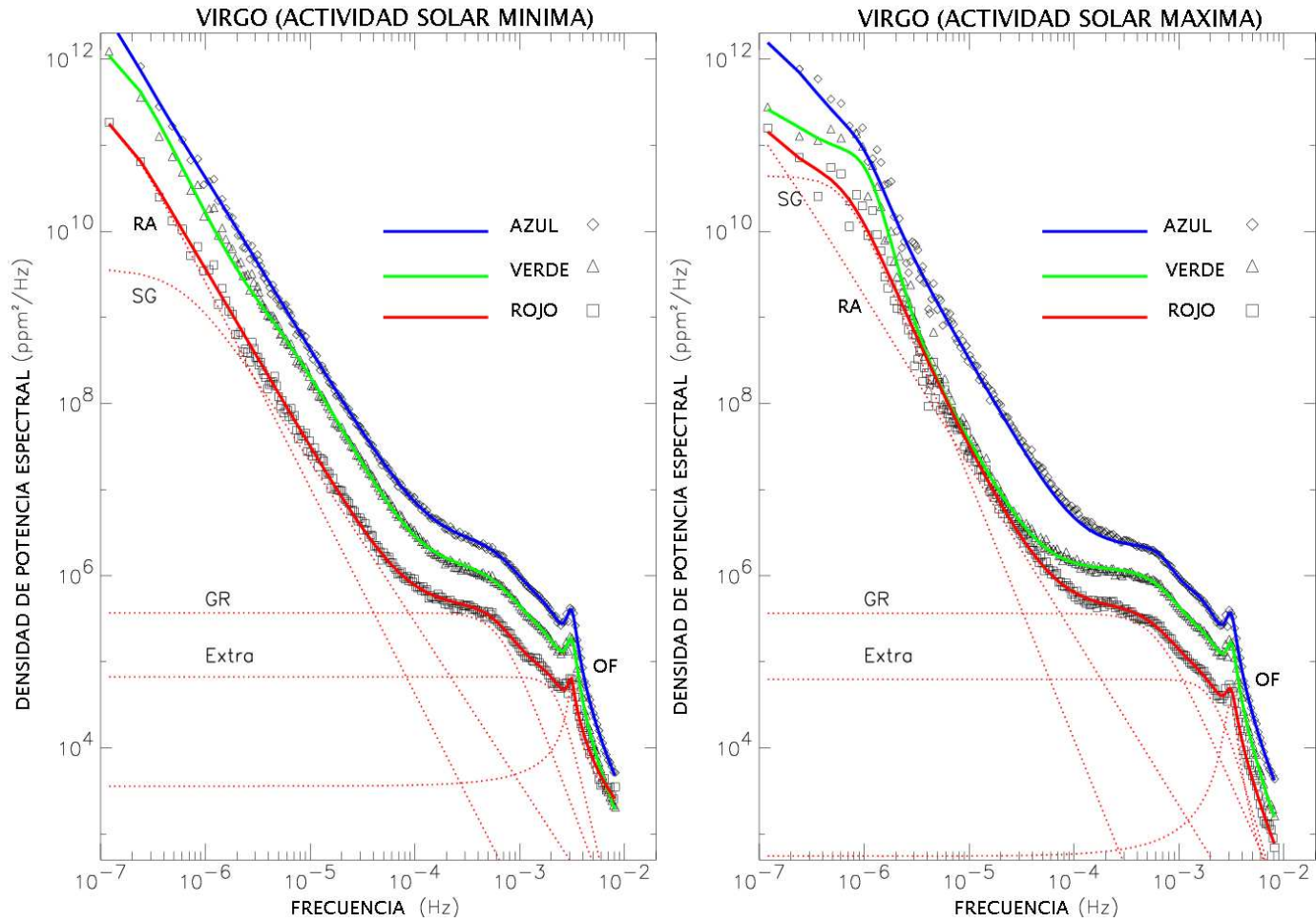


Figura 2.1: Ajustes de los espectros de potencias de la irradiancia solar (VIRGO/SPM) durante el mínimo (izquierda) y el máximo (derecha) de actividad magnética solar a tres longitudes de onda (azul, verde y rojo). Las componentes ajustadas son: la granulación (GR), la supergranulación (SG), las regiones activas (RA) y una componente no periódica adicional (extra), además de la componente periódica correspondiente a la oscilación fotosférica (OF), en la región de los modos p . Se muestran, en curvas punteadas, las distintas componentes ajustadas, por razones de claridad, sólo del canal R.

Las potencias b , de la (Ec. 2.2), ajustadas para la granulación son $b \approx 3$, mientras que para la componente *extra* ese ritmo de decrecimiento es mucho más rápido: $b \approx 5$. Ambas potencias coinciden con las ajustadas por Straus et al. (1999), que emplearon el mismo modelo para ajustar los espectros de potencias de series temporales de imágenes tomadas por el *Michelson Doppler Imager* (MDI), también a bordo de la misión SoHO, en el continuo cercano a la línea del Ni I en $\lambda = 6768 \text{ \AA}$.

En lo que respecta a las componentes no periódicas dominantes a bajas frecuencias ($\nu \lesssim 10^{-4} \text{ Hz}$), los tiempos característicos encontrados son $\tau \approx 1.1 \times 10^5 \text{ s}$ ($\tau \approx 1.3 \text{ días}$) y $\tau \approx 1.2 \times 10^6 \text{ s}$ ($\tau \approx 14 \text{ días}$). El primero de ellos se ha atribuido al fenómeno convectivo de la supergranulación, mientras que el segundo se ha asociado a la evolución temporal (con una componente importante de rotación) del conjunto de las regiones activas en la superficie solar. Esta vinculación se realiza en función de los órdenes de magnitud de los tiempos de vida de estos fenómenos (véase p.e. Harvey (1984); Jiménez et al. (1988)).

Existe, en la literatura, cierta disparidad en el número de componentes de bajas frecuencias a ajustar al espectro de potencias de la irradiancia solar. Así Harvey et al. (1993) ajustan una componente no periódica para las regiones activas con $\tau \approx 1.3 \times 10^6 \text{ s}$; Pallé et al. (1999) ajustan únicamente, a bajas frecuencias, las regiones activas, con $\tau \approx 2.4 \times 10^7 \text{ s}$; Straus et al. (1999) en cambio, ajustan una componente convectiva de gran escala (que podría interpretarse, dado el tiempo característico ajustado, como la mesogranulación) con τ de 10^3 s a 10^4 s ; y Aigrain et al. (2004) ajustan la regiones activas (con $\tau \sim 10^6 \text{ s}$) y una componente entre la meso y la supergranulación. A pesar de ello, estas diferencias parecen justificadas por las particulares características de los datos analizados en cada caso; de este modo, Harvey et al. (1993) analizan una serie temporal de 261 h, por lo que la menor frecuencia muestreada es $\nu = 10^{-6} \text{ Hz}$ y eso no permite discernir la componente de regiones activas de la supergranulación; de forma similar, el ajuste realizado por Pallé et al. (1999) se restringe a frecuencias $\nu > 8 \times 10^{-7} \text{ Hz}$, de ahí que sólo se ajuste una componente; Straus et al. (1999), en cambio, observan una región del centro del disco solar de un tamaño menor que $7' \times 7'$ durante 15 h, tiempo por debajo del de vida promedio de los supergránulos, lo que explica que los tiempos ajustados lleguen apenas a los τ asociados a la mesogranulación. Aigrain et al. (2004), en cambio, al tener observaciones del disco solar completo y longitud suficiente de las series temporales, sí distingue una componente convectiva a bajas frecuencias del efecto de las regiones activas.

En cualquier caso, se hace patente la dificultad del ajuste de las componentes de supergranulación y de las regiones activas dado que son señales cuyas distribuciones de potencia se reparten en regiones de frecuencia coincidentes en el espectro de potencias. Todo ello dificulta deslizar la potencia perteneciente a una u otra componente.

Tabla 2.1: *Parámetros obtenidos al ajustar el modelo (Ec. 2.2), con $N = 4$, $M = 1$ y $c = 1$, a la señal de fondo de los espectros de potencias solares en épocas de máxima y mínima actividad solar. Los espectros fueron calculados a partir de datos de irradiancia integrada sobre el disco solar obtenidos a través de los tres canales de VIRGO/SPM. GR significa granulación, SG supergranulación, RA regiones activas, OF oscilación fotosférica y extra se refiere a componente no periódica adicional introducida para mejorar el ajuste.*

VIRGO/SPM		AZUL $\lambda = 402$ nm		VERDE $\lambda = 500$ nm		ROJO $\lambda = 862$ nm	
Actividad		Máxima	Mínima	Máxima	Mínima	Máxima	Mínima
GR	σ (ppm)	41.7 ± 2	47.3 ± 12	33.4 ± 6	33.7 ± 5	18.8 ± 4	19.5 ± 4
	τ (s)	207.5 ± 13	219.9 ± 52	223.4 ± 42	239.2 ± 56	258.0 ± 63	243.6 ± 42
	b	5.5 ± 2.4	3.1 ± 2.0	3.1 ± 1.5	2.7 ± 0.5	2.8 ± 1.4	3.3 ± 1.9
extra	σ (ppm)	46.0 ± 3	36.8 ± 20	25.6 ± 10	24.3 ± 8	14.7 ± 7	15.7 ± 7
	τ (s)	79 ± 8	71 ± 28	67 ± 30	69 ± 30	72 ± 40	68 ± 23
	b	4.6 ± 0.8	5.5 ± 5.4	5.1 ± 3.0	5.1 ± 5.8	4.2 ± 3.5	5.4 ± 6.4
SG	σ (ppm)	385.5 ± 4	251.4 ± 42	375.8 ± 11	85.3 ± 7	216.3 ± 23	60.5 ± 13
	τ (h)	43.7 ± 0.3	77.0 ± 20	39.8 ± 1.2	10.5 ± 1.4	65.3 ± 10	70.4 ± 31
	b	4.4 ± 0.1	1.9 ± 0.1	5.2 ± 0.2	2.1 ± 0.1	3.0 ± 0.1	1.9 ± 0.1
RA	σ (ppm)	745.6 ± 2	1185.2 ± 185	263.6 ± 17	638.5 ± 78	229.1 ± 68	255.0 ± 35
	τ (días)	13.4 ± 0.1	24.8 ± 9.3	11.7 ± 2.3	11.9 ± 2.7	36.9 ± 26	13.5 ± 4.0
	b	2.1 ± 0.1	2.4 ± 0.1	2.2 ± 0.1	2.5 ± 0.1	2.0 ± 0.1	2.4 ± 0.2
OF	A (ppm ² /μHz)	0.29 ± 0.10	0.32 ± 0.23	0.12 ± 0.10	0.14 ± 0.13	0.03 ± 0.03	0.05 ± 0.04
	γ (μHz)	1446 ± 542	1455 ± 2458	1453 ± 2424	1793 ± 4026	1599 ± 3158	737 ± 2438
	ν (μHz)	3126 ± 158	3118 ± 220	3162 ± 240	3124 ± 239	3120 ± 284	3115 ± 219
	d	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.6	1.0 ± 0.8	1.3 ± 2.7	1.0 ± 1.6	0.5 ± 0.3

Dependencia con la actividad

El hecho que las anchura de los modos acústicos solares aumente con el grado de actividad magnética es algo conocido (Chaplin et al., 2000; Vázquez Ramió, 2001); por ejemplo, Jiménez et al. (2002) midieron un ensanchamiento relativo promedio de los modos p de un 15% al analizar, precisamente, datos procedentes de VIRGO/SPM. Esto se interpreta como un incremento de la eficiencia de los mecanismos de amortiguamiento de los modos cuando crece la actividad. Sin embargo, no se observa ninguna tendencia clara, dentro de los errores, en la anchura del pico debido a la oscilación fotosférica; además este parámetro resulta ser poco robusto en los ajustes.

No se observan variaciones, dentro de los errores, de los parámetros ajustados para la granulación, la componente *extra* y la oscilación fotosférica, para cada una de las bandas de longitud de onda observadas. No obstante, las amplitudes *rms* ajustadas correspondientes a la granulación son sistemáticamente mayores durante el mínimo de actividad que durante el máximo (véase la Tabla 2.1), por lo que ganan relevancia los indicios hallados recientemente en el mismo sentido. En particular, Muller et al. (2004); Saldaña-Muñoz et al. (2004), analizaron una base de datos de imágenes del centro del disco solar de unos $70'' \times 70''$ que comprendían un período de tiempo en el que la actividad magnética alcanzaba el máximo, descendía hasta el mínimo y volvía a elevarse hasta el máximo. Al calcular los espectros de potencias de las variaciones espaciales de estas imágenes, encontraron que la potencia espectral correspondiente a tamaños típicos de la granulación variaba en antifase con la actividad magnética; esto es, la potencia era máxima cuando la actividad era mínima, y viceversa. No llegaban a resultados concluyentes en cuanto a si el tamaño de los gránulos variaba con el ciclo. Por otro lado, Pallé et al. (1999) encontraron que en 2.5 años de observación con VIRGO/SPM, la variación de la amplitud *rms* de las fluctuaciones debidas a la granulación no era mayor que un 1%, lo que es compatible con los resultados presentados aquí.

Sin embargo, sí se observan variaciones claras en la supergranulación y en las regiones activas. Se ha medido un crecimiento promedio de la amplitud *rms* σ de la fluctuaciones en la irradiancia debidas a la supergranulación, del mínimo al máximo de actividad, en un factor 2. Aigrain et al. (2004) también miden un crecimiento significativo de σ correspondiente a la componente que asocian a supergranulación o mesogranulación con la actividad. Asimismo miden un aumento de σ , pico a pico, vinculado a la evolución de las regiones activas en un factor ≈ 1.5 que, además, encuentran correlacionado con el crecimiento de índices de actividad magnética. En los datos analizados en esta tesis se halla que, por contra, la amplitud vinculada a las regiones activas durante el máximo es un $\approx 40\%$ de la ajustada en el mínimo, lo que no parece ceñirse a lo que se esperaría. Sin embargo la distinción entre las dos componentes de bajas frecuencias sobre las que se discute no es clara, puesto que la potencia espectral asociada a ellas se distribuye, en gran medida, en el mismo rango de frecuencias. Esto hace que sea posible que se atribuya un crecimiento excesivo de σ_{SG} influyendo al punto de encontrar que σ_{RA} disminuya con el ciclo. Aunque el modelo de ajuste supone que las componentes son independientes, ciertos parámetros

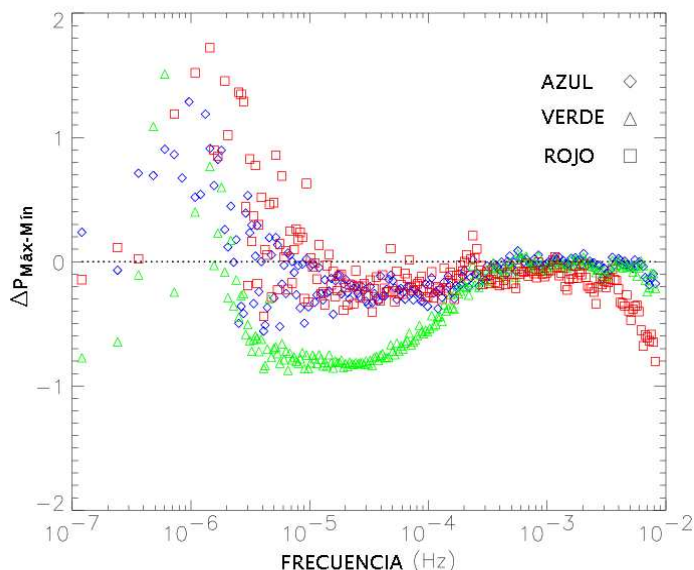


Figura 2.2: Dependencia con la frecuencia de las diferencias relativas de potencia espectral (definidas en el texto) en las tres bandas observadas por VIRGO/SPM $\Delta P_{A^{\text{Máx}}-A^{\text{Mín}}}$, $\Delta P_{V^{\text{Máx}}-V^{\text{Mín}}}$ y $\Delta P_{R^{\text{Máx}}-R^{\text{Mín}}}$ (azul, verde y rojo, respectivamente) entre el máximo y el mínimo de actividad solar. Los valores positivos indican que la potencia es mayor durante el máximo que durante el mínimo.

pueden muy bien estar acoplados.

De hecho, las mayores diferencias observadas en torno a la frecuencia $\nu \approx 1 \times 10^{-6}$ de la Fig. 2.2 se pueden explicar en términos de la propia rotación solar (en esas frecuencias se sitúa los picos debidos a la rotación y sus armónicos) que es muy bien trazada durante el máximo de actividad por las manchas, principalmente, y no lo es tanto durante el mínimo de actividad, momento en el que hay una menor presencia de trazadores de la misma.

Dependencia con el color

Al disponer de información en los tres canales de VIRGO/SPM —azul (A), verde (V) y rojo (R)— podemos realizar una comparación entre las señales recibidas en cada uno de ellos. Para tal fin se han confeccionado las gráficas de las Figs. 2.2 y 2.3. En todas ellas se representan diferencias relativas de la potencia espectral; es decir, para dos cantidades $P_X(\nu)$ y $P_{X'}(\nu)$, se muestra $\Delta P_{X-X'} = (P_X - P_{X'}) / [(P_X + P_{X'}) / 2]$ frente a ν , donde X representa cada uno de los colores. Con P_A , P_V y P_R se hará referencia a la potencia espectral medida, respectivamente, en los filtros A, V y R. Los superíndices Máx y Mín indicarán el nivel de actividad.

La diferencia relativa de potencia espectral en cada canal de frecuencia para cada filtro y época de actividad se muestra en la Fig. 2.2. Concretamente se representan $\Delta P_{A^{\text{Máx}}-A^{\text{Mín}}}$, $\Delta P_{V^{\text{Máx}}-V^{\text{Mín}}}$ y $\Delta P_{R^{\text{Máx}}-R^{\text{Mín}}}$ frente a ν . Se observa que las tres diferencias toman valores cercanos a cero a frecuencias altas ($\nu > 2 \times 10^{-4}$ Hz) apareciendo

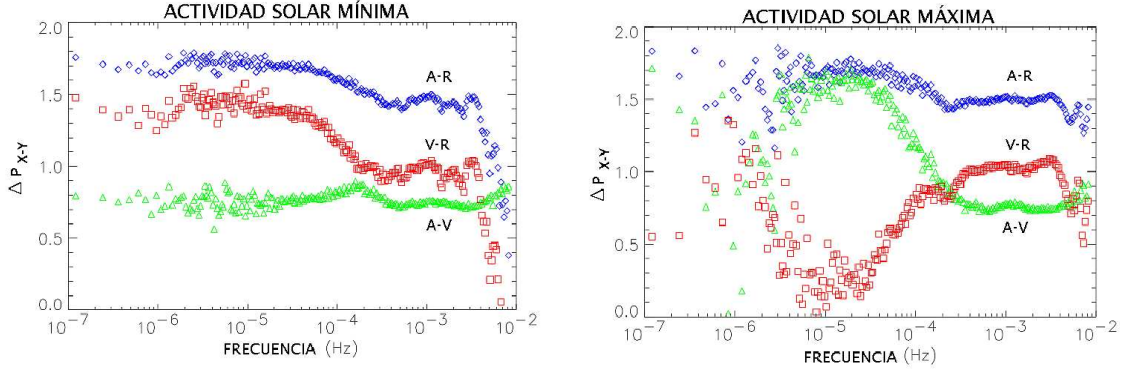


Figura 2.3: Dependencia con la frecuencia de las diferencias relativas de potencia espectral (definidas en el texto) entre los distintos canales de VIRGO/SPM (azul, verde y rojo), tanto durante el mínimo (izquierda) como durante el máximo (derecha) de actividad solar. Valores positivos de ΔP_{X-Y} indican que la potencia medida es mayor en el filtro X que en el Y.

las diferencias más significativas a frecuencias $\nu \lesssim 5 \times 10^{-4}$ Hz donde la supergranulación y las regiones activas dominan el espectro. Cabe mencionar, a tenor de esta figura, que la banda V parece ser la más sensible a los cambios atribuibles a la actividad magnética. Las diferencias asociadas a los canales A y R presentan un mayor grado de dispersión y se confunden entre $\nu \approx 10^{-5}$ Hz y $\nu \approx 5 \times 10^{-4}$ Hz. A frecuencias altas $\nu \gtrsim 4 \times 10^{-3}$ Hz aparecen, nuevamente, comportamientos distintos en función del color. En este caso, es el filtro rojo el que presenta una dependencia que difiere de la que presentan las bandas azul y verde.

Asimismo, el comportamiento de las diferencias entre la potencia espectral medida en los distintos filtros se muestra en la Fig. 2.3. Se dibujan las tres combinaciones de diferencias posibles ΔP_{A-R} , ΔP_{V-R} y ΔP_{A-V} medidas durante las dos épocas con nivel de actividad opuesto. Se encuentra que éste no es el mismo durante el mínimo de actividad que en el máximo, especialmente en las diferencias que involucran la banda V. Ello puede ser atribuible a los efectos de un envejecimiento distinto de este filtro en particular, aunque resulta difícil de confirmar analizando las series. Podría también tratarse de un efecto intrínseco de la actividad, por lo que merecería un estudio más profundo consistente en análisis diferencial en el dominio temporal de las medias de VIRGO.

En este sentido, es relevante conocer las alturas geométricas en el Sol donde se originan las señales adquiridas a través de los tres filtros. Las funciones respuesta de los filtros de VIRGO/SPM presentan su contribución máxima a las alturas geométricas h sobre la profundidad óptica $\tau_{P.O.}^{\lambda=500\text{nm}} = 1$ (Jiménez et al., 2005): A ($h = -30$ km), V ($h = -15$ km) y R ($h = +10$ km). Por lo tanto, no sería de esperar una diferencia muy grande entre los espectros medidos en A y V, más cercanos en altura de formación que V y R; sin embargo, los espectros que presentan un comportamiento más singular son los calculados a partir del canal V. La única diferencia que no involucra a este canal ΔP_{A-R} tiene un comportamiento con la frecuencia muy parecido tanto en el máximo como en el mínimo de actividad. En cambio, las diferencias en las que interviene el

filtro V (ΔP_{A-V} y ΔP_{V-R}) se comportan de forma distinta en función de la actividad magnética. Esto puede ser un indicio de una mayor sensibilidad a la actividad magnética de este filtro en particular, aunque también puede ser atribuible a efectos instrumentales tales como un envejecimiento distinto de este filtro respecto a los otros dos. Pallé et al. (1999) detectan comportamientos compatibles con los mencionados aquí para el máximo de actividad, al analizar datos de VIRGO/SPM en un estadio intermedio en el que la actividad magnética estaba aumentando. Concretamente, que ΔP_{V-R} llega a ser prácticamente nulo a frecuencias en torno a $\nu \approx 10^{-5}$ Hz, esto es, que la potencia espectral asociada a los canales verde y rojo llega a confundirse entorno a esa frecuencia.

2.3. Estudio de la necesidad de una componente no periódica extra

Como se ha indicado en la Sec. 2.2.2, el ajuste del espectro de potencias base de la irradiancia solar mejora con la inclusión de una componente no periódica extra. En esta sección se pretende examinar la necesidad o no de la inclusión de esta nueva componente en el ajuste y, a través de otros resultados independientes, dar hipótesis sobre la naturaleza de la misma. Para ello se va a emplear el mismo conjunto de espectros de potencias (VIRGO/SPM) analizados en la sección anterior.

2.3.1. Análisis de los espectros

La potencia espectral originada por la convección solar está presente desde la región de los modos p (en torno a $\nu \approx 3$ mHz) hasta frecuencias menores. Su naturaleza es no periódica; es decir, no consiste en un conjunto de picos discretos, sino en una distribución continua de la potencia, aunque confinada en regiones determinadas de frecuencia, como se ha visto. Como ya se ha comentado anteriormente, en escala lineal, la señal convectiva se aglutina a frecuencias bajas y aumenta rápidamente varios órdenes de magnitud, por lo que es conveniente trabajar en escala *log-log* (véase la Fig. 1.2). Además, dada la naturaleza abrupta de por sí del espectro de potencias, resulta útil efectuar un promedio en intervalos uniformemente distribuidos en el $\log \nu$ para facilitar el análisis, asociando a cada promedio los inversos de las varianzas σ^2 correspondientes.

Atendiendo a la naturaleza de la señal de las estructuras convectivas solares, el espectro de potencias base se ha modelado como la suma de contribuciones de estructuras representadas por funciones con dos únicos parámetros cada una: el tiempo de vida característico (τ) y otra relacionada con su amplitud *rms* (A). Así pues, la función a ajustar al espectro de potencias filtrado es:

$$P(\nu) = \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{1 + (2\pi\nu\tau_i)^2} \quad (2.3)$$

Nuevamente, N indica el número de estructuras que incluye el modelo. Éste recuerda al de Harvey (1984) y es una versión simplificada de la (Ec. 2.1). Se escogió la (Ec. 2.3)

en detrimento de la anterior, ya que proporciona una buena estimación de los tiempos de vida de las componentes convectivas con el menor número de parámetros libres posible.

Este estudio en particular se centra en el fenómeno de la granulación, por lo que los ajustes que se realizan se restringen al rango de frecuencias $\nu \in (10^{-5}, 2.5 \times 10^{-3})$ Hz; esto es, de la región del espectro donde la potencia está dominada por las estructuras convectivas (como la supergranulación) y otras heterogeneidades (como las regiones activas) de larga vida, hasta donde la contribución de los modos acústicos todavía no se detecta y se supone despreciable. Con tal de reproducir la forma de la potencia espectral solar a frecuencias bajas, justo por debajo de la potencia asociada a la granulación, se ha incluido una componente de largo período del tipo (Ec. 2.3) con τ de 10^4 s a 10^5 s, consistente con los tiempos de vida supergranulares. Debe tenerse en cuenta, en lo sucesivo, que el rango de frecuencias analizado no es lo suficientemente amplio como para derivar parámetros relevantes de la supergranulación; esto está fuera de los objetivos de esta sección.

Se han realizado ajustes al espectro de potencias solar base utilizando dos modelos distintos (ambos del tipo de la (Ec. 2.3) y con la componente de largo período antedicha): uno con una una componente adicional para la granulación (de este modo, con $N = 2$) y el otro con dos componentes para la granulación (así pues, con $N = 3$). Se indicarán los resultados de los ajustes empleando el primer modelo con el subíndice GR, y los concernientes al segundo modelo con GR1 y GR2.

Todos los ajustes se han realizado empleando el método de optimización por mínimos cuadrados no lineal de búsqueda por red (del inglés *grid-search*) (Bevington y Robinson, 2003). A pesar de no ser uno de los métodos más rápidos, su uso resulta muy intuitivo y permite ser más eficaces a la hora de realizar estos ajustes que, por su especiales características, no son simples. El conjunto de valores iniciales se seleccionó de tal forma que el área encerrada bajo el modelo fuera, aproximadamente, la misma que la de debajo de los espectros de potencia calculados a partir de las observaciones. Para estimar en qué grado los resultados de los ajustes son adecuados se evalúa la función χ^2 reducida (normalizada por el número de grados de libertad del ajuste $f = N_{\text{can}} - N_{\text{par}}$, siendo N_{can} el número de canales empleados en el ajuste y N_{par} el número de parámetros libres del modelo):

$$\chi_f^2 = \frac{1}{f} \sum_{k=1}^{N_{\text{can}}} \frac{[P_k - P(\nu_k)]^2}{\sigma_k^2} \quad (2.4)$$

$P(\nu_k)$ es la potencia espectral modelada en el k -ésimo canal, mientras que P_k es el valor correspondiente de la potencia observada. Finalmente, σ_k^2 es la varianza del promedio asociada a k -ésimo canal resultado del proceso de suavizado o filtrado de los espectros. En cuanto al proceso de ajuste, cabe mencionar que cuando se aplican ligeras variaciones a los valores iniciales los parámetros ajustados no cambian, prácticamente; son necesarios valores significativamente distintos para cambiar los resultados de los ajustes. Se realizaron varios intentos con estimaciones de los valores iniciales distintos para encontrar aquellos que dieran lugar a los valores de función chi

cuadrado reducida χ_f^2 menores; tomando los parámetros resultantes como producto del ajuste.

2.3.2. Significancia estadística de los ajustes

Para estudiar si son necesarias dos componentes para obtener un mejor ajuste del modelo o si, por contra, con una es suficiente, se compararon los resultados obtenidos al ajustar un modelo con una sola estructura para la granulación (siendo $\chi_{f_1}^2$ su función chi cuadrado reducida asociada) con los obtenidos al emplear un modelo con dos escalas de granulación (dando lugar a otra función $\chi_{f_2}^2$). Dadas las funciones $\chi_{f_1}^2$ y $\chi_{f_2}^2$ es posible evaluar la distribución de Fisher-Snedecor $\wp_F(F_{1,2} = \chi_{f_1}^2/\chi_{f_2}^2; f_1, f_2)$, donde f_1 y f_2 son los grados de libertad de cada uno de los ajustes, que viene dada por (Bevington y Robinson, 2003):

$$\wp_F(F_{1,2}; f_1, f_2) = \frac{\Gamma[(f_1 + f_2)/2]}{\Gamma(f_1/2)\Gamma(f_2/2)} \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^{f_1/2} \cdot \frac{F_{1,2}^{(f_1-2)/2}}{(1 + F_{1,2}f_1/f_2)^{(f_1+f_2)/2}} \quad (2.5)$$

El cociente de funciones chi cuadrado reducidas $F_{1,2}$ está gobernado por esta distribución de densidad de probabilidad. Resulta más útil trabajar con su probabilidad integrada P_F :

$$P_F(F_{1,2}, f_1, f_2) = \int_{F_{1,2}}^{\infty} \wp_F(F; f_1, f_2) \cdot dF \quad (2.6)$$

Ésta describe la probabilidad de observar un valor del cociente F igual o superior a $F_{1,2}$, cuando se emplea un modelo adecuado para ajustar a un conjunto aleatorio de datos u observaciones de un determinado fenómeno.

En este caso particular, la diferencia entre un tipo de ajuste y el otro es la inclusión o no de dos nuevos parámetros (una nueva componente definida por los parámetros A y τ) en el modelo (Ec. 2.3). Toma especial relevancia, de este modo, el nuevo cociente F_χ definido como sigue:

$$F_\chi = \frac{[\chi^2(f_1) - \chi^2(f_2)]/(f_1 - f_2)}{\chi_{f_2}^2} \quad (2.7)$$

donde $\chi^2(f_i) = \chi_{f_i}^2 \cdot f_i$ para $i = 1, 2$. Una de las propiedades de las distribuciones χ^2 es la siguiente: dada dos variables que siguen una distribución χ^2 , una con n_1 grados de libertad y la otra con n_2 , su suma da lugar a una variable que sigue también una distribución de probabilidad del tipo χ^2 , pero con $n = n_1 + n_2$ grados de libertad. Así pues, el cociente F_χ vendría a ser equivalente a $F_{f_1-f_2, f_2}$ y, por lo tanto, debe seguir la distribución de Fisher-Snedecor $\wp_F(F_{f_1-f_2, f_2}; f_1 - f_2, f_2)$ definida en (Ec. 2.5). En el caso que se está tratando, en todos los ajustes $f_1 - f_2 = 2$, por lo que el cociente evaluado en cada ajuste F_χ debe seguir una distribución de probabilidad $\wp_F(F_{2, f_2}; 2, f_2)$.

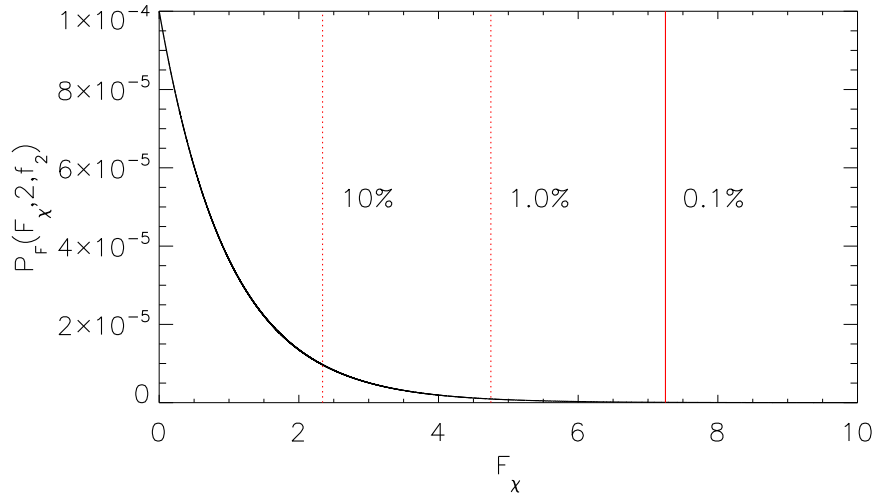


Figura 2.4: Probabilidad integrada $P_F(F_\chi; 2, f_2)$ de la distribución de Fisher-Snedecor para el cociente F_χ . Se muestran las probabilidades asociadas a distintos valores de prueba en aplicación del test F. El valor de prueba empleado aquí es $F_0 = 7.25$: la probabilidad de que F_χ tome valores mayores que F_0 es menor que 0.1%.

La prueba que se va a aplicar al resultado de los ajustes es la siguiente. Si la inclusión de dos nuevos parámetros al modelo no resultase mejorar significativamente el ajuste, se esperaría que el cociente F_χ siguiera la distribución de Fisher-Snedecor y, por tanto, la probabilidad integrada de obtener un valor igual o mayor que el medido del cociente fuera moderadamente grande (por decir algo, $> 10\%$, es decir $P_F(F_\chi, 2, f_2) > 0.10$). Si por el contrario la probabilidad integrada fuera $P_F(F_\chi, 2, f_2) < 0.001$, indicaría que la probabilidad de medir ese cociente o uno mayor es menor que un 0.1%, lo que sería un indicio de que no se está siguiendo la distribución de Fisher-Snedecor, y el origen de este hecho habría que buscarlo en que el modelo ha cambiado de forma sustancial los resultados del ajuste. Este tipo de prueba se conoce con el nombre de test de Fisher o test F.

2.3.3. Resultados de los ajustes y del test de Fisher (o test F)

Como se mencionó en la sección anterior, se han usado dos tipos de modelo para el ajuste a los espectros; uno con sólo una estructura para la granulación y otro con dos estructuras. Los tiempos de vida en cada caso, dependiendo de la fase de actividad magnética solar, de la banda de longitud de onda observada y del número de estructuras observadas, se muestra en la Tabla 2.2. Asimismo, se muestran los valores calculados para el cociente F_χ definido en (Ec. 2.7).

En primer lugar se ha tratado probar cuán adecuada es la introducción de la nueva componente al modelo (lo que supone dos nuevos parámetros). Lo que se va investigar es si las diferencias entre los valores de la función χ^2 , evaluadas a través del cociente F_χ (Ec. 2.7), resultado de los distintos ajustes son probables o no según

Tabla 2.2: *Tiempos de vida del modelo utilizado para ajustar a la señal de base de los espectros de potencias solares obtenidos a partir de observaciones de VIRGO/SPM, durante períodos de máxima (MÁX) y mínima (MÍN) actividad magnética y para los tres canales de longitud de onda disponibles. El tiempo de vida de la granulación que se obtiene con el modelo con una sola componente se ha indicado con GR, mientras que los obtenidos con el modelo con dos componentes se han etiquetado con GR1 (tiempo de vida largo) y GR2 (tiempo de vida corto). También se muestran los cocientes F_χ hallados para cada ajuste; valores de $F_\chi > 7.25$ tienen una probabilidad de encontrarse de menos del 0.1% según el la distribución de Fisher-Snedecor, indicando que la estructura adicional del modelo mejora sustancialmente el ajuste.*

MÍN	τ_{GR} (s)	τ_{GR1} (s)	τ_{GR2} (s)	F_χ
B (402nm)	201.2 ± 0.5	240.5 ± 0.8	61.3 ± 1.7	32.5
G (500nm)	193.5 ± 0.5	225.8 ± 0.7	66.8 ± 1.8	15.4
R (862nm)	208.7 ± 0.6	266.0 ± 0.9	51.8 ± 1.1	64.4
MÁX	τ_{GR} (s)	τ_{GR1} (s)	τ_{GR2} (s)	F_χ
B (402nm)	191.2 ± 0.5	218.3 ± 0.7	69.6 ± 2.0	11.0
G (500nm)	197.0 ± 0.5	230.5 ± 0.7	66.9 ± 1.7	16.9
R (862nm)	212.4 ± 0.6	255.6 ± 0.8	64.8 ± 1.5	31.5

la distribución de probabilidad que se espera, en el sentido de conocer si hay una diferencia significativa en los resultados que se obtienen cuando se usa uno u otro modelo. En todos los casos el número de grados de libertad son, o bien $f_1 = 145$ o $f_2 = 143$. Para efectuar el test F se toma como valor de prueba F_0 aquél que da lugar a una probabilidad integrada (Ec. 2.6) $P_F(F_0; 2, f_2) = 0.001$ (o igual a 0.1%). Ese valor resulta ser $F_0 = 7.25$ (véase la Fig. 2.4). Así pues, al comparar los dos tipos de ajuste, un valor de $F_\chi \gg F_0$ indicará que la estructura adicional de granulación introducida en el modelo, es plausible. La mejora que la inclusión de una nueva componente para la granulación produce en el ajuste se muestra en la Fig. 2.5, donde se representa el producto $P(\nu) \cdot \nu$ frente a ν ; tal representación muestra las estructuras no periódicas mejor que la usual $P(\nu)$ frente a ν . Se recuerda aquí que el modelo empleado es el más simple posible, con dos parámetros definiendo cada componente no periódica. Ciertamente, con modelos más sofisticados (y con más parámetros) como (Ec. 2.2) es posible, tal y como se ha demostrado en la Sec. 2.2.2, mejorar los ajustes. Sin embargo los parámetros adicionales de cada estructura no aportan información adicional en lo que concierne al número de estructuras presentes y apenas aportan información inteligible en lo referente a los parámetros físicos involucrados. Además, los ajustes realizados con este modelo más simple son algo más robustos y, comparando los resultados de ambos modelos, no producen variaciones significativas en lo que se refiere a los tiempos de vida de las estructuras no periódicas.

Como se aprecia en la Tabla 2.2, los cocientes F_χ son todos mayores al valor de prueba $F_0 = 7.25$, lo que se interpreta como una mejora significativa del ajuste al considerar no una, sino dos componentes para ajustar el espectro de potencias base solar. La interpretación física de estas componentes se discute más adelante.

Cuando se emplea una sola componente para ajustar la granulación se obtienen tiempos de vida que van de $\tau_{GR} = 194$ s a $\tau_{GR} = 212$ s; o de 3.2 min a 3.5 min. Estos tiempos de vida son, en todos los casos, más cortos que los que se hallan para la

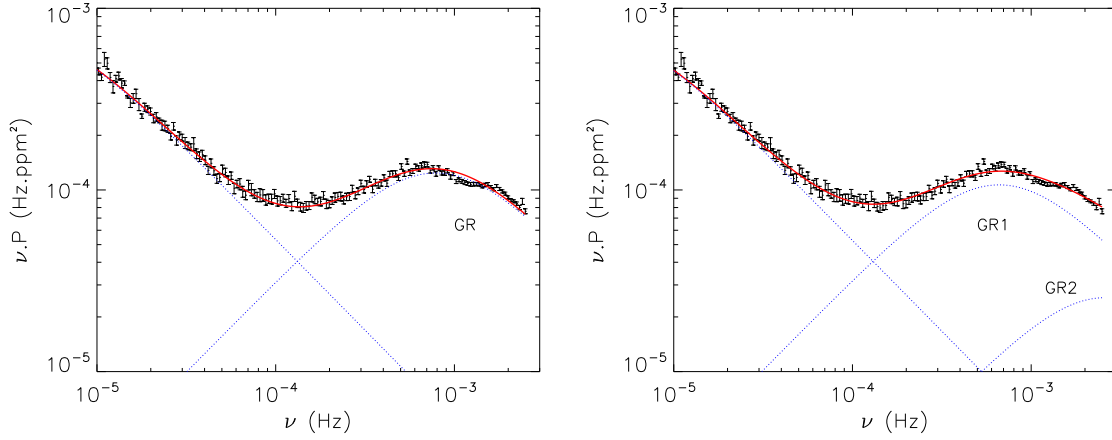


Figura 2.5: Dos de los ajustes del espectro de potencias base de la irradiancia solar, ambos correspondientes al canal azul de VIRGO/SPM y durante una fase de mínima actividad magnética. Se muestran los ajustes con los dos tipos de modelos utilizados; esto es, empleando una sola componente (*izquierda*) o dos (*derecha*) para modelar la potencia espectral asociada a la granulación. Cada uno de los espectros se han calculado partiendo de series temporales de 480 días en total, y promediando 5 espectros de subseries, no solapadas, de la primera de 96 días de duración (5×96 días).

componente de tiempo de vida mayor en los ajustes de dos componentes. En esos casos se encuentra un rango que va de $\tau_{GR1} = 218$ s a $\tau_{GR1} = 266$ s, mientras que para la segunda estructura, que tiene tiempos de vida más cortos, se encuentran valores entre $\tau_{GR2} = 52$ s a $\tau_{GR2} = 70$ s. Pallé et al. (1999) por ejemplo, utilizan una sola componente para ajustar la granulación a partir de datos de VIRGO/SPM, y obtienen valores de $\tau_{GR} = 209$ s en promedio; luego también menores que los τ_{GR1} que se muestran en la Tabla 2.2. En términos generales, la introducción de una nueva componente en el modelo de ajuste (con $\tau_{GR2} \approx 62$ s) supone un incremento del orden del 15% al 20% en el tiempo de vida de la componente de vida más larga τ_{GR1} en comparación con la que se obtiene cuando sólo se incluye una componente para la granulación τ_{GR} .

Al comparar los tiempos de vida de los tres canales (véase la Tabla 2.2) parece existir una dependencia del tiempo de vida τ_{GR1} con el color (esto es, con la profundidad geométrica por la atmósfera solar). τ_{GR1} tiende a aumentar con la longitud de onda del canal de SPM/VIRGO observado. Las simulaciones numéricas de las estructuras convectivas sugieren (Gadun et al., 2000) que las celdas granulares de mayor tamaño, que hasta cierto rango perduran un mayor tiempo (Title et al., 1989), se enfrían a mayores alturas, lo que sería consistente con la observación de estructuras mayores y más lentas a alturas mayores sobre la fotosfera; el canal rojo muestrea alturas unos 10 km por encima de la fotosfera (Jiménez et al., 2005).

2.3.4. Sobre la interpretación de la componente no periódica adicional

La inclusión de la segunda componente (GR2) en el modelo a ajustar no es nueva. Ya Harvey et al. (1993) apreciaron necesario añadir ésta para ajustar el modelo al

Tabla 2.3: Resumen de los tiempos de vida τ ajustadas aquí y los publicados cuando se ajustan dos estructuras para la granulación (GR1 y GR2) al espectro de potencias base solar. Los ajustes ajenos a esta tesis son: H1993: Harvey et al. 1993 (a partir de observaciones de todo el disco solar) y Del Moro 2004: (fruto de tres series temporales independientes de imágenes de alta resolución de la superficie solar). Los últimos seis resultados son los obtenidos del estudio de esta sección, mientras que los etiquetados con (Sec. 2.2.2) son los obtenidos en la Sec. 2.2.2. Asimismo, se indica la época de la observación, la fase de actividad magnética solar (MÁX/MÍN), y la longitud de onda central observada.

	λ_0 (nm)	ÉPOCA	τ_{GR1} (s)	τ_{GR2} (s)
H1993	393.3	1988	220	84
(Sec. 2.2.2) B MÍN	402	1996-1997	207.5 ± 13	79 ± 8
(Sec. 2.2.2) G MÍN	500	1996-1997	223.4 ± 42	67 ± 30
(Sec. 2.2.2) R MÍN	862	1996-1997	258.0 ± 63	72 ± 40
(Sec. 2.2.2) B MÁX	402	2000-2001	219.9 ± 52	71 ± 28
(Sec. 2.2.2) G MÁX	500	2000-2001	239.2 ± 56	69 ± 30
(Sec. 2.2.2) R MÁX	862	2000-2001	243.6 ± 42	68 ± 23
DM2004 ^A	525.7	1995	246 ± 12	78.0 ± 3
DM2004 ^B	550.0	1996	162 ± 6	60.0 ± 1.2
DM2004 ^C	538.0	1999	156 ± 6	54.0 ± 1.2
B MÍN	402	1996-1997	240.5 ± 0.8	61.3 ± 1.7
G MÍN	500	1996-1997	225.8 ± 0.7	66.8 ± 1.8
R MÍN	862	1996-1997	266.0 ± 0.9	51.8 ± 1.1
B MÁX	402	2000-2001	218.3 ± 0.7	69.6 ± 2.0
G MÁX	500	2000-2001	230.5 ± 0.7	66.9 ± 1.7
R MÁX	862	2000-2001	255.6 ± 0.8	64.8 ± 1.5

espectro de potencias base entero correspondiente a 17 días de observación ininterrumpida del disco solar completo en la línea de Ca II K, en el Polo Sur. Los autores usaron un modelo que incluía dos componentes periódicas, asociadas a las oscilaciones fotosférica (con un período de unos 5 min) y cromosférica (de unos 3 min), y una parametrización de las componentes no periódicas análoga a la de la (Ec. 2.2) que deja la potencia del segundo término del denominador libre. El tiempo de vida que ajustaron para la estructura (GR2), según la nomenclatura de esta tesis, fue de $\tau_{GR2} = 84\text{s} = 1.4\text{min}$. Los autores la atribuyeron al efecto que, sobre la irradiancia solar total, provoca la evolución temporal de las fluctuaciones no periódicas de los puntos brillantes cromosféricos; estructuras de reducido tamaño que son habitualmente observadas en las líneas H y K de CaII que están asociadas al campo magnético y a regiones de intenso calentamiento (Kariyappa et al., 2005). Por otro lado, el tiempo de vida hallado para la componente que asociaron a la granulación fue $\tau_{GR1} = 220\text{s} = 3.7\text{min}$.

Como se ha mencionado en la Sec. 2.2.2, al emplear el modelo de la (Ec. 2.2) se encontró, al igual que Harvey et al. (1993), que era necesario incluir una nueva componente no periódica para habilitar la convergencia de los ajustes. Como valor

representativo del tiempo de vida encontrado anteriormente podemos tomar el promedio $\tau_{\text{extra}} \approx 71$ s y se conjeturó entonces, en base a la proximidad en los tiempos de vida de esta componente extra y la de granulación, que la estructura podía también formar parte de la propia granulación.

De las observaciones algo más recientes de Del Moro (2004), consistentes en series temporales de imágenes de alta resolución espacial del centro del disco solar, en una zona de Sol en calma, tomadas con tres telescopios e instrumentos distintos, se sugirió que existen en el Sol, al menos, dos poblaciones diferenciadas de granulación: un grueso con un tiempo de vida promedio de 1 min y una minoría con tiempos de vida más largos; de 3 min a 4 min.

Todos los resultados mencionados hasta ahora, junto con los obtenidos en la Sec. 2.3.3, se muestran resumidos en la Tabla 2.3. Como se puede apreciar, existe un buen acuerdo entre los dos conjuntos de tiempos de vida, τ_{GR1} y τ_{GR2} encontrados en esta tesis con los correspondientes publicados por Del Moro (2004), y ambos son consistentes con la existencia de, al menos, dos poblaciones de granulación: una con tiempos de vida τ_{GR1} de 3.6 min a 4.4 min y otra con τ_{GR2} de 0.9 min a 1.2 min. Se puede decir, entonces, que los resultados de esta tesis refrendan las observaciones de Del Moro (2004) y constituyen la constatación, por medio de técnicas heliosismológicas, de la existencia de dos escalas de tiempo granulares en el Sol. En todo caso, si Harvey et al. (1993) estaban en lo cierto en su interpretación del exceso de potencia espectral de vida más corta como debido a los puntos brillantes (que son estructuras magnéticas cromosféricas), entonces se podría pensar que las observaciones son parte de un fenómeno conjunto que involucra la convección granular y los campos magnéticos, lo que puede ser un indicio de la conexión que existiera entre ambos: esta convección de pequeña escala podría ser la que impulsara los campos magnéticos que darían lugar a los puntos brillantes, o viceversa.

2.4. Comparación velocidad/irradiancia

Tal y como se ha ido comentando, existen notables diferencias en la información que transportan las fluctuaciones de velocidad y las de irradiancia. Para ilustrarlas se ha confeccionado la Fig. 2.6, donde se muestran dos ajustes realizados sobre los espectros de potencias procedentes de datos de GOLF (en velocidad) y los mencionados de VIRGO/SPM (en irradiancia). Ambos espectros de potencias proceden de observaciones realizadas de forma simultánea y comprendiendo el mismo número de días empleados en el análisis de VIRGO/SPM. Al representar los espectros de potencias de velocidad en unidades de cm^2s^{-2} y los de irradiancia en ppm^2 , los niveles de potencia se asemejan bastante, por lo que se han empleado estas unidades para comparar ambos ajustes. Los rasgos distintivos entre las dos señales son importantes pues completan la información de los patrones observados. Las diferencias más significativas son las que a continuación se enumeran:

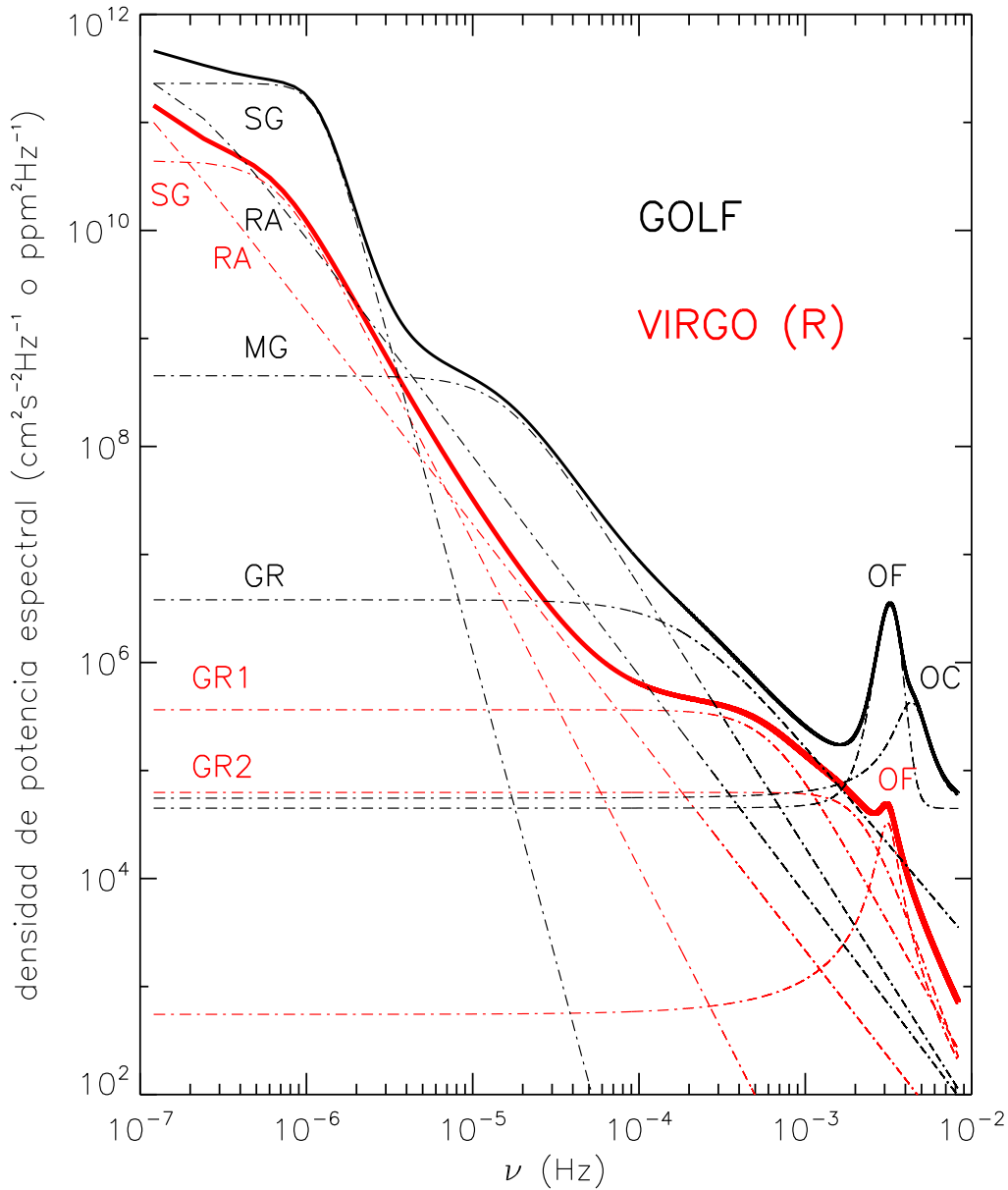


Figura 2.6: Ajustes realizados sobre espectros de potencias de las fluctuaciones de velocidad (GOLF) y de irradiancia (canal verde de VIRGO/SPM). Ambos ajustes se realizaron sobre datos durante el máximo de actividad solar. Las distintas componentes indicadas son: la granulación (GR en el caso de GOLF y GR1 y GR2 en el de VIRGO/SPM), la mesogranulación (MG) observada sólo en velocidad, la supergranulación (SG), las regiones activas (RA), además de la componente periódica correspondiente a la oscilación fotosférica (OF), en la región de los modos p , y otra atribuida a oscilaciones cromosféricas (OC) sólo apreciada en GOLF.

- La mesogranulación: la componente de mesogranulación se observa en el espectro de potencias en velocidad, pero no en irradiancia. Éste quizá sea el rasgo más llamativo que diferencia a los espectros de potencias de los dos tipos de señales, porque el vacío que deja la ausencia de detección de la mesogranulación en irradiancia es evidente. A pesar de que en ciertos trabajos sobre mesogranulación como el de Brandt et al. (1991) se habla de una dependencia del brillo de los gránulos con su ubicación dentro de las celdas mesogranulares, no parece, a tenor de los espectros de potencias, que este patrón tenga una contrapartida con suficiente contraste como para detectarse en irradiancia en ninguna de las bandas observadas. Por contra, la advección de gránulos que define el patrón mesogranular se hace patente en el espectro de potencias de velocidades.
- La oscilación cromosférica: se ha comentado ya que la componente periódica conocida como oscilación cromosférica no se ha incluido en el análisis del espectro de potencias de irradiancia solar. La razón es clara; esta señal no es detectable por VIRGO/SPM. En este caso, no se atribuye la detección de esta oscilación en función de la señal empleada (velocidad o irradiancia), sino que se atribuye a la longitud de onda de observación de los tres canales de VIRGO/SPM. Algunos autores sí detectan esta señal periódica en sus observaciones en irradiancia en otras longitudes de onda y, por lo tanto, a otras alturas sobre la superficie solar (Harvey et al., 1993).
- La supergranulación y las regiones activas: análogamente a la mesogranulación, el patrón supergranular se caracteriza por la advección de estructuras más pequeñas de los centros de las celdas hasta sus bordes. Por lo tanto, si en el espectro de velocidades la mesogranulación es claramente detectable, es de esperar que la supergranulación también lo sea. En irradiancia, la supergranulación tiene una contrapartida claramente visible: la red cromosférica. Sin embargo, a nivel fotosférico, en las longitudes de onda de los canales de VIRGO/SPM, el contraste de este patrón es mucho menor que el que ofrece la red. En un trabajo reciente Régulo et al. (2002), se empleó una única componente para el ajuste del espectro de potencias de velocidad (GOLF) a bajas frecuencias. En concreto, no se incluye la correspondiente a las regiones activas, aunque las diferencias observadas entre los espectros medidos durante el máximo y el mínimo de actividad hacen pensar que exista señal de ellas. En particular, es de esperar que la inhibición de la convección por parte de las manchas solares afecte la velocidad integrada medida sobre todo el disco solar. En el caso de la irradiancia medida por VIRGO/SPM, el efecto de la supergranulación parece ser escaso, y dadas las discrepancias encontradas al incluir tanto la supergranulación como las regiones activas (que sí conllevan una clara variación de la irradiancia) en el modelo, y especialmente los resultados del Cap. 3, es razonable concluir que una única componente de regiones activas pudiera ser suficiente para modelar las observaciones.

3

Simulaciones fenomenológicas de la irradiancia solar integrada

Lejos de ser constante, el efecto combinado de los movimientos convectivos, la acción de los campos magnéticos, la estratificación de la temperatura, así como la rotación diferencial, entre otros efectos, hacen que la evolución en el tiempo del brillo total recibido procedente del Sol sea especialmente compleja. En este capítulo, se aborda la reconstrucción de la señal solar como si procediera de una estrella (sumando todas las contribuciones sobre el disco visible) teniendo en consideración sus componentes más relevantes y las propiedades que se han obtenido de cada una de ellas en los últimos años. Todo ello con el fin de comprender mejor la variación temporal de la irradiancia solar y aportar claves acerca de la señal análoga esperada en otras estrellas de tipo solar.

3.1. Motivación y antecedentes

El objetivo de la confección de simulaciones numéricas fenomenológicas de la variación temporal de la irradiancia solar integrada sobre el disco es alcanzar una mayor comprensión, en primer lugar, de cómo repercute la evolución temporal de sus contribuciones más destacadas en la señal de base del espectro de potencias solar. Combinando las observaciones solares, tanto del disco integrado como los resultados de observaciones de alta resolución espacial, con las simulaciones será posible relacionar parámetros tales como los tamaños y tiempos característicos de los distintos patrones con características del espectro de potencias. Posteriormente, se pretende emplear las simulaciones como herramienta para estudiar la señal análoga en estrellas, a través de sus espectros de potencias, con el fin de extraer información relevante acerca de los tiempos de vida y tamaños característicos de las distintas estructuras que estuvieren presentes en las fotosferas de estrellas de tipo espectral cercano al solar.

Se han realizado con anterioridad simulaciones similares. En particular, en el ámbito de la Heliosismología, Andersen (1991a,b); Andersen et al. (1994) y Rabello-Soares

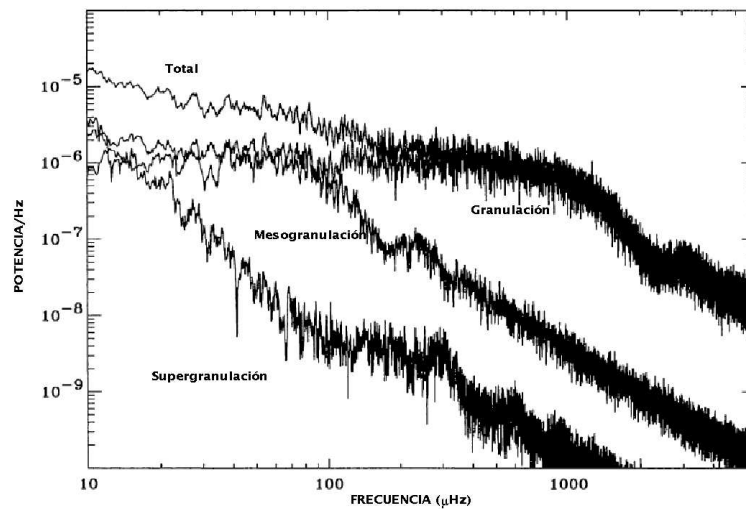


Figura 3.1: Espectros de potencias calculados a partir de series temporales obtenidas a través de simulaciones numéricas de los patrones de convección solar (Andersen et al., 1994).

et al. (1997) emplearon un modelo que consideraba sólo la evolución de la irradiancia de fenómenos convectivos y que incluía la granulación, la mesogranulación y la supergranulación; no se incluía el efecto de las regiones activas. A cada estructura se le asignaba una fluctuación *rms* y un tiempo de vida determinado y se obtenían simulaciones de las fluctuaciones de irradiancia en el dominio temporal (los espectros de potencias asociados se muestran en la Fig. 3.1). Dadas las limitaciones computacionales de la época, el elemento de resolución espacial mínimo era de $8'' \times 8''$, del orden del tamaño mesogranular. Estas simulaciones no permiten reproducir las variaciones a bajas frecuencias debidas a efectos magnéticos. Por otro lado, en el contexto del estudio de la influencia de la actividad magnética solar en el clima terrestre, Solanki y Fligge (2000); Krivova et al. (2003) y Krivova y Solanki (2005) confeccionaron un modelo en el que las variaciones de la irradiancia solar en escalas de tiempo mayores que, aproximadamente medio día, son mayoritariamente debidas a la evolución del magnetismo solar. Emplearon modelos atmosféricos adecuados a las distintas componentes contempladas: la fotosfera en calma, las manchas solares, y las fáculas y la red fotosférica. A través de la integración de los modelos en λ , las imágenes del *Michelson Doppler Imager* (MDI) (del experimento *Solar Oscillations Investigation* (SOI), también a bordo de SoHO), y mediante la introducción de factores de llenado asociados a la fracción de área cubierta por cada componente consiguieron reproducir las variaciones de la irradiancia solar en el dominio temporal en un 90%.

A pesar de ello, para el objetivo que se persigue aquí, es necesario idear un modelo que incluya tanto las variaciones debidas a la convección como a las debidas al magnetismo solar y, además, hacerlo a través de parámetros que nos permitan cuantificar el comportamiento del espectro de potencias asociado y extenderlo a otras estrellas. Para ello, los esfuerzos se van a dirigir hacia la implementación de simulaciones numéricas que reproduzcan las distribuciones espaciales y la evolución temporal de

los distintos patrones presentes a nivel fotosférico, y estudiados en detalle en los últimos tiempos a través de observaciones terrestres de alta resolución espacial o desde el espacio, entre otras. Es conocido que las fluctuaciones de irradiancia solar están moduladas por el ciclo de actividad magnética, en escalas de tiempo de decenios. Sin embargo, las simulaciones fenomenológicas que se van a llevar a cabo tendrán una duración máxima de unos 3 meses; esto es, con un nivel de actividad magnética determinado de antemano.

3.2. Fenómenos incluidos en la simulación

En las últimas décadas las misiones espaciales dedicadas a la observación del Sol han permitido determinar las fuentes de variación de la irradiancia integrada sobre el disco. Se conoce que las fuentes más relevantes son (Hudson, 1988): las oscilaciones acústicas globales (modos p), la granulación, las manchas solares, las fáculas, la modulación que produce la rotación y la red fotosférica. En base a los resultados obtenidos en el Cap. 2 y las observaciones que se vienen realizando de la fotosfera y cromosfera solar, concretamente la señal que de ella se detecta en el continuo, aquello que se ha incluido en la simulación fenomenológica es lo siguiente:

- ▷ oscurecimiento centro-borde
- ▷ rotación diferencial
- ▷ granulación
- ▷ supergranulación
- ▷ manchas solares

Aunque su contribución a las fluctuaciones de la irradiancia total solar puede ser relevante, por razones de simplicidad las fáculas no se han incluido en esta primera versión del modelo; no obstante, no se descarta su inclusión en una versión mejorada de las simulaciones.

3.2.1. Sobre el observable simulado

En este punto cabe hacer un inciso importante. La magnitud más conveniente para representar las fluctuaciones de la irradiancia en la simulación es la irradiancia asociada al fenómeno I normalizada por la irradiancia promediada localmente en la superficie I_0 . Podemos entender I_0 como el nivel local de la irradiancia que arroja el ajuste del oscurecimiento centro-borde. Llamaremos a esta magnitud $i = I/I_0$. Si definimos el contraste como $C = (I - I_0)/I_0$, entonces existe una relación que nos permite pasar de i a C y viceversa:

$$C = i - 1 \tag{3.1}$$

De este modo, la región del patrón en estudio más brillante que el nivel promedio tendrá $i > 1$ y $C > 0$, mientras que la oscura presentará $i < 1$ y $C < 0$.

3.3. Formas funcionales y distribuciones empíricas de los fenómenos

A continuación se va a exponer en qué se basan las consideraciones generales y las formas funcionales concretas que se van a emplear para el modelado numérico de la irradiancia solar total integrada.

3.3.1. Asféricidad

En primer lugar, se aborda la asféricidad del Sol, es decir, las desviaciones existentes entre el volumen solar y una esfera perfecta. La asféricidad de un esferoide se puede evaluar a través de otra cantidad, la oblicidad ϵ , que se define como

$$\epsilon = \frac{R_{\text{ec}} - R_{\text{pol}}}{R_{\text{ec}}} \quad (3.2)$$

donde R_{ec} y R_{pol} son, respectivamente, los radios medidos en el plano ecuatorial y en el plano que contiene el eje polar. Pues bien, una medición reciente (Rozelot et al., 2003) de esta magnitud observada en el Sol arroja un valor promedio de $\epsilon_{\odot} = (9.2 \pm 1.8) \times 10^{-6}$, es decir, que la asféricidad del Sol no supera, en valor absoluto y visto desde la Tierra, $0.01''$ o 10 msa (milisegundos de arco). A pesar de que la asféricidad del Sol tiene implicaciones no despreciables en cuanto al potencial gravitatorio, efectos relativistas, etc., teniendo en cuenta que una celda granular tiene un tamaño típico de $1.4''$ (unas cien veces mayor), se supondrá, de aquí en adelante, que el Sol es una esfera perfecta.

3.3.2. Variación centro-borde

Debido a la naturaleza gaseosa del Sol, en particular de la fotosfera visible en calma (en ausencia de actividad magnética significativa), al observar sobre un punto del disco se muestrea la atmósfera solar a una profundidad que va a depender de la distancia al centro del mismo, a la longitud de onda en la que se esté observando, y a la opacidad del plasma. Al observar el centro del disco se muestrea una profundidad mayor que cuando se hace cerca del limbo, puesto que en el segundo caso la línea de visión corta oblicuamente la fotosfera y, por tanto, penetra en menor medida la atmósfera solar. La temperatura asciende a medida que se profundiza en el interior solar, y las capas más calientes emiten en mayor medida. Consecuentemente, al observar el disco solar entero se produce un efecto conocido como oscurecimiento centro-borde, que no es otra cosa que el efecto que produce muestrear la fotosfera a distintas alturas y, debido a la estratificación de temperaturas, se alcanzan capas con temperaturas y brillo diferentes. Este efecto es claramente visible en imágenes del continuo de SOI/MDI (tomadas en torno a la línea del Ni I $\lambda = 676.8 \text{ nm}$) como la que se muestra en la Fig. 3.2¹.

¹<http://soho.esac.esa.int/>

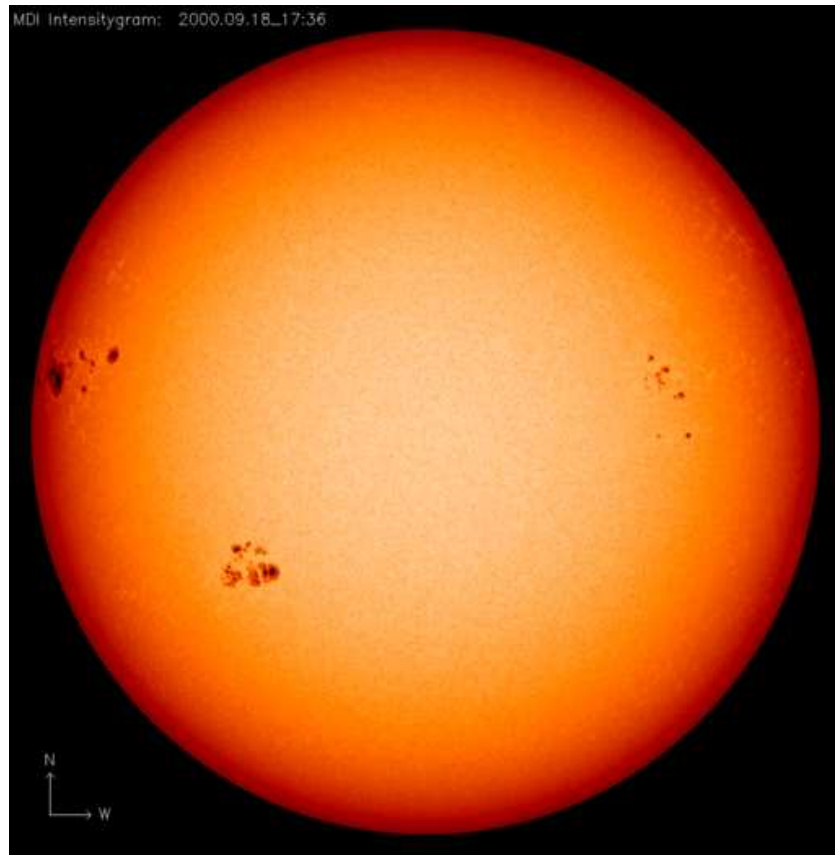


Figura 3.2: Imagen tomada desde el espacio por SOI/MDI del continuo cerca de la línea espectral del Ni I ($\lambda = 676.8$ nm) el día 18 de septiembre de 2000. En ella se aprecia claramente el oscurecimiento centro-borde de la fotosfera solar. En la imagen se observan varios grupos de manchas y también algunas fáculas (con mayor contraste cerca del limbo solar).

Variación centro-borde de la fotosfera en calma

Como se ha mencionado, este efecto es dependiente de la longitud de onda observada. Una parametrización del oscurecimiento centro-borde en función de la longitud de onda λ es la proporcionada por Neckel y Labs (1994), los cuales realizaron observaciones en 30 bandas del continuo entre $\lambda = 303.3$ nm y $\lambda = 1099.0$ nm. Los autores emplearon un ajuste por mínimos cuadrados de un polinomio de grado 5:

$$P_5(\lambda; \mu) = \sum_{n=0}^5 A_n(\lambda) \mu^n ; \text{ con } \sum_{n=0}^5 A_n(\lambda) = 1 \quad (3.3)$$

donde $\mu = \cos\Theta$, siendo Θ el ángulo heliocéntrico; esto es, el ángulo subtendido entre la dirección definida por el centro del disco solar y el observador y la que une el centro del Sol con un punto sobre su superficie (véase la Fig. 3.9). De esta forma $\mu = 0$ en el centro del disco solar y toma valores cercanos a la unidad en las proximidades del limbo. En la Fig. 3.3 se muestra $P_5(\lambda; \mu)$ para algunas longitudes de onda que son

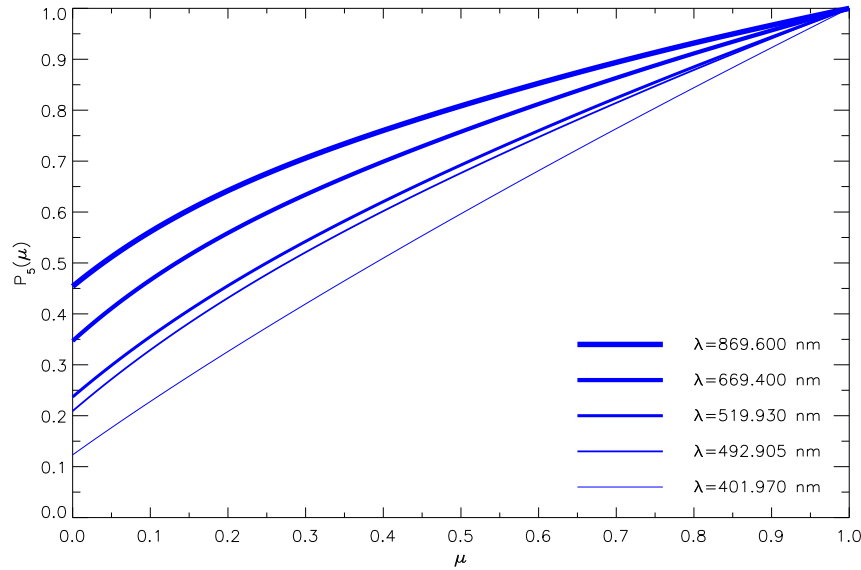


Figura 3.3: Oscurecimiento centro-borde del disco solar en función de μ basado en los ajustes realizados por Neckel y Labs (1994). Se muestra $P_5(\lambda; \mu)$ para cinco longitudes de onda relevantes para este estudio.

relevantes a este estudio: las más cercanas a las correspondientes a las bandas azul (A), verde (V) y roja (R) de VIRGO/SPM, la más cercana a la de SOI/MDI, y la más próxima a las observaciones de Hirzberger et al. (1999) que se han empleado para modelar los gránulos.

Variación centro-borde de las manchas solares

En la Sec. 3.3.6 se abordarán las características más relevantes al modelo de las manchas solares, pero aquí se expone qué se conoce sobre la variación de la irradiancia centro-borde de las mismas. No hay muchos estudios observacionales al respecto, sin embargo Maltby et al. (1986) modelaron la variación centro-borde de la irradiancia de la umbra respecto a la intensidad de la fotosfera para varias longitudes de onda. Si uno se restringe al rango visible, en torno a $\lambda = 500$ nm, el modelo predice que la variación centro-borde de la intensidad de las manchas respecto al de la fotosfera en calma es casi despreciable. Esto es lo que se espera, según algunos modelos empíricos para las manchas solares (Solanki, 2003), aunque de hecho, es previsible que las manchas sufran una cierta disminución de su contraste hacia el borde debido al llamado efecto Wilson, que consiste en que las superficies con profundidad óptica $\tau_{PO} = 1$ de la umbra (la parte oscura de la mancha) y de la penumbra (la menos oscura) no están en el mismo plano, de forma que cerca del borde parte de la penumbra oculta parte de la umbra. Dado que las simulaciones tratan de reproducir las fluctuaciones en el rango visible, y por lo antedicho, se aplicará el mismo ajuste empírico de Neckel y Labs (1994) a las manchas solares.

Variación centro-borde de la red fotosférica

Se entiende por red fotosférica al patrón de tamaño supergranular que cubre la superficie solar observado en longitudes de onda correspondientes al visible. Este patrón es coespacial al patrón que conforma la red cromosférica (Liu, 1974) asociada a campos magnéticos, pero en comparación con esta última, la red fotosférica es mucho más débil, y para llegar a observarse es necesario, casi siempre, promediar varias imágenes. Las variaciones centro-borde del brillo de este patrón, que está asociado a la supergranulación, son opuestas a las de la fotosfera en calma; es decir, que muestran un abrillantamiento del centro hacia el borde. Recientemente, Ortiz et al. (2002); Ortiz (2005) analizando las imágenes de SOI/MDI y los magnetogramas asociados, derivaron una expresión para la variación centro-borde de la red fotosférica, así como de las fáculas (regiones que presentan un aumento significativo del brillo asociado a un incremento de la intensidad del campo magnético B). El ajuste polinómico bidimensional a las observaciones se hizo en función de μ y de B/μ (de segundo grado en μ y de tercer grado en B/μ). Los autores identifican las regiones con $15 \text{ G} < B/\mu < 50 \text{ G}$ como formando parte de la red fotosférica, mientras que aquellas con $B/\mu > 50 \text{ G}$ las clasifican como fáculas de distintas intensidades. El contraste genérico $C_{\text{fác}}$ ajustado es:

$$\begin{aligned}
 C_{\text{fác}} = & 10^{-4}(0.48 + 9.12\mu - 8.50\mu^2) \left(\frac{B}{\mu}\right) + & (3.4) \\
 & 10^{-6}(0.06 - 2.00\mu + 1.23\mu^2) \left(\frac{B}{\mu}\right)^2 + \\
 & 10^{-10}(0.63 + 3.90\mu + 2.82\mu^2) \left(\frac{B}{\mu}\right)^3
 \end{aligned}$$

Esta expresión es válida para $\mu > 0.1$ y para $17 \text{ G} \leq B/\mu \leq 600 \text{ G}$. Estos ajustes fueron realizados sobre imágenes corregidas de la variación centro-borde de la fotosfera en calma, por lo que se comprueba que las variaciones que supone tener en cuenta este comportamiento sobre el ajuste de Neckel y Labs (1994) en el caso de la red fotosférica, con $B < 50 \text{ G}$, es mínimo: en promedio, modifica la variación centro-borde en un 2%, lo que se sitúa por debajo de lo que difieren las variaciones centro-borde de dos longitudes de onda muy cercanas. No ocurre lo mismo con las fáculas, con $B/\mu \gg 1 \text{ G}$, que llegan a presentar contrastes negativos en el centro del disco solar y son considerablemente más brillantes que la fotosfera en calma cerca del limbo.

Por lo tanto, en las simulaciones, se va a aplicar a la red fotosférica la variación centro-borde obtenida de los ajustes de Neckel y Labs (1994), sin tomar en consideración la parametrización de Ortiz (2005), por estimarse que no la modifica sustancialmente. La parametrización (Ec. 3.4) podrá emplearse en el futuro cuando se incluyan fáculas en las simulaciones, las cuales no se implementan en el modelo que se presenta en esta tesis.

3.3.3. Rotación diferencial

La superficie visible del Sol rota en torno a su eje con una velocidad que es distinta según la latitud heliográfica φ . En el ecuador, donde $\varphi = 0^\circ$, la velocidad de rotación es máxima, y decrece a medida que aumenta φ ; se habla de la rotación diferencial de la superficie solar. La naturaleza gaseosa del Sol hace que éste no rote como un sólido rígido; al menos no en sus capas externas (zona convectiva), puesto que las inversiones heliosimológicas de los modos acústicos indican que por debajo de $R \approx 0.25R_\odot$, ya en la zona radiativa, la velocidad de rotación es aproximadamente independiente de la latitud (Eff-Darwich et al., 2001; Eff-Darwich y Korzennik, 1998).

La parametrización usual que se emplea para describir la rotación diferencial es la siguiente:

$$\omega_\odot = A_{\text{rot}} + B_{\text{rot}} \sin^2\varphi \quad (3.5)$$

Para dar valores a los parámetros A_{rot} y B_{rot} se observan los movimientos sobre la superficie solar de grupos de manchas y se mide su velocidad. Se emplea el conjunto de las observaciones de muchas manchas (incluyendo la información referente a la posición de las mismas sobre la superficie solar) para ajustar el modelo (Ec. 3.5). Para las simulaciones hemos tomado los ajustes realizados recientemente por Javaraiah (2003), que arrojaban unos valores de los parámetros tales como $A_{\text{rot}} = 2.932 \pm 0.001 \mu\text{rad s}^{-1}$ y $B_{\text{rot}} = -0.536 \pm 0.008 \mu\text{rad s}^{-1}$; o en grados por día,

$$A_{\text{rot}} = 14.514 \pm 0.005^\circ \text{ día}^{-1} \text{ y } B_{\text{rot}} = -2.653 \pm 0.040^\circ \text{ día}^{-1}. \quad (3.6)$$

Atendiendo a estos números, un punto sobre el ecuador solar tarda unos 25 días en completar una revolución.

Por último, indicar que en la superficie solar también existen movimientos de plasma en la dirección de las líneas de los meridianos, del ecuador solar hacia los polos. Son las llamadas corrientes meridionales, que son mucho más lentas que la rotación solar (a nivel fotosférico su velocidad es de entorno a 20 m/s, mientras que la rotación solar en el ecuador es de 2041 m/s; Mitra-Kraev y Thompson (2007)), por lo que no se han tenido en consideración en la implementación de las simulaciones.

3.3.4. Granulación

En lo que a la emisión en el continuo visible se refiere, un gránulo solar se compone de una región brillante en el centro rodeada de otra región de menor contraste u oscura. A menudo se esquematiza una celda granular como la composición de gránulo (refiriéndose a la parte central brillante) e intergránulo (que se define como la región que, excluyendo el gránulo como se acaba de definir, ocupa la parte oscura si se divide el área de bajo contraste circundante en partes iguales entre las celdas granulares adyacentes). El esquema de la Fig. 3.4 pretende clarificar este concepto. De este modo, el área total de la celda granular A_c es el resultado de la adición del área de mayor contraste o gránulo A_g y la región oscura o intergránulo A_{ig} :

$$A_c = A_g + A_{ig}. \quad (3.7)$$



Figura 3.4: Esquema donde se ilustra el concepto de gránulo, intergránulo y celda granular. Cada celda granular se separa en dos regiones: la correspondiente a la parte de mayor contraste (gránulo) y la región oscura más cercana al antedicho cuando se hace una división equitativa entre las celdas granulares adyacentes (intergránulo). De esta forma, $A_c = A_g + A_{ig}$.

Hirzberger et al. (1999) realizaron un estudio detallado de la evolución de los distintos observables que conciernen a la granulación a partir de series temporales de alta resolución espacial tomadas en la antigua Torre Solar Sueca de Vacío (de las siglas en inglés SVST), del Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM). Las observaciones se realizaron en el visible, concretamente en $\lambda = 5257 \pm 29 \text{ \AA}$, y en una región del disco solar en calma. Estudiaron tanto las características morfológicas y de brillo como la evolución en el tiempo de la granulación. Por ser uno de los trabajos más detallados sobre el tema, se han tomado de él los parámetros que van a definir el fenómeno de la granulación en las simulaciones que se van a realizar. En un trabajo previo, Hirzberger et al. (1997) establecieron que la intensidad i^{GR} surge de normalizar cada imagen de la serie temporal de granulación, en una región en calma de unos $30'' \times 30''$, por el valor promedio de la misma I_0 . Los autores encuentran que la granulación tiene un irradiancia *rms* de $\sigma_i^{\text{GR}} \approx 0.05$ o de un $\approx 5\%$. Asimismo, cuando aluden a valores máximos, mínimos y promedio, hacen referencia a los valores máximos, mínimos y promedio de la irradiancia i a lo largo de la vida de cada gránulo.

De Hirzberger et al. (1999), se han tomado las formas funcionales sugeridas por las figuras presentadas allí, de la relación existente entre el tiempo de vida observado de los gránulos y otros parámetros necesarios para la simulación como son A_g , A_{ig} (y por lo tanto A_c), la irradiancia máxima y promedio durante su vida de la parte brillante del gránulo ($i_{g,\text{máx}}^{\text{GR}}$ e $\langle i_g^{\text{GR}} \rangle$), así como la mínima y la promedio en la región intergranular ($i_{ig,\text{mín}}^{\text{GR}}$ e $\langle i_{ig}^{\text{GR}} \rangle$). En la Fig. 3.5 se muestran las seis formas funcionales que se van a emplear para la simulación. En la simulación se tienen en cuenta, también, las dispersiones de cada uno de estos parámetros basadas en los resultados de Hirzberger et al. (1999).

En cuanto a los tiempos de vida de la granulación, como se vio en la Sec. 1.2.2, son representados de forma adecuada mediante una distribución exponencial decreciente

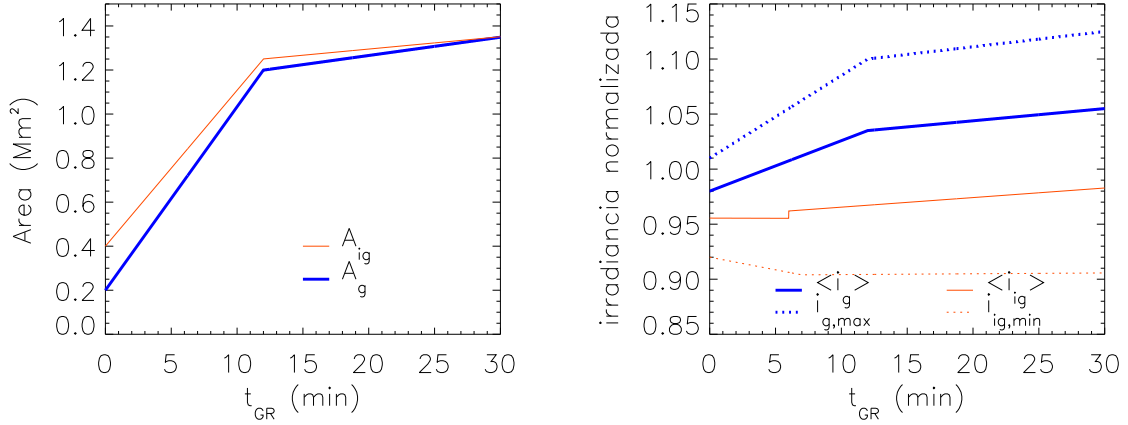


Figura 3.5: Formas funcionales empleadas en la simulaciones para representar los observables fundamentales de los gránulos en función de su tiempo de vida t_{GR} . Se representa el área A_g y A_{ig} y las irradiancias máximas de la parte brillante $i_{g,max}^{GR}$, las mínimas de la parte oscura $i_{ig,min}^{GR}$ y las promediadas a lo largo de la existencia del gránulo ($\langle i_g^{GR} \rangle$ e $\langle i_{ig}^{GR} \rangle$). Todo ello basado en los resultados de Hirzberger et al. (1999).

del tipo

$$N_{GR}(t) = N_{GR}(0) \exp(-t/\tau_{GR}) \quad (3.8)$$

También Hirzberger et al. (1999) investigaron con detalle la evolución temporal de la irradiancia a lo largo de la vida de un gránulo. No resulta fácil extraer de ese estudio un modelo para representar esta evolución pero, en todo caso, se tomará como modelo para las simulaciones un decrecimiento lineal del contraste empleando para determinarlo, las parejas de valores $(i_{g,max}^{GR}, \langle i_g^{GR} \rangle)$ y $(i_{ig,min}^{GR}, \langle i_{ig}^{GR} \rangle)$.

3.3.5. Supergranulación

Como se ha expuesto en la Sec. 1.2.2, la supergranulación es un fenómeno mayoritariamente considerado como convectivo que consiste en un campo de velocidades predominantemente horizontal. De hecho, se suele estudiar a través de la advección de estructuras convectivas de menor tamaño. Comparado con la granulación, los tamaños característicos que involucra son de 20 a 30 veces mayores y los tiempos de vida unos cientos de veces más largos. Este patrón casi puramente horizontal de velocidades tiene como contrapartida dominante en la irradiancia en el visible, la emisión que produce la aglutinación de líneas de campo magnético que la supergranulación provoca. Concentración que da lugar a la llamada red cromosférica. A su contrapartida a nivel fotosférico (en el visible), se la ha llamado aquí red fotosférica, y su contraste es notablemente menor. El hecho de que este patrón se observe mucho mejor en ciertas longitudes de onda distintas al visible hace que existan pocos estudios al respecto en esta región del espectro. Quizá el trabajo más apropiado para los fines que se persiguen es el de Rast (2003a) puesto que, a partir de observaciones desde Tierra con el *Precision Solar Photometric Telescope (PSPT)*, presentan los perfiles radiales, partiendo del centro de la celda de la red, del contraste en tres

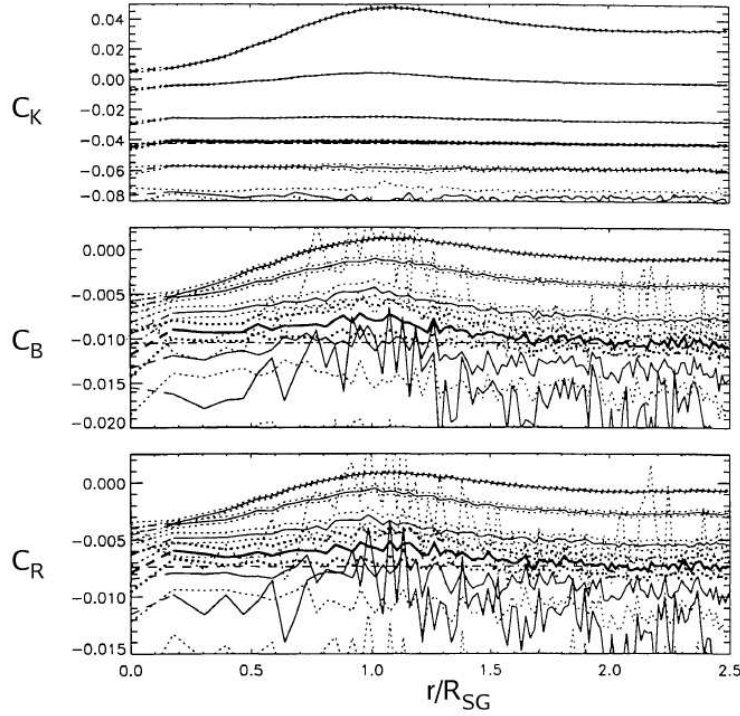


Figura 3.6: De Rast (2003a). En las tres figuras se muestra el contraste $C = (I - I_0)/I_0$ obtenido a partir del promedio de 7300 supergránulos observados con el PSPT en tres bandas: en Ca II K (C_K), en el continuo azul (C_B) y en el continuo rojo (C_R). En el eje de abscisas se representa la distancia al centro del supergránulo normalizado por su radio. Las tres curvas descritas son las superiores en cada una de las tres gráficas; las demás surgen de aplicar máscaras con distintos valores umbral del contraste.

bandas distintas: en la línea de Ca II K $\lambda = (393.5 \pm 0.12)$ nm C_K^{SG} , en el continuo azul $\lambda = (409.4 \pm 0.22)$ nm C_A^{SG} y en el continuo rojo $\lambda = (607.1 \pm 0.11)$ nm C_R^{SG} . La diferencia máxima de contraste entre el centro de la celda y los bordes brillantes es un orden de magnitud mayor en la línea de Ca II K que en las bandas azul y roja. Además, en estas bandas del continuo, más que un abrigamiento de los bordes lo que detecta es un oscurecimiento de la parte central, puesto que el contraste que mide es negativo al tomar como referencia el ajuste que el autor realiza de la curva de oscurecimiento centro-borde. Este resultado es algo distinto al encontrado por Ortiz et al. (2002) a través de datos desde el espacio procedentes de SOI/MDI, pues observa un contraste positivo de en torno a $C \approx 0.01$. Quizá el hecho de que el contraste disminuya hacia el centro del disco solar influya en los resultados de Rast (2003a). Por ser resultados obtenidos en observaciones libres de la influencia de la atmósfera terrestre, tomaremos los contrastes medidos por Ortiz et al. (2002), pero adoptando las dependencias promedio con el radio del supergránulo del contraste encontrado por Rast (2003a).

En cuanto a la morfología de las celdas, Srikanth et al. (2000) estudiaron la geometría de éstas a través de la medición de la circularidad o factor área-perímetro f_{AP}

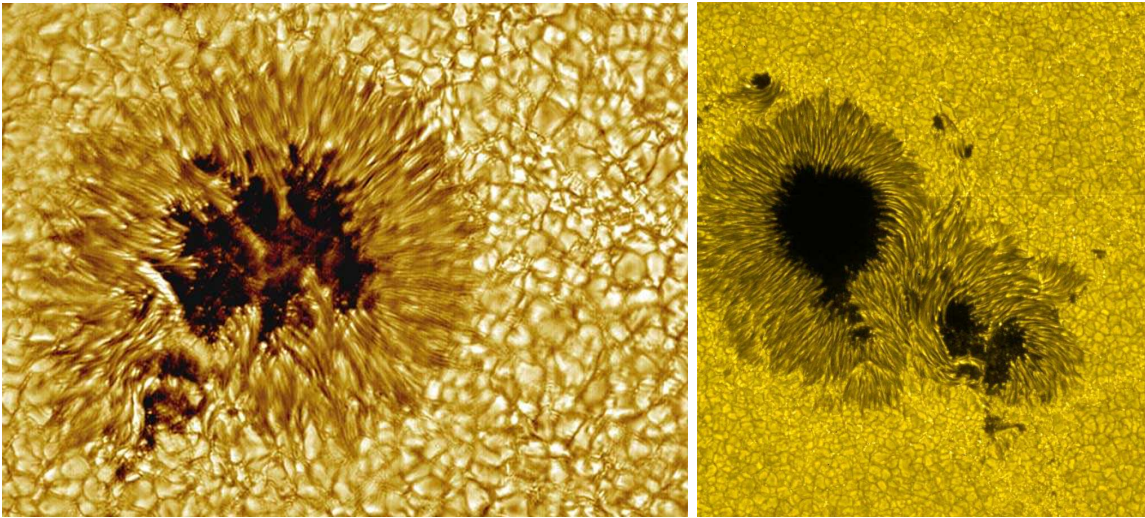


Figura 3.7: *Manchas solares. Izquierda: imagen en falso color con una resolución espacial aproximadamente de unos 100 km de una mancha solar tomada por la Vacuum Tower Telescope del Sacramento Peak Observatory (National Solar Observatory) (T. Rimmele, M. Hanna). Derecha: imagen tomada por el SOT (Hinode) desde el espacio (JAXA/NAOJ/PPARC/NASA). En ambas se aprecia la estructura morfológica de las manchas: umbra y penumbra, así como la granulación fotosférica, fuera de las manchas. La granulación queda inhibida en la región de la mancha solar.*

de las celdas. Ésta se define como $f_{AP} = (4\pi A)/P^2$, donde A es el área de la celda y P su perímetro, de forma que $f_{AP} = 1$ para un círculo. Los autores encontraron que para las celdas supergranulares $f_{AP} \approx 0.5$; es decir, que éstas son más irregulares que un hexágono regular. Por cuestiones de simplicidad, sin embargo, en las simulaciones vamos a suponer que las celdas supergranulares son circulares, puesto que otra morfología complicaría sobremanera la implementación de la supergranulación.

3.3.6. Manchas solares

Las manchas son las estructuras más evidentes en el disco solar en el visible. En comparación con el brillo circundante, las manchas se muestran como estructuras oscuras. Gracias a los magnetogramas solares, imágenes en las que se representa la intensidad y polaridad del campo magnético, se sabe que las manchas solares son producto de la concentración, en ciertas regiones, del campo magnético.

La estructura morfológica de una mancha solar se compone de dos partes fundamentales: la umbra y la penumbra. La umbra es la región central más oscura, que está rodeada por otra región que, aunque más oscura que las zonas de Sol en calma, es más brillante que la umbra (véase la Fig. 3.7^{2 3}). Se estima que la umbra es entre 1000 K y 1900 K más fría que las regiones de Sol en calma, mientras que la penumbra lo es entre 250 K y 400 K (Solanki, 2003). Se piensa que la temperatura es inferior debido a la inhibición de la convección que tiene lugar por la acción del

²http://astroa.physics.metu.edu.tr/~umk/ccd_wshop_adelman/Astronom/SUN/SUNSPOT.HTM

³http://media.skyandtelescope.com/images/Hinode-Sunspot_800.jpg

ÁREA DIARIA DE LAS MANCHAS SOLARES PROMEDIADA SOBRE CADA ROTACIÓN SOLAR

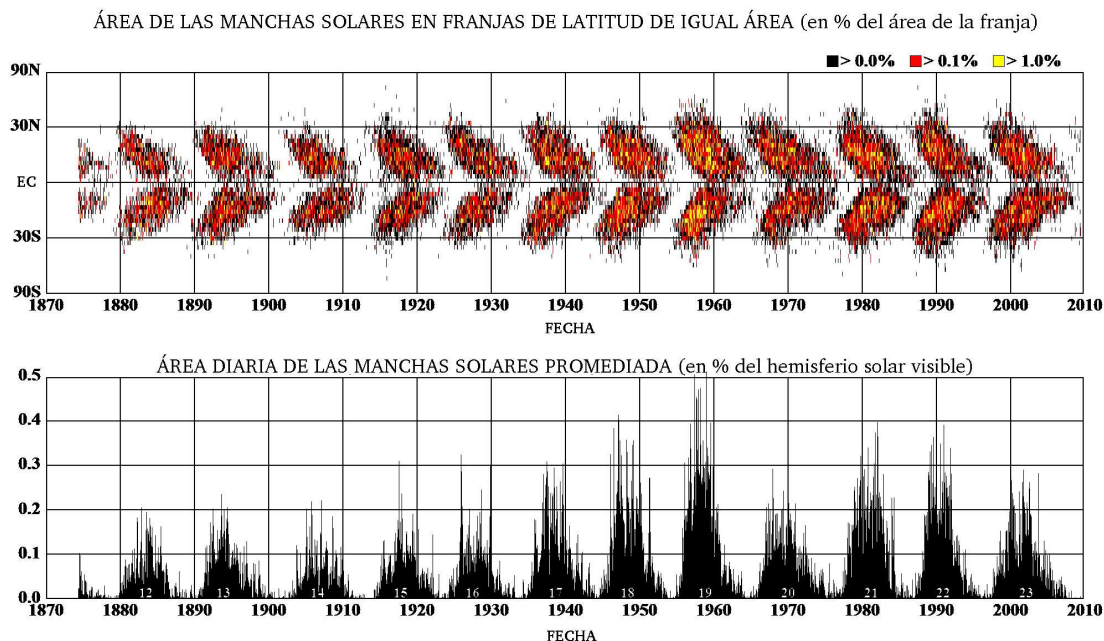


Figura 3.8: Evolución del área de las manchas con el ciclo solar. En la gráfica de arriba se muestra el conocido diagrama de mariposa, en el que se indica la latitud heliográfica φ donde aparecen las manchas solares, mientras que en la gráfica de abajo, con el mismo eje de abscisas, se puede ver la fracción de área ocupada por las manchas en las mismas. Se pueden apreciar los cambios debidos al ciclo solar. Nótese que cuando la fracción del área ocupada por las manchas es mínima, las manchas aparecen entorno a $|\varphi| = 30^\circ$, y paulatinamente van apareciendo a latitudes heliográficas más cercanas al ecuador solar hasta que, al final de cada ciclo, aparecen muy cerca de él. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/bfly.gif> (D. H. Hathaway y M. Adams).

campo magnético. Las diferencias de temperatura son el origen del fuerte contraste que presentan las manchas.

Localización de las manchas solares

Se ha observado que las manchas siempre aparecen dentro de las regiones activas, zonas de la superficie solar con elevada actividad magnética. De este modo, las manchas no aparecen en zonas aleatorias de la superficie, sino que su localización está limitada a los llamados cinturones de actividad, que alcanzan una latitud heliográfica de unos $\varphi = \pm 30^\circ$, por lo que es raro observar manchas en regiones más alejadas del ecuador que unos 40° . La posición de las manchas es independiente de la longitud heliográfica θ . Además, es bien conocido que los cinturones de actividad varían su posición a medida que el ciclo de actividad avanza. De esta forma, al inicio de cada nuevo ciclo de 11 años, justo a continuación de que la actividad magnética alcanza su mínimo, la banda de aparición de manchas se sitúa en torno a $\varphi = \pm 30^\circ$ y, a medida que avanza el ciclo, ésta se acerca paulatinamente al ecuador solar, de

forma que cuando se llega al final del ciclo (otra vez al mínimo de actividad) las manchas aparecen muy cerca de él, a $\varphi = 0^\circ$ (ver Fig. 3.8⁴). Este comportamiento de las manchas fue descubierto por Carrington (1858) y se conoce como *ley de Spörer*. Con tal de modelar la localización de las manchas en la superficie solar se va a emplear una parametrización simple que proporcione la latitud heliográfica φ de éstas en función, únicamente, del tiempo dentro del ciclo de 11 años. En concreto, se hará uso de la variable temporal t_{CS} , que da cuenta del número de años transcurridos desde el inicio del ciclo solar, de forma que $t_{CS} = 0$ justo después de alcanzarse el mínimo de actividad y $t_{CS} = 11$ al final del ciclo. Se va a emplear un promedio de los ajustes polinómicos de segundo grado efectuados recientemente por Li et al. (2001) a partir de una base de datos de latitudes heliográficas de grupos de manchas medidas entre 1874 y 1999. Los autores obtuvieron los siguientes ajustes para la latitud heliográfica (en grados) para manchas al norte φ_N y al sur φ_S del ecuador solar:

$$\begin{aligned}\varphi_N(t_{CS}) &= 0.0893 t_{CS}^2 - 2.8 t_{CS} + 27.24 \\ \varphi_S(t_{CS}) &= -0.0767 t_{CS}^2 + 2.6 t_{CS} - 26.72\end{aligned}$$

Así que, la ubicación φ promedio de las manchas a lo largo del ciclo, sin tener en cuenta el signo, se tomará como:

$$|\varphi(t_{CS})| = 0.0830 t_{CS}^2 - 2.7 t_{CS} + 26.97 + N(0^\circ, \sigma = 5^\circ) \quad (3.9)$$

donde φ se expresa en grados y $N(0^\circ, \sigma = 5^\circ)$ es un valor procedente de una distribución normal o Gaussiana de valores con promedio igual a 0° y desviación estándar $\sigma = 5^\circ$, incluido en la parametrización para representar la dispersión en la latitud en las que aparecen las manchas. El valor de σ se ha estimado a partir de los diagramas de mariposa de la Fig. 3.8. El signo de φ será equiprobable, de forma que sea igualmente probable encontrarse con una mancha en el hemisferio norte o en el sur; de ahí la introducción del valor absoluto a la izquierda de la igualdad de la (Ec. 3.9). Así pues, las coordenadas de una mancha que aparezca en un momento dentro del ciclo t_{CS} será $(\theta, \varphi(t_{CS}))$, con θ aleatorio entre 0 y 2π .

Tiempo de vida y ritmo de decaimiento de las manchas solares

El tiempo que transcurre desde que una mancha solar aparece hasta que alcanza el área máxima en su evolución es corto en comparación con el tiempo que tarda ésta en decrecer hasta desaparecer. Generalmente un mancha grande se desarrolla en un tiempo que va de unas cuantas horas hasta unos pocos días (Solanki, 2003). Para un estudio detallado de la aparición de un grupo de manchas solares en particular y su efecto en la irradiancia solar total véase Zahid et al. (2004).

Uno de los parámetros fundamentales que se necesita para la simulación de las manchas solares es su tiempo de decaimiento t_m . Se dice que una mancha empieza su decaimiento cuando su área empieza a decrecer. Se ha encontrado observacionalmente

⁴<http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar/images/bfly.gif>

que, en el 95 % de los casos, el ritmo de decrecimiento de las manchas $D_m = -dA_m/dt$ (donde A_m es el área de la mancha) se mantiene aproximadamente constante, independientemente del tamaño y del tipo de mancha (Solanki, 2003). Las observaciones realizadas en este sentido sugieren que la distribución que representa adecuadamente el conjunto de ritmos de decaimiento D_m observados es una del tipo lognormal (Martínez Pillet et al., 1993); es decir, que $\log D_m$ sigue una distribución normal. Así, la curva que mejor representa el histograma de ritmos de decaimiento de las manchas viene especificada por (Aitchison y Brown, 1957):

$$dN(D_m) = \frac{1}{D_m \sigma_{\log D_m} \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{(\log D_m - \mu_{\log D_m})^2}{2\sigma_{\log D_m}^2} \right] dD_m \quad (3.10)$$

donde $\mu_{\log D_m}$ y $\sigma_{\log D_m}^2$ son, respectivamente, el valor promedio y la varianza de la distribución de $\log D_m$. Martínez Pillet et al. (1993) obtienen los parámetros $\mu_{\log D_m} = 2.304$ y $\sigma_{\log D_m} = 0.827$ como los que mejor representan el decaimiento de las manchas aisladas. El área de las manchas A_m suele representarse en millonésimas partes de hemisferio solar o $10^{-6}A_{1/2\odot}$; el ritmo D_m se expresa en $10^{-6}A_{1/2\odot} \text{ día}^{-1}$.

Tamaños de las manchas solares

Dado el ritmo de decaimiento de una mancha en particular y suponiendo que este ritmo es constante, es decir, que $A_m(t) = A_0 + D_m \cdot t$ (con A_0 el área máxima de la mancha) podemos derivar el tiempo de decaimiento $t_m = A_0/D_m$ de la misma. Por lo tanto, es necesario tener información sobre la distribución de las áreas de las manchas para seguir con su caracterización. Al estudiar las observaciones de las áreas de las umbras A_u de las manchas, Bogdan et al. (1988) encontraron que éstas también se representan convenientemente a través de una distribución lognormal.

$$\ln \left(\frac{dN}{dA} \right) = -\frac{(\ln A - \ln \mu_A)^2}{2 \ln \sigma_A} + \ln \left(\frac{dN}{dA} \right)_{\text{máx}} \quad (3.11)$$

μ_A , σ_A^2 y $(dN/dA)_{\text{máx}}$ son, respectivamente, el área promedio, la varianza de la distribución lognormal y el valor máximo de la misma. En ese estudio se tenían en cuenta las áreas de las umbras en un instante dado independientemente del punto en la evolución de la mancha; es decir, que las áreas consideradas podían o no coincidir con las áreas máximas o de máximo desarrollo de la mancha.

Más tarde, Baumann y Solanki (2005), concluyen que el modelo lognormal es también aplicable no sólo a las A_u medidas de forma instantánea sino que lo es del mismo modo a las áreas totales medidas en el momento de máximo desarrollo A_0 . Asimismo proporcionan el ajuste que obtienen para A_0 de las manchas aisladas: $\mu_{A_0} = 45.5 \times 10^{-6}A_{1/2\odot}$ y $\sigma_{A_0} = 2.11 \times 10^{-6}A_{1/2\odot}$.

Los parámetros A_0 y D_m están ligados según la ley hallada por Gnevyshev (1938), según la cual el tiempo de decaimiento de una mancha aumenta linealmente con el tamaño de ésta en el momento de desarrollo máximo, es decir, con A_0 :

$$A_0 = Wt_m \quad (3.12)$$

El valor de la constante de proporcionalidad más recientemente evaluado es el proporcionado por Petrovay y van Driel-Gesztelyi (1997): $W = (10.89 \pm 0.18) \times 10^{-6} A_{1/2\odot}$.

Se ha encontrado que el área de la umbra y la penumbra de una mancha están relacionadas. Beck y Chapman (1993) estiman que el cociente $r_A = A_m/A_u$ es prácticamente independiente del tamaño de la mancha e igual a $r_A \approx 5.0$, lo que implica que $A_p \approx 4A_u$. Además, Martínez Pillet et al. (1993) hallan que el cociente r_A es, salvo fluctuaciones, constante en promedio durante el decaimiento de las manchas aisladas.

Contraste de la umbra y la penumbra

Adicionalmente, Beck y Chapman (1993) abordan la estimación del contraste de la umbra C_u y la penumbra C_p de las manchas debidas a las diferencias de temperatura con respecto a las regiones del Sol en calma. Suponiendo que el flujo radiativo fotosférico F está bien descrito por la ley de Stefan-Boltzmann $F = \sigma_{\text{SB}} T^4$ (con σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann) y considerando las luminosidades que producen la umbra L_u , la penumbra L_p y las mismas áreas en una región de Sol en calma L_0 :

$$\begin{aligned} A_m &= A_u + A_p \\ L_m &= A_m \sigma_{\text{SB}} T_m^4 \\ L_u &= A_u \sigma_{\text{SB}} T_u^4 \\ L_p &= A_p \sigma_{\text{SB}} T_p^4 \\ L_0 &= A_m \sigma_{\text{SB}} T_0^4 \end{aligned} \quad (3.13)$$

(T_0 es la temperatura en una región del Sol en calma) es posible estimar los contrastes $C = (L_0 - L)/L_0$ de la umbra C_u y la penumbra C_p :

$$C_u = \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^4 - 1 \quad (3.14)$$

$$C_p = \left(\frac{T_p}{T_0} \right)^4 - 1 \quad (3.15)$$

Beck y Chapman (1993) miden en sus datos fotométricos $C_u = -0.57 \pm 0.01$ y $C_p = -0.26 \pm 0.01$, lo que completa las principales características que se necesitan para modelar la evolución temporal de las manchas solares.

3.4. Implementación del modelo

A continuación se van a describir los aspectos más relevantes de la implementación de la simulación numérica fenomenológica de las fluctuaciones de irradiancia solar integrada.

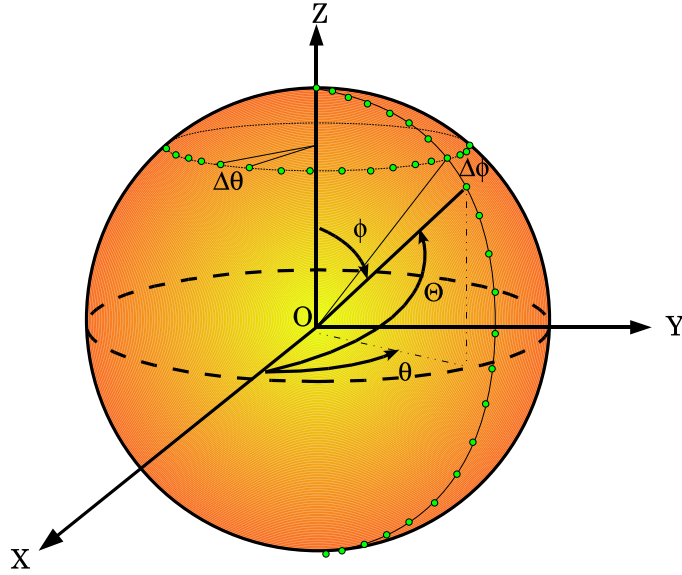


Figura 3.9: Sistema de coordenadas empleado para la simulación. Se ilustra el llenado uniforme de gránulos sobre la superficie de la esfera que representa al Sol. También se destaca el ángulo heliocéntrico Θ . El eje OX indica la dirección del observador.

3.4.1. Llenado de gránulos y supergránulos

En lo sucesivo, las coordenadas que se van a utilizar van a ser el ángulo complementario a la latitud heliográfica φ , es decir, la colatitud ϕ , y la longitud heliográfica θ , ambos representados en la Fig. 3.9. En primer lugar se realiza un llenado de gránulos sobre la superficie solar, supuesta de geometría perfectamente esférica (ver Sec. 3.3.1), en un proceso de dos pasos: i) en la dirección de la coordenada ϕ (en un meridiano solar) se realiza una división a intervalos iguales $\Delta\phi$, y ii) para cada ϕ se efectúa una división a intervalos iguales $\Delta\theta = \Delta\phi$ del perímetro $2\pi R_{\odot} \sin\phi$ en la dirección perpendicular a ϕ . La Fig. 3.9 ilustra este procedimiento. Este esquema simple nos proporciona un llenado aproximadamente uniforme de gránulos sobre la esfera.

Se ha considerado como tamaño representativo de los gránulos 1 Mm y, por lo tanto, se han empleado los correspondientes $\Delta\phi = \Delta\theta = 1/696$ rad, puesto que $D_{GR}/R_{\odot} \ll 1$ y $\text{tg}(D_{GR}/R_{\odot}) \simeq D_{GR}/R_{\odot}$. Esto no significa que en la simulación todos los gránulos tengan el mismo tamaño, sino que simplemente sus centros se han distribuido de forma homogénea sobre la superficie. La contribución a la irradiancia total de un gránulo con mayor área será mayor que la de otro menor, como se verá más adelante.

El posicionamiento de los centros de los supergránulos se ha realizado de forma análoga al de los centros de los gránulos. En este caso, hemos tomado como valor representativo del diámetro de las celdas supergranulares los $D_{SG} = 35$ arcs que sustentan cuando se observan desde La Tierra. Este diámetro va a definir los $\Delta\varphi = \Delta\theta$

para situar los centros de los supergránulos. En este caso, y por simplicidad, sí se considerarán de tamaño fijo.

3.4.2. Implementación de los gránulos

El posicionamiento de los gránulos como se acaba de explicar supone la ubicación de 6×10^6 gránulos en toda la superficie; unos 3×10^6 en el hemisferio visible. A cada uno de ellos se le asigna, individualmente, un tiempo de vida aleatorio t_{GR} procedente de una muestra de tiempos de vida distribuidos de acuerdo a la (Ec. 1.6) con $\tau_{\text{GR}} = 240$ s. El tiempo de vida va a determinar, a través de las dependencias plasmadas en la Fig. 3.5, el resto de parámetros necesarios para simular la historia del gránulo: el área de la región brillante A_g , la de la región oscura o intergránulo A_{ig} , las intensidades normalizadas promedio $\langle i_g^{\text{GR}} \rangle$ y $\langle i_{ig}^{\text{GR}} \rangle$ del gránulo y del intergránulo, respectivamente, así como la irradiancia máxima a lo largo de la vida del gránulo $i_{g,\text{máx}}^{\text{GR}}$ y la mínima en la de la región intergranular del mismo $i_{ig,\text{mín}}^{\text{GR}}$. Estas irradiancias se basan en las observaciones de Hirzberger et al. (1999), que están realizadas en $\lambda = (525.7 \pm 2.9)$ nm. Es por ello que se ha fijado el $\tau_{\text{GR}} = 240$ s, puesto que éste es el mejor ajuste en la banda más cercana de VIRGO/SPM (la verde, a $\lambda = 500$ nm) y también el que mejor representa la distribución de tiempos de vida según Del Moro (2004) para sus observaciones en $\lambda = 525.7$ nm.

En cuanto a la evolución en el tiempo de la irradiancia de cada gránulo, el valor promedio, mínimo del intergránulo y máximo de la parte brillante de la celda granular definen, suponiendo una evolución decreciente linealmente con el tiempo, la evolución en todo momento de la irradiancias de la zona brillante y la intergranular. La irradiancia con la que contribuye cada gránulo es la suma pesada de la procedente de la parte brillante y el intergránulo. Definiendo los pesos como $\omega_g = A_g/A_c$ y $\omega_{ig} = A_{ig}/A_c$ (por lo que $\omega_g + \omega_{ig} = 1$) la irradiancia de una celda granular transcurrido el tiempo $t' = t - t_0$, siendo t_0 el momento del nacimiento de la celda, viene dada por:

$$i_{\text{GR}}(t') = \omega_g \cdot i_g(t') + \omega_{ig} \cdot i_{ig}(t') \quad (3.16)$$

La dinámica que se ha impuesto en lo concerniente al nacimiento y muerte de las celdas granulares, es que en el momento en el que uno *muere*, esto es, cuando $t' = t_{\text{GR}}$, inmediatamente nace un nuevo gránulo con un tiempo de vida extraído aleatoriamente de la distribución de tiempos de vida y con las características (áreas y contrastes) que conlleva, y empieza a evolucionar en el tiempo en la misma posición donde el anterior terminó su evolución.

3.4.3. Implementación de los supergránulos

Los tiempos de vida de los supergránulos se extraen, de forma análoga al caso de los gránulos, de una distribución de tiempos de vida que siguen la función del tipo de la (Ec. 1.6) y con $\tau_{\text{SG}} = 22$ h Del Moro et al. (2003).

Para simular los supergránulos lo que se ha hecho es, en primer lugar, realizar una asignación de gránulos a los distintos supergránulos. Todos aquellos gránulos

que se encuentran a una distancia menor o igual al radio de los supergránulos que, como se ha comentado, se ha supuesto constante, se consideran pertenecientes a él. Así pues, en el momento del nacimiento de un supergránulo éste es circular, nace sin deformación. Al mantener esta asignación durante la vida del supergránulo y fruto de la rotación diferencial, éste se irá deformando ligeramente. De forma análoga a los gránulos, cuando un supergránulo muere, es decir, cuando $t' = t_{SG}$, nace otro cuyo centro es el mismo que el que acaba de terminar su evolución, y se realiza una nueva asignación de gránulos que pertenecerán al nuevo supergránulo de forma que éste nace inicialmente sin distorsión.

La reproducción de la irradiancia debida a la supergranulación se ha basado en parte en el trabajo de Rast (2003a) –concretamente en los perfiles de contraste en función de la distancia al centro de la celda supergranular (véase la Fig. 3.6)– y en parte en el de Ortiz et al. (2002), para el nivel de contraste en el continuo. Por simplicidad se han representado los perfiles de Rast (2003a) de forma lineal. No se dispone de información acerca de la evolución temporal de la irradiancia debida a los supergránulos, por lo que se ha supuesto un modelo simple en el que el perfil de contraste se aplana a lo largo de la vida del supergránulo de forma que cuando $t' = t_{SG}$ no exista una diferencia de contraste efectivo con la distancia al centro: el supergránulo ya no es visible. Se sospecha que no debe ser un comportamiento muy alejado a la evolución real.

3.4.4. Implementación de las manchas solares

Por simplicidad, solamente se han incluido en la simulación manchas aisladas y circulares, pues la inclusión de grupos supone una complicación en la implementación que no se estima necesaria para tratar de reproducir los efectos que la aparición y desaparición de manchas produce en la irradiancia solar total. Primeramente se fija el momento dentro del ciclo de actividad solar t_{CS} , lo que determinará la latitud heliocéntrica (Ec. 3.9) y el número de manchas que estarán presentes en la simulación. La longitud heliográfica θ se toma aleatoriamente.

Análogamente a la implementación de los supergránulos, se realiza una asignación de los gránulos que conforman la mancha, con la diferencia que, en este caso, las irradiancias normalizadas que contribuyen a la total no son la suma de las debidas a los gránulos, a los supergránulos y a las manchas, sino que se tiene en cuenta que, tal como se ha visto, los campos magnéticos que originan las manchas inhiben la convección. Así pues, la contribución que de esos puntos proviene es la irradiancia que se mide en las manchas que, dependiendo de si se trata de la umbra o la penumbra será, respectivamente, $i_u = 1 + C_u$ o $i_p = 1 + C_p$. Al igual que los supergránulos, las manchas nacen sin deformación, pero a medida que transcurre el tiempo se deforman debido a la rotación diferencial; ambos fenómenos están acoplados con la rotación.

Se ha visto que existen dos distribuciones que describen las observaciones de los ritmos de decaimiento D_m (Ec. 3.10) y de las áreas en el momento de máximo desarrollo A_0 (Ec. 3.11) de las manchas. También se ha visto que hay una ley que relaciona ambas magnitudes (Ec. 3.12). En la simulaciones se ha partido de la distribución de

áreas máximas (Ec. 3.11) para tomar de ella la A_0 y, a través de (Ec. 3.12), asignarle a la mancha un tiempo de decaimiento t_m , lo que, suponiendo un ritmo de decaimiento constante, proporciona la descripción de la historia del decaimiento del área de la mancha. Dado que no se dispone de suficiente información referente a la aparición de las manchas, salvo que el tiempo que tarda en desarrollarse completamente es muy inferior al de su decaimiento, se ha supuesto ad hoc que el tiempo necesario para que una mancha cuyo tiempo de decaimiento sea t_m tarde un 5% del mismo para desarrollarse totalmente. Aplicando este porcentaje se obtienen tiempos de crecimiento consistentes con los mencionados por Solanki (2003): de unas horas a pocos días. Por lo tal, el tiempo de vida completo de la mancha sería $1.05t_m$. El ritmo de crecimiento del área se ha supuesto, al igual que el de decrecimiento, lineal. Resumiendo, la función que gobierna la evolución del área con el tiempo t' es:

$$A_m(t') = \begin{cases} \frac{A_0}{0.05t_m} t' & \text{si } t' \leq 0.05t_m \\ A_0 - \frac{A_0}{t_m}(t' - 0.05t_m) & \text{si } t' > 0.05t_m \end{cases}$$

Donde $t' = t - t_0$, es decir, el tiempo transcurrido desde el instante $t = t_0$ en el que la mancha nace.

Como ya se ha comentado, la estructura que se simula es la composición de una región de umbra y otra de penumbra. En la primera, cada uno de los puntos que la conforman contribuyen con una irradiancia normalizada igual a $i_u = 0.43$, mientras que los de la penumbra lo hacen con $i_p = 0.74$, según los valores que proporcionan Beck y Chapman (1993).

3.4.5. Oscurecimiento centro-borde, proyección y rotación diferencial

Para completar la simulación, teniendo en cuenta la posición (θ, ϕ) de cada punto, se multiplica cada valor de la irradiancia normalizada total i_{total} por el oscurecimiento centro-borde que le corresponde sabiendo que $\mu = \cos \Theta = \sin \phi \cos \theta$ y empleando los ajustes polinómicos de Neckel y Labs (1994), a tenor de las consideraciones expuestas en la Sec. 3.3.2. También se tiene en cuenta la orientación de la normal sobre la superficie de cada punto; la irradiancia que llega al observador procedente de una región del centro del disco solar no es la misma que la que se detecta de la misma pero en el borde, simplemente por la proyección geométrica; el factor en este caso es μ . De esta forma:

$$i_{\text{total}}(t; \theta_k, \phi_k) = i(t; \theta_k, \phi_k) \cdot P_5(\mu) \cdot \mu \quad (3.17)$$

Por último, cada nuevo intervalo de muestreo Δt se modifican las posiciones de todos los patrones empleando la ecuación de rotación (Ec. 3.5) con los parámetros ajustados por Javaraiah (2003).

Cuando concluye una realización de la simulación se obtiene un conjunto de series temporales de las fluctuaciones de la irradiancia solar integrada sobre el disco $FISI_k(t)$, con $k = 1, 2, \dots, N$ para los N fenómenos simulados, que vienen dadas por la (Ec. 3.18). El producto final de la simulación numérica es la obtención de una

serie temporal de la fluctuación de la irradiancia solar integrada sobre el disco total $FISIT(t)$, incluyendo todos los fenómenos (Ec. 3.19).

$$FISI_k(t) = \frac{ISI_k(t) - \langle ISI_k(t) \rangle}{\langle ISI_k(t) \rangle} \quad (3.18)$$

$$FISIT(t) = \sum_{k=1}^N FISI_k(t) \quad (3.19)$$

Si se incluyen la granulación, la supergranulación y las manchas solares se obtiene:

$$FISIT(t) = FISI_{GR}(t) + FISI_{SG}(t) + FISI_{manchas}(t) \quad (3.20)$$

3.5. Aplicación del modelo

Siguiendo el modelo que se acaba de describir se han realizado diferentes realizaciones de series temporales de la evolución de la irradiancia total integrada sobre el disco solar. Para comparar las simulaciones numéricas con las series observadas de VIRGO/SPM, se ha fijado el mismo intervalo de muestreo $\Delta t = 60$ s. Para este tiempo de muestreo, e incluyendo todas las estructuras (granulación, supergranulación, manchas solares, rotación diferencial y variación centro-borde) cada iteración en la simulación tarda entre 5 y 12 s, dependiendo de la memoria y la velocidad del ordenador. Esto implica que para simular 10 días de fluctuaciones de la irradiancia son necesarios entre 20 h y 2 días de ejecución del programa. Típicamente, para un ordenador con 1 GB de memoria y un microprocesador (CPU) a 2 GHz cada iteración tarda aproximadamente 5 s, y para simular una rotación solar (unos 27 días) hacen falta 2 días y 6 h de ejecución del código. La última versión del código requiere de menos de 700 MB de memoria y el cociente entre tiempo simulado y tiempo real (tiempo de ejecución) es de 12.2, es decir, cada día de ejecución se simulan 12.2 (incluyendo GR, SG y manchas, y con $\Delta t = 60$ s).

3.5.1. Reproducción de la irradiancia solar integrada sobre el disco

Las distintas estructuras representadas (la granulación, la supergranulación y las manchas solares) se han implementado conforme a lo descrito en las secciones anteriores. En cada momento se controla la posición sobre la superficie solar y la evolución temporal de las distintas componentes de manera que, con esta información, es posible reconstruir la imagen del disco solar en cada instante (a pesar de que lo que realmente se persigue es reproducir las fluctuaciones temporales de irradiancia solar integrada sobre el disco). Con el fin de ilustrar el funcionamiento del código de simulación se muestran, en la Fig. 3.10, las imágenes reconstruidas.

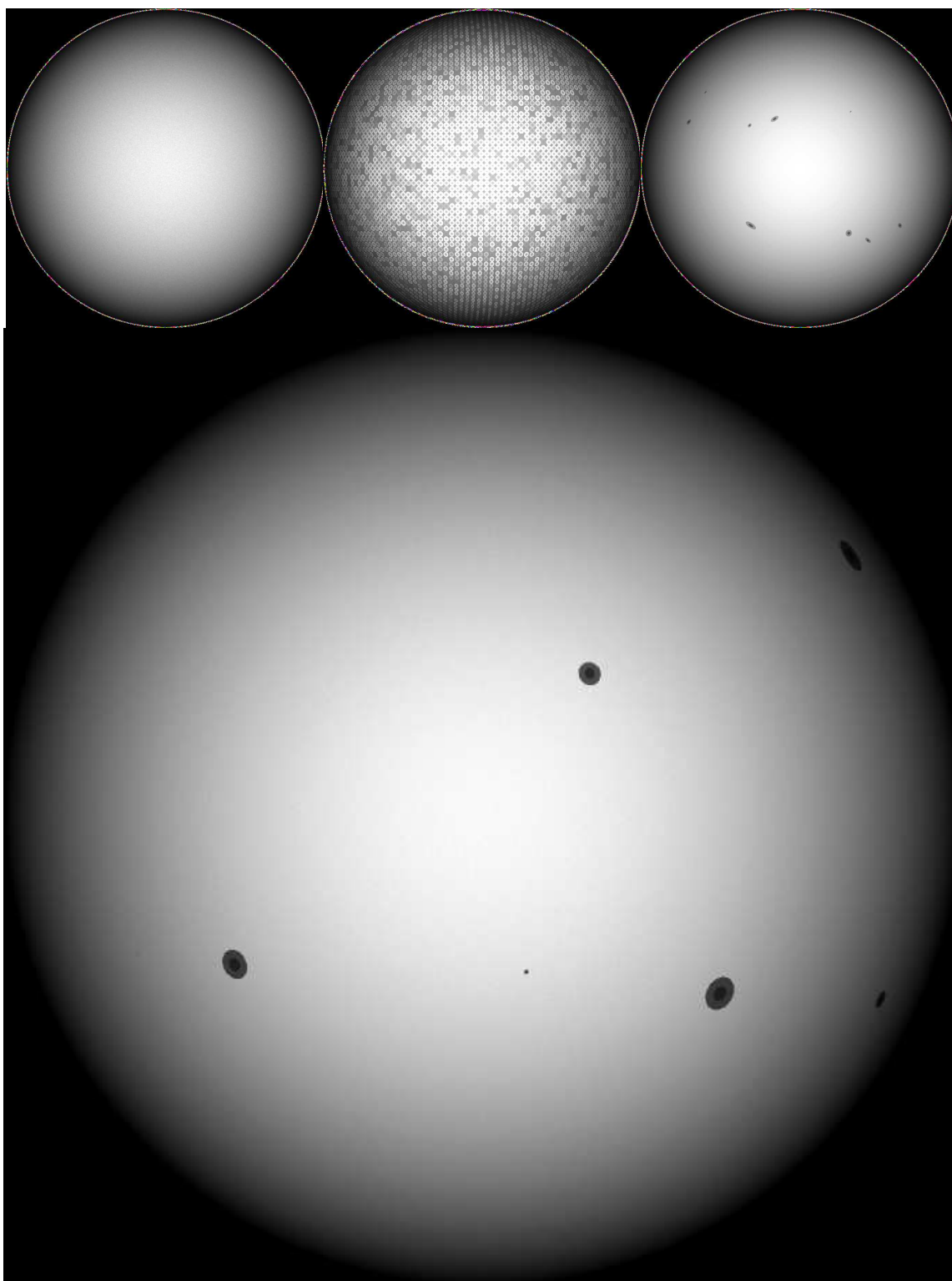


Figura 3.10: Reconstrucción de la imagen del disco solar fruto de las simulaciones numéricas fenomenológicas. Arriba se muestran los distintos patrones por separado; izquierda: sólo granulación, centro: sólo supergranulación y, derecha: sólo manchas solares. En la parte inferior se muestra la reconstrucción del disco solar simulado con las tres componentes incorporadas. En todos los casos también se ha aplicado el oscurecimiento centro-borde, como puede apreciarse.

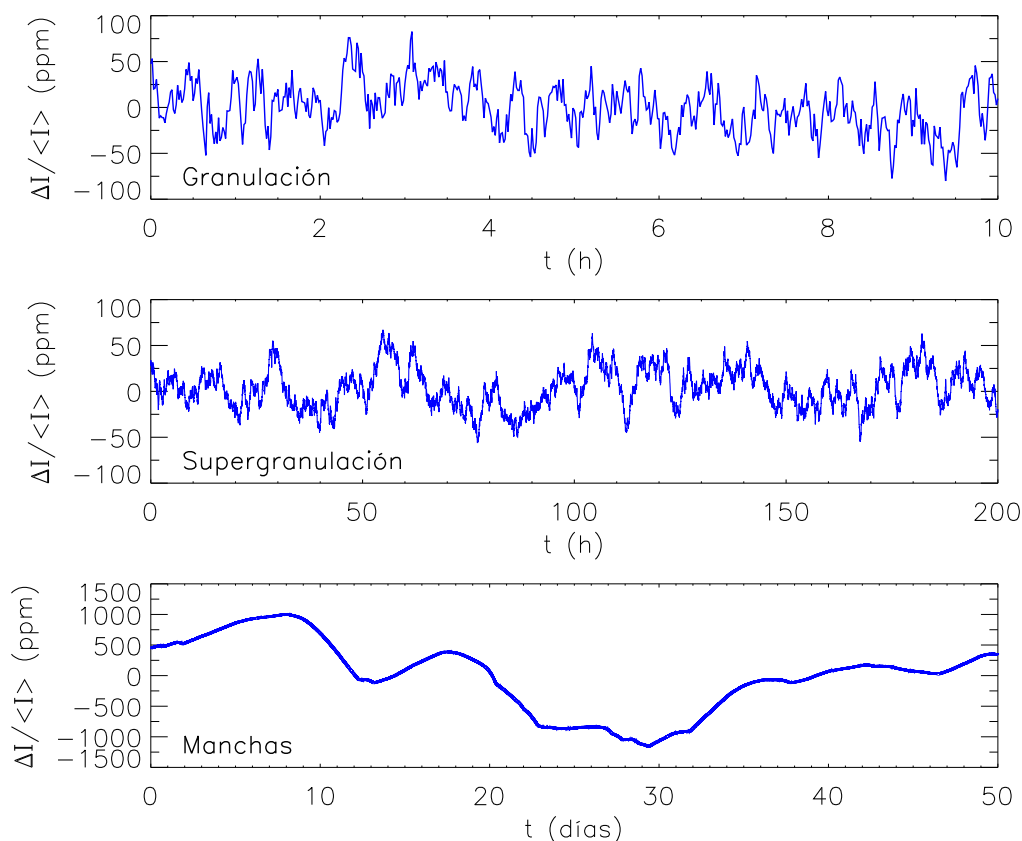


Figura 3.11: Fluctuaciones de la irradiancia solar integrada sobre el disco simuladas numéricamente $\Delta I / \langle I \rangle$ correspondientes a la granulación (arriba), a la supergranulación (centro) y a las manchas solares (abajo). Nótese, en este último caso, que se ha normalizado la serie por el promedio de la misma, por lo que aparecen fluctuaciones de irradiancia positivas que, evidentemente, no producen las manchas en la realidad. Los ejes coordenados son distintos en las tres gráficas.

En los paneles de la Fig. 3.10 se muestra la reconstrucción de cada una de las componentes junto con una imagen con todas ellas presentes. Obsérvese la apariencia de los distintos patrones simulados.

Cabe de destacar que este tipo de simulación permite trabajar desde el dominio de medida, obteniendo series temporales de la irradiancia solar integrada sobre el disco. De este modo es posible estudiar las principales características de las distintas señales, tanto en el dominio de medida (temporal, en este caso) como en el dominio de frecuencias.

Dominio temporal

En la Fig. 3.11 se muestran detalles de algunas series temporales fruto de la simulación fenomenológica. Los fenómenos simulados (la granulación, la supergranulación y las manchas solares) se representan en escalas temporales adecuadas que permiten apreciar su evolución temporal característica. La fluctuación raíz cuadrática media

(*rms*) de la irradiancia integrada simulada debida a la granulación es $\sigma_I^{\text{GR}} \approx 25$ ppm, la debida a la supergranulación $\sigma_I^{\text{SG}} \approx 24$ ppm, y la debida a las manchas solares (con un nivel de actividad elevado) es $\sigma_I^{\text{m}} \approx 500$ ppm.

Como se discutió en la Sec. 2.2.2, la σ_I de la granulación ajustada en los espectros de potencias obtenidos a partir de observaciones en los tres canales (rojo (R), verde (V) y azul (A)) de VIRGO/SPM aumenta de R a A; es decir, es mayor en el canal A, algo menor en el V y aun menor en el R. La dispersión que se obtiene de las simulaciones, $\sigma_{\text{GR}} \approx 25$ ppm, concuerda bien con las observaciones, encontrándose entre los valores ajustados en los canales R y V (ver Tabla 2.1). Lo mismo se puede decir de la señal atribuida a las manchas solares. Ambos valores están en buen acuerdo con otros trabajos como el de Pallé et al. (1999). En cuanto a la desviación estándar producida por la supergranulación; la simulada es algo menor que la ajustada en el Cap. 2. Si se comparan los valores ajustados en el mínimo de actividad magnética, éstos son del mismo orden de magnitud (fundamentalmente los observados en el V y en el R; los ajustados en la banda A son un orden de magnitud mayores que los simulados). Las σ_{SG} ajustadas en el máximo de actividad son claramente mayores (en un orden de magnitud) que las simuladas. La simulación de la supergranulación se ha fundamentado en las observaciones en longitudes de onda comparables al V y al R de VIRGO/SPM de los tamaños, tiempos de vida y, sobretodo, de los contrastes de este patrón, que no parecen ser capaces de reproducir una fluctuación mayor que la simulada. Por ello cabe pensar que el nivel mayor observado se puede deber o bien, como ya se ha mencionado, a un ajuste inadecuado de ese rango de frecuencias en el que las señales originadas por la supergranulación y las regiones activas contribuyen a la potencia en rangos de frecuencia solapados, o bien a que durante el máximo de actividad (situación en la que se dan las mayores discrepancias entre simulación y observación de la supergranulación) tengan lugar fenómenos que no se han tenido en cuenta en el modelo fenomenológico. En el segundo supuesto, las candidatas más plausibles serían las fáculas que, como se ha mencionado anteriormente, por simplicidad no se han incluido en el modelo y que, a tenor de algunas observaciones (Ortiz, 2005), parecen ser muy abundantes durante el máximo de actividad y apenas presentes durante el mínimo, mientras que la red fotosférica, presente en cualquier estadio del ciclo de actividad, no aportaría un cambio tan significativo. Las fáculas, estas regiones más brillantes que la fotosfera en calma, podrían ser las causantes del aumento de la potencia en el rango de frecuencias en cuestión. Por lo antedicho, su inclusión en una futura nueva versión del modelo de las simulaciones podría ser importante.

Por otro lado, en la Fig. 3.12, se muestra una porción de serie temporal simulada con otras de igual longitud (25 días) observadas en los tres canales de VIRGO/SPM. En ella se puede realizar una comparación entre la señal simulada total (en naranja) con las observaciones reales del Sol. También se muestran las señales por separado de cada fenómeno simulado, siempre utilizando la misma escala.

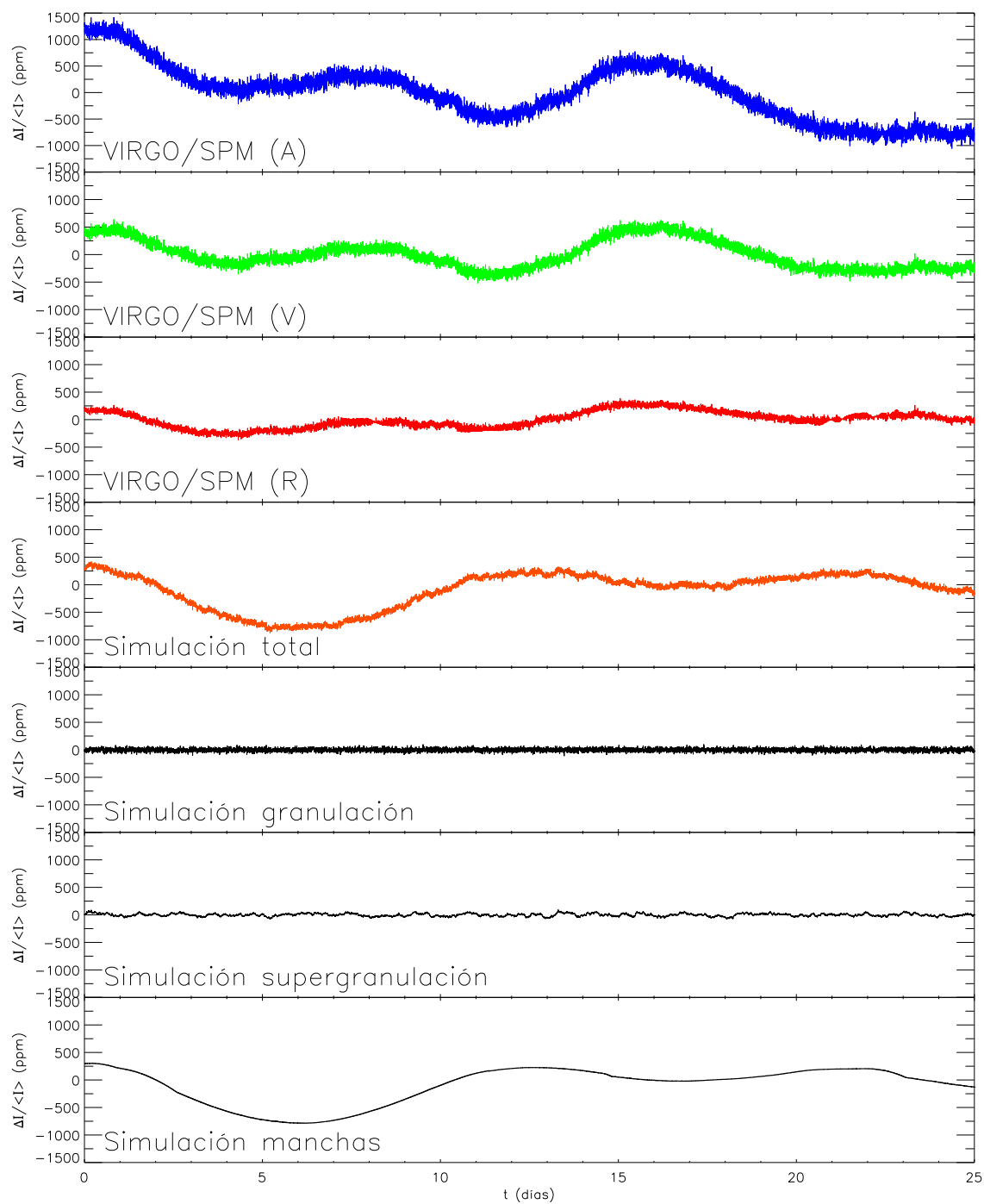


Figura 3.12: Resultado de una ejecución de la simulación numérica fenomenológica de 25 días de duración. Se muestran las series temporales obtenidas del modelo que incluye la granulación, la supergranulación (red fotosférica), las manchas solares, la variación centro-borde y la rotación diferencial. Se comparan las simulaciones con las observaciones de VIRGO/SPM en las bandas azul (A), verde (V) y roja (R).

En virtud de estas gráficas se puede decir que las simulaciones reproducen satisfactoriamente las series temporales de la fluctuación de la irradiancia integrada sobre el disco solar. Como puede apreciarse, la dispersión de las curvas de VIRGO/SPM aumenta del canal R al A, siendo las de los canales V y R comparables a la de la simulación (recuérdese que las simulaciones se basan en observaciones en longitudes de onda cercanas a los canales V y R de VIRGO/SPM). Téngase en cuenta también que el modelo no incluye las oscilaciones acústicas (modos p), con amplitudes de unas pocas ppm, ni otras heterogeneidades de la superficie solar, como las fáculas, por mencionar una.

Los avances en el rendimiento de las computadoras hace ahora factible este modelo de simulación, que es, a todas luces, mucho más complejo y detallado que el que en su día desarrollaron Andersen et al. (1994).

Dominio transformado (de frecuencias)

El producto de las simulaciones es la serie temporal de la irradiancia total integrada sobre el disco, que puede emplearse para calcular el espectro de potencias asociado y compararlo con los obtenidos a partir de las observaciones de VIRGO/SPM. Para hacerlo, y dado que en la simulación el intervalo de muestreo es constante ($\Delta t = 60$ s en los casos que se presentan), se emplea la FFT.

En la Fig. 3.13 se muestran algunos espectros de potencias calculados de realizaciones de las simulaciones numéricas fenomenológicas de la irradiancia solar integrada sobre el disco, las cuales se comparan con los espectros de potencias obtenidos de VIRGO/SPM; en particular, aquellos calculados a partir de los datos de los canales V y R, por ser los más cercanos a las características de la simulación. Todos los espectros de potencias representados son el resultado de la aplicación de un suavizado a intervalos regulares en el $\log \nu$.

En ellos se aprecia que la supergranulación, por sí sola, no es suficiente para explicar la distribución de potencia espectral a frecuencias $\nu < 10^{-5}$ Hz (véase la primera gráfica de la Fig. 3.13). Se ha comprobado que la mera introducción en el modelo de únicamente dos manchas solares aisladas (no mostrado en la figura) produce un aumento de la densidad de potencia espectral que se asemeja a la observada en los espectros de potencias de VIRGO/SPM. La introducción de un número de manchas acorde con una actividad media o media-alta (segunda gráfica de la Fig. 3.13) y sin considerar la supergranulación, parece ser suficiente para reconstruir el espectro de potencias de base solar, lo que sugiere que la repercusión de la supergranulación en el espectro de potencias de las fluctuaciones de irradiancia solar es, cuanto menos, leve. En todo caso, su efecto queda restringido a un rango de frecuencias corto que se encuentra de por sí dominado por la señal de la manchas solares.

En el panel inferior de la Fig. 3.13 el espectro de potencias de las simulaciones se compara con los observados de VIRGO/SPM en épocas de máxima actividad. El espectro de potencias de las simulaciones reproduce un aspecto del espectro de potencias obtenido a partir de las observaciones de VIRGO/SPM que sólo se aprecia

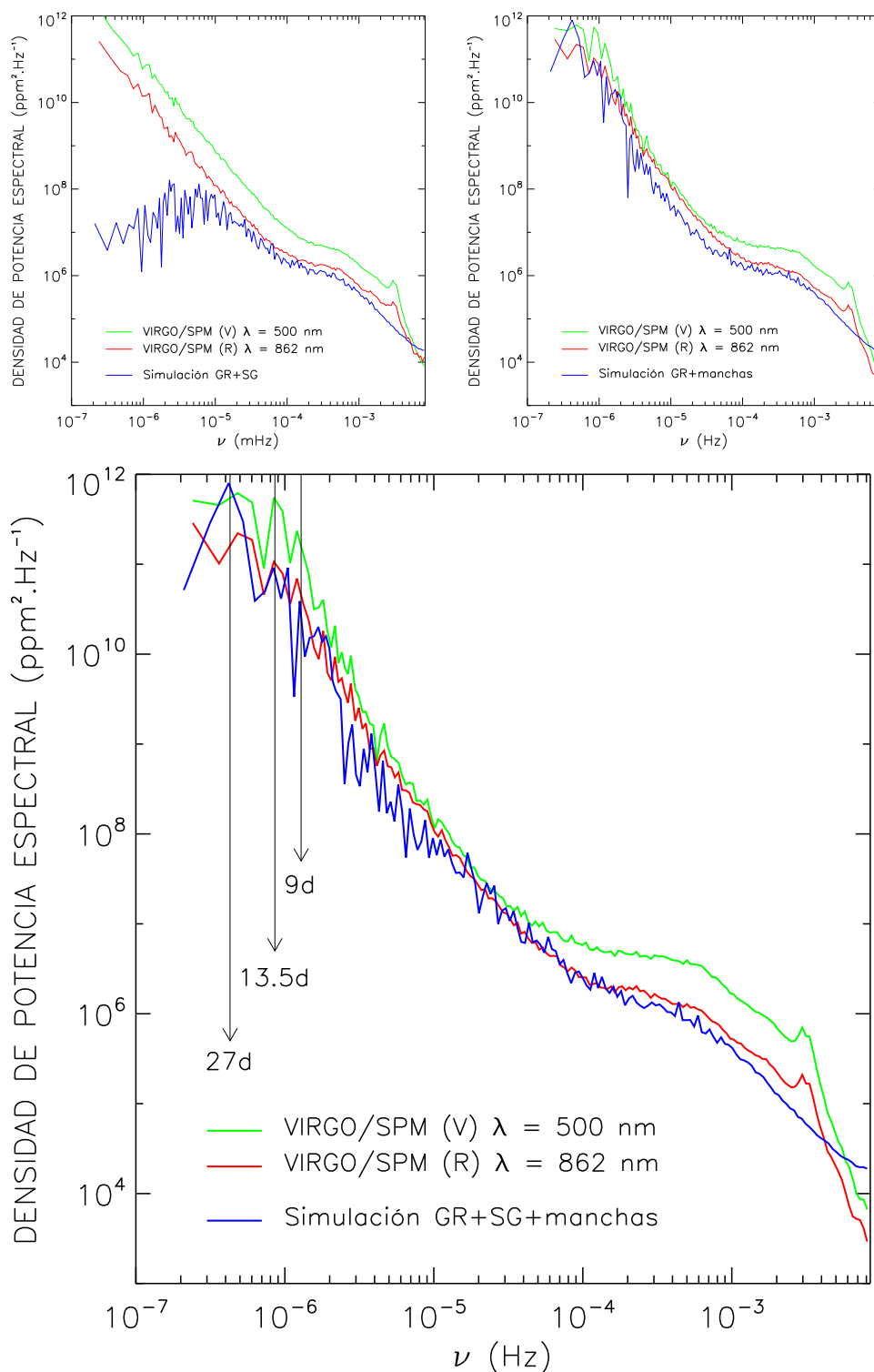


Figura 3.13: Dominio de frecuencias: comparación en el dominio transformado de distintas realizaciones de la simulación numérica fenomenológica de la irradiancia solar total integrada sobre el disco con los espectros de potencias de VIRGO/SPM (en las bandas V y R). Arriba izquierda: con un modelo que incluye granulación y supergranulación (sin manchas); comparación con observaciones en el mínimo. Arriba derecha: granulación y manchas solares (sin supergranulación); comparación con observaciones en el máximo. Abajo: modelo completo con granulación, supergranulación y manchas solares, y las observaciones de VIRGO/SPM realizadas durante el máximo de actividad solar. Todos los modelos incluyen rotación diferencial, variación centro-borde y proyección geométrica.

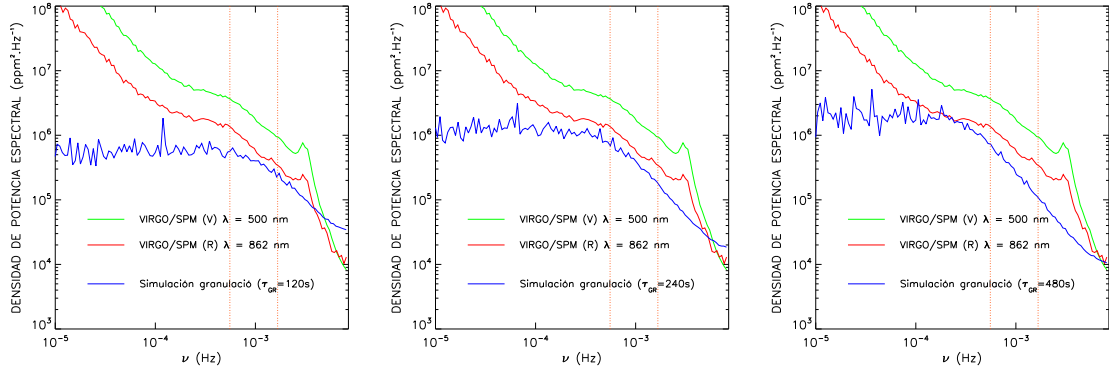


Figura 3.14: Dependencia con τ_{GR} : varias realizaciones de las simulaciones incluyendo únicamente la componente de granulación. Éstas fueron efectuadas con tres tiempos de vida característicos distintos para el patrón granular τ_{GR} (creciendo de izquierda a derecha) que se indican. Todos los modelos incluyen rotación diferencial, variación centro-borde y proyección geométrica. Se indica, en naranja, la región donde se realizan ajustes a los espectros de potencias.

durante estos estadios de actividad; se trata de unos picos en torno a períodos $P \approx 27$ días, $P \approx 13.5$ días, $P \approx 9$ días, etc. (que se indican en el gráfico inferior de la Fig. 3.13). Realmente, lo que se observa es el pico producido por la rotación solar (señal periódica) que modula la irradiancia solar total integrada sobre el disco, y sus armónicos. Durante el mínimo de actividad estos picos prácticamente no se aprecian, lo que se debe a que al ser escaso el número de manchas, principales trazadoras de la rotación, este pico no tiene la suficiente potencia como para apreciarse en el espectro. Por contra, durante el máximo de actividad, casi en cualquier momento, existen manchas sobre el disco que trazan la rotación.

En la última gráfica de la Fig. 3.13 se presenta el espectro calculado a partir del modelo completo que incluye granulación, supergranulación y manchas. Se aprecia una muy buena concordancia del espectro de potencias fruto de la simulación y los obtenidos a partir de las observaciones de VIRGO/SPM.

3.5.2. Dependencia con τ_{GR}

Se procede ahora a caracterizar los espectros de potencias simulados en función del parámetro τ_{GR} . Se han efectuado varias realizaciones de las simulaciones incluyendo únicamente la señal de granulación, empleado el mismo muestreo que los datos de VIRGO/SPM ($\Delta t = 60$ s) y fijando, en cada realización, un tiempo de vida de la granulación τ_{GR} distinto. Para ilustrar cómo varía el espectro de potencias se han representado en la Fig. 3.14 los obtenidos al fijar $\tau_{GR} = 120$ s, $\tau_{GR} = 240$ s (el caso solar) y $\tau_{GR} = 480$ s. Los espectros de potencias calculados se muestran junto con los de VIRGO/SPM (canales V y R) como referencia. Se han efectuado, posteriormente, ajustes de una ley de potencias (Ec. 3.21) en un intervalo de frecuencias en el que, en el Sol, la potencia espectral está dominada por la granulación, en concreto de $\nu = 5.6 \times 10^{-4}$ Hz a $\nu = 1.7 \times 10^{-3}$ Hz (de 10 min a 30 min). Esta región se ha

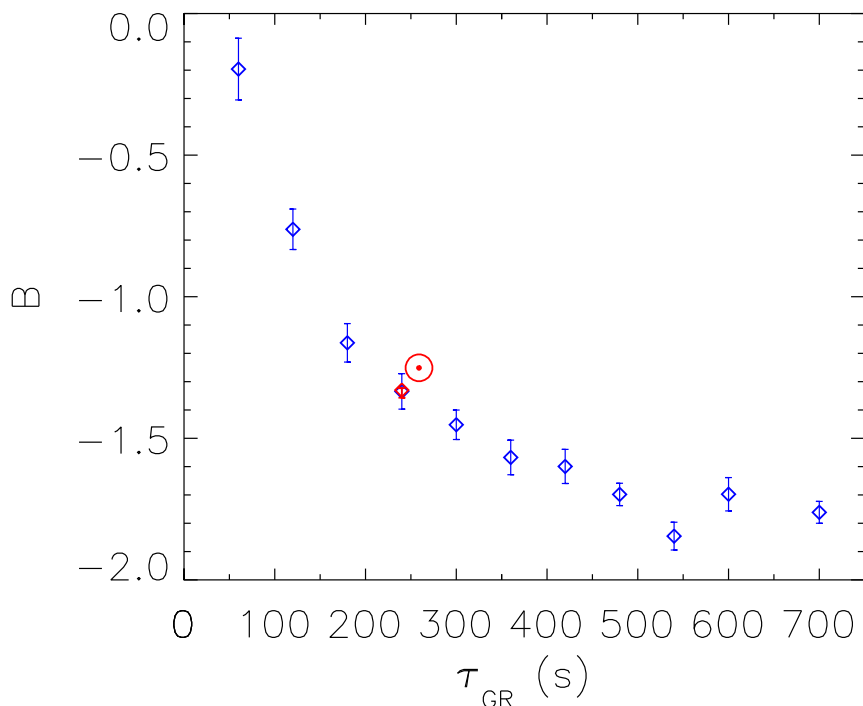


Figura 3.15: Dependencia de la pendiente del espectro de potencias de las simulaciones con el tiempo de vida característico de la granulación. También se indica, con un rombo rojo, el ajuste realizado sobre observaciones de VIRGO/SPM, durante el mínimo de actividad solar. En todos los casos, el ajuste se ha realizado en el rango de frecuencias $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$. (de 10 min a 30 min).

indicado en las gráficas de la Fig 3.14. No se ha extendido el rango del ajuste a frecuencias más altas para, al compararlas con los espectros de potencias solares, no contengan la potencia espectral debida a los modos acústicos, que no se incluye en las simulaciones.

$$P(\nu) = A \cdot \nu^B \quad (3.21)$$

El objetivo es estudiar cómo cambia la potencia de la función ajustada (la pendiente en el plano $\log P - \log \nu$) con τ_{GR} . Los resultados de los ajustes se muestran en la Fig 3.15 dónde se observa que la pendiente aumenta, en valor absoluto, a medida que lo hace el tiempo de vida característico de la granulación. Se indica en la gráfica la potencia B promedio las ajustadas sobre los espectros de potencias correspondientes a los canales de VIRGO/SPM. La coincidencia es muy buena en el caso de $\tau_{GR} = 240 \text{ s}$, como cabía esperar, pues es el tiempo de vida ajustado en los espectros solares.

Este tipo de dependencias van a ser importantes a la hora de interpretar las observaciones de los espectros de potencias de estrellas distintas al Sol.

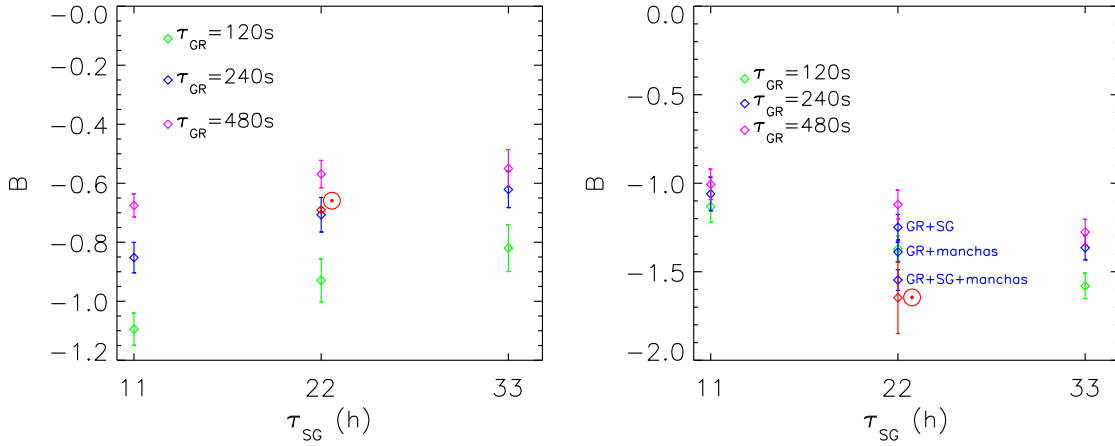


Figura 3.16: Dependencia de la pendiente del espectro de potencias de las simulaciones con el tiempo de vida característico de la granulación y la supergranulación. También se indica, con un rombo rojo, el ajuste realizado sobre observaciones de VIRGO/SPM, durante el mínimo de actividad solar. *Izquierda:* parámetro B obtenidos al ajustar la función $P(\nu) = A \cdot \nu^B$ en el intervalo de frecuencias $4.8 \times 10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 3.5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$; *derecha:* lo mismo pero en el rango de frecuencias $10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 10^{-4} \text{ Hz}$. En este último caso también se indican los ajustes sobre espectros de potencias obtenidos a partir de simulaciones con granulación y manchas, y con granulación, supergranulación y manchas.

3.5.3. Dependencia con τ_{SG}

Se ha realizado un análisis parecido centrado en la señal de supergranulación. Las simulaciones incluyen granulación y supergranulación. Los tiempos característicos que se han empleado para obtener las distintas realizaciones son: $\tau_{GR} = 120 \text{ s}$, $\tau_{GR} = 240 \text{ s}$ (el tiempo característico ajustado de la granulación solar) y $\tau_{GR} = 480 \text{ s}$, y $\tau_{SG} = 11 \text{ h}$, $\tau_{SG} = 22 \text{ h}$ (de nuevo, el caso solar) y $\tau_{SG} = 33 \text{ h}$.

En primer lugar, se ha ajustado la (Ec. 3.21) en un rango de frecuencias que puede considerarse la transición entre la señal de granulación y supergranulación: $\nu = 4.8 \times 10^{-5} \text{ Hz}$ a $\nu = 3.5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$ (de 48 min a 6 h). Los resultados de los ajustes se muestran en la primera gráfica de la Fig. 3.16, junto con el ajuste de la potencia B obtenida de los espectros de potencias solares en el mismo intervalo; en concreto, el promedio de los valores ajustados en los tres canales. Se observa que la pendiente en del espectro de potencias es tanto más pronunciada cuanto menor es el tiempo de vida de la supergranulación τ_{SG} (a lo sumo, en el rango estudiado de τ_{SG} de 11 h a 33 h). La dependencia con τ_{GR} es del mismo signo que la encontrada en la sección anterior; es decir, $|B|$ aumenta a medida que τ_{GR} desciende. El acuerdo entre el parámetro B ajustado sobre los espectros de potencias simulados y los obtenidos a partir de las observaciones solares es, en el mencionado intervalo, nuevamente muy bueno.

Se ha realizado un segundo estudio de las pendientes de los espectros de potencias en el plano $\log P - \log \nu$ en una región del espectro en la que ya la influencia de la granulación es escasa o nula, y donde se espera que dominen tanto la señal de supergranulación como de las regiones activas: $\nu = 10^{-5} \text{ Hz}$ a $\nu = 10^{-4} \text{ Hz}$ (de 3 h a 28 h).

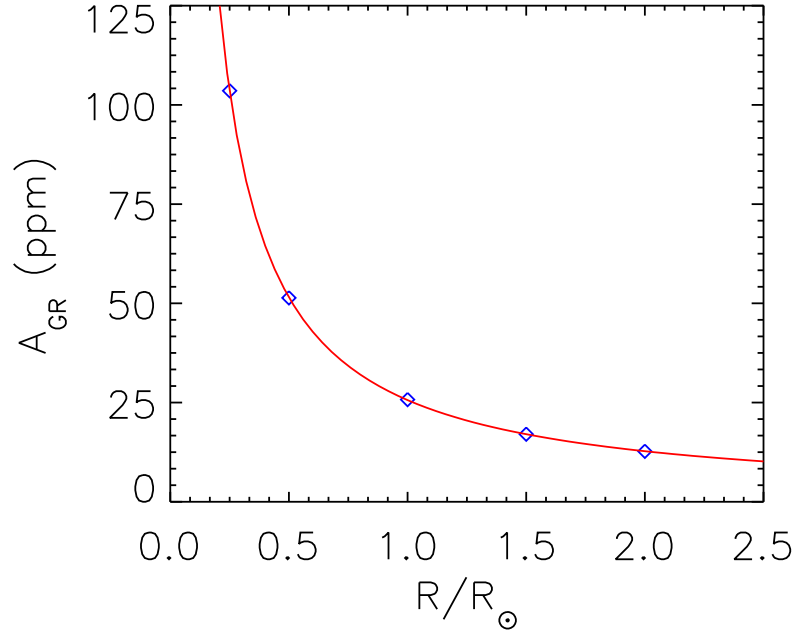


Figura 3.17: Dependencia de la amplitud de la señal debida a la granulación con el radio de la estrella, obtenida a partir de simulaciones fenomenológicas de la irradiancia solar integrada sobre el disco. Las mismas se han llevado a cabo bajo la suposición que el contraste y el tamaño de los gránulos son los mismos que los observados en el Sol. En rojo, se muestra un ajuste exponencial.

Para ello se ha empleado el mismo conjunto de simulaciones que en el último caso en las que se incluyen granulación y supergranulación. Los valores de B ajustados se muestran en la segunda gráfica de la Fig. 3.16. Efectivamente, la influencia de la señal de la granulación es débil, pues sólo hay diferencias más allá de los errores cuando $\tau_{SG} = 33$ h, es decir, cuando la potencia de la supergranulación se desplaza a frecuencia menores y posibilita una ligera influencia de la señal de granulación. En lo que respecta a la dependencia con τ_{SG} , $|B|$ tiende a aumentar con τ_{SG} . Una realización de la simulación que incluya sólo granulación y supergranulación no reproduce del todo la pendiente medida sobre el espectro de potencias procedente de las observaciones del Sol. Si sólo se incluye la granulación y manchas solares, entonces la pendiente medida concuerda mejor, lo que viene a indicar que la contribución de la supergranulación es menor que la de producida por las manchas solares (y la rotación). Si se incluyen las tres señales en la simulación se reproduce aceptablemente la pendiente solar en la citada región del espectro.

3.5.4. Dependencia de A_{GR} con el radio

Se han efectuado un conjunto de realizaciones de las simulaciones fenomenológicas de la irradiancia integrada sobre el disco incluyendo sólo granulación, pero con

distintos radios para la estrella. Se ha supuesto los mismos tamaños y contrastes que los observados en el Sol y detallados anteriormente en este capítulo. El tiempo de vida característico de la granulación empleado ha sido $\tau_{\text{GR}} = 240$ s. El tamaño de los gránulos y el radio de la estrella R determinan el número de gránulos N_{GR} sobre la superficie de la misma. Al no modificar el tamaño de los gránulos, el número de ellos sobre la superficie varía en función del radio: $N_{\text{GR}} \propto R^2$. Las amplitudes de la granulación A_{GR} medidas en el dominio temporal se presentan frente al radio de la estrella en la Fig. 3.17. Como puede apreciarse, a medida que disminuye R (y también N_{GR} , la amplitud A_{GR} crece y el comportamiento encaja perfectamente con una función exponencial decreciente $A_{\text{GR}} = 25.6 \exp(-1.01R)$ (ppm).

Así pues, la amplitud de la señal de granulación depende, no sólo del contraste entre gránulo e intergránulo, sino también del tamaño de las estructuras y del radio de la estrella (por ende, también del número de gránulos presentes en la superficie).

4

Estudio observacional de la convección en estrellas de Secuencia Principal

En este capítulo se va a abordar el reto que supone la detección de señal convectiva en estrellas distintas al Sol. Tal estudio requiere una precisión fotométrica en el límite de lo que es posible conseguir en la actualidad con detectores CCD. Puesto que la observación de la luz solar integrada es equiparable a la observación del Sol como una estrella puntual, la información extraíble en el caso solar y en el caso de estrellas de tipo solar debe ser, a priori, la misma. El objetivo de las observaciones es la detección de la convección en estrellas a través de técnicas astrosismológicas.

Aunque su detección no sea obvia, se espera que las estrellas con envoltura convectiva, es decir, las estrellas de tipo espectral F, G, K y M (estrellas cercanas al tipo espectral solar) presenten estructuras convectivas en su superficie. Hasta la fecha, y debido a la falta de resolución espacial, no ha habido observaciones directas de estos fenómenos en otra estrella que no sea el Sol, cuya proximidad hace que sean evidentes. Sí se ha podido detectar la convección en estrellas a través de las observaciones de los espectros de algunas de ellas, mediante la medición del despazamiento hacia el azul de las líneas espectrales y la de los bisectores de las mismas en forma de C (Dravins, 1999) y, más recientemente, empleando del llamado tercer signo de convección (Gray, 2009) consistente en los despazamientos absolutos de los bisectores de las líneas espectrales: las líneas más débiles están más desplazadas al azul que las más fuertes. Las fluctuaciones de brillo que tienen lugar por la evolución temporal de las estructuras convectivas no se detectan en las observaciones fotométricas usuales que, por lo general, no presentan las precisiones necesarias para detectarlas. Por contra, las variaciones de brillo que produce la actividad magnética estelar, en los casos en los que la hubiera, son de mayor magnitud y, de hecho, sí han sido detectadas en estrellas con cierto nivel de actividad magnética (Metcalf et al., 2006; Biazzo et al., 2007).

En los últimos años la señal convectiva, por lo general relegada al olvido, ha cobrado importancia al ser fuertemente impulsada, principalmente, por dos campos de la Astrofísica i) la Astrosismología y ii) la búsqueda de planetas extrasolares. También cabe señalar la aportación que tiene lugar en los estudios sobre la influencia de la variabilidad solar sobre el clima terrestre; sobre todo en lo que a simulación de la irradiancia solar integrada se refiere. Ya en el campo de la Heliosismología se hace referencia a la señal convectiva como *ruido solar*, pues supone un obstáculo para medir con mayor precisión los modos p a bajas frecuencias y, sin ir más lejos, imposibilita hasta la fecha la detección de los modos gravitatorios (modos g) solares. El diseño de telescopios espaciales dedicados exclusivamente a la Astrosismología y a la búsqueda de planetas extrasolares, el canadiense *Microvariability and Oscillations of Stars* MOST (actualmente en funcionamiento), el francés *Convection, Rotation and planetary Transits* CoRoT de la Agencia Espacial Europea (ESA), lanzado con éxito en diciembre de 2006, y la misión estadounidense Kepler de la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA), cuyo lanzamiento tuvo lugar en marzo de 2009, han estimulado estudios al respecto. En el espacio (fuera de la influencia de la atmósfera terrestre) y en un nivel de precisión fotométrica elevado, cobran importancia las señales intrínsecas de las estrellas. Por ello es muy importante entenderlas y caracterizarlas, no sólo para identificarlas sino para extraer de ellas información relevante de sus capas más externas.

Para llevar a cabo un análisis de este tipo se toman series de imágenes de un mismo campo durante varias noches. La longitud de la serie T va a fijar la resolución en el espectro de frecuencias, $\Delta\nu = 1/T$ y, por lo tanto, también la frecuencia menor observable. Los fenómenos convectivos y los asociados a actividad magnética se sitúan, en el espectro solar, entre $\nu = 10^{-7}$ Hz y $\nu = 10^{-2}$ Hz. Para llegar a frecuencias tan bajas sería necesario observar unas 120 noches consecutivas, lo cual resulta inviable, por lo que nos conformaremos con series de 12 noches para llegar a $\Delta\nu = 10^{-6}$ Hz. El muestreo en el dominio de medida proporciona la máxima frecuencia a la que es posible llegar $\nu_{\text{máx}} = 1/(2\Delta t)$, lo que supone otra ligadura a la hora de preparar las observaciones: Δt tiene que ser del orden de 1 min o menor.

Durante el desarrollo de esta tesis se han llevado a cabo observaciones de estrellas, por lo general, brillantes (de magnitudes $V \leq 11$) y de tipos espectrales cercanos al solar (F, G y K, principalmente). Para tal fin se solicitaron observaciones con sistemas telescopio-instrumento que proporcionaran campos de visión amplios (del orden de $40' \times 40'$) dado que el número de estrellas contenidas en los campos seleccionados según los requerimientos de tipo espectral y brillo, por lo general, queda fuertemente limitado por el campo de visión. La densidad de estrellas disminuye drásticamente con el brillo: la densidad promedio de estrellas con magnitudes $m \leq 10$, sin atender a su tipo espectral, es de unas 5 estrellas por grado cuadrado (Castellano, 2000). Lo que se ha perseguido es la realización de observaciones con la mayor precisión fotométrica posible, dada la exigencia que la débil señal que se quiere detectar impone, así como una cobertura temporal de varias semanas para, por un lado, tener mayor estadística de los fenómenos observados y con menor ruido y, por otro, detectar los fenómenos

de mayor tiempo de vida. En la práctica este tipo de campañas resultaron difícilmente realizables dado que se requerían muchas noches de observación en telescopios sujetos a asignación de tiempo por lo que el campo mejor cubierto fue uno observado durante un total de 20 noches (el que se presenta en este capítulo), bastante lejos de las pretensiones iniciales. Por esta razón, a mitad de tesis, se decidió instalar un telescopio de 30 cm con instrumentación para tener total disponibilidad que a la postre resultó sufrir graves problemas de seguimiento que impidieron obtener resultados aceptables. En todo caso, se realizó una campaña de casi un mes observando el cúmulo abierto NGC7039 (véase el Apéndice A).

4.1. Fuentes de ruido fotométrico

Las campañas observacionales de varias semanas de duración realizando fotometría CCD acarrearán toda una serie de fuentes de ruido que tienen muy diversos orígenes. Algunas son inherentes al propio detector, y otras a la observación desde Tierra, mientras que otras están más relacionadas con la continuidad en las observaciones. En las secciones que siguen se mencionan las más relevantes.

4.1.1. Conteo fotónico

Como es sabido, en los dispositivos fotoelectrónicos dedicados al registro de la intensidad luminosa, la detección de fotones o paquetes de emisión está sujeta a una incertidumbre que está bien representada por una estadística de tipo Poisson. Dado el carácter discreto de los paquetes de emisión, la detección de uno de ellos es independiente de otro, lo que da lugar a un proceso Poissoniano. En tal proceso, la probabilidad de detectar p paquetes o cuentas en un intervalo de tiempo Δt cuando llegan al detector a un ritmo λ viene dada por:

$$P(p; \lambda, \Delta t) = \frac{e^{-(\lambda\Delta t)}(\lambda\Delta t)^p}{p!} \quad (4.1)$$

La distribución de Poisson tiene la propiedad de tener asociado el mismo valor esperado $\langle P \rangle$ que la varianza σ_P^2 : $\langle P \rangle = \sigma_P^2 = \lambda\Delta t$, lo que implica que si N es el número de paquetes de emisión que llegan al dispositivo de detección, el valor esperado del número de cuentas que se registrará será N con una incertidumbre de $\pm\sqrt{N}$. Teniendo en cuenta la definición de magnitud m :

$$m = -2.5 \log \frac{F}{t_{\text{exp}}} + C \quad (4.2)$$

donde F es el flujo recibido de la estrella durante el tiempo de exposición t_{exp} y C es una constante arbitraria, tenemos que $F \propto t_{\text{exp}} 10^{-0.4m}$, por lo que el ruido debido al conteo fotónico depende de la magnitud de la estrella, es decir: $\sigma_{\text{cf}} \propto t_{\text{exp}}^{1/2} 10^{-0.2m}$. Esta componente de ruido no es exclusiva de las observaciones realizadas desde Tierra, pues es inherente a los dispositivos de detección.

4.1.2. Extinción atmosférica terrestre

En función de la posición sobre la bóveda celeste del campo que se observe, la columna de atmósfera que tiene que atravesar la luz proveniente de los astros varía. Suponiendo que la atmósfera terrestre es plano-paralela y tomando como referencia unitaria la columna existente al observar al cénit, se define la masa de aire X como $X = \sec z$, donde z es la distancia cenital del campo en cuestión (es decir, la distancia angular entre el objeto y el cénit). La aproximación plano-paralela es válida para $z \lesssim 60^\circ$, a partir de distancias cenitales mayores la curvatura de la atmósfera hace que el comportamiento se desvíe apreciablemente de esa suposición. Para objetos que se encuentren a una altura sobre el horizonte menor Hardie (1962) realizó un ajuste polinómico de tercer grado en $s = \sec z - 1$ sobre observaciones realizadas anteriormente por Bemporad en 1904:

$$X = 1 + s - 0.0018167s - 0.002875s^2 - 0.0008083s^3 \quad (4.3)$$

El aumento de la masa de aire acarrea una atenuación de la intensidad del objeto observado que se denomina extinción atmosférica. El grado en que ésta tiene lugar depende de z , de la longitud de onda λ en la que se observe, además de las particulares condiciones climatológicas que se asocien durante la observación. Más concretamente, la radiación interacciona con la atmósfera terrestre principalmente mediante tres mecanismos (Fernández Ontiveros, 2004): i) por la dispersión de Rayleigh por parte de los átomos y moléculas atmosféricos, fenómeno que es proporcional a λ^{-4} ; ii) por la dispersión por parte de los aerosoles o partículas relativamente grandes como polvo, agua, contaminantes, etc., que aproximadamente afecta de la misma manera en el rango visible; y iii) por la absorción por parte de los átomos y moléculas atmosféricos, principalmente en bandas particulares en el rango ultravioleta y en el infrarrojo.

En todo caso, el efecto de la extinción hace que el brillo aparente de un objeto sea menor que el que observaríamos fuera de la atmósfera terrestre; a tenor de (Ec. 4.2) la magnitud medida m será mayor que la que se mediría en ausencia de la atmósfera m_0 . La forma más sencilla de representar este hecho, sin tener en cuenta la distribución de la radiación de la fuente es a través de la ecuación:

$$m = m_0 + KX \quad (4.4)$$

donde K es el coeficiente de extinción. Sin embargo, y tal como se ha expuesto, la absorción de la atmósfera varía con λ , por lo que si los objetos que se están observando tienen distribuciones de radiación con máximos centrados en distintas longitudes de onda, la extinción que sufrirán será también ligeramente distinta. Esto suele modelarse empleando diferencias de magnitud medidas en distintos filtros (color) $\Delta m = m_\lambda - m_{\lambda'}$ (con $\lambda \neq \lambda'$) y mediante la sustitución $K = K_{0,\lambda} + K_{1,\lambda}\Delta m$, resultando:

$$m_\lambda = m_{0,\lambda} + K_{0,\lambda}X + K_{1,\lambda}X\Delta m \quad (4.5)$$

Al realizar fotometría diferencial entre objetos cercanos en el cielo pero de distinto color, aunque el término lineal en X queda cancelado, aflora el llamado término de

color y la extinción no se elimina completamente. Cuantitativamente, un valor típico de la corrección debida a los efectos de color es del orden de 0.03 mag para un color $B - V = 1$ y para un cambio unitario en X (Castellano, 2000). Esto añade dificultad a un análisis de variación temporal del brillo puesto que si se dispone de varias noches de observación, entonces el brillo estará modulado por el efecto de la extinción.

Evidentemente, la climatología también supone una fuente de extinción muy importante; no solamente cabe considerar la humedad, las nubes, los cirros, los aerosoles, sino también fenómenos locales tales como la invasión de calima (polvo en suspensión procedente del desierto del Sahara) que llegan a las islas, tanto al Observatorio del Teide (OT), en Tenerife, como al Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM), en La Palma, y que elevan drásticamente la extinción atmosférica.

4.1.3. Centelleo

El fenómeno conocido como centelleo consiste en fluctuaciones rápidas del brillo aparente de los astros. Estas variaciones tienen su origen en las refracciones que tienen lugar en la atmósfera al llegar la radiación proveniente del objeto a zonas donde existen fluctuaciones de densidad de pequeña escala (del orden de centímetros o pocos metros) y donde el índice de refracción cambia (Hardy, 1998). Cuando los rayos alcanzan estas regiones turbulentas se refractan en un ángulo que depende del tamaño característico ℓ de los remolinos, lo que a su vez depende del grado de turbulencia: si ésta es débil, $\ell \approx 1$ m; si por contra es fuerte, entonces $\ell \approx 1$ cm. Los rayos difractados llegan a interferir tras recorrer un camino óptico L comparable a ℓ^2/λ , siendo λ la longitud de onda del rayo. Para fijar ideas, si existe una capa turbulenta a una altura $h = 10$ km (en la tropopausa), y estamos observando en el visible $\lambda \approx 500$ nm en el Observatorio del Teide, que se encuentra a una altura sobre el nivel del mar $h = 2.4$ km, por lo tanto $L = 10 - 2.4 = 8.6$ km, el tamaño límite de los remolinos que determina si nos encontramos en una zona donde los rayos interfieren o no vendrá dado por $\ell = \sqrt{L\lambda} = 6.5$ cm. Esto es, si los remolinos son menores que este tamaño entonces estamos inmersos en una zona donde las interferencias producen el centelleo; si son de mayor tamaño, en cambio, teóricamente el efecto del centello debería ser mínimo. Esto explica por qué el centello depende de h y es una de las razones por las que los observatorios astronómicos se construyen en altura.

Desde el punto de vista fotométrico, este fenómeno se manifiesta como una fluctuación de brillo. Young (1967) lo estudió con detalle y encontró una ley que posteriormente fue calibrada por Gilliland y Brown (1992) empíricamente a través de observaciones (Ec. 4.6). La potencia de la masa de aire X en la (Ec. 4.6) depende de la velocidad del viento, pero su valor se estima que es aproximadamente 1.8:

$$S \equiv \frac{\sigma_{rms}}{\langle I \rangle} \cong 0.07 D^{-2/3} X^{1.8} \exp\left(\frac{-h}{8000}\right) t_{\text{exp}}^{-1/2}, \quad (4.6)$$

El cociente entre la fluctuación raíz cuadrática media (rms) de la irradiancia, σ_{rms} , y su promedio $\langle I \rangle$ depende de la apertura del telescopio D (cm), de la masa de aire X , de la altitud sobre el nivel del mar del observatorio h (m) y del tiempo de integración

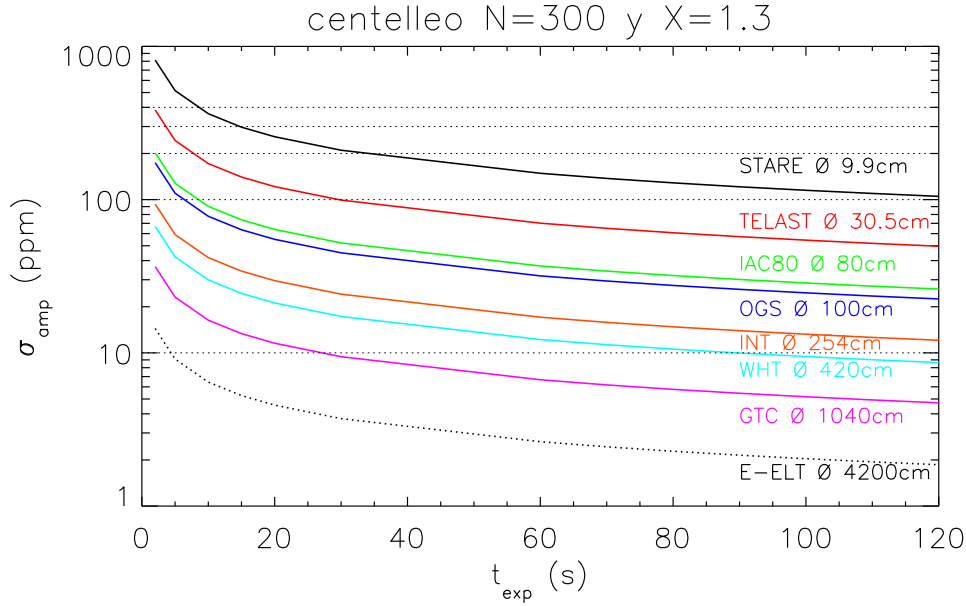


Figura 4.1: Nivel de ruido plano esperado en el espectro de amplitudes producido por el centelleo en función del tiempo de exposición. Los valores están calculados para una masa de aire $X = 1.3$ y suponiendo una serie de 300 observaciones. Se muestran los niveles esperados para distintas aperturas de telescopios instalados en el Observatorio del Teide y en el del Roque de los Muchachos, así como del futurible European Extremely Large Telescope (E-ELT).

t_{exp} (s). El centelleo presenta una dependencia con la longitud de onda observada del orden de $\lambda^{-7/6}$ (es decir, menor a longitudes de onda mayores), sin embargo, en observaciones realizadas con aperturas $D \gg 5$ cm, lo que siempre es el caso en esta tesis, se espera que esta dependencia desaparezca (Dravins et al., 1997).

Esto es lo que sucede en el dominio de medida, en este caso en el dominio temporal, pero en el dominio transformado (el de frecuencias), si suponemos que esta señal tiene una estadística Gaussiana, el nivel de ruido plano del espectro de amplitudes σ_{amp} que va a generar va a depender del número de observaciones N de este modo (Kjeldsen y Frandsen, 1992; Kjeldsen et al., 1995):

$$\sigma_{\text{amp}} = \sqrt{\frac{\pi}{N}} \cdot \sigma_{\text{rms}} \quad (4.7)$$

Por lo que expresando el ruido de centelleo en partes por millón (ppm) se obtiene:

$$\sigma_{\text{amp,cent}} \cong \sqrt{\frac{\pi}{N}} \cdot 7 \times 10^4 D^{-2/3} X^{1.8} \exp\left(\frac{-h}{8000}\right) t_{\text{exp}}^{-1/2}, \quad (4.8)$$

En la Fig. 4.1 se muestra la aplicación de la (Ec. 4.8) para distintas aperturas y tiempos de exposición para una serie temporal de 300 observaciones (un número que puede considerarse típico durante una noche de observación, aunque éste puede llegar fácilmente a ser el doble, o incluso más, según el tiempo de exposición, el

tiempo de lectura del detector y la duración de la noche). Se ha fijado $X = 1.3$, pues es la masa de aire promedio para una estrella que culmina cerca del cénit si sólo se consideran observaciones realizadas a distancias cenitales menores o iguales que $z = 60^\circ$ (alturas sobre el horizonte por encima de los 30°). Vemos que a partir de un t_{exp} dado, el centelleo se estabiliza, variando ya mucho más lentamente. Sin embargo, en el caso de la observación de estrellas brillantes la duración del tiempo de exposición está limitado por el nivel de saturación del detector. También observamos que la dependencia con la apertura del telescopio es fuerte; por ejemplo, el pasar de un telescopio como la OGS (Estación Óptica Terrestre), de 1 m de diámetro al INT (Telescopio Isaac Newton), de 2.54 m, en las mismas condiciones reduce el centelleo en un 54 %.

Estos niveles son los esperables, como se ha dicho, para una noche de observación. Al realizar campañas de varias semanas de duración los niveles descienden de forma acorde al número de noches N_{noches} , típicamente, a un ritmo de $\propto 1/\sqrt{N_{\text{noches}}}$.

4.1.4. Efectos e inestabilidades instrumentales

La estabilidad del detector es muy importante para conseguir reducir el ruido instrumental. Hoy en día, el empleo de nitrógeno líquido en los criostatos que enfrían el detector permite tener cierta seguridad en cuanto a la estabilidad de la temperatura del detector. Sin embargo, no todos los detectores disponen de criostato; la CCD que se empleó para acoplarla al Telescopio Astrosísmico-Fotométrico (TELAST) (véase el Apéndice A) disponía de un mecanismo termoeléctrico de tipo Peltier, cuya capacidad de enfriamiento es limitada y, por lo tanto, la temperatura de trabajo depende de la temperatura ambiente. Esto provoca que, si no hay una estabilidad en la temperatura del detector a lo largo de la campaña de observación, existan cambios en el nivel de cuentas de noche a noche, lo que constituye una fuente de ruido de baja frecuencia.

Los detectores, en la mayoría de los casos, deben ser instalados y desinstalados de los telescopios en función de los requerimientos de los observadores, por lo que están sujetos a deterioro o variaciones en su estado puesto que en ocasiones se les realiza un mantenimiento para evaluar su estado o para mejorar sus prestaciones (caso de la CCD de gran campo del telescopio OGS) Todos estos cambios hacen que, de una campaña a otra, estos puedan hacerse patentes al observar los mismos objetos, dando lugar nuevamente a señal espuria a frecuencias bajas.

Otros efectos instrumentales concretos pueden ser fuentes de ruido, como la reflexiones que tienen lugar en según que filtros, los patrones de interferencia que se observan en ocasiones en las imágenes, etc. Otra fuente de ruido que a menudo no se considera es la precisión en el valor del tiempo de exposición que la instrumentación proporciona. Un simple cálculo a partir de la (Ec. 4.2) lleva a que el error debido únicamente al error en la determinación del tiempo de exposición viene dado por:

$$\sigma_m = \frac{2.5 \log e}{t_{\text{exp}}} \cdot \sigma_{t_{\text{exp}}} \quad (4.9)$$

Por ejemplo, para una observación realizada con un detector con una incertidumbre

en el tiempo de exposición $\sigma_{t_{\text{exp}}} = 10$ ms, cota superior para la cámara de gran campo de la OGS (comunicación privada de J. Kuusela –responsable de la misma–) y con $t_{\text{exp}} = 5$ s tenemos que, sólo por la incertidumbre en el tiempo de exposición, el error en la fotometría es $\sigma_m = 0.002$ mag.

4.1.5. Proceso de reducción fotométrica

Para obtener las magnitudes de los objetos de interés de las imágenes tomadas con el detector (en este caso un CCD) es necesario realizar un procesado de las mismas del que depende el nivel final de ruido en la fotometría. Hay una serie de cuestiones básicas que son críticas a la hora de realizar la fotometría (en este caso fotometría de apertura) que influyen en el nivel de ruido. Algunas son:

- Proceso de eliminación del nivel cero electrónico o *bias* de las imágenes: a menudo esta señal electrónica no es plana, sino que presenta cierta estructura a lo largo y ancho del CCD. Hay dispositivos que cuentan con un área llamada región de *overscan*, que consiste en una pequeña franja del detector que no se expone y que, por lo tanto, permite tener información en cada imagen de las variaciones del nivel de *bias*. En todo caso, la estructura bidimensional del *bias* del CCD debe conocerse para su eliminación.
- Proceso de corrección de la diferencia de sensibilidad píxel a píxel del detector (corrección de *flat field*): es necesario disponer de un número adecuado de imágenes de campos de iluminación uniforme para poder dar buena cuenta de estas diferencias, y corregir las imágenes de ciencia de este efecto adecuadamente.
- Determinación del centro de los objetos sobre los que se realiza la fotometría: los errores en la determinación del centro del objeto se traducen, de una imagen a la otra, en fluctuación de su flujo medido.
- Definición del anillo que delimita los píxeles cuyas cuentas van a emplearse para calcular el nivel del fondo de cielo: debe ser tal que el número de píxeles contenido en él muestreen apropiadamente el nivel de cuentas procedente del cielo.
- Cálculo del brillo correspondiente al fondo de cielo para cada estrella: el método empleado para tal fin debe ser robusto, de forma que ciertos excesos de cuentas debidos a otras estrellas u otras fuentes ajenas no influyan en la evaluación del nivel de cielo.
- Definición del área sobre la que se va a integrar el flujo del objeto: determinación del radio que define el área de integración.
- El muestreo de la función de respuesta puntual –del inglés *Point-Spread Function* (PSF)– y píxeles parcialmente iluminados: repercusión en la fotometría tanto más importante cuanto menor sea el número de píxeles que muestrean la fuente.

Es posible evaluar la incertidumbre de algunos de estos procedimientos, como por ejemplo el proceso de corrección de *flat field*, la determinación del cielo, etc.; aunque no es directo hacerlo en algunos casos. Para objetos brillantes, la relación señal a ruido que se obtiene, dadas las características de la fuente y las inherentes al detector, puede degradarse en el proceso de reducción, obteniéndose al final del proceso en torno al 90 % de la relación señal a ruido existente antes de efectuar la corrección (Newberry, 1991).

4.2. Estudio con observaciones de STARE (de 10 cm)

En el transcurso de las campañas observacionales previstas se tomó en consideración el empleo de las observaciones ya realizadas con el telescopio de 10 cm *STellar Astrophysics & Research on Exoplanets* (STARE), ubicado en el OT. STARE lleva a cabo campañas de varias semanas observando un mismo campo del cielo. Dado que para caracterizar la convección en función del tipo espectral es necesario tener una muestra observacional lo suficientemente grande de estrellas de los distintos tipos espectrales, para que el estudio tenga significancia estadística, se emplearon las observaciones de STARE para realizar un estudio previo para fijar métodos de análisis.

4.2.1. Datos observacionales y elección de estrellas

STARE está dedicado a la detección de planetas extrasolares por el método de los tránsitos. Se trata de un telescopio de 102 mm de apertura dotado de una cámara con un CCD *Pixelvision* de $2k \times 2k$, que da lugar a un campo de visión de aproximadamente $6.1^\circ \times 6.1^\circ$ (Brown y Charbonneau, 1999). El telescopio se encuentra ubicado en el OT, a 2400 m de altitud. A pesar de estar dedicado a exoplanetas, el gran número de estrellas observadas de magnitud $V \in [9, 14]$ (más de 1000) y la longitud total de las series temporales de fotometría obtenidas ($\gtrsim 4$ semanas) hacen de STARE una base de datos muy interesante para el estudio de la convección estelar, dado que es necesario tener una muestra de estrellas abundante de cada tipo espectral para que los resultados sean estadísticamente significativos.

En particular, se eligieron las observaciones de un campo que pertenece a la constelación de Hércules, cuya longitud total de la serie temporal asociada es de 54 noches. Para la clasificación espectral de las estrellas observadas se empleó la fotometría existente en los filtros J y K_s del *Two Micron All Sky Survey* (2MASS) (Cutri y Skrutskie, 1998). Este sondeo fotométrico se sirve de dos telescopios Cassegrain idénticos de 1.3 m situados, uno en el Monte Hopkins (cerca de Tucson, EUA), y el otro en Cerro Tololo (cerca de La Serena, Chile). Éstos están enteramente dedicados a la obtención de fotometría en tres filtros infrarrojos: J ($\lambda = 1.25\mu\text{m}$), H ($\lambda = 1.65\mu\text{m}$) y K_s ($\lambda = 2.17\mu\text{m}$).

Se comparó la astrometría de STARE con la de 2MASS, haciendo uso del *Astrophysical Virtual Observatory* (AVO) del proyecto Aladin (Bonnarel et al., 2000), para identificar las estrellas en el catálogo infrarrojo y, de este modo, poder asignar a aproximadamente 800 estrellas, su color J- K_s . Empleando las tablas de equivalencias

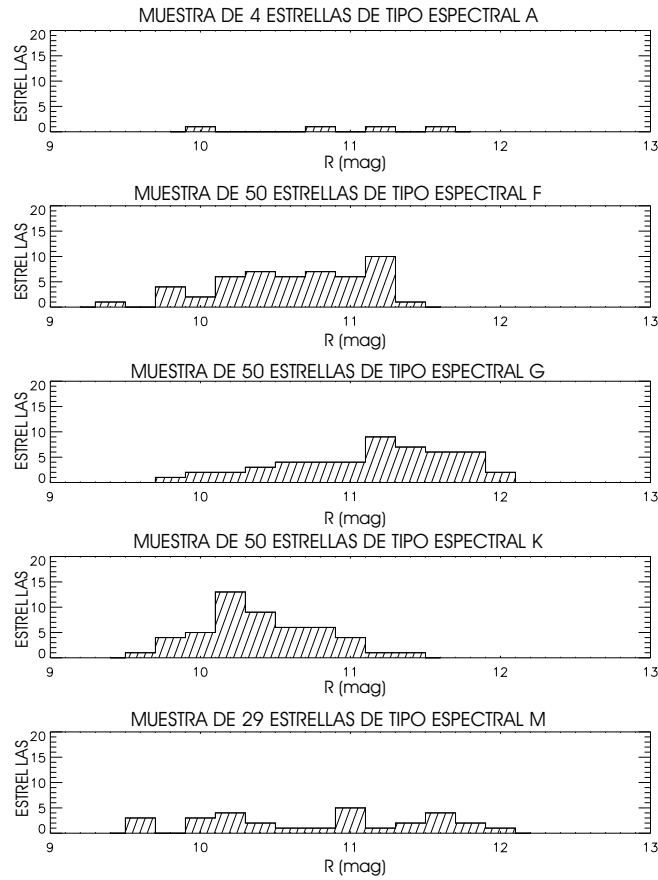


Figura 4.2: Distribución para cada tipo espectral representada por histogramas de las magnitudes R medidas por el telescopio STARE (que emplea un filtro aproximadamente R de Johnson) de las 183 estrellas estudiadas.

entre el color $J-K_s$ y el tipo espectral de estrellas de Secuencia Principal (SP) de Bessell y Brett (1988) se agruparon las estrellas por su tipo espectral: A, F, G, K o M (para ver detalles de las fuentes véase la Tabla B.1 del Apéndice B). Solamente se analizaron las estrellas con menor desviación estándar en sus series temporales y menor nivel de ruido en su espectro de potencias (a frecuencias $\nu \in (2, 4)$ mHz). Una vez realizado este filtrado de calidad, permanecieron 183 fuentes para el estudio:

- 4 estrellas de tipo A V
- 50 estrellas de tipo F V
- 50 estrellas de tipo G V
- 50 estrellas de tipo K V
- 29 estrellas de tipo M V

Éstas tienen magnitudes R distribuidas según se muestra en la Fig. 4.2. El tiempo de exposición empleado fue de $t_{\text{exp}} = 107$ s que, sumado al tiempo aproximado de

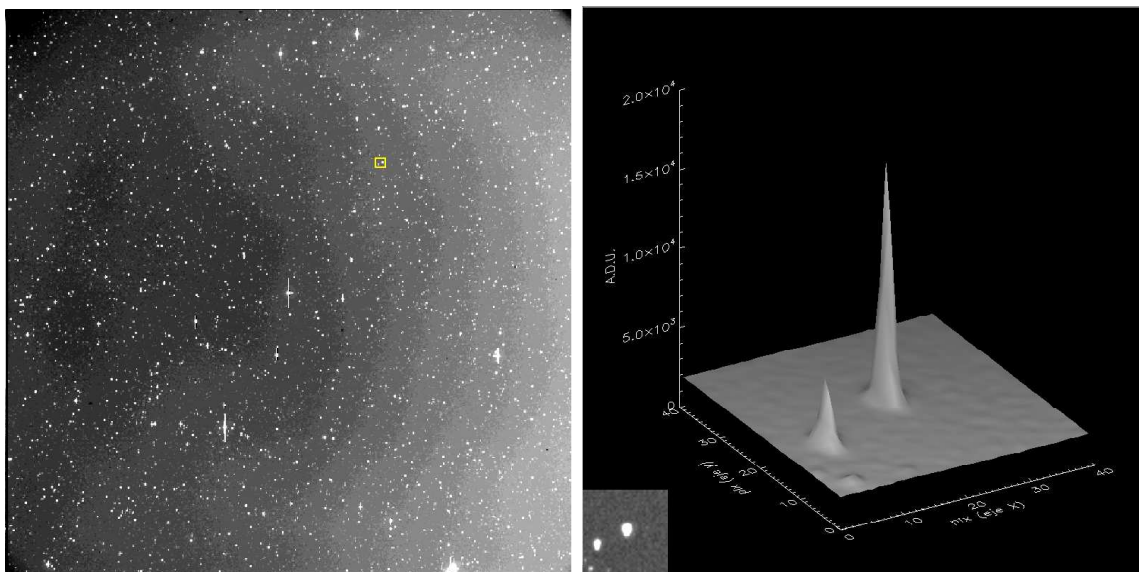


Figura 4.3: Izquierda: Imagen tomada el 7 de junio de 2003 por STARE del campo Her0. A la derecha se muestra ampliada la región de 40×40 píxeles marcada con el cuadro amarillo.

lectura del CCD de STARE y el de almacenamiento ($t_{\text{muerto}} \approx 13$ s) dan lugar a un muestreo de $\Delta t \approx 120$ s (Alonso et al., 2003).

4.2.2. Reducción fotométrica de STARE

El funcionamiento del sistema STARE se basa en los objetivos del proyecto del que forma parte, principalmente, la detección de planetas extrasolares. Generalmente, las observaciones orientadas a búsqueda de exoplanetas se realizan con campos de visión amplios para lograr observar gran número de estrellas, pues existen estudios estadísticos que permiten decidir si cierta observación con unas especificaciones determinadas tiene probabilidad de concluir con éxito, es decir, detectar el tránsito de algún planeta. En resumen, STARE orienta las campañas a la observación de gran número de estrellas.

Esto condiciona también el tiempo de exposición empleado y la forma de observación (en foco). Obsérvese la Fig. 4.3 en la que se muestra una imagen perteneciente a la campaña analizada: las estrellas están en foco, de forma que la PSF de las mismas se extiende en unos pocos píxeles del detector. Por eso, la fotometría aplicada sobre las imágenes de STARE fue realizada empleando un *software* específico basado en un esquema de asignación de pesos a los píxeles (Jenkins et al., 2000). Algunas de las series temporales obtenidas se muestran en la Fig. 4.4.

4.2.3. Obtención de los espectros de potencias

Dado que las series temporales no están perfectamente equiespaciadas en tiempo debido al ciclo día-noche, malas condiciones meteorológicas, etc. no puede aplicarse

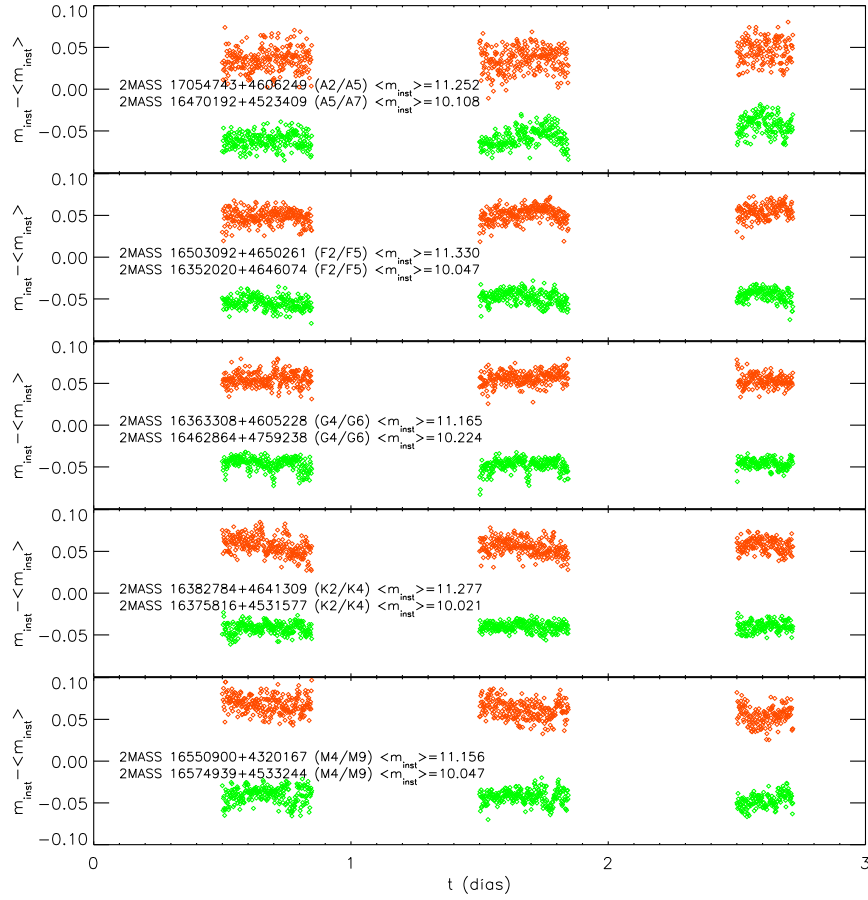


Figura 4.4: Aspecto de tres noches de series fotométricas pertenecientes a la campaña de STARE estudiada. Se muestra la fotometría de dos estrellas de cada tipo espectral con una diferencia entre sus magnitudes instrumentales alrededor de 1 magnitud, para apreciar la distinta dispersión en las series.

la habitual transformada rápida de Fourier (FFT), para un análisis de frecuencias. En su lugar, entonces, se realizó un ajuste de senoides o *Sine Wave Fitting* (SWF) para calcular el espectro de potencias a partir de las series temporales. Este método consiste en un ajuste de una simple senoide

$$s_i(t) = \alpha_i \sin(\omega_i t) + \beta_i \cos(\omega_i t) \quad (4.10)$$

donde $\omega_i = 2\pi\nu_i$, siendo ν_i la frecuencia, que se va variando para calcular la potencia, que viene dada por $P_i = A_i^2 = \alpha_i^2 + \beta_i^2$, en las regiones del espectro que se desee. Se trata de un ajuste por mínimos cuadrados que se resuelve de forma analítica (Frandsen et al. (1995) describe con detalle el método). Este método es muy intuitivo puesto que el resultado no requiere ninguna calibración (de la senoide se ajusta directamente la amplitud) y permite calcular la potencia espectral en cualquier ν dada. Por contra, el mayor inconveniente del método reside en que el cálculo del espectro de potencias resulta mucho más lento que el de la FFT cosa que, dada la gran cantidad de espectros

a calcular, no es despreciable. Por esta razón se implementó el método de SWF en el lenguaje de programación *FORmula TRANslation* (FORTRAN), en particular, empleando el compilador f77, cuya velocidad de cálculo es sensiblemente mayor que en *Interactive Data Language* (IDL), lenguaje con el cual se ha realizado el resto del análisis.

Se analizaron las series temporales de dos formas distintas. Primero se trató la serie temporal completa, es decir, se tomaron las distintas series completas, con una longitud total de 54 noches cada una, para calcular sus espectros de potencias. El segundo estudio consistió en seleccionar, de todas las noches, aquellas que tuvieran más de 7.5 h de observación (24 de las noches cumplían esta condición) calculando, a continuación, los espectros de potencias asociados para, finalmente, promediar dichos espectros obteniendo, de este modo, un espectro de potencias para cada estrella promedio de todas las noches con más de 7.5 h de observación. Los detalles de ambos tipos de análisis se describen a continuación.

Tratamiento de las series temporales completas

Como se puede ver en la Fig. 4.2, las magnitudes de las estrellas de la muestra están distribuidas de distinta forma según el tipo espectral. Podemos apreciar, por ejemplo, que las estrellas de tipos espectrales F y K observadas son, en promedio, más brillantes que las de tipo G. Para evitar que estas distintas distribuciones puedan introducir en los resultados una tendencia acorde con ellas, cada estrella fue pesada de acuerdo a su magnitud, como se verá más adelante.

El objetivo es obtener cinco únicos espectros de potencias representativos de cada tipo espectral que permitan la caracterización de los mismos en función de éste. Los espectros promediados se han designado con $P_A(\nu)$, $P_F(\nu)$, $P_G(\nu)$, $P_K(\nu)$ y $P_M(\nu)$ respectivamente, para los tipos espectrales A, F, G, K o M. Para obtenerlos se parte de las series temporales completas de cada estrella. Una vez calculados los correspondientes espectros de potencias a través del SWF se realizó un promedio pesado de los pertenecientes a estrellas del mismo tipo espectral. Realizar este promedio requiere, como se ha dicho, tener en cuenta la magnitud y la desviación estándar de cada estrella para eludir efectos sistemáticos resultado de la propia distribución de magnitudes de la muestra. Por ello, para cada tipo espectral se efectuó un ajuste lineal (en logaritmo) con la idea de modelar el nivel de ruido, supuesto plano, en el espectro de potencias a frecuencias mayores que $\nu = 3$ mHz ($N_{\nu>3\text{mHz}}$) en función de la magnitud J de cada estrella. Esto es, un ajuste del tipo:

$$\ln N_{\nu>3\text{mHz}} = aJ + b \quad (4.11)$$

El ajuste se realiza sobre el logaritmo de $N_{\nu>3\text{mHz}}$ debido a que la dispersión de una serie fotométrica temporal dada crece exponencialmente con la magnitud de la misma, por lo que es equivalente a un ajuste lineal.

El resultado de este ajuste se utilizó para escalar cada espectro de potencias individual antes de efectuar el promedio pesado; esto es, se normalizó cada uno de ellos

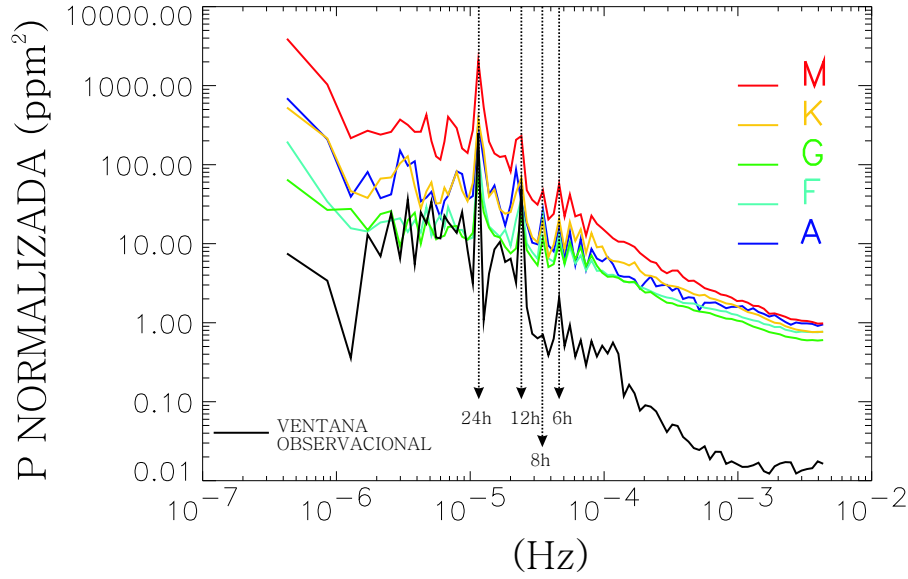


Figura 4.5: Señal de fondo de los espectros de potencias de una muestra de estrellas de tipos espectrales A (4 estrellas), F (50 estrellas), G (50 estrellas), K (50 estrellas) y M (29 estrellas) obtenidas a partir de series temporales de fotometría de longitud total igual a 54 noches tomadas por el telescopio STARE. Cada uno de los espectros fue normalizado por el ruido supuesto plano a $\nu > 3$ mHz modelado a través de ajustes. También se muestra el espectro de potencias correspondiente a la ventana observacional. Se han marcado con líneas punteadas algunas contribuciones identificadas: el ciclo día-noche (y armónicos), y el tiempo de observación nocturno.

por el valor de $N_{\nu > 3 \text{ mHz}}$ que le correspondía según su magnitud J , su tipo espectral y el ajuste de la (Ec. 4.11). De este modo, la dispersión en torno al promedio se redujo de forma apreciable. Una vez realizada esta operación, se calculó el espectro promedio para cada tipo espectral $P_{\text{TE}}(\nu_k)$ (TE denota el tipo espectral; $\text{TE}=\{A, F, G, K, M\}$) empleando para ello como pesos las inversas de las varianzas de las series temporales completas de cada estrella $1/\sigma_i^2$ (con $i = 1, 2, \dots, N$ y con N el número de estrellas del tipo espectral sobre el que se realiza el promedio). El error asociado al promedio pesado $\sigma_{P_{\text{TE}}(\nu_k)}$ se calculó a través de la (Ec. 4.12) (Topping, 1956).

$$\sigma_{P_{\text{TE}}(\nu_k)}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \{ [P_i(\nu_k) - P_{\text{TE}}(\nu_k)]^2 / \sigma_i^2 \}}{(N-1) \cdot \sum_{i=1}^N (1/\sigma_i^2)} \quad (4.12)$$

La potencia espectral debida a la convección se espera, por analogía con el caso solar, que se encuentre aglutinada a bajas frecuencias, partiendo de $\nu \approx 3$ mHz. Además, la naturaleza de esta señal es no periódica, por lo que la potencia no se encuentra concentrada en una frecuencia discreta sino que, por el contrario, ésta se distribuye en un rango relativamente amplio, como se ha visto en el Cap. 2, y con el ruido abrupto habitual inherente al espectro de potencias. En este sentido, un promedio en intervalos uniformemente distribuidos en $\log \nu$ suaviza el espectro de potencias y

facilita el análisis de los mismo. Además contribuye a evitar que la potencia situada a frecuencias mayores no pese más que las de las menores, al realizar ajustes de una función potencial (Ec. 3.21) a los espectros de potencias. Por esta razón, y como último paso del análisis, cada uno de los cinco espectros de potencias resultantes $P_A(\nu_k)$, $P_F(\nu_k)$, $P_G(\nu_k)$, $P_K(\nu_k)$ y $P_M(\nu_k)$, fueron suavizados de este modo empleando, en esta ocasión, las $1/\sigma_{P_{TE}(\nu_k)}^2$ de cada intervalo como pesos.

Adicionalmente, también se calculó el espectro de potencias de la ventana observacional con la intención de determinar su influencia sobre los espectros de potencias estelares calculados; en particular, para estimar a partir de qué frecuencia se puede considerar que ésta no los afecta significativamente. El cálculo se efectuó sustituyendo el valor de la fotometría por la unidad, aplicando a continuación el SWF a la serie temporal resultante, que fue también suavizada mediante promedios en intervalos uniformemente espaciados en $\log \nu$. Este espectro de potencias de la ventana observacional se tuvo en cuenta a la hora de definir los intervalos sobre los que ajustar una ley de potencias del tipo de la (Ec. 3.21) a los $P_{TE}(\nu)$. Los espectros de potencias para cada tipo espectral así calculados, así como el efecto de la función ventana, se muestran en la Fig. 4.5.

Tratamiento de las series temporales diarias promediadas

Con el fin de efectuar un análisis similar al descrito en la sección anterior, pero sobre espectros de potencias de una sola noche, se seleccionaron, de la serie temporal completa de 54 noches, aquellas con más de 7.5 h de observación continua. Un total de 24 noches cumplían esta condición. El objetivo que se persigue con este proceso es minimizar la influencia de la ventana de observación de los espectros de potencias en el rango de frecuencias sobre el que fue calculado.

El primer paso fue calcular el espectro de potencias de todas las estrellas objeto de estudio para cada una de las 24 noches; nuevamente el cálculo se realizó empleando el método de SWF. Para cada estrella se obtuvo el espectro de potencias promedio de las 24 noches, empleando como pesos en esta ocasión, las inversas de las varianzas de cada una de las noches. Los espectros así obtenidos se agruparon según el tipo espectral con el propósito de calcular el espectro de potencias diario representativo de cada tipo espectral, que denotamos como $P_{TE}^{(7.5h)}$; con $TE=\{A, F, G, K, M\}$. Para evaluar el promedio pesado y el error asociado a éste de cada canal de frecuencia de $P_{TE}^{(7.5h)}(\nu_k)$, se emplearon los errores en $P_i(\nu_k)$; $\sigma_i(\nu_k)$ con $i = 1, 2, \dots, 24$. Finalmente se realizó un suavizado uniforme en intervalos de $\log \nu$ análogo al descrito en la sección anterior.

4.2.4. Análisis de los espectros

Los niveles de ruido, supuesto plano, de los espectros de potencias promedio de las series temporales completas $P_{TE}(\nu)$ van desde $7.7 \times 10^3 \text{ ppm}^2$ a $8.8 \times 10^4 \text{ ppm}^2$, mientras que los de los obtenidos a través de promedios de noches con tiempos de observación mayores que 7.5 h $P_{TE}^{(7.5h)}(\nu)$ van de $2.0 \times 10^5 \text{ ppm}^2$ hasta $1.4 \times 10^6 \text{ ppm}^2$.

Tabla 4.1: Valores del parámetro B cuando se ajusta la ley de potencias (Ec. 3.21) a espectros de potencias obtenidos de series temporales de fotometría de 54 noches de una muestra de estrellas de SP. Resultados en función del tipo espectral, y de la región del espectro dónde se efectuó el ajuste. $P_{\text{TE}}(\nu)$ se refiere a espectros promedio completos (las 54 noches de observación); $P_{\text{TE}}^{(7.5\text{h})}(\nu)$ elude a espectros promediados de las 24 noches con más de 7.5 h de observación. Se muestran los errores 1σ de los parámetros ajustados.

Tipo Espectral	$\nu \in (4.8 \times 10^{-5}, 3.5 \times 10^{-4})$ Hz	$\nu \in (5.6 \times 10^{-4}, 1.7 \times 10^{-3})$ Hz	
	$P_{\text{TE}}^{(7.5\text{h})}(\nu)$	$P_{\text{TE}}(\nu)$	$P_{\text{TE}}^{(7.5\text{h})}(\nu)$
A	-0.52 ± 0.11	-0.33 ± 0.03	-0.25 ± 0.12
F	-0.65 ± 0.02	-0.48 ± 0.01	-0.47 ± 0.03
G	-0.67 ± 0.04	-0.51 ± 0.01	-0.51 ± 0.07
K	-0.71 ± 0.04	-0.65 ± 0.01	-0.55 ± 0.03
M	-0.59 ± 0.07	-0.59 ± 0.02	-0.65 ± 0.07

Por lo tanto, vemos que el nivel de ruido que se logra empleando la serie completa es menor que promediando noches de observación individuales, aunque en el primer caso el espectro sufre una mayor influencia de la ventana observacional que en el segundo.

Los espectros de potencias de las series completas $P_{\text{TE}}(\nu)$ están afectados por la ventana observacional a bajas frecuencias debido al ciclo día-noche, tal como puede apreciarse en la Fig. 4.5. Puede distinguirse claramente un pico a $\nu = 1.156 \times 10^{-5}$ Hz correspondiente a un período de 1 día, además de varios de sus armónicos. También se distingue otro pico prominente a $\nu = 3.484 \times 10^{-5}$ Hz vinculado al tiempo de observación de cada noche (en torno a las 8 h). Para frecuencias menores que $\nu = 10^{-4}$ Hz la potencia espectral está fuertemente dominada por la ventana observacional, por lo que se realizaron ajustes a frecuencias mayores.

Se ajustó la (Ec. 3.21) en el intervalo $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (de 10 min a 30 min), esto es, desde la una región donde la influencia de la ventana es ya débil hasta frecuencias en las que la potencia es casi plana. Por analogía con el caso solar, se espera que en esta región exista señal convectiva con tiempos característicos cercanos a la granulación solar conocida (véase el Cap. 2). Además, el rango estudiado es el mismo que se utilizó para comparar las pendientes de los espectros de potencias procedentes de observaciones solares con los obtenidos de las simulaciones numéricas fenomenológicas de la irradiancia solar total integrada sobre el disco (véase la Sec. 3.5.2).

Los resultados de los ajustes de las pendientes B se muestran en la Tabla 4.1, mientras que los ajustes se muestran en la Fig. 4.6. Se presta primero atención a los resultados obtenidos para las estrellas de tipos espectrales F, G y K, que son las que tienen mayor valor estadístico, puesto que hay 50 estrellas de cada uno de ellos; además son las más cercanas al tipo espectral del Sol (G2 V) y deben de poseer zonas convectivas de diferente profundidad, en función del tipo espectral, en sus capas exteriores según los modelos teóricos de estructura y evolución (Sec. 1.3). En la región que va de $\nu = 5.6 \times 10^{-4}$ Hz a $\nu = 1.7 \times 10^{-3}$ Hz, los espectros de potencias $P_{\text{F}}(\nu)$, $P_{\text{G}}(\nu)$ y $P_{\text{K}}(\nu)$ presentan pendientes B distintas más allá de los errores y, cuanto más tardío es el tipo espectral, mayor es su valor absoluto. A pesar de que $P_{\text{A}}(\nu)$

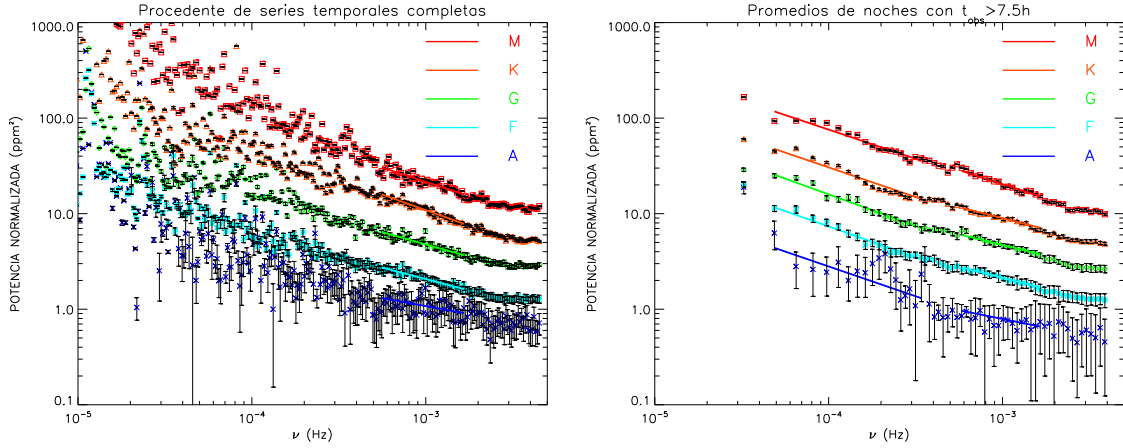


Figura 4.6: *Izquierda:* Espectros de potencias de fondo calculados a partir de series temporales completas (54 noches de observación) para estrellas de SP de distintos tipos espectrales. Se realizó un ajuste lineal (en logaritmo) a cada uno en un rango de frecuencias alejado de la influencia de la ventana observacional. *Derecha:* Espectros de potencias de fondo de las mismas estrellas pero, en este caso, obtenidos a partir de promedios pesados de 24 noches individuales de observación de más de 7.5 h. También se efectuaron, en este caso, ajustes a frecuencias más bajas. En ambos casos, los espectros de potencias de los distintos tipos espectrales se desplazaron en potencia para una mayor claridad.

se obtuvo a partir de sólo 4 estrellas, los valores absolutos de B ajustados siguen la tendencia marcada por los de los espectros de potencias de los tipos espectrales mejor muestreados (F, G y K). Ocurre prácticamente lo mismo cuando se realizan los ajustes en el mismo rango de frecuencias pero, en este caso, sobre los espectros de potencias $P_A^{(7.5h)}(\nu)$, $P_F^{(7.5h)}(\nu)$, $P_G^{(7.5h)}(\nu)$, $P_K^{(7.5h)}(\nu)$ definidos anteriormente; nótese que, tanto en $P_{TE}(\nu)$ como $P_{TE}^{(7.5h)}(\nu)$, para un tipo espectral dado, presentan pendientes B iguales dentro de los errores (salvo para el tipo espectral K).

A pesar de estos resultados, no se ignoran las limitaciones de la clasificación por el tipo espectral realizada, que puede considerarse fiable desde el tipo espectral A al G, pudiendo existir degeneración de colores a partir del tipo K, en el sentido que algunas gigantes pueden presentar colores parecidos a estrellas de SP, por lo que es posible, sobre todo en lo que atañe a los resultados para estrellas de tipos K y M, que puedan hallarse, dentro de la muestra, algunas gigantes. Este hecho explicaría la rotura de la tendencia mencionada en el caso de $P_M(\nu)$; que no ocurre, en realidad, en el de $P_M^{(7.5h)}(\nu)$.

Dado que la influencia de la ventana observacional es menor en el caso de los espectros $P_{TE}^{(7.5h)}(\nu)$ que en los $P_{TE}(\nu)$, en el primer caso se realizó, adicionalmente, un ajuste en un rango de frecuencias menores, concretamente en $4.8 \times 10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 3.5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$. Nuevamente, este rango está inspirado en el estudio del espectro de potencias solar realizado en el Cap. 2 y en las comparaciones entre observaciones y simulaciones llevadas a cabo en la Sec. 3.5.3. Las pendientes ajustadas también se muestran en la Tabla 4.1. Los dos ajustes realizados sobre los espectros $P_{TE}^{(7.5h)}(\nu)$ se pueden ver en la Fig. 4.6 (derecha). Al contrario de lo que se

encuentra en la región del espectro donde se detecta la granulación solar, a frecuencias menores las pendientes B ajustadas son prácticamente las mismas dentro de los errores, lo que se interpreta como un dominio del ruido (debido a las interrupciones en las observaciones, a efectos instrumentales y a la contribución de la atmósfera terrestre) en el rango de bajas frecuencias.

Posteriormente a este estudio se realizó un análisis complementario de las mismas series temporales pero esta vez empleando, en lugar del SWF, haciendo uso de la transformación *wavelets* (ondículas) (Torrence y Compo, 1998) para obtener los espectros (Régulo et al., 2005). Los resultados que se obtuvieron confirman las principales conclusiones obtenidas aquí, es decir, que en el rango de frecuencias altas la pendiente de los espectros tiende a ser más acusada a medida que el tipo espectral es más tardío.

4.3. Observación de estrellas de campo con telescopios de 1 m y 2.5 m

En el transcurso de este trabajo se han llevado a cabo varias campañas de observación de campos abiertos de estrellas brillantes con sistemas que proporcionan campos de visión cercanos a un grado cuadrado. Los requerimientos de este tipo de estudio demandan, como ya se ha mencionado, un número considerable de noches de observación, tanto para llegar a muestrear frecuencias bajas como para alcanzar niveles de ruido mínimos, dentro de lo posible. Las noches de observación en telescopios de apertura a partir de 1 m se conceden a través de asignación de tiempo. A pesar de obtener una cantidad no despreciable de noches, éstas han resultado ser menos de las que se habían planeado en un principio. Además, la alternativa en la que se trabajó para eludir esta circunstancia, la implementación del TELAST (véase Apéndice A) adoleció de un problema técnico grave que lo descartó para este tipo de estudio.

Con todo, de las observaciones realizadas, el campo observado con mayor cobertura temporal resultó ser el que fue llamado *3KFG*, con un total de 19 noches de observación realizadas, principalmente, con los telescopios *Optical Ground Station* (OGS) del Observatorio del Teide (OT), de 1 m de apertura, y el *Isaac Newton Telescope* (INT) del Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM), de 2.54 m. En tres de esas noches se realizaron observaciones simultáneas en los dos telescopios, además de observaciones de apoyo con TELAST (véase el Apéndice A) (OT), con una apertura más modesta de 0.3048 m y un campo de visión mucho más reducido. Tanto el campo que proporciona la OGS con la SDCam como el del INT con la WFC (del inglés *Wide Field Camera*) son del orden de unos $40' \times 40'$ (el del INT algo menor).

El campo en cuestión se muestra en la Fig. 4.7. Contiene estrellas brillantes (de magnitudes $V \in [6.9, 12]$) de las cuales, las fuentes más intensas están catalogadas como estrellas F, K o G; de ahí la elección del campo. Posteriormente, las estrellas restantes fueron identificadas y clasificadas, como ya se explicó en la Sec. 4.2.1, a través del color $J-K_s$ procedente del sondeo estelar 2MASS y de las relaciones entre éste y el tipo espectral establecidas empíricamente por Bessell y Brett (1988) (para

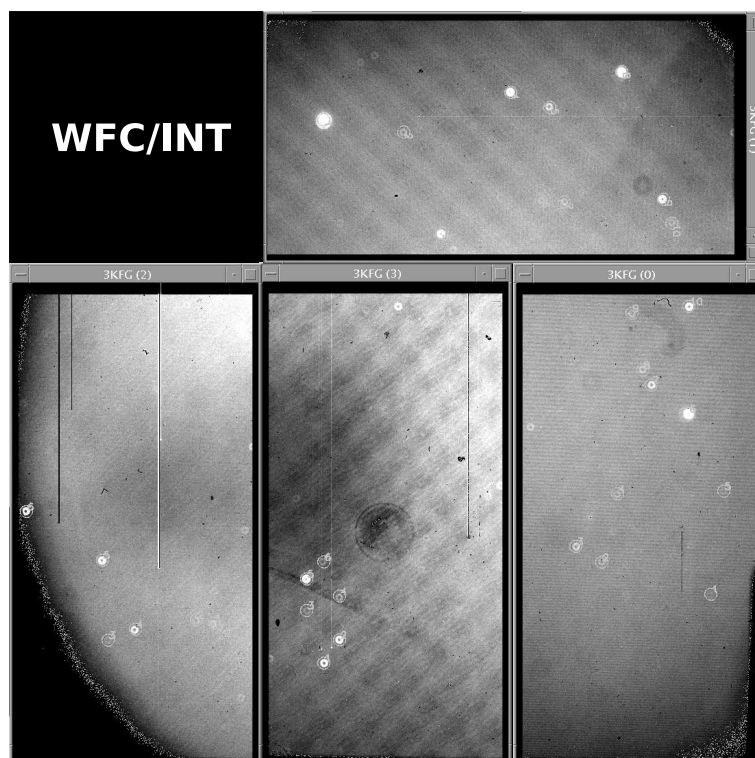


Figura 4.7: Mosaico de imágenes del campo 3KFG tomadas con la WFC del telescopio INT. El campo de visión que proporciona el sistema CCD-telescopio es de unos $35' \times 35'$, algo menor que el proporcionado por la OGS con su SDCam ($40' \times 40'$). Compárese el aspecto de las fuentes puntuales en esta imagen (fuera de foco) con la imagen enfocada de STARE (Fig. 4.3).

ver detalles de los objetos observados véase la Tabla B.2 del Apéndice B). En la Tabla 4.2 se ilustra el resultado de aplicar este método sobre una muestra de las estrellas más brillantes, algunas de las cuales están catalogadas como pertenecientes a determinados tipos espectrales en la base de datos Simbad, que depende del *Centre de Données astronomiques de Strasbourg* (CDS).

Obsérvese, en la Fig. 4.7, que las estrellas no aparecen en la forma puntual usual, como puede ser el caso de las observaciones de STARE (véase la Fig. 4.3) debido a que las observaciones fueron realizadas en la OGS fuera de foco. Esta circunstancia ha motivado el desarrollo de una herramienta específica para realizar la fotometría de este campo, aplicando para ello, los métodos que se describen a continuación en la Sec. 4.3.1.

4.3.1. Fotometría de ultra-alta precisión

Se entiende como fotometría de ultra-alta precisión aquella en la que la precisión se mantiene por debajo del 0.1%; es decir, en el rango de precisión por debajo de la

mmag. Para el estudio estelar se estima necesario alcanzar una precisión fotométrica del orden de 100 ppm para $\nu > 1$ mHz, aceptando valores superiores a frecuencias menores.

La relación existente entre una variación dada en magnitud $\Delta m/m$ y en flujo $\Delta F/F$, teniendo en cuenta la (Ec. 4.2) es

$$1 \text{ ppm} = 2.5 \log e \times 10^{-6} \text{ mag} = 1.08574 \times 10^{-6} \text{ mag} \quad (4.13)$$

Para alcanzar los niveles de precisión mencionados, se van a emplear técnicas de fotometría de ultra-alta precisión; específicamente la observación fuera de foco. Este modo de observación consiste en desenfocar la imagen de forma que el flujo de los objetos se distribuya en una mayor cantidad de píxeles (alejándose el perfil de la función de respuesta puntual (PSF) de los objetos de la función Gaussiana). Tal técnica fotométrica ha sido adoptada por la misión espacial CoRoT, dedicada a Astrosismología y búsqueda de planetas extrasolares y, por lo tanto, con el requerimiento de una alta precisión fotométrica. También la modesta misión canadiense *Microvariability and Oscillations of Stars* (MOST) (Walker et al., 2003) emplea esta técnica. Las virtudes de la observación fuera de foco son las siguientes (Howell y Everett, 2001):

- i) se puede despreciar el problema de los píxeles parcialmente iluminados, pues el muestreo de la PSF es muy bueno,
- ii) se reducen los problemas por saturación de los píxeles dada la atenuación debida al desenfoque, lo que permite observar objetos más brillantes y con tiempos de integración más largos,
- iii) es posible coleccionar una mayor cantidad de fotones al estar repartidos en muchos píxeles, aumentando significativamente la relación señal a ruido,
- iv) se reduce sensiblemente el ruido asociado al seguimiento del telescopio, y sus armónicos (Kjeldsen, 2002).

Tabla 4.2: *Estimaciones del tipo espectral de algunas de las estrellas del campo observado a través de su color J-K_s (medido por 2MASS) y la tabla de Bessell y Brett (1988). Éstas se comparan con los proporcionados por la base de datos Simbad del (CDS) para tener una idea de la fiabilidad del método empleado para clasificar las estrellas del campo. También se indica el color B-V proporcionado por Simbad.*

ETIQUETA	ESTRELLA	T.S. (J-K _s)	T.S. (Simbad)	B-V (Simbad)
Ff	HD131450	F2/F5	G0	0.49
Fg	GSC 02558-00003	F5/F7	-	0.44
Fj	HD131495	F2/F5	F2	0.39
Ke	HD 131650	K4/K5	K0	1.13
Fe	BD+33 2508	F7/G0	G0	0.56
Ka	HD 131893	K2/K4	K0	1.12
Fa	HD 131913	F5/F7	K	0.52
Ga	GSC 02558-01032	G6/K0	-	0.79
Fc	GSC 02558-01055	F7/G0	-	0.38

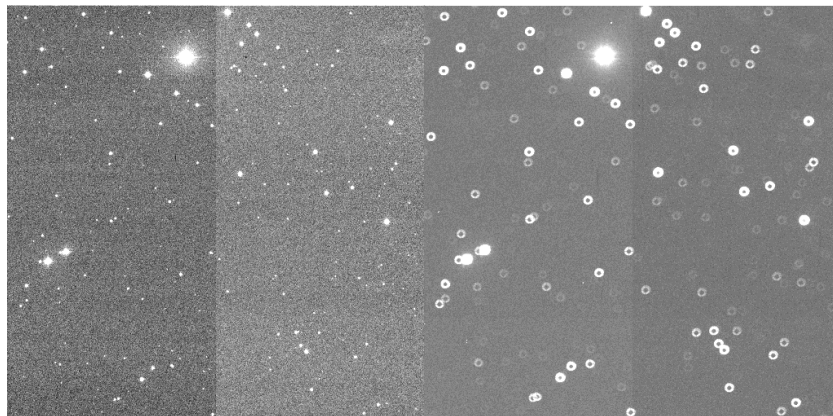


Figura 4.8: Imágenes del mismo campo tomadas aproximadamente en foco (*izquierda*) y muy fuera de foco (*derecha*). La primera fue tomada con $t_{\text{exp}} = 2$ s y la segunda con $t_{\text{exp}} = 20$ s para obtener un número similar del máximo de cuentas. Imágenes tomadas en la OGS con la SDCam. Las imágenes corresponden a uno de los chips del mosaico de cuatro.

Por otro lado, los principales inconvenientes asociados al uso de esta técnica son: a) la limitación en su aplicación a estrellas brillantes (lo cual no es un factor crítico a tenor del rango de magnitudes de las estrellas que se pretende observar) y, b) el riesgo de solapamiento entre distintos objetos dada la extensa PSF debida al desenfoque. Por último, y en un aspecto de carácter práctico, el desenfoque complica la ejecución de autoguiado, puesto que los sistemas a tal efecto están diseñados para manejar estrellas con PSF Gaussianas.

Test de desenfoque

Para probar las virtudes de la técnica del desenfoque se realizó un prueba durante una noche de observación en la OGS, de 1 m de diámetro, y con la cámara de gran campo o SDCam (del inglés *Space Debris Camera* puesto que su uso primario está destinado a la detección y control de la llamada "basura espacial"). Se observó un campo en torno al cúmulo abierto NGC2666, con el único requisito de que hubiera algunas estrellas brillantes. Durante la noche se realizaron 3 series temporales de observaciones: la primera con las estrellas en foco, la segunda con las estrellas totalmente desenfocadas (hasta que éstas tuvieran forma de anillo), y la tercera y última otra vez cerca del foco, pero no en foco. En la Fig. 4.8 se muestran dos imágenes de uno de los chips del CCD pertenecientes a la primera y a la segunda serie. Para una estrella particular, en la primera subserie, el radio de su PSF rondaba 1.5 píxeles, en la segunda (la serie totalmente desenfocada) era unas diez veces mayor, 15 píxeles, y en la última el radio era de alrededor de 2.5 píxeles. La idea era separar claramente cualquier efecto atmosférico del producido por el cambio de foco. La prueba tuvo una duración total de algo menos de 3.5 h durante el transcurso de las cuales el cielo permaneció libre de nubes. A lo largo de la primera serie, la masa de aire X varió entre 1.09 y 1.21 ($\Delta X = 0.12$); durante la segunda $X \in [1.25, 1.53]$ ($\Delta X = 0.28$); mientras que durante la última serie, la más corta, $X \in [1.64, 1.84]$ ($\Delta X = 0.20$).

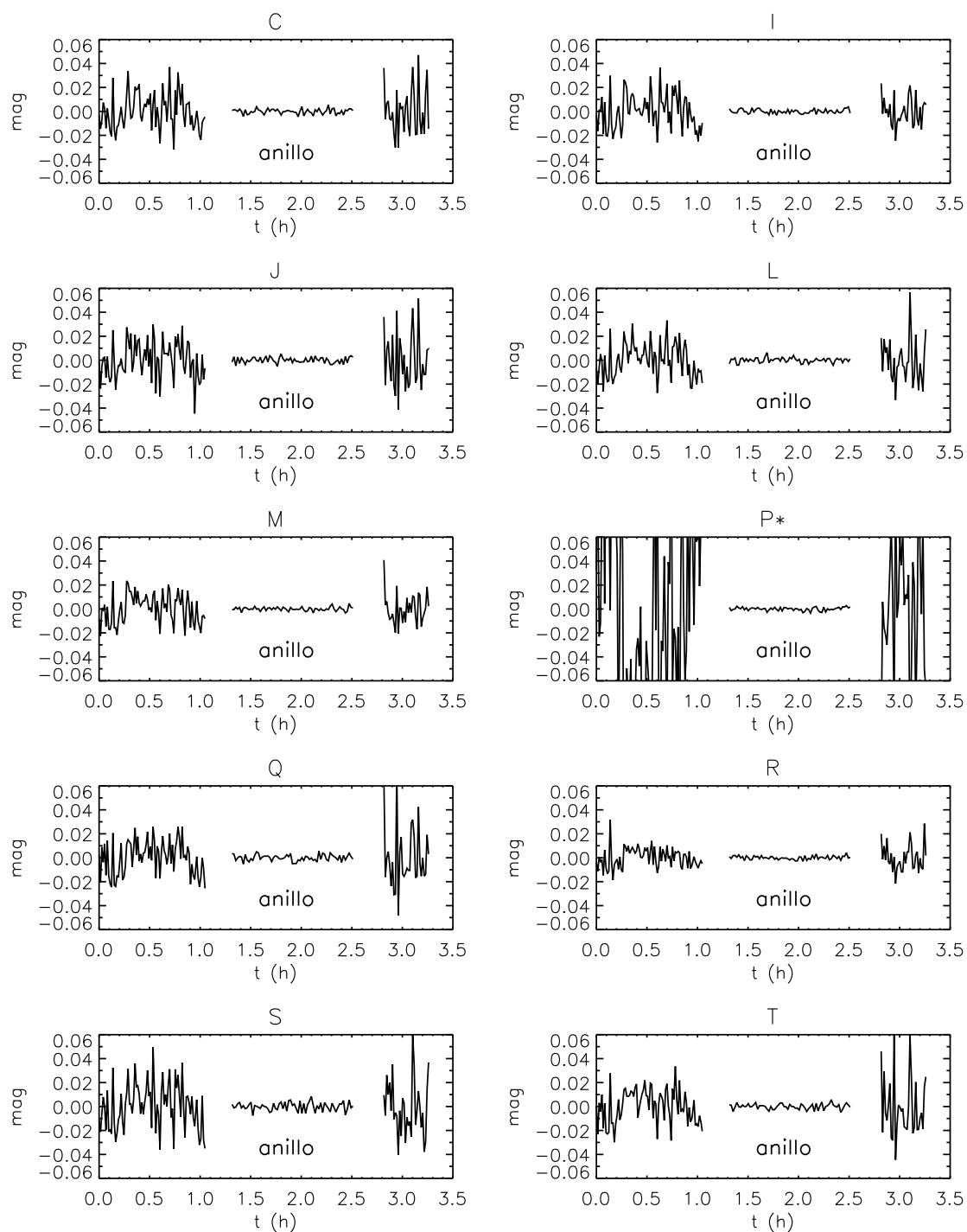


Figura 4.9: Series temporales de fotometría de apertura de 10 estrellas aplicadas a imágenes primero en foco, después desenfocadas totalmente (indicado por la etiqueta anillo) y, finalmente, nuevamente cerca del foco. Cada subserie fue corregida localmente de las variaciones de brillo debidas al aumento progresivo de la masa de aire a través de una componente lineal. La disminución de la dispersión en la subserie de imágenes desenfocadas es evidente. La estrella P^* (la más brillante de todas) está saturada en las imágenes enfocadas y no lo está en las desenfocadas.

Tabla 4.3: Resultados del test de observación con y sin desenfoque (anillos). Se muestran los cocientes entre las desviaciones estándar obtenidas a través de fotometría de apertura sobre imágenes desenfocadas σ_{anillo} y aproximadamente en foco σ_* y σ'_* . Este test indica que a partir de imágenes muy desenfocadas la dispersión en la fotometría de apertura se reduce de forma que se obtiene entre un 10 y un 15 % de la que se encuentra al aplicarla sobre imágenes aproximadamente en foco. Nótese que la estrella P* está saturada en las imágenes enfocadas y no lo está en las desenfocadas.

ESTRELLA	$\sigma_{\text{anillo}}/\sigma_*$	$\sigma_{\text{anillo}}/\sigma'_*$	$\sigma_{\text{anillo}}/[(\sigma_* + \sigma'_*)/2]$
C	0.14	0.10	0.12
I	0.12	0.15	0.13
J	0.16	0.10	0.13
L	0.14	0.11	0.12
M	0.13	0.12	0.12
P*	0.01	0.02	0.02
Q	0.18	0.10	0.13
R	0.18	0.14	0.16
S	0.18	0.15	0.16
T	0.16	0.09	0.11

Se realizó fotometría de apertura, ver más adelante, a varias estrellas del campo para comparar las series de fotometría instrumental; el resultado puede verse en la Fig. 4.9 para una muestra de 10 estrellas del campo. En concreto, a cada subserie se le ajustó localmente y eliminó una componente lineal debida, principalmente, al aumento de X y se calculó la desviación estándar de cada una, obteniendo de la primera subserie un conjunto de $\{\sigma_*^i\}$, de la segunda (la desenfocada) $\{\sigma_{\text{anillo}}^i\}$, y de la tercera $\{\sigma_*^i\}$. Los cocientes entre estas dispersiones *rms* se detallan en la Tabla 4.3. Estos indican que la fotometría de apertura aplicada a imágenes desenfocadas proporciona series temporales con dispersiones *rms* que corresponden entre el 10 y el 15 % de las dispersiones que se obtienen al realizarla sobre imágenes en foco, hecho que se aprecia de forma evidente en las gráficas de la Fig. 4.9.

Existen en esta prueba factores que a priori hacen que estos resultados sean pre-visibles. Para obtener un nivel máximo de cuentas similar al observar fuera de foco que cuando se hace en foco fue necesario aumentar el tiempo de exposición, lo que, como se ha visto, reduce la señal de centelleo. Sin embargo, la mejoría es mayor que la que se esperaría sólo por este aspecto. Más aún si tenemos en cuenta que la serie desenfocada ha sufrido mayores cambios de masa de aire ΔX y, sobre todo, que X es mayor durante el desenfoque que en la primera subserie. El otro factor crucial para esta mejora en la precisión es el aumento del flujo integrado recibido del objeto. Se recibe unas 10 veces más flujo en las imágenes desenfocadas que en las enfocadas.

Además, como en el caso de la estrella llamada P*, ha sido posible obtener fotometría de estrellas que cerca del foco quedan saturadas. Ésta es una de las grandes ventajas de este método de observación: acceder a estrellas más brillantes con tiempos de exposición razonables.

Método de reducción fotométrica

Dadas las exigencias del estudio que se quiere llevar a cabo y la adopción de la técnica de observación fuera de foco, las imágenes que van a tener que analizarse tienen, principalmente, las siguientes características: *a)* va a ser una gran cantidad de ellas (fotometría relativamente rápida; intervalos de muestreo $\Delta t \lesssim 60$ s) y *b)* las PSFs de las estrellas van a ser tipo anillos. Para ello, y dado que los paquetes de reducción usuales no están optimizados para la reducción de imágenes con la segunda característica, durante la realización de esta tesis se ha ido desarrollando un *software* pensado para este tipo de reducción. Se desarrolló un método de reducción propio con el propósito de tener un mayor control sobre la precisión de los algoritmos que involucran todo el proceso.

El código se implementó en el lenguaje de programación *Interactive Data Language* (IDL). El programa realiza fotometría de apertura, puesto que en todos los casos se trabaja con campos con objetos no solapados. Dado que los objetos problema son muy brillantes, se espera que cualquier efecto producido por objetos cercanos sea mínimo. Fundamentalmente, lo que va a determinar la fotometría va a ser la elección de las aperturas correspondientes al objeto y al nivel de fondo de cielo para la integración del flujo (véase el diagrama de círculo y anillo en la Fig. 4.11). Algunos detalles de los procesos involucrados en la reducción son los siguientes:

- Para calcular el nivel electrónico de *bias* se toman todas las imágenes de *bias* adquiridas y se trata cada píxel (i, j) del chip por separado. Si se han tomado N_B imágenes, para cada píxel se dispone de N valores de las cuentas $B_k(i, j)$ con $k = 1, 2, \dots, N_B$. Para eliminar puntos que puedan desviarse significativamente se aplica el criterio de Chauvenet (Taylor, 1997). Para ello se calcula el promedio de la muestra y su desviación estándar. Bajo la suposición de que la muestra sigue una distribución normal, se evalúa la probabilidad que un determinado valor pueda desviarse del valor promedio. El criterio consiste en eliminar cualquier punto que se encuentre en una región donde, dado N_B , no se esperaría encontrar más que 0.5 muestras. Con los restantes N'_B valores se calcula el promedio

$$\langle B \rangle (i, j) = \sum_{k=1}^{N'_B(i, j)} B_k(i, j) \quad (4.14)$$

- A continuación se sustrae el nivel de *bias* promedio de las imágenes de *flat field* F y de las imágenes problema I . Si el CCD dispone de la llamada región de *overscan*, es decir, una pequeña zona del detector que no recibe luz y que, por lo tanto, proporciona información acerca del nivel de cuentas electrónico en cada imagen, entonces se realiza un sondeo del nivel de *bias* de cada imagen $I_k(i, j)$ tomando el valor promedio de la región de *overscan* OS_{I_k} . Éste se compara con el valor análogo medido en la imagen de *bias* promedio $OS_{\langle B \rangle}$, obteniendo la diferencia $\Delta_{os} = OS_{I_k} - OS_{\langle B \rangle}$, que se emplea para corregir el nivel del patrón

de $\langle B \rangle$ en cada imagen para obtener las imágenes corregidas de *bias* I^B y F^B :

$$I_k^B(i, j) = I_k(i, j) - [\langle B \rangle(i, j) + \Delta_{os, I_k}] \quad (4.15)$$

$$F_k^B(i, j) = F_k(i, j) - [\langle B \rangle(i, j) + \Delta_{os, F_k}] \quad (4.16)$$

Este procedimiento permite corregir tanto las variaciones espaciales del *bias* como las variaciones ocasionales del nivel medio de cuentas del mismo. En caso de no disponer el CCD de *overscan* (caso de la SDCam de la OGS) no es posible tomar en cuenta las variaciones de imagen a imagen y, sencillamente se sustrae $\langle B \rangle$:

$$I_k^B(i, j) = I_k(i, j) - \langle B \rangle(i, j) \quad (4.17)$$

$$F_k^B(i, j) = F_k(i, j) - \langle B \rangle(i, j) \quad (4.18)$$

- Las imágenes de *flat field* corregidas de *bias* correspondientes a cada filtro se emplean para caracterizar las variaciones píxel a píxel del detector. Para ello, como en el caso del cálculo de $\langle B \rangle$, nuevamente se considera cada píxel por separado $F_k^B(i, j)$ con $k = 1, 2, \dots, N_F$, siendo N_F el número de imágenes de *flat field* tomadas en un filtro dado. En este caso, y dado que la presencia de rayos cósmicos y estrellas pasando por el detector es muy significativa, no podemos considerar que las muestras en cada píxel sigan un comportamiento Gaussiano, por lo que se ha optado por emplear directamente la mediana para determinar el valor que mejor representa las cuentas en cada píxel. Después de intentar otros métodos se ha considerado que éste es el más robusto y el que maneja mejor este tipo de efectos. Para cada filtro se evalúa:

$$\langle F^B \rangle(i, j) = Med(\{F_k^B(i, j)\}) ; k = 1, 2, \dots, N_F \quad (4.19)$$

y se calcula el *flat field* normalizado que dará cuenta de la distinta sensibilidad de los píxeles:

$$F^N(i, j) = \frac{\langle F^B \rangle(i, j)}{\frac{1}{N_i N_j} \sum_i \sum_j \langle F^B \rangle(i, j)} \quad (4.20)$$

- Las imágenes problema I^B se corrigen de las variaciones de sensibilidad píxel a píxel utilizando el *flat field* normalizado del filtro correspondiente:

$$I_k^{BF}(i, j) = \frac{I_k^B(i, j)}{F^N(i, j)} \quad (4.21)$$

- Para realizar la fotometría es necesario conocer la posición de los objetos de interés en cada imagen, por lo que se almacenan las coordenadas de varios objetos (generalmente, los N_* más brillantes y más aislados) marcándolos sobre una imagen dada. Posteriormente se van leyendo las imágenes y se van calculando

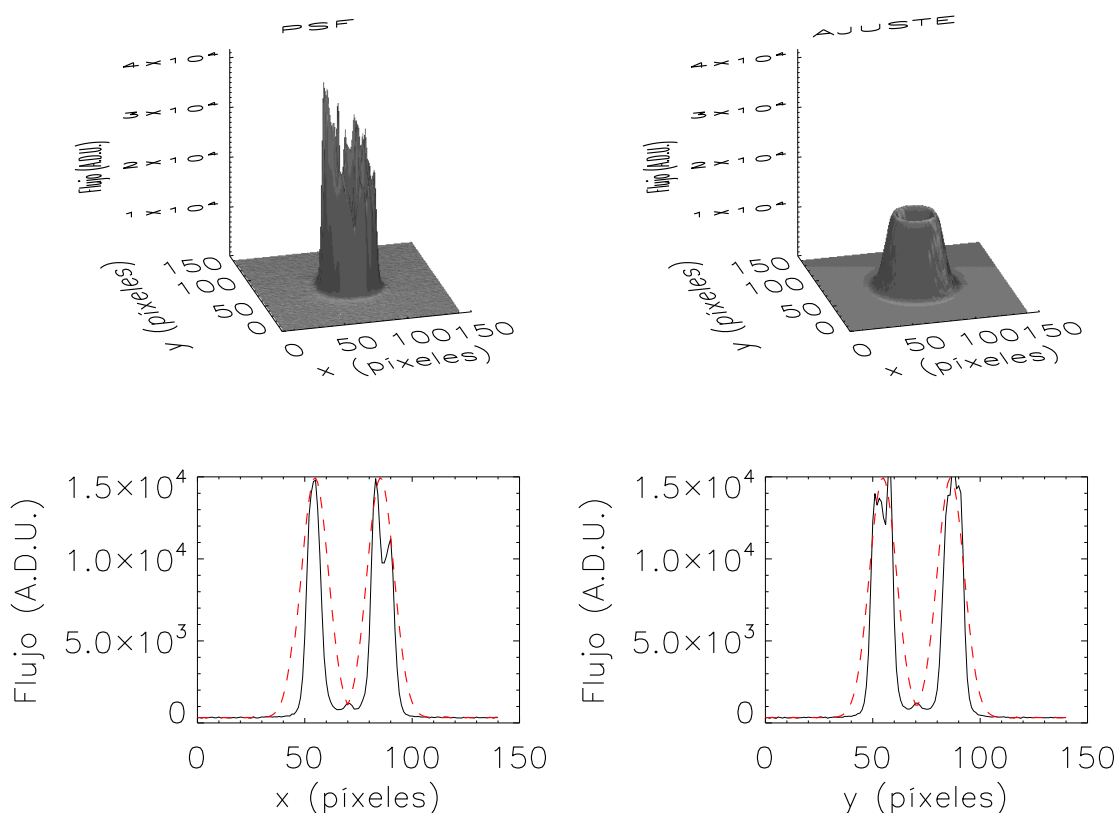


Figura 4.10: Aspecto de las PSFs observadas con la SDCam de la OGS. Arriba a la izquierda se muestra un ejemplo típico de la PSF que se obtiene al observar muy fuera de foco: muy irregular y picuda (puede evidenciarse, en su caso, la araña que sujeta el espejo secundario). A su derecha se muestra el ajuste de una función que consiste en una Gaussiana, fuera de eje, de revolución. Este ajuste se emplea con la finalidad de encontrar el centro de la PSF. En las figuras inferiores se pueden ver dos cortes de la PSF paralelos a los ejes OX y OY junto con el ajuste (en rojo).

las posiciones $\{(x_k, y_k)\}$ de los mismos objetos. A tal efecto, dado que se trata de objetos fuera de foco y sus PSFs distan de ser picos Gaussianos, se ha empleado una función más adecuada para hallar el centro de cada objeto. Concretamente se ha implementado una Gaussiana de revolución; es decir, un pico Gaussiano fuera de eje al que, a los parámetros propios de éste, hay que añadir el radio del anillo que conforma (véase la Fig. 4.10). Esta función no reproduce todo lo fielmente que se desearía la PSF que se observa, principalmente porque la PSF observada es muy irregular, picuda y puede contener la sombra producida por elementos a lo largo del camino óptico, como son el espejo secundario, la araña que lo sujeta o, incluso, parte de la instrumentación. A pesar de ello, la función empleada sí proporciona una estimación adecuada del centro de la PSF, como se ha comprobado en la práctica.

- El proceso para hallar los centros de los objetos de interés se efectúa en dos

pasos: i) la determinación de un desplazamiento global de cada imagen respecto a una de referencia (tal y como se acaba de mencionar en el punto anterior), y ii) la determinación del centro de cada estrella individual cuyo flujo se desea medir. Para un chip dado, el conjunto de pares $\{(x_k, y_k)\}$ con $k = 1, 2, \dots, N_*$ se archiva y se emplea posteriormente para hallar los desplazamientos $\{(\Delta x_i, \Delta y_i)\}$ con $i = 1, 2, \dots, N_{\text{img}}$ globales de cada chip. Δx_i y Δy_i corresponden, respectivamente al desplazamiento medio en x y en y de las estrellas brillantes y aisladas seleccionadas dentro de un mismo chip en la k -ésima imagen. Dado que los desplazamientos a la largo de la noche de observación pueden no ser lineales en función de la posición del objeto dentro del chip, los $\{(\Delta x_i, \Delta y_i)\}$ se emplean como primera aproximación. Para cada una de las estrellas sobre las que se pretende realizar fotometría se efectúa una nueva búsqueda del centro. Esta vez, empleando para ello la correlación cruzada entre el perfil en X y el perfil en Y de una pequeña región cuadrada en torno al objeto centrada en la posición acorde a la estimación inicial $(\Delta x_i, \Delta y_i)$ de la imagen dada. Éste método es eficaz para PSFs con simetría radial, independientemente de que ésta sea Gaussiana o no, lo que permite encontrar el centro de PSFs tanto en foco como fuera de foco. El resultado de esta operación, aunque no difiere en exceso de la estimación inicial de la posición del objeto, sí que proporciona una determinación más precisa del centro de las PSFs en cada imagen.

- Una vez definido el centro, se pone en marcha el proceso que servirá para decidir los radios de las aperturas circulares que se van a emplear para la fotometría. La fotometría implementada consiste en la estimación del flujo del objeto y el nivel debido al fondo del cielo. La primera se realiza integrando el flujo dentro de un círculo con centro situado en el centro de la estrella y de radio R_{obj} , y la segunda efectuando una estimación del nivel de cuentas sobre una región contenida en un anillo circular concéntrico al círculo antedicho, de radio interno R_{cielo} y externo $R_{\text{cielo}} + A_{\text{cielo}}$, siendo A_{cielo} la anchura del mismo, que es fija. El proceso de selección empieza con un barrido de radios r , la distancia respecto al centro (x_0, y_0) del objeto. Para cada r se toma un anillo de radio interno r y de anchura A_{cielo} . Con todos los valores de las cuentas de los píxeles contenidos en este anillo se confecciona un histograma para determinar el valor del nivel del cielo. Para hacerlo, se ajusta un pico Gaussiano cuyo centroide se toma como valor del nivel del cielo y cuya mitad de anchura a altura mitad se toma como el error σ_{cielo} . Cuando se termina el barrido en r (que va de $r = 1$ píxel a, aproximadamente, $r = 100$ píxeles) se representa el perfil de esos valores de la moda en función de r . Sobre ese perfil se selecciona cuál es el R_{cielo} , en una zona donde el perfil sea plano y estable, lo que determina el nivel de cuentas del cielo $\mathfrak{S}_{\text{cielo}}$ y la desviación estándar σ_{cielo} . Cabe señalar aquí que si se toma como σ_{cielo} no la dispersión de las medidas de cielo en función del radio, sino la incertidumbre 1σ de la medida de cielo para el radio seleccionado, entonces, el error resulta sobrestimado, pues la dispersión en los valores de cielo es mucho menor que σ_{cielo} (véase la primera gráfica de la Fig.4.11).

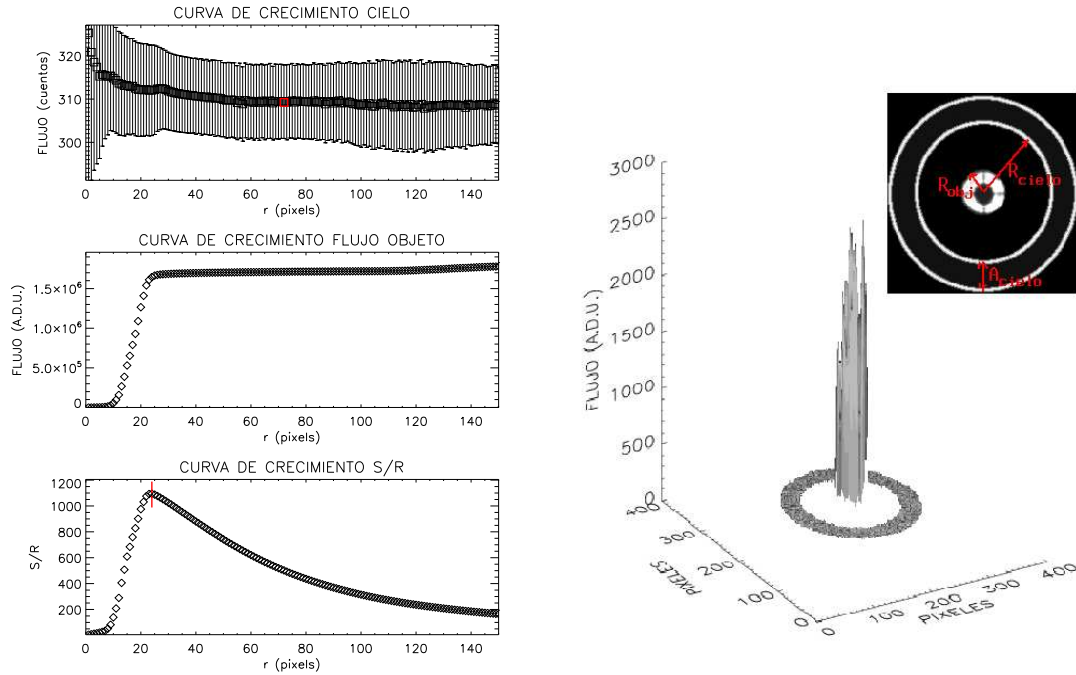


Figura 4.11: Ilustración del proceso de selección de radios para la fotometría de apertura. En las figuras de la izquierda se muestran, de arriba a abajo, las curvas de crecimiento $\mathfrak{S}_{\text{cielo}}(r)$, $\mathfrak{S}_*(r)$ y $S/R(r)$. En la primera se indica la selección de R_{cielo} en rojo. Como puede verse, la curva $\mathfrak{S}_*(r)$ crece monótonamente, lo que no ofrece ningún criterio para determinar el R_{objeto} . Sin embargo, la curva $S/R(r)$ tiene un claro máximo (se indica la selección en rojo). A la derecha, aspecto de la PSF con la selección de radios aplicada. Nótese, en este caso, la sombra que produce la araña. Imágenes tomadas con la SDCam de la OGS.

- Una vez fijado $\mathfrak{S}_{\text{cielo}}$, se confecciona otro perfil; en este caso del flujo de la fuente en función de r :

$$\mathfrak{S}_*(r) = \sum_{ij}^* \mathfrak{S}_{ij} - N_*(r) \mathfrak{S}_{\text{cielo}} \quad (4.22)$$

donde \mathfrak{S}_{ij} son las cuentas del píxel (i, j) , en la imagen corregida, $N_*(r)$ es el número de píxeles que ocupa el objeto cuando el radio es r , y el sumatorio se extiende sobre el área del objeto. A este tipo de funciones se las llama curvas de crecimiento. A menudo estas curvas no permiten determinar con precisión el mejor radio para realizar la fotometría, puesto que $\mathfrak{S}(r)$ empieza creciendo rápidamente desde $r = 1$ hasta cierto radio y luego puede ocurrir que decrezca muy lentamente con r , o incluso, que siga creciendo monótonamente (dependiendo de la intensidad de la fuente en cuestión), lo que no permite concretar con precisión un valor óptimo para el R_{obj} (véase una ilustración de este hecho en la Fig. 4.11). Sin embargo, si en vez de calcular la curva de crecimiento $\mathfrak{S}(r)$ se hace la correspondiente a la relación señal a ruido $S/R(r)$, calculada según

Howell y Everett (2001):

$$S/R(r) = \frac{\mathfrak{S}_*(r)}{\sqrt{\mathfrak{S}_*(r) + N_*(r) \left[1 + \frac{N_*(r)}{N_{\text{cielo}}}\right] (\mathfrak{S}_{\text{cielo}} + \mathfrak{S}_{\text{co}} + \mathfrak{S}_{\text{lec}}^2 + G^2 \sigma_{A/D}^2)}} \quad (4.23)$$

donde N_{cielo} es el número de píxeles que se emplearon para estimar el nivel de cielo $\mathfrak{S}_{\text{cielo}}$, \mathfrak{S}_{co} es el nivel de señal por píxel debido a la corriente de oscuridad (despreciable en el caso de CCDs con criostatos), $\mathfrak{S}_{\text{lec}}$ es el ruido de lectura por píxel, G es la ganancia del detector en unidades de electrones por A.D.U. y, finalmente, $\sigma_{A/D}$ es el ruido atribuido al conversor analógico-digital. En la práctica totalidad de las curvas de crecimiento $S/R(r)$, la función presenta un claro pico que indica el radio óptimo R_{obj} (Howell, 1989) como el máximo de esta función. La elección del par $(R_{\text{cielo}}, R_{\text{obj}})$ se efectúa individualmente para cada uno de los objetos de interés, puesto que éste varía, principalmente, dependiendo del brillo del objeto. El único parámetro que se deja fijo es la anchura del anillo A_{cielo} , que se deja fija con valores entre 20 y 30 píx, lo que permite tener dentro del anillo, una muestra de valores del nivel de cielo estadísticamente significativa.

- o Una vez definidos los radios, lo único que resta es calcular las magnitudes instrumentales y su error. Siendo C una magnitud de referencia arbitraria y t_{exp} el tiempo de exposición de la imagen, la magnitud instrumental m_{inst} y su error σ_m se evalúan así:

$$m_{\text{inst}} = C - 2.5 \log \left(\frac{\mathfrak{S}_*}{t_{\text{exp}}} \right) \quad (4.24)$$

$$\sigma_m = (2.5 \log e) \cdot \frac{\sigma_*}{\mathfrak{S}_*} = (2.5 \log e) \cdot (S/R)^{-1} \quad (4.25)$$

La salida del programa de reducción es un fichero en el que, para cada objeto e imagen, se especifica m_{inst} , σ_m , S/R y la posición (x, y) dentro del CCD en píxeles. Además también incluye los R_{obj} y R_{cielo} . Generalmente se efectúa la fotometría empleando el R_{obj} seleccionado (tal como se explicó anteriormente) pero también con una serie de radios en torno a éste: $R_{\text{obj}} \pm 1, \pm 2, \pm 3$, etc., para posteriormente, al analizar las series, se elija de nuevo el valor de R_{obj} que proporcione mayor estabilidad a la fotometría.

4.3.2. Particularidades de las observaciones

La SDCam de la OGS consiste en 4 chips de $2048 \text{ píx} \times 2048 \text{ píx}$ dispuestos en un mosaico cuadrado. Tiene un campo de visión total de $42' \times 42'$ sin viñeteo. Sin embargo, los cuatro chips tienen la peculiaridad de leer las cargas en dos regiones distintas del chip, que queda separado en dos. Este sistema reduce el tiempo de lectura del CCD, pero tiene como contrapartida que las dos mitades presentan ruidos de lectura distintos y, en la práctica, se complica o se hace imposible hacer fotometría

precisa de objetos que estén ubicados en la región de cambio o muy cerca de ella. Por otro lado, el CCD no dispone de región de *overscan*, por lo que no se puede hacer uso de ella al sustraer el nivel de *bias*, sustrayéndose entonces, en la reducción, la imagen de *bias* promedio a todas las imágenes de interés.

Por su parte, la WFC del INT consiste en un mosaico de otros 4 chips, en este caso rectangulares, de $1024 \text{ píx} \times 2048 \text{ píx}$, cuya disposición es la que se muestra en la Fig. 4.8. El campo de visión global de lado a lado es de unos $34' \times 34'$, sin contar con el vacío que deja la disposición de los chips. La imagen está fuertemente viñeteada en algunos chips, por lo que el campo efectivo es sensiblemente menor. Esto provoca que el número de estrellas observadas en los dos sitios, OT y ORM, no coincida; algunas sólo fueron observadas en la OGS. Todos los chips disponen de región de *overscan* que se emplea para la reducción como se especificó en la Sec. 4.3.1.

Al disponer de datos sobre las desviaciones de la linealidad de la WFC en la página web del *Isaac Newton Group* (ING) sobre el CCD¹, se hizo uso de las parametrizaciones que caracterizan la misma, dispuestas por el ING, en el proceso de reducción para obtener una fotometría lo más precisa posible. Por contra, al no tener datos al respecto sobre la SDCam de la OGS, no se hizo ninguna corrección de comportamiento no lineal del mismo.

La observación se realizó fuera de foco. La posición del foco fue, en la OGS de -1250 , y en el INT fue 41.5 (ambos en las unidades y sistemas de referencia que se emplean en estos instrumentos). Como ya se ha mencionado, en ocasiones, al observar fuera de foco, el sistema de guiado automático (autoguiado) deja de ser efectivo. De por sí el sistema SDCam/OGS no dispone de autoguiado y, aunque el seguimiento del telescopio es bastante bueno, los objetos cambian su posición sobre el CCD. En el caso de WFC/INT, el CCD dispone de un sistema de autoguiado, pero al no estar pensado para observar estrellas fuera de foco, resultó ineficaz y no se pudo emplear. Sin embargo, y advertidos ya por la importancia de que los objetos de interés se mantuviesen en una misma región del CCD, se implementó un método alternativo para hacer las veces de autoguiado, comprobando regularmente la posición dentro de la CCD de una de las estrellas del campo.

En las observaciones en la OGS, de 1 m de apertura, fue suficiente desenfocar la imagen convenientemente para poder mantener todas las fuentes por debajo del nivel de saturación del CCD, con un $t_{\text{exp}} = 1.9 \text{ s}$ y sin filtro alguno. Sin embargo, en las del INT, de 2.54 m , fue necesario no sólo desenfocar, sino hacer uso de un filtro estrecho, pues las mismas estrellas saturaban el detector. El filtro empleado fue el *b* de sistema Strömgren ($\lambda_c = 4695 \text{ \AA}$ y $\Delta\lambda = 210 \text{ \AA}$) y el tiempo de integración fue $t_{\text{exp}} = 15 \text{ s}$. El tiempo de muestreo que se obtuvo, sin tener en cuenta el ciclo día-noche y las paradas accidentales o para el autoguiado de las series fue, en la OGS $\Delta t = 35 \text{ s}$, mientras que en el INT fue de $\Delta t = 54 \text{ s}$.

¹<http://www.ing.iac.es:8080/Astronomy/instruments/wfc/>

Corrección de *flat field* empleada

Se ha observado que al calcular una imagen de *bias* y de *flat field* promedio de cada noche de observación individual y al emplearla para la reducción, se introducen saltos apreciables en la fotometría de noche a noche que introducen potencia en torno a períodos del orden de días o mayores. Para evitar en lo posible la introducción de este ruido a bajas frecuencias (ruido no plano o de tipo $\propto \nu^{-n}$, con $n > 0$) se ha calculado un único par de imágenes promedio empleando para ello todas las de cada tipo disponibles a lo largo de la campaña de observación.

Tiempos de exposición erróneos con la WFC

Existe una problemática importante en la WFC en cuanto a los tiempos de exposición que se anotan en las cabeceras de cada imagen (comunicación privada R. Greimel –especialista de la WFC–). El problema no se aprecia cuando el tiempo de exposición es relativamente largo (de más de un minuto), pero se hace patente al hacer fotometría relativamente rápida ($t_{\text{exp}} \lesssim 30$ s), como es el caso.

Las indagaciones que se han realizado sobre las imágenes que se obtuvieron sugieren que el error consiste en que los tiempos registrados pueden ser: a) 0.5 s o 1.0 s más cortos que los solicitados (lo que ocurre en un $\lesssim 20\%$ de los casos) o b) ajustados al tiempo que el obturador estuvo abierto pero menores al tiempo de exposición solicitado (en un 15% del total de casos). En resumen, el 5% de las imágenes tienen un t_{exp} anotado en las cabeceras distinto al tiempo de integración real, lo cual se hace patente en la fotometría de las estrellas más brillantes (véase la Fig. 4.12). Aparentemente, los errores son de 0.5 s o de 1.0 s y se puede tratar de corregirlos con cierta incertidumbre pues, realmente no se conoce el tiempo exacto de exposición. Cabe señalar que la incertidumbre en la medida fotométrica en las imágenes con t_{exp} erróneo es un $\approx 2\%$ mayor que el del resto.

4.3.3. Análisis de las series temporales

Antes de calcular los espectros de potencias de las series temporales, es necesario realizar una limpieza de efectos claramente identificados, que son:

- El mencionado problema de los t_{exp} anotados en las cabeceras de las imágenes de la WFC/INT: se modificaron los t_{exp} para recuperar ese 5% de datos obtenidos en el ORM.
- En la OGS, el cambio de ventanas de su cúpula (ésta tiene dos posiciones de observación dependiendo de la altura del objeto: horizonte y cénit; la transición entre ambas, conlleva un severo viñeteo que afecta a la fotometría, por lo que se eliminan las partes correspondientes de las series temporales); véase la Fig. 4.13.

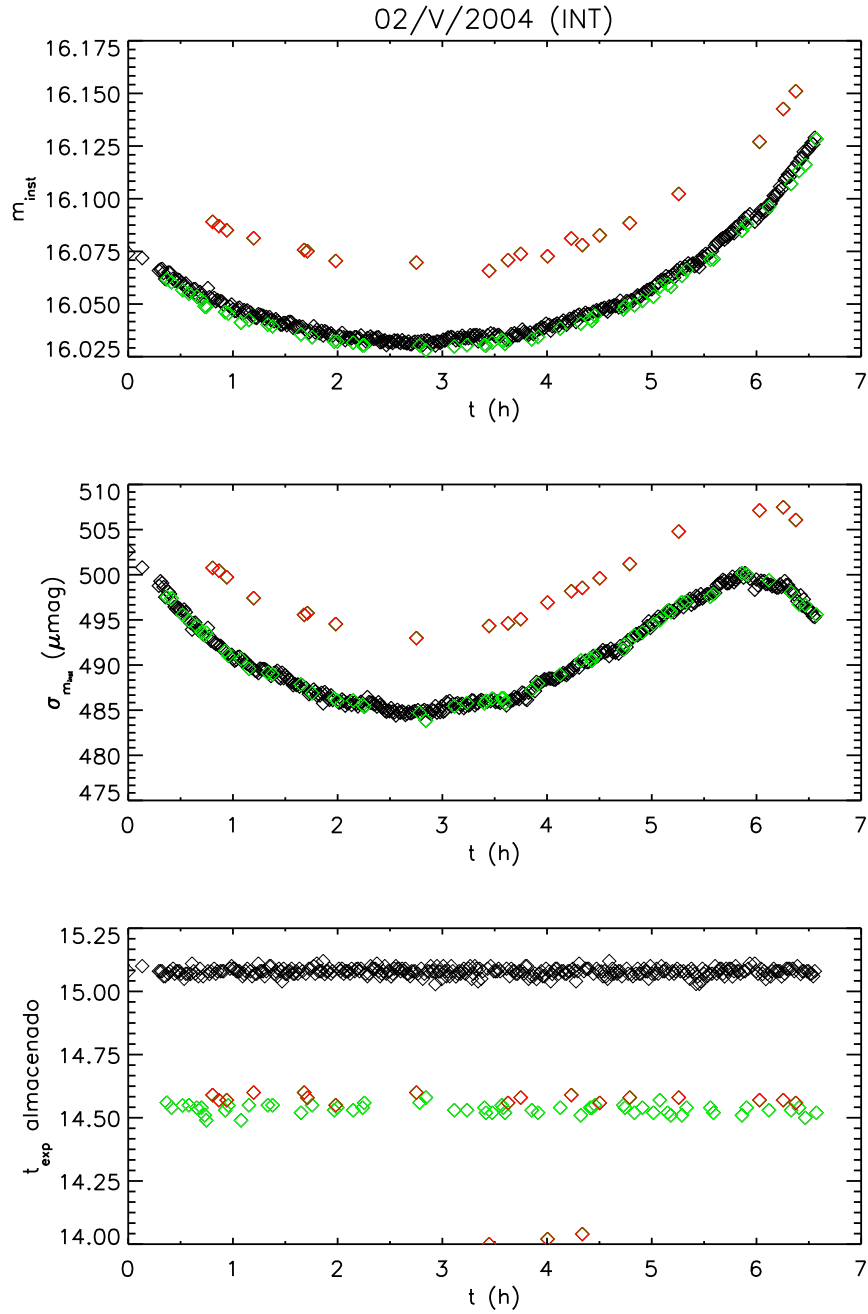


Figura 4.12: Ilustración de la problemática existente con los tiempos de exposición erróneos anotados en las cabeceras de la WFC/INT. En rojo se indican las imágenes con el t_{exp} erróneo y en verde aquellas cuyo tiempo de integración fue distinto al solicitado. Se muestra, de arriba a abajo, la magnitud instrumental, el error $1-\sigma$ y los tiempos de exposición anotados en las cabeceras. Para los objetos más brillantes, el efecto de este error es fácilmente identificable y, hasta cierto punto, se puede corregir.

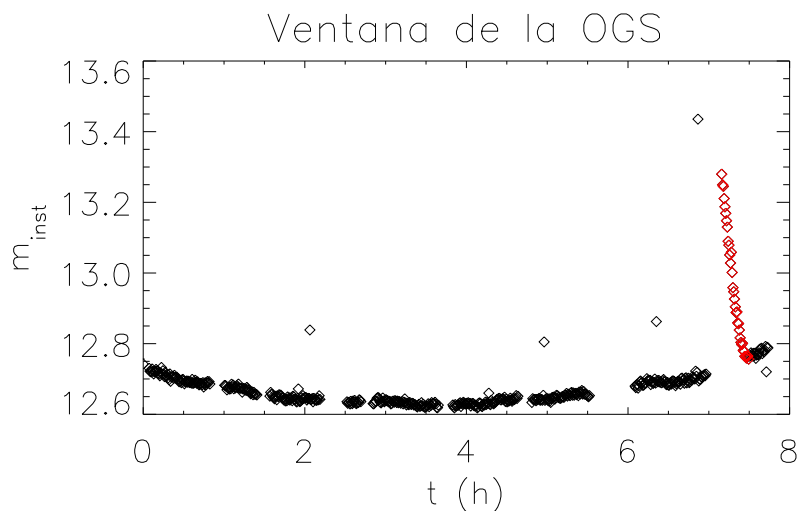


Figura 4.13: Fotometría de uno de los objetos más brillantes observados durante una noche con la SD-Cam/OGS. Se indica en rojo el período durante el cual la ventana de la cúpula del telescopio viñetea el campo. Estos puntos fueron eliminados de las series finales.

- Las interferencias patentes en el CCD (especialmente en la SD-Cam/OGS), los efectos de borde observados en objetos cerca del final de los chips del CCD o entre regiones de lectura (SD-Cam/OGS), la esporádica detección de rayos cósmicos, así como ocasionales errores en el proceso de centrado dan lugar a fotometría puntualmente defectuosa, por lo que se eliminan esos datos de las series.
- El paso de cirros causa un deterioro importante de la calidad fotométrica y es, por lo general, fácilmente identificable (mejor aún si se comparan las series temporales de distintos objetos); también se descartan.
- Finalmente, las observaciones correspondientes al 5 de mayo de 2004, tanto en el OT como en el ORM, se descartaron por la presencia de numerosos cirros durante toda la noche de observación.

Las series fotométricas finales están afectadas por la extinción atmosférica terrestre y por las variaciones climáticas e instrumentales particulares de cada noche de observación. Al ser la señal convectiva el objeto de estudio, la definición de estrella no variable queda, necesariamente, modificada, pues en realidad no se pueden realizar suposiciones de no variabilidad sobre estrellas que, de hecho, se espera que presenten señal convectiva. Por esta razón, en primera instancia, se opta por analizar las series a sabiendas que éstas están afectadas por los efectos atmosféricos terrestres. Se puede considerar que éstos repercuten en la potencia a bajas frecuencias y se considera que afectan por igual a todos los objetos. En primer lugar, pues, se ha optado por analizar las series fotométricas de cada estrella sin eliminar los efectos atmosféricos,

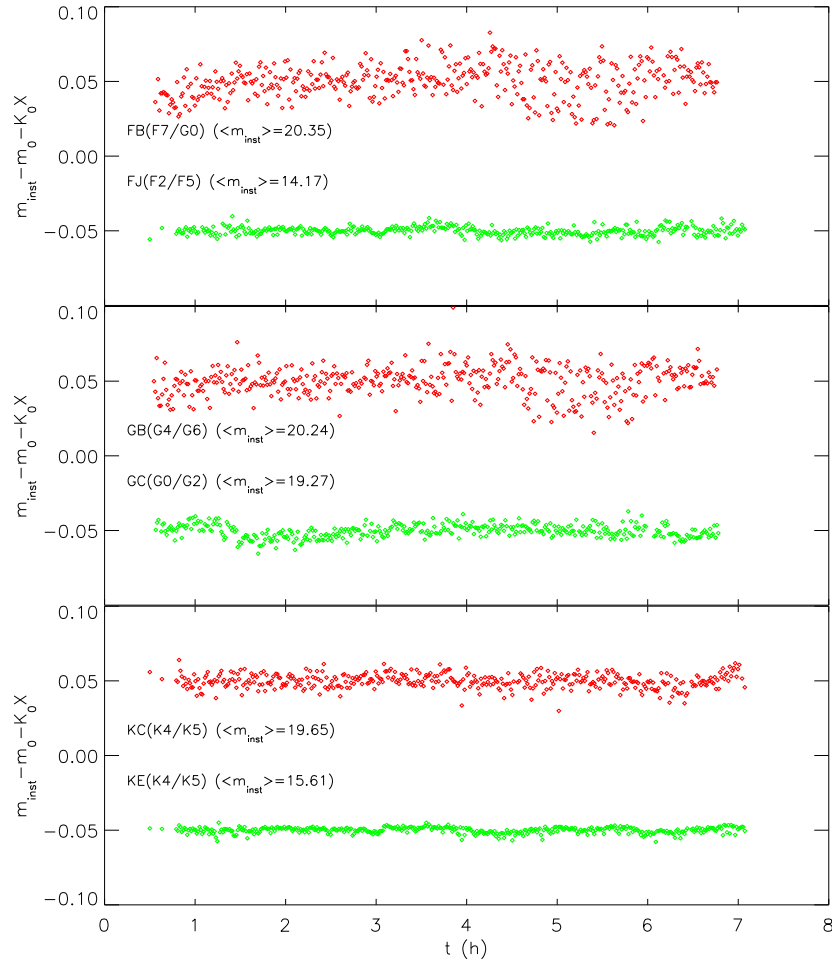


Figura 4.14: Aspecto de las series temporales tomadas durante una noche de observación en el INT pertenecientes al campo 3KFG. Se muestra la fotometría de dos estrellas de cada tipo espectral (F, G y K) con diferentes magnitudes instrumentales (b de sistema Strömrgren), para apreciar la distinta dispersión en las series. A las series mostradas se las ha corregido de la extinción atmosférica de primer orden.

pues tenemos indicios de cómo debe ser el espectro de potencias de un tipo espectral en particular, pero no de cómo se comporta el correspondiente al cociente entre flujos (fotometría diferencial) de dos estrellas dadas. En segunda instancia, se ha corregido la extinción atmosférica terrestre de primer orden ajustando la (Ec. 4.4), antes de aplicar los métodos de análisis (véase la Fig. 4.14). En cualquier caso, el estudio se centra en el rango de frecuencias altas ($\nu > 10^{-4}$ Hz) descartando el análisis a frecuencias menores, pues la influencia de la ventana observacional es muy importante.

Al tratarse de observaciones realizadas a través de dos telescopios distintos, instrumentación distinta e, incluso, filtros distintos, inevitablemente existen diferentes niveles en la fotometría entre unas y otras series temporales. Por ello, se ha optado por evaluar los espectros de potencias de cada noche de observación y promediarlos, en lugar de estudiar las series temporales completas (con saltos considerables de

noche a noche).

La ventaja del empleo del método de SWF para calcular los espectros de potencias es que es posible calcular todos ellos en las mismas frecuencias, lo que va a facilitar la evaluación de la potencia promedio en cada canal de ν . Para una estrella dada, se calcula el espectro de potencias de cada una de las series temporales de cada noche de observación. Para el cálculo de cada espectro de potencias se tienen en cuenta los errores de cada medida fotométrica individual σ_m , lo que proporciona las incertidumbres de la potencia en cada canal $\sigma_{P(\nu)}$. Posteriormente, se calcula el promedio pesado de todos estos espectros de potencias obteniendo, así, el espectro promedio de cada estrella en la campaña de observación.

El objetivo es obtener un espectro de potencias representativo de cada uno de los tipos espectrales presentes en el campo, por lo que, siguiendo un procedimiento análogo al empleado al estudiar el campo de STARE (Sec. 4.2), se normaliza cada espectro de potencias estelar por un ajuste del nivel de ruido, supuesto plano, a frecuencia mayores que 3 mHz para posteriormente, tomando los de las estrellas pertenecientes a un mismo tipo espectral (F, G, K o M), evaluar el promedio pesado que va a representar cada uno de ellos. En resumen, se obtienen 4 espectros de potencias, cada uno representando a un tipo espectral.

Una vez hecho esto, se ajusta una ley de potencias al espectro de potencias del tipo $P(\nu) = A \cdot \nu^B$ en el mismo rango que se consideró al realizar el estudio análogo en el campo observado con STARE, esto es: $\nu \in (5.6 \times 10^{-4}, 1.7 \times 10^{-3})$ Hz, donde el efecto de la ventana observacional es menor. Como ya se argumentó, en este intervalo de frecuencias domina la contribución de la granulación en el espectro de potencias solar y el ajuste en el mismo se pretende emplear como indicador del nivel de actividad convectiva (en particular, granular) en estrellas distintas al Sol. Además, se vio que a frecuencias menores el ruido del tipo $\propto \nu^{-n}$ con $n > 0$ domina y homogeneiza las pendientes, por lo que no se ha ajustado en ese rango. Los resultados de los ajustes, realizados a partir tanto de series temporales corregidas de la extinción atmosférica terrestre como de aquellas sin corregir se muestran en la Tabla 4.4.

Ciertamente, la estadística en este caso es mucho más pobre en lo que se refiere a número de estrellas estudiadas, aunque la precisión fotométrica es mayor dadas las prestaciones de los dos telescopios empleados. Los niveles de ruido, supuesto plano, a frecuencias $\nu > 3$ mHz en los espectros de potencias obtenidos a partir de promedios diarios, una vez corregida la extinción atmosférica, van de 2×10^4 ppm² a 4×10^6 ppm². Nótese que la significancia estadística del resultado que se obtenga de las estrellas M es muy inferior a las demás, dado que la medida se realiza con sólo tres estrellas; y más si se tiene en cuenta que una de las tres estrellas sólo se observó una noche. Como ya se ha mencionado, no todas las estrellas han sido observadas durante las mismas noches, lo que hace que la muestra pierda homogeneidad; sin embargo, al realizar todos los promedios empleado las incertidumbres para pesar, estas heterogeneidades deberían mitigarse. El resultado a destacar de este estudio es que en este campo se observa que el valor absoluto de B tiende a aumentar del tipo espectral G al M; las de tipo espectral F no siguen la tendencia encontrada en el campo de STARE *Her0*

Tabla 4.4: *Pendientes B medidas (en el plano $\log P - \log \nu$) en la región $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (de 10 min a 30 min) sobre espectros de potencias promediados representativos de cada tipo espectral. Se muestran los resultados obtenidos sin hacer ninguna corrección de la extinción atmosférica terrestre y eliminando el ajuste de primer orden de la misma. Se indica también el error en la pendiente σ_B .*

Tipo Espectral	Número de Estrellas	SIN CORREGIR X		CORRIGIENDO X	
		B	σ_B	B	σ_B
F	10	-1.61	0.12	-1.11	0.06
G	7	-1.08	0.09	-0.59	0.07
K	8	-2.02	0.10	-0.89	0.09
M	3	-2.98	0.05	-1.39	0.05

(Sec. 4.2). Esta tendencia se observa tanto en los ajustes realizados sobre las series sin eliminar la extinción atmosférica terrestre como corrigiéndola. Sin embargo, las pendientes B medidas para un tipo espectral dado cambian sensiblemente de un caso a otro, siendo menores (en valor absoluto) cuando se corrige empleando la masa de aire X , como era de esperar, pues la potencia a bajas frecuencias es menor en este último caso. Los valores de la pendiente medidas para $3KFG$ no son compatibles, salvo la pendiente medida para el tipo espectral G, con las encontradas en $P_{TE}^{(7.5h)}$ del campo Her0. La región donde se realizan los ajustes está alejada de la influencia de los cambios climáticos e interrupciones en las medidas, pero no puede descartarse su presencia en los datos, lo que puede afectar al valor de la pendiente.

En la Tabla 4.5 se muestran las pendientes individuales medidas para cada estrella para ilustrar que un estudio de este tipo desde Tierra demanda, necesariamente, tener una muestra estadísticamente representativa para obtener resultados mínimamente concluyentes. Cada estrella tiene un brillo distinto y por lo tanto, un ruido plano en las frecuencias de interés diferente, lo que influye en el valor de la pendiente ajustada. Es necesario calibrar estas diferentes características (principalmente el nivel de ruido) para poder proporcionar un único valor de B para cada tipo espectral.

Tabla 4.5: Pendientes B medidas (en el plano $\log P - \log \nu$) en la región $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ sobre espectros potencias de estrellas individuales (corrigiendo las series temporales de extinción atmosférica terrestre). Se indica también el error en la pendiente σ_B , el tipo espectral asociado a cada estrella y su magnitud instrumental.

Tipo espectral	B	σ_B	m_{inst}	Tipo espectral	B	σ_B	m_{inst}
Fa(F5/F7)	-0.18	0.39	14.3	Ga(G6/K0)	-0.28	0.22	16.1
Fb(F7/G0)	-1.75	0.09	19.2	Gb(G4/G6)	-0.62	0.34	18.9
Fc(F7/G0)	-1.49	1.62	17.7	Gc(G0/G2)	-1.15	0.22	18.0
Fd(F5/F7)	-0.82	0.23	17.5	Gd(G0/G2)	-0.65	0.26	19.7
Fe(F7/G0)	-1.09	0.24	17.9	Ge(G4/G6)	0.22	0.21	18.0
Ff(F2/F5)	-0.65	0.11	14.8	Gf(G6/K0)	-4.36	0.46	18.5
Fg(F5/F7)	-0.99	0.29	16.6	Gg(G6/K0)	-0.77	0.21	19.1
Fh(F5/F7)	-0.18	0.41	18.3				
Fi(F5/F7)	-0.62	0.20	17.3				
Fj(F2/F5)	-1.97	0.14	13.2				
Tipo espectral	B	σ_B	m_{inst}	Tipo espectral	B	σ_B	m_{inst}
Ka(K2/K4)	-0.50	0.30	12.6	Ma(M4/M9)	-0.90	0.17	18.9
Kb(K7/M0)	-1.16	0.22	19.4	Mb(M4/M9)	-1.71	0.21	16.2
Kc(K4/K5)	-0.46	0.14	17.9	Mc(M0/M4)	-3.56	0.09	19.7
Kd(K2/K4)	-2.14	0.15	19.0				
Ke(K4/K5)	0.82	0.16	14.0				
Kf(K2/K4)	-0.19	0.17	18.4				
Kg(K0/K2)	-1.00	0.26	19.0				
Kh(K0/K2)	-1.10	0.24	18.6				

4.4. Dos casos particulares

Hoy en día existen datos de calidad de algunas estrellas en particular que son susceptibles de ser contrastados con los resultados expuestos en las secciones anteriores. La primera de ellas es evidente: el Sol, una estrella de tipo espectral G2 que puede compararse con los resultados obtenidos aquí a partir de grupos de estrellas de su mismo tipo espectral, el G. La segunda es Procyon A, una estrella de tipo espectral F5 que se comparará con los resultados obtenidos de grupos de estrellas de tipo F.

4.4.1. Comparación entre el Sol y otras estrellas de tipo espectral G

Las pendientes ajustadas en la Sec. 4.2 en los espectros $P_G(\nu)$ y $P_G^{(7.5h)}(\nu)$, así como las medidas en la Sec. 4.3, tienen un especial interés, puesto que se pueden comparar con las encontradas a partir de observaciones del Sol; una estrella de tipo espectral G2 V. En el rango de frecuencias donde la granulación solar domina el espectro de potencias, la región de 10 min a 30 min ($5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$) en el primer caso (el estudio del campo *Her0*) se encontró $B = -0.51 \pm 0.01$ para $P_G(\nu)$ y $B = -0.51 \pm 0.07$ para $P_G^{(7.5h)}(\nu)$; mientras que en el segundo (el campo *3KFG*) se obtuvo $B = -0.59 \pm 0.07$ una vez corregidas las series temporales de la extinción atmosférica terrestre a través de la masa de aire.

Las pendientes medidas sobre espectros de potencias procedentes de las tres bandas de VIRGO/SPM arrojan las pendientes que se muestran en la Tabla 4.6, tanto para el mínimo de actividad como para el máximo. Las pendientes no cambian excesivamente de una banda a otra, lo que justifica hasta cierto punto que en la Sec. 4.3 se haya empleado fotometría tomada en distintas bandas (b de Strömbgren y sin filtro) para calcular los espectros de potencias y sus pendientes. Tampoco varían notablemente con la actividad magnética. Estos valores son compatibles con las simulaciones numéricas fenomenológicas realizadas de la irradiancia total integrada sobre el disco solar, que implican pendientes de $B = -1.33 \pm 0.06$ (véase la Sec. 3.5.2). Por mencionar otras mediciones de pendientes sobre el espectro de potencias solar observado, Rabello-Soares et al. (1997) emplearon observaciones del Sol realizadas desde Tierra con el *Solar Luminosity Oscillation Telescope* (SLOT) en el rango de frecuencias $2 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 2 \times 10^{-3} \text{ Hz}$, encontrando una pendiente de $B = -1.72 \pm 0.05$, mientras que Pallé et al. (1999), al realizar ajustes locales de la ley potencial (Ec. 3.21) sobre espectros de potencias obtenidos de VIRGO/SPM, pero en fechas distintas a las del estudio en esta tesis, hallaron valores de B variando desde $B \approx -0.1$ a $B \approx -1.3$ a medida que se realizaban los ajustes a frecuencias mayores (el último lo realizaban en torno a $\nu = 10^{-3} \text{ Hz}$).

Con todo, la potencia B hallada aquí para el Sol, entorno a -1.31 ± 0.03 , difiere sensiblemente de la ajustada en los espectros de potencias de otras estrellas del mismo tipo espectral. Estas diferencias se deben, principalmente, a la precisión fotométrica de las series temporales así como a la turbulencia atmosférica terrestre y, probablemente, al efecto de la ventana de observación que, aunque tratado con cuidado, modifica la forma del espectro de potencias. La presencia de una componente

Tabla 4.6: Pendientes B medidas (en el plano $\log P - \log \nu$) en la región $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (de 10 min a 30 min) sobre espectros de potencias procedentes de observaciones de VIRGO/SPM durante fases de mínima y máxima actividad. Se muestran los errores de la pendiente σ_B debidos al ajuste.

Banda de VIRGO/SPM (λ)	Mínimo		Máximo	
	B	σ_B	B	σ_B
A (402 nm)	-1.30	0.02	-1.30	0.02
V (500 nm)	-1.32	0.02	-1.36	0.02
R (862 nm)	-1.27	0.06	-1.33	0.03

de ruido plano mucho mayor en los datos estelares que en los solares contribuye a que la pendiente ajustada en el plano $\log P - \log \nu$ sea menos pronunciada (menor en valor absoluto). La contribución conjunta de ruido plano y de ruido del tipo $\propto \nu^{-n}$, con $n > 0$ modifican sustancialmente el valor absoluto de la pendiente. Sin embargo, se destaca que se han encontrado indicios de variaciones de B con el tipo espectral que, en caso de confirmarse, evidenciarían la existencia de una señal genuinamente estelar relacionada con la zona de convección.

Por contra, en la región de frecuencias menores ($4.8 \times 10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 3.5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$) la pendiente medida en $P_G^{(7.5h)}(\nu)$ (parte izquierda de la Tabla 4.1) es $B = -0.67 \pm 0.04$, que es compatible con las pendientes que se miden sobre el espectro de potencias solar, entorno a $B = -0.83$ variando éstas aproximadamente un 20% dependiendo del canal de VIRGO/SPM y del nivel de actividad magnética solar. También están en buen acuerdo con las obtenidas por Rabello-Soares et al. (1997), a través de observaciones solares en épocas de baja actividad solar, en el rango de frecuencias $10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 8.5 \times 10^{-5} \text{ Hz}$ (solapado, en parte, con el empleado aquí): $B = -0.68 \pm 0.11$. En una época de actividad solar elevada obtuvieron $B = -0.77 \pm 0.03$, ligeramente por encima de la pendiente encontrada aquí para las estrellas de tipo G. También Pallé et al. (1999) ajustan pendientes locales compatibles con las encontradas en este trabajo, que van desde $B \approx -0.8$ hasta $B \approx -0.2$, a partir de observaciones de VIRGO/SPM. A pesar de estas concordancias no se puede ignorar que las observaciones estelares realizadas desde Tierra están fuertemente afectadas por el ruido atmosférico terrestre y, especialmente en esta región de bajas frecuencias, por la potencia espectral inyectada por la propia ventana observacional lo que, por otro lado, podría explicar porque no se aprecian diferencias muy significativas entre los distintos tipos espectrales en este rango de frecuencias, tal y como ya se ha mencionado con anterioridad.

Por último, cabe mencionar las mediciones de las fluctuaciones de la temperatura (de las que se puede inferir las de luminosidad) a partir de las anchuras equivalentes de las líneas de Balmer realizadas por Kjeldsen et al. (1999), desde Tierra, de α Cen A. Se trata de una estrella del mismo tipo espectral y clase de luminosidad que el Sol (G2 V) y perteneciente al sistema estelar más cercano al Sol. Tiene un radio

ligeramente mayor que el solar $R = 1.22R_{\odot}$ y es algo más caliente, $T_{\text{ef}} = 5810$ K (Eggenberger et al., 2004). Los autores encontraron indicios de señal de granulación en esta estrella y emplearon una ley de potencias para ajustarla al espectro de potencias de las fluctuaciones de las anchuras equivalentes de las líneas de Balmer en el rango de frecuencias $6 \times 10^{-4} < \nu < 3 \times 10^{-3}$ (Hz), hallando la pendiente $B = -1.46 \pm 0.15$. Teniendo en cuenta que las fluctuaciones de las anchuras equivalentes son proporcionales a las de la luminosidad (Kjeldsen et al., 1995), la pendiente es equiparable a la que se mediría al tratar fluctuaciones de brillo, y por tanto, comparable con las que se estudian aquí.

Considerando las observaciones solares, la pendiente que se mide en este rango a partir de las observaciones de VIRGO/SPM es $B = -1.27 \pm 0.03$ que, aunque algo menor en valor absoluto, está en buen acuerdo con las mencionadas de α Cen A, dado que el final del rango de ajuste contienen ya parte de la señal de los modos p que contribuyen a que la pendiente sea ligeramente menos pronunciada. Mientras, al efectuar una realización de la simulación numérica fenomenológica de la granulación solar con $\tau_{\text{GR}} = 240$ s y llevando a cabo el ajuste, de nuevo, en el mismo intervalo, se obtiene $B = -1.53 \pm 0.04$ comparable, dentro de los errores, con la medida por Kjeldsen et al. (1999) en α Cen A.

Todos estos resultados apuntan a la existencia de un patrón de granulación en α Cen A muy similar al que se conoce del Sol, en cuanto al tiempo de vida característico del mismo. A tenor de la simulación, el tiempo de vida podría ser ligeramente inferior en α Cen A al compararlo con el medido en el Sol, pero muy cercano: $\tau_{\text{GR},\alpha\text{CenA}} \lesssim 240$ s. Por último, cabe notar que ni la misión espacial MOST, ni CoRoT observarán esta estrella debido a la inclinación de sus órbitas.

4.4.2. Comparación entre Procyon A y otras estrellas de tipo espectral F

Procyon A pertenece a un sistema binario cuya compañera, Procyon B, es una enana blanca. Procyon A está catalogada como F5 IV-V, es más evolucionada y más caliente ($T_{\text{ef}} = 6650$ K) que el Sol. Su radio se estima $1.86R_{\odot}$. Ya en observaciones desde Tierra se han encontrado indicios de acumulación de potencia que se ha atribuido a la granulación presente en esa estrella (Kjeldsen et al., 1999) y también evidencia de granulación a través de la observación de los bisectores de las líneas espectrales (Allende Prieto et al., 2002), lo cual es esperable a tenor de los resultados de Gray y Nagel (1989) (ver Fig. 1.8). Hay que mencionar que existe cierta controversia en cuanto a si se han detectado o no modos acústicos en Procyon A con los datos que a día de hoy existen, ya sean desde Tierra (Brown et al., 1991; Martić et al., 1999; Martić et al., 2004) o desde el espacio (Matthews et al., 2004; Régulo y Roca Cortés, 2005; Guenther et al., 2008). Mientras algunos autores encuentran que lo que se observa en el espectro de potencias son modos p, otros dicen no detectar esa señal en los datos obtenidos desde el espacio, que son los de mayor continuidad y calidad hasta la fecha. Parece existir una coincidencia en el rango de frecuencias en la que se cree que aparecen los modos p y donde se acumula la señal del patrón de granulación integrada sobre el disco de Procyon A.

Desde principios de 2004, la misión canadiense *Microvariability and Oscillations of Stars* (MOST) (Walker et al., 2003) ha obtenido tres series temporales fotométricas, de más de 30 días de duración cada una, de esta estrella desde el espacio. Actualmente, estas series temporales son públicas² y se han empleado en esta tesis para estudiar su espectro de potencias en busca de señal, principalmente, de granulación. Como se acaba de mencionar, existen tres series temporales disponibles, siendo la más precisa en su fotometría la obtenida el 2007, según los propios miembros de la misión (Guenther et al., 2008; Walker, 2008). Esta es la serie que se ha empleado para realizar un análisis similar al hecho sobre el campo *Her0* de STARE y *3KFG* de telescopios de 1 m o mayores. Al ajustar una ley de potencias (Ec. 3.21) al espectro de potencias de Procyon A (empleando para ello el método de SWF descrito en la Sec. 4.2.3) se halla una potencia $B = -0.80 \pm 0.13$ en el intervalo de frecuencias $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ correspondiente al rango de 10 min a 30 min.

Por otro lado, y como se ha visto en las secciones precedentes, se han analizado dos conjuntos de estrellas F hallando, en el plano $\log P - \log \nu$ en el intervalo antedicho, las pendientes: $B = -0.48 \pm 0.01$ para el espectro de potencias promedio de la serie temporal completa $P_F(\nu)$ y $B = -0.47 \pm 0.03$ para el del promedio de noches largas $P_F^{(7.5\text{h})}(\nu)$, para el campo de STARE; y $B = -1.11 \pm 0.06$, para el correspondiente al campo observado con telescopios de mayor apertura (OGS e INT). Los parámetros ajustados para los dos grupos distintos de estrellas de tipo espectral F y para la estrella F individual Procyon A son poco compatibles entre sí. Para entender las diferencias entre las pendientes B debemos considerar, nuevamente, la presencia de ruido en los datos. En cada caso, éste tiene un origen muy distinto; en la Tierra el ruido es debido a la turbulencia atmosférica y al ciclo día noche, mientras que en el espacio los problemas proceden de errores de apuntado y luz difusa. A pesar de ello, el ruido debido al proceso fotométrico tiene el mismo origen.

Recuérdese ahora la dependencia encontrada en el Cap. 3, concretamente la existente entre τ_{GR} y B ajustada sobre el espectro de potencias que se ilustraba en la gráfica de la Fig. 3.14. Los valores representados en ella se obtuvieron a partir de series temporales simuladas sin presencia de ruido. Si se considera que el ruido existente en los datos observacionales, dentro del rango de frecuencias de interés, el correspondiente al intervalo entre 10 min y 30 min, es meramente de tipo plano, entonces, las pendientes B que se midan sobre espectros de potencias con presencia de este ruido serán, en todo caso, $|B_{\text{obs}}| \leq |B_0|$, donde B_{obs} es la pendiente ajustada sobre los mismos en el intervalo mencionado y B_0 la pendiente que se mediría en ausencia de ruido. Esto nos proporciona una cota inferior para el tiempo de vida de la granulación; esto es, $\tau_{\text{GR}} \geq \tau_{\text{GR}}(B_{\text{obs}})$. Así, los ajustes correspondientes al campo de STARE *Her0* indicarían que $\tau_{\text{GR,F}} > 70$ s, los obtenidos para el campo *3KFG* apuntarían a tiempos de vida característicos $\tau_{\text{GR,F}} > 150$ s, mientras que la pendiente hallada al analizar las series temporales de MOST de Procyon A indican $\tau_{\text{GR,ProcyonA}} > 120$ s. Lo que proporcionará indicios de cuán cercana es B_{obs} de B_0 es la combinación del nivel de ruido de los datos en cuestión y de la potencia intrínseca del patrón granu-

²<http://www.astro.ubc.ca/MOST/data/data.html>

lar estelar. Al disponer de datos procedentes de la misión espacial MOST, libre de los efectos adversos de la atmósfera terrestre, es razonable realizar un estudio a este respecto de forma más detallada y, al contrario que en los estudios anteriores en los que se analizaban conjuntos de estrellas del mismo tipo espectral, centrarse de forma individual, en este caso, únicamente en Procyon A.

Así pues, se ha analizado la serie temporal correspondiente a las observaciones de Procyon A por la misión MOST durante 2007 y, como ya se ha mencionado, se ha medido la pendiente $B = -0.80 \pm 0.13$. Para conseguir una estimación del tiempo de vida de la granulación en Procyon A se ha empleado el modelo de simulaciones fenomenológicas descrito en el Cap. 3, obteniendo varias realizaciones $i_{\text{sim}}(\tau_{\text{GR}}; t)$ de la señal de granulación asignándole, en cada caso, tiempos de vida característicos τ_{GR} diferentes y comparando los espectros de potencias resultantes con el que se obtiene de los datos observados por MOST. Para tal fin, se empieza haciendo una medida del ruido plano en la región de altas frecuencias en el espectro de potencias de Procyon A; nivel que se traduce, a través de la (Ec. 4.7) a la desviación estándar del ruido, supuesto Gaussiano, en el dominio temporal $\sigma_{\text{rms}}^{\text{MOST}}$. A las distintas series temporales simuladas se les añade un ruido Gaussiano $R(t)$ cuya varianza es $\sigma_{\text{rms},\text{MOST}}^2$. La serie temporal resultante se emplea para calcular el espectro de potencias, que se compara con el obtenido de las observaciones de Procyon A. La amplitud de la señal de la granulación en el dominio temporal A_{GR} debe modificarse de forma que sea compatible con los niveles hallados en el espectro potencias correspondiente a las observaciones de Procyon A. La (Ec.4.26) sintetiza lo que se ha explicado en las líneas precedentes.

$$\begin{aligned} i(t) &= i_{\text{sim}}(A_{\text{GR}}, \tau_{\text{GR}}; t) + R(t) \\ \sigma_R &= \sigma_{\text{rms},\text{MOST}} \\ \langle R \rangle &= 0 \end{aligned} \tag{4.26}$$

Tras comparar, empujando esta metodología, los espectros de potencias simulados con ruido con el de Procyon A se estima que el tiempo de vida de la granulación en Procyon A se encuentra dentro del intervalo $120 \text{ s} \lesssim \tau_{\text{GR}} \lesssim 240 \text{ s}$. Esto es, el tiempo de vida es cercano al de la granulación solar o menor; lo que implica una evolución del mismo ritmo o más rápida de este patrón que en el Sol. Este resultado es consistente con la tendencia encontrada en el campo *Herθ* a través de medidas en Tierra con el telescopio STARE (véase la Sec.4.2). También concuerda con el estudio realizado por Trampedach et al. (1998) para esta estrella a través de simulaciones 3D, según el cual no existen diferencias notables entre los espectros de potencias, en irradiancia, del Sol y de Procyon A (ni tampoco con α Cen A). Por contra, este tiempo de vida está en desacuerdo con la estimación efectuada por Bruntt et al. (2005), quienes analizaron datos procedentes del telescopio de seguimiento del satélite *Wide-Field Infrared Explorer* (WIRE), de 5.2 cm de apertura. Los autores estimaron, a partir del espectro de potencias observado y de simulaciones en el dominio temporal de la granulación (De Ridder et al., 2006), que el tiempo de vida característico de la granulación en Procyon A es de $\tau_{\text{GR}} = 700 \pm 200 \text{ s}$. Con las simulaciones llevadas a cabo en esta tesis, la granulación con un tiempo de vida $\tau_{\text{GR}} = 700 \text{ s}$, junto con el

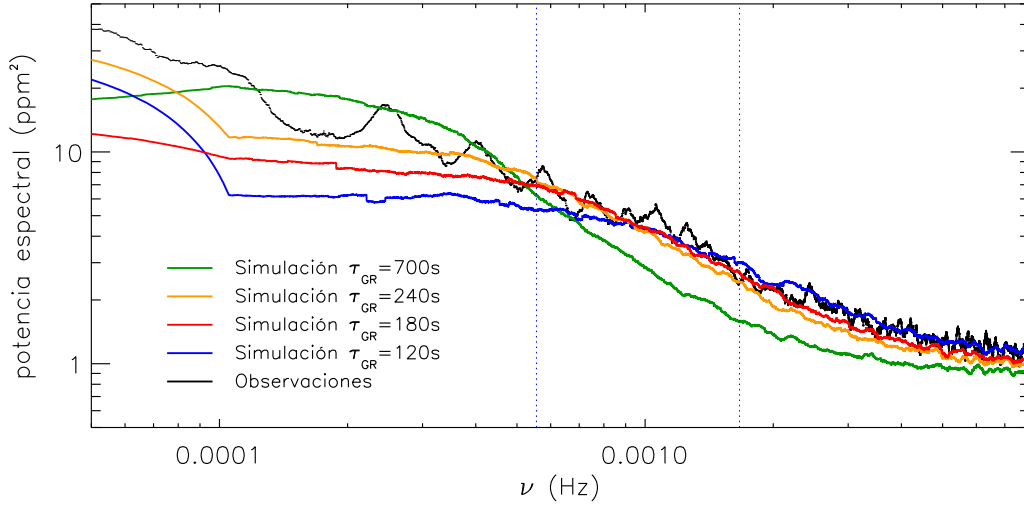


Figura 4.15: Espectro de potencias de Procyon A obtenido a partir de la fotometría obtenida durante el año 2007 por la misión espacial MOST. El espectro de potencias está suavizado en intervalos regulares de ν para facilitar la visibilidad de la curva al compararla con varias simulaciones de la granulación realizadas en esta tesis con los valores de τ_{GR} que se muestran, cada una con un color distinto y también suavizadas. Se indica el intervalo de frecuencias en el que se realizan ajustes de la pendiente del espectro de potencias en el plano $\log P - \log \nu$ con dos líneas verticales.

ruido que se ha medido en los datos de MOST, se obtiene una pendiente del espectro de potencias de $B = -1.22 \pm 0.03$, muy alejada de la ajustada sobre el espectro de potencias de Procyon A obtenido con datos de MOST: $B = -0.80 \pm 0.13$.

La simulación realizada en esta tesis que mejor se adapta al espectro de potencias de Procyon A es la correspondiente a $\tau_{GR} = 180$ s; es la que se muestra en color rojo en la Fig. 4.15. El ruido en el dominio temporal que se deriva a partir de los datos de MOST en la (Ec. 4.26) es $\sigma_{\text{rms},\text{MOST}} = 130$ ppm, que concuerda con Guenther et al. (2008), mientras que la amplitud que mejor encaja con el espectro de potencias, también en el dominio temporal, es $A_{GR} = 230$ ppm. Este último parámetro está estrechamente relacionado con el contraste existente entre el brillo de las zonas granulares y las intergranulares, así como del tamaño de las mismas y el radio de la estrella (véase la Sec. 3.5.4). El valor estimado de A_{GR} podría ser un indicio de un contraste entre regiones granulares e intergranulares mucho mayor en Procyon A que en el Sol. Se hace notar que la amplitud de las fluctuaciones en irradiancia de la granulación en Procyon A es, a tenor de los ajustes efectuados en el Cap. 2 sobre espectros de potencias solares procedentes de datos de VIRGO/SPM (véase la Tabla 2.1), entre 6 y 12 veces superior a la que se mide en el Sol, lo que debe tenerse en cuenta a la hora de predecir la detectabilidad de esta señal en otras estrellas.

Ejercicios de este tipo ilustran las posibilidades que el modelo de simulaciones numéricas fenomenológicas de la irradiancia estelar integrada sobre el disco, desarro-

llado en esta tesis, tiene a la hora de interpretar y avanzar en la comprensión de la distribución de potencia estelar, lo que puede ser importante al analizar las series temporales de gran calidad que se están obteniendo de la misión espacial CoRoT. Parece claro que las simulaciones de la señal convectiva que limita la detección de los modos p en estrellas van a ser una herramienta necesaria para entender mejor esta señal.

Análisis preliminar de los datos de CoRoT

En diciembre de 2006 tuvo lugar el lanzamiento y puesta en órbita de la misión del *Centre Nationale de la Recherche Scientifique* (CNRS) *Convection, Rotation and planetary Transits* (CoRoT). El sistema está dedicado a la Astrosismología y a la detección de planetas extrasolares utilizando series largas e ininterrumpidas de observaciones fotométricas de alta precisión. Estas observaciones, realizadas libres de la influencia de la acción adversa de la atmósfera terrestre, son de gran interés para poner a prueba los métodos que se han descrito hasta ahora con el objeto de caracterizar la señal convectiva en estrellas de tipo espectral cercano al solar. Se ha realizado una primera evaluación de la viabilidad de los métodos desarrollados en estrellas observadas por CoRoT pertenecientes al campo de planetas extrasolares.

5.1. La misión CoRoT

CoRoT (Catala et al., 1995; Baglin et al., 2002, 2006) es una misión espacial desarrollada por la agencia espacial francesa *Centre National d'Études Spatiales* (CNES) en asociación con el CNRS, con la participación del Programa Científico de la Agencia Espacial Europea (ESA), Alemania, Austria, Bélgica, Brasil y España. El sistema consiste en un telescopio con un espejo de 27 cm de diámetro y cuatro detectores CCD que dan lugar a un campo de visión de $3^\circ \times 3^\circ$. El satélite sigue una órbita polar (con una inclinación de 90°) y un período orbital de 103 minutos. Dicha órbita, junto con la necesaria elusión de la luz difusa proveniente de la Tierra, restringe la observación a campos sobre el cielo situados, o bien, en la dirección del centro galáctico, o del anticentro. El satélite dedica unos seis meses a la observación hacia el centro galáctico y otros seis hacia el anticentro.

Los dos programas principales de la misión son la astrosismología y la búsqueda de planetas, dado que ambos conllevan requerimientos compatibles en lo que a la fotometría se refiere. Dos de los cuatro CCDs se dedican al programa de sismología estelar, mientras que los otros dos lo hacen al de planetas. En el campo de astrosismología se observan un número reducido de estrellas brillantes al mismo tiempo;

el instrumento está limitado por el ruido fotónico hasta magnitud 9. Está previsto que se observen aproximadamente unas 50 estrellas dentro de este programa. En el campo de búsqueda de planetas, en cambio, se observan unas 12000 estrellas débiles con magnitudes entre $V = 12$ y $V = 16.5$, siendo de nuevo el fotónico la principal fuente de ruido.

Los tránsitos planetarios en las series fotométricas se deben, esencialmente, a efectos geométricos, por lo que son, prácticamente, independientes del color. Así, el campo de búsqueda de planetas requiere información del color, con el objeto de descartar falsas alarmas en la detección de los tránsitos. Para un aprovechamiento máximo del tiempo disponible para la observación, el campo perteneciente a este programa consta de un biprisma situado unos centímetros antes de los dos CCDs que permite obtener información en distintas longitudes de onda.

En cuanto a la duración de las campañas de observación, ambos programas requieren series fotométricas largas y, por lo antedicho, están limitadas a 180 días. Considerando que el tiempo de vida nominal de la misión es de tres años, sólo serán posibles unas pocas campañas de este tipo. Además, como en el programa de astrosismología se pretende cubrir en lo posible el diagrama Hertzsprung-Russell, se realizan dos observaciones diferentes durante esos 180 días: una larga de unos 150 días de duración y otra campaña mucho más corta, de unos 20 ó 30 días, durante los cuales el programa de búsqueda de planetas no es prioritario y se dedica este campo a programas distintos a los dos principales: los llamados Programas Adicionales (Weiss et al., 2004). Así pues, las campañas se dividen en largas (*long runs*) de unos 150 días de duración, y cortas (*short runs*) de unos 20 ó 30 días.

5.2. Evaluación de una muestra de estrellas de CoRoT

El paso lógico después de desarrollar la metodología descrita en los capítulos anteriores y aplicarla a medidas hechas desde Tierra, es hacer lo propio con los datos obtenidos en los últimos tiempos por la misión espacial CoRoT. Para ello se ha seleccionado un grupo de estrellas observadas y se ha realizado un primer estudio para evaluar tanto la metodología desarrollada como los propios datos que CoRoT proporciona.

5.2.1. Observaciones empleadas

En el momento en que se abordó el presente estudio, sólo estaban disponibles las observaciones de tres estrellas del campo de astrosismología, número insuficiente para poder abordar una caracterización de la señal convectiva en función del tipo espectral. Dado que las observaciones realizadas en el campo de búsqueda de planetas ofrecen también fotometría prácticamente limitada por el ruido fotónico (aunque del orden de 50 veces mayor) y, además, están disponibles una gran cantidad de estrellas de los tipos espectrales y clases de luminosidad de interés, se han empleado observaciones pertenecientes a este programa para el estudio realizado aquí.

Las series temporales fueron tomadas de los dos primeros *Long Runs* (LR01): uno perteneciente a las observaciones realizadas hacia el centro galáctico (LR01c) y el otro hacia el anticentro (LR01a). Las estrellas seleccionadas para el análisis fueron aquellas con un menor ruido del espectro de potencias, asociado a las series temporales, en la región de frecuencias por encima de 3 mHz. Éstas se muestran en la Tabla 5.1. Se eligieron las diez estrellas con menor ruido, siguiendo el criterio mencionado, pertenecientes a cada uno de los tipos espectrales siguientes: A, F, G, K y M. Las estrellas de tipo espectral A, según la teoría de evolución y estructura estelar, se espera que sean enteramente radiativas con un pequeño núcleo convectivo, mientras que las pertenecientes a los tipos de F a M presentarían una región de convección en la zona más externa de la estrella cada vez de mayor grosor a medida que el tipo espectral es más tardío (véase Sec. 1.3), hasta llegar a ser estrellas completamente convectivas, en el caso de las de tipo espectral M.

Las series temporales empleadas tienen un muestreo de $\Delta t = 32$ s y una duración total que oscila entre 70 y 130 días. Las series no llegan a tener la longitud mencionada antes para los LR de 150 días debido a que parte de las observaciones están realizadas con $\Delta t = 32$ s y parte con $\Delta t = 512$ s, y solamente se han empleado las series temporales con mayor muestreo para poder llegar a frecuencias mayores al evaluar los espectros de potencias.

En marzo de 2009 una de las dos unidades de procesamiento digital (o *Digital Processing Units*) (DPU) que procesa los datos de ambos campos del detector sufrió una avería, por lo que desde entonces, el campo se ve limitado a $1.5^\circ \times 3^\circ$, con lo que sólo uno de los detectores de ambos programas está siendo realmente leído y procesado.

5.2.2. Tratamiento de las series temporales

Las curvas de luz que se han empleado han sido objeto de un primer procesado básico que el equipo de CoRoT realiza antes de liberarlas. A este nivel de reducción de datos se ha denominado nivel N2¹. Partiendo de este nivel N2, el primer paso es extraer las curvas de luz que tienen un muestreo de 32 s. A continuación, y antes de calcular el espectro de potencias, se eliminan las tendencias de las series temporales realizando un ajuste lineal a las series y sustrayéndolo de las mismas.

La órbita que sigue el satélite hace que de forma aproximadamente periódica, éste cruce la llamada Anomalía del Atlántico Sur (AAS), que es una región donde los cinturones de radiación de Van Allen (generados por el propio campo magnético terrestre) se encuentran a unos cientos de kilómetros de la superficie. Cuando el satélite se encuentra en esta zona, lo que ocurre un 7% del tiempo (Auvergne et al., 2009), la fuerte radiación a la que se ve sometido hace que no sea posible la observación y se interrumpan las medidas. Este hecho hace que en las curvas de luz existan interrupciones con cierta periodicidad que, junto con las desviaciones temporales del muestreo debido a efectos relativistas, tienen como efecto adverso, la

¹<http://idoc-corot.ias.u-psud.fr/jsp/doc/DescriptionN2v1.3.pdf>

Tabla 5.1: Estrellas de CoRoT analizadas. Se muestra el identificador de CoRoT, la campaña (run) a la que pertenecen las observaciones, el tipo espectral y la clase de luminosidad, y las magnitudes de cada objeto.

CoRoT id	run	TE y CL	B	V	R	I
102694749	LRa01	A1 V	12.212	12.054	12.008	11.936
102747465	LRa01	A3 V	12.090	11.941	11.916	11.861
102697736	LRa01	A4 V	11.792	11.587	11.561	11.388
102721617	LRa01	A4 V	12.127	12.003	11.918	11.810
102731442	LRa01	A4 V	11.706	11.519	11.471	11.338
102741407	LRa01	A4 V	12.072	11.877	11.831	11.750
102747553	LRa01	A6 V	12.017	11.770	11.720	11.565
102759852	LRa01	A7 V	12.306	12.026	11.946	11.819
102609821	LRa01	A7 V	16.996	16.242	15.874	15.377
102770906	LRa01	A9 V	12.414	12.047	11.918	11.710
102655911	LRa01	F4 V	12.068	11.561	11.422	11.090
102581085	LRa01	F6 V	12.312	11.765	11.559	11.240
102603174	LRa01	F6 V	12.637	12.078	11.896	11.555
102718117	LRa01	F6 V	12.636	12.106	11.889	11.565
102752345	LRa01	F6 V	12.298	11.708	11.502	11.172
102728377	LRa01	F7 V	12.415	11.832	11.580	11.278
102605693	LRa01	F8 V	12.409	11.854	11.598	11.205
102753350	LRa01	F8 V	12.334	11.704	11.479	11.136
102773525	LRa01	F8 V	12.151	11.571	11.316	10.972
102780207	LRa01	F8 V	12.483	11.889	11.653	11.312
102784304	LRa01	G0 V	12.655	11.962	11.664	11.307
102790504	LRa01	G0 V	12.455	11.812	11.518	11.196
102794126	LRa01	G0 V	12.814	12.177	11.952	11.587
102649938	LRa01	G1 V	12.447	11.713	11.420	11.052
102775432	LRa01	G1 V	12.554	11.908	11.627	11.244
102699540	LRa01	G2 V	12.622	11.903	11.576	11.226
102740520	LRa01	G2 V	13.181	12.396	12.160	11.746
102614479	LRa01	G3 V	16.514	15.601	15.276	14.781
102600961	LRa01	G8 V	16.735	15.861	15.542	14.902
102604000	LRa01	G8 V	17.126	16.093	15.667	15.154
100854542	LRc01	K2 V	13.027	12.171	11.795	11.167
100555173	LRc01	K5 V	13.823	12.394	11.819	10.962
101066816	LRc01	K5 V	13.886	12.453	11.894	10.901
101092813	LRc01	K5 V	13.497	12.032	11.429	10.765
101178248	LRc01	K5 V	13.865	12.382	11.775	10.986
101291471	LRc01	K5 V	13.956	12.502	11.862	11.050
101305676	LRc01	K5 V	13.780	12.306	11.639	10.876
101368951	LRc01	K5 V	13.744	12.407	12.011	11.092
101371760	LRc01	K5 V	14.421	12.789	12.510	11.551
102790486	LRa01	K8 V	14.262	12.909	12.333	11.572
102574896	LRa01	M1 V	13.132	11.908	11.480	10.798
102584409	LRa01	M1 V	12.018	11.559	11.440	11.066
102586219	LRa01	M1 V	13.406	12.163	11.710	10.944
102620020	LRa01	M1 V	12.062	11.677	11.533	11.192
102636693	LRa01	M1 V	12.383	11.707	11.488	11.089
102657026	LRa01	M1 V	13.481	12.139	11.578	10.904
102662888	LRa01	M1 V	13.442	12.257	11.806	11.122
102708694	LRa01	M1 V	12.524	11.668	11.378	10.924
102709323	LRa01	M1 V	13.771	12.249	11.662	10.781
102727008	LRa01	M1 V	12.845	11.926	11.593	11.113

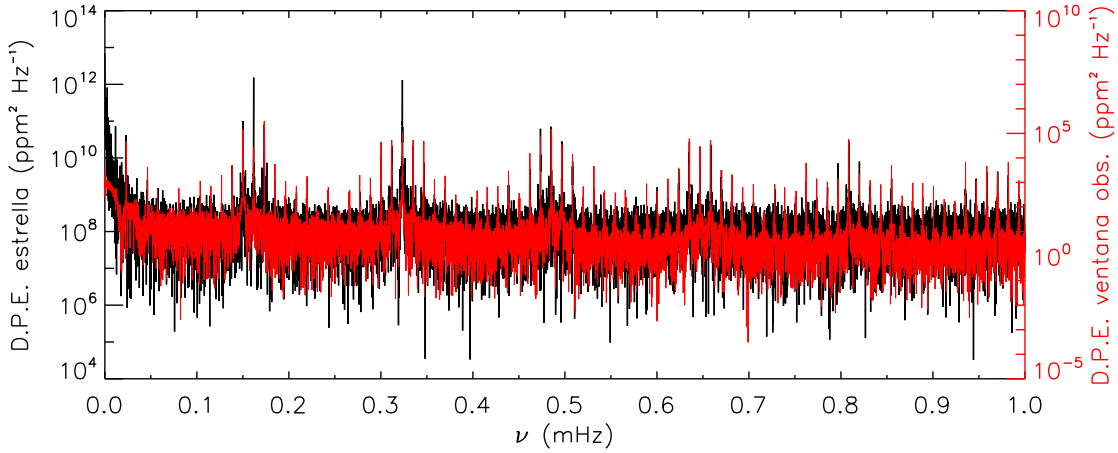


Figura 5.1: Ejemplo de los efectos adversos producidos en el espectro de potencias de las curvas de luz debido al muestreo de CoRoT correspondiente al campo de búsqueda de planetas. En negro se muestra el espectro de potencias de la serie temporal de la estrella CoRoT0102694749, mientras que en rojo se representa el obtenido al sustituir la fotometría por la unidad (ventana observacional). Nótese los picos discretos coincidentes en frecuencia en ambos espectros. Se representa en ambos casos la densidad de potencia espectral (D.P.E.).

introducción en el espectro de potencias de una señal espuria debida básicamente a la combinación de las interrupciones con el muestreo de la señal. Este hecho se ilustra en la Fig 5.1.

La forma que se ha encontrado más efectiva y simple de superar este inconveniente es fijando un muestreo temporal de exactamente $\Delta t = 32$ s y realizando una interpolación de las series temporales. Este procedimiento, por un lado, rellena los huecos causados por la AAS y, por otro, elimina la irregularidad del muestreo debido a efectos relativistas. El resultado de este proceso se puede también ver en la Fig 5.2. Este procesado conlleva, además, una importante ventaja dado que permite calcular los espectros de potencias empleando la FFT, que consume mucho menos tiempo de cálculo que el SWF (ver la Sec 4.2.3).

Una vez corregido este primer efecto, sale a relucir la señal producida por el propio período orbital del satélite. Esta circunstancia es especialmente adversa debido a que tanto la frecuencia fundamental asociada a ese período como sus armónicos están presentes de forma manifiesta en la región de interés del espectro de potencias. En particular, en el rango de frecuencias $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (de 10 min a 30 min) donde se efectúa el ajuste de la (Ec. 3.21) está dominado por los armónicos de la frecuencia fundamental de la órbita del satélite (véase la Fig 5.2). Este hecho limita severamente las conclusiones que se puedan derivar de los resultados de los ajustes.

5.2.3. Resultados

Para analizar los espectros de potencias se ha empleado la metodología aplicada ya en el Capítulo 4, es decir, el ajuste de una función potencial $P(\nu) = A\nu^B$ en dos

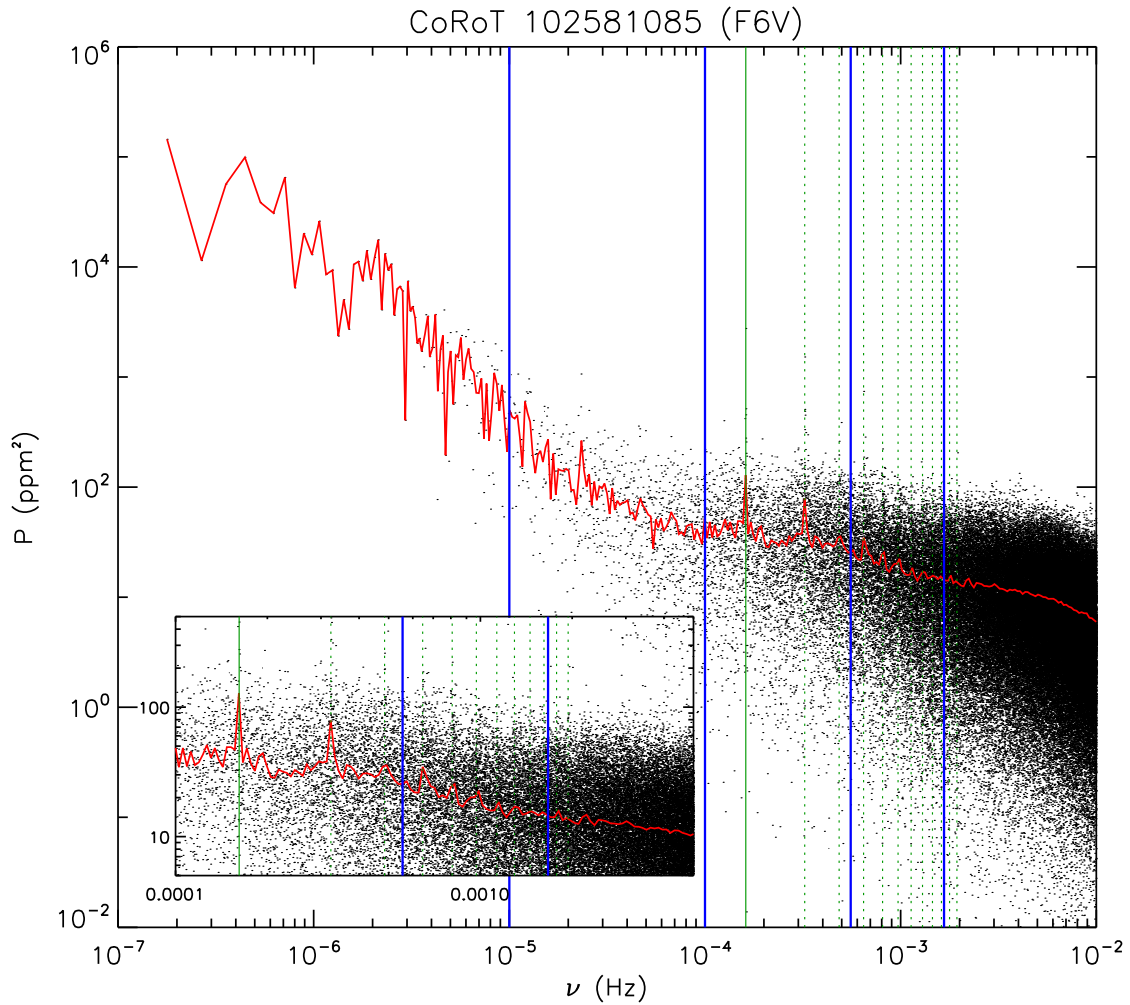


Figura 5.2: Espectro de potencias de la estrella CoRoT 102581085 obtenido tras corregir el muestreo interpolando la serie temporal. En rojo se muestra el mismo espectro suavizado a través de promedios en intervalos de frecuencia equiespaciados en $\log \nu$. Los dos pares de líneas verticales azules delimitan las regiones de ajuste de una ley de potencias del tipo $P(\nu) = A\nu^B$: zona correspondiente a supergranulación y regiones activas y región donde se localizaría la granulación; mientras que las verdes indican la frecuencia correspondiente a la órbita del satélite y sus armónicos (en línea punteada). En la parte inferior se muestra una ampliación de la zona del ajuste. Nótese como en ella se encuentran muchos de los armónicos de la frecuencia orbital.

regiones del espectro inspiradas principalmente en las observaciones del Sol y en los resultados hallados usando las simulaciones numéricas fenomenológicas implementadas y expuestas en el Capítulo 3.

Al tratarse de observaciones desde el espacio, sin ruido debido a la atmósfera terrestre y con niveles de ruido en las series temporales suficientemente bajos, se justifica un análisis individual de cada una de las estrellas y no global como el que se llevó a cabo cuando se trataba de caracterizar estrellas observadas desde Tierra (véase la Sec 4.2 y la Sec 4.3).

Las dos regiones que en las que se realiza el ajuste son: $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (de 10 min a 30 min) en el Sol, región de granulación, y $10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 10^{-4} \text{ Hz}$ (de 3 h a 28 h) en el Sol, región de supergranulación y regiones activas. La región de mayor frecuencia adolece de la presencia de los armónicos de la frecuencia orbital del satélite (véase la Fig 5.2), mientras que la de menor frecuencia, en cambio, se encuentra a frecuencias menores que la de la frecuencia orbital fundamental, por lo que, está libre de efectos instrumentales relacionados con la órbita. El promedio pesado con los errores de los ajustes del parámetro B en función del tipo espectral se indican en la Tabla 5.3, mientras que los resultados de los mismos realizados para cada estrella se muestran en la Tabla 5.2.

En la Tabla 5.2, en la columna correspondiente a los parámetros ajustados para la supergranulación y las regiones activas se observan algunos valores sensiblemente mayores de $|B|$ al compararlos con los de las demás estrellas del mismo tipo espectral. Esto puede ser debido a un mayor grado de actividad magnética en forma de regiones activas en comparación con el resto.

En la Tabla 5.3 se observa que en la región del espectro en la que dominarían los fenómenos convectivos de tiempo de vida largo y los asociados a actividad magnética (entre otros posibles efectos adicionales) se mide un aumento de B , en valor absoluto, en estrellas que van del tipo espectral F al M. Las estrellas de tipo espectral A, en las que no se espera convección en las capas externas, no siguen esta tendencia en la muestra estudiada. La observada del tipo espectral F al M estaría en buen acuerdo con las simulaciones realizadas de la supergranulación y las regiones activas, según las cuales, a medida que el tiempo de vida de la supergranulación aumenta, también lo hace $|B|$ en este rango de frecuencias (véase la Sec 3.5.3). Nótese también que las estrellas catalogadas como de tipo espectral M lo han sido como tipo M1, muy cercano al K. La catalogación se ha tomado del sistema de información y base de datos de CoRoT Exo-Dat (Deleuil et al., 2009), que se ocupa de la obtención de información de los objetos de interés, principalmente, de aquellos pertenecientes al programa de búsqueda de planetas. En parte, la clasificación espectral que realiza se basa en fotometría de banda ancha, por lo que existe cierta incertidumbre en su determinación. Esto puede explicar la pequeña diferencia existente entre B promedio obtenido para las estrellas de tipo K ($B = -1.25 \pm 0.01$) y M ($B = -1.21 \pm 0.03$). Además, las simulaciones numéricas desarrolladas en esta tesis también apuntan a una cierta saturación del parámetro B cuando los tiempos de vida característicos del fenómeno convectivo son altos (véase la Fig 3.15).

Por contra, en el panel superior de la misma Tabla 5.3 se muestra como las pendientes ajustadas en el rango de frecuencias correspondiente a la granulación no siguen una tendencia clara, estando todos los valores promedio obtenidos del ajuste entorno a $\langle B_{GR} \rangle = -0.59 \pm 0.04$, es decir, valores muy parecidos entre ellos. Teniendo en cuenta que en el rango de frecuencias de estos ajustes se encuentran presentes no menos de seis armónicos de la frecuencia orbital del satélite, no es de extrañar que las pendientes medidas para cada estrella (véase la Tabla 5.2) sean muy similares ya que esta señal instrumental contribuye apreciablemente en esta zona del espectro enmascarando el efecto (pequeño) encontrado en la Sec 4.2.

Tabla 5.2: Ajustes de $P(\nu) = A\nu^B$ sobre estrellas del campo de búsqueda de planetas de CoRoT en dos regiones del espectro de potencias: $10^{-5} \text{ Hz} < \nu < 10^{-4} \text{ Hz}$ ($B_{\text{SG/RA}}$) y $5.6 \times 10^{-4} \text{ Hz} < \nu < 1.7 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ (B_{GR}). Se muestra el identificador de CoRoT, el tipo espectral y la clase de luminosidad, y el error 1σ de los ajustes del parámetro B .

CoRoT id	TE CL	$B_{\text{SG/RA}}$	σ	B_{GR}	σ
102694749	A1 V	-0.44	0.07	-0.57	0.07
102747465	A3 V	-1.11	0.06	-0.67	0.04
102697736	A4 V	-1.62	0.20	-0.61	0.05
102721617	A4 V	-1.66	0.08	-0.59	0.06
102731442	A4 V	-0.81	0.13	-0.50	0.07
102741407	A4 V	-1.15	0.08	-0.62	0.05
102747553	A6 V	-0.90	0.07	-0.61	0.05
102759852	A7 V	-1.42	0.07	-0.60	0.04
102609821	A7 V	-0.92	0.06	-0.90	0.05
102770906	A9 V	-0.97	0.07	-0.55	0.05
102655911	F4 V	-0.77	0.06	-0.60	0.05
102581085	F6 V	-1.01	0.06	-0.59	0.06
102603174	F6 V	-0.79	0.09	-0.62	0.12
102718117	F6 V	-0.80	0.10	-0.56	0.11
102752345	F6 V	-0.68	0.09	-0.65	0.06
102728377	F7 V	-0.73	0.06	-0.59	0.05
102605693	F8 V	-1.21	0.06	-0.65	0.06
102753350	F8 V	-0.76	0.08	-0.55	0.05
102773525	F8 V	-1.15	0.09	-0.58	0.06
102780207	F8 V	-0.48	0.06	-0.63	0.05
102784304	G0 V	-0.90	0.07	-0.58	0.07
102790504	G0 V	-0.58	0.07	-0.62	0.05
102794126	G0 V	-1.09	0.09	-0.66	0.04
102649938	G1 V	-0.91	0.05	-0.69	0.09
102775432	G1 V	-1.23	0.05	-0.55	0.04
102699540	G2 V	-1.16	0.06	-0.59	0.05
102740520	G2 V	-0.71	0.07	-0.66	0.09
102614479	G3 V	-0.77	0.08	-0.57	0.08
102600961	G8 V	-0.48	0.29	-0.55	0.06
102604000	G8 V	-0.14	0.16	-0.54	0.07
100854542	K2 V	-0.69	0.09	-0.54	0.05
100555173	K5 V	-1.68	0.10	-0.58	0.04
101066816	K5 V	-0.81	0.07	-0.58	0.07
101092813	K5 V	-1.59	0.10	-0.46	0.05
101178248	K5 V	-1.92	0.13	-0.48	0.05
101291471	K5 V	-1.43	0.12	-0.56	0.04
101305676	K5 V	-1.56	0.11	-0.61	0.07
101368951	K5 V	-1.19	0.11	-0.56	0.06
101371760	K5 V	-1.33	0.10	-0.51	0.06
102790486	K8 V	-1.26	0.08	-0.59	0.05
102574896	M1 V	-1.46	0.12	-0.61	0.07
102584409	M1 V	-0.82	0.10	-0.64	0.07
102586219	M1 V	-0.79	0.08	-0.61	0.05
102620020	M1 V	-1.65	0.06	-0.65	0.05
102636693	M1 V	-0.55	0.07	-0.63	0.05
102657026	M1 V	-2.11	0.12	-0.56	0.06
102662888	M1 V	-1.42	0.08	-0.60	0.05
102708694	M1 V	-0.80	0.08	-0.68	0.07
102709323	M1 V	-2.03	0.10	-0.61	0.07
102727008	M1 V	-1.01	0.08	-0.56	0.05

Tabla 5.3: Promedios pesados con los errores de los parámetros B ajustados en dos regiones del espectro de potencias correspondientes a curvas de luz del campo de búsqueda de planetas de la misión CoRoT: de 3 h a 28 h ($B_{\text{SG/RA}}$) y de 10 min a 30 min (B_{GR}). Arriba: valores en función del tipo espectral de las estrellas (promedio pesado de ajustes individuales); se muestra el error del promedio pesado. Abajo: ajustes sobre espectros de potencias normalizados promedio representativos de los distintos tipos espectrales y sus errores.

TE	núm. estrellas	$\langle B_{\text{SG/RA}} \rangle$	σ	$\langle B_{\text{GR}} \rangle$	σ
A	10	-1.05	0.01	-0.63	<0.01
F	10	-0.80	<0.01	-0.60	<0.01
G	10	-0.95	0.01	-0.60	<0.01
K	10	-1.25	0.01	-0.55	<0.01
M	10	-1.21	0.03	-0.61	<0.01
TE	núm. estrellas	$B_{\text{SG/RA}}$	σ	B_{GR}	σ
A4	4	-1.31	0.07	-0.57	0.05
F6	4	-0.90	0.05	-0.60	0.08
G1 G2 G3	5	-1.05	0.04	-0.62	0.07
K5	8	-1.59	0.06	-0.53	0.04
M1	10	-1.55	0.04	-0.61	0.05

La supresión a posteriori de un ruido coherente de esta naturaleza es bastante compleja y muy probablemente en el proceso que se elija para ello se eliminará parte de la señal en estudio. En cualquier caso, se ha tratado de suprimir en lo posible esta señal. Dado que tres de los armónicos (la frecuencia fundamental y dos armónicos) quedan fuera de la región del ajuste, se ha realizado un proceso iterativo consistente en ajustar, empleando el SWF, las senodios correspondientes a los tres picos indicados que posteriormente, se suprimen en el dominio de medida para calcular de nuevo el espectro de potencias. Tras varias iteraciones, los tres picos debidos a la órbita del satélite deben ser suprimidos. La idea es trabajar fuera del rango del ajuste, minimizando de este modo cualquier pérdida de información intrínseca de la estrella, y esperando que al eliminar los tres primeros armónicos se atenúen también los que se encuentran en la región de frecuencias de estudio.

A la postre, el proceso se mostró eficaz para suprimir los tres primeros armónicos, pero dejó prácticamente inalterado el espectro de potencias en la zona del ajuste y el propio ajuste del parámetro B . Véase el resultado de diez iteraciones en la Fig 5.3.

Adicionalmente, se han tomado los espectros de potencias de las estrellas seleccionadas con tipos espectrales A4 (cuatro estrellas), F6 (cuatro estrellas), G1, G2 y G3 (cinco estrellas), K5 (ocho estrellas) y M1 (diez estrellas). Se pretende obtener espectros representativos de los tipos espectrales A, F, G y K y lo más centrados posible (dentro de las cincuenta estrellas seleccionadas) en cada uno de ellos. Para tal fin, antes de realizar el promediado, se ha normalizado cada espectro por el promedio de la potencia a $\nu > 12$ mHz. El resultado son los espectros que se muestran en la Fig 5.4. En ella se aprecian claramente las frecuencias correspondientes al período orbital del satélite CoRoT en $\nu > 10^{-4}$ Hz. Sobre estos espectros promedio se han realizado ajustes de la función $P(\nu) = A\nu^B$, en las mismas regiones mencionadas anteriormente, obteniendo los resultados que se muestran en la parte inferior de la

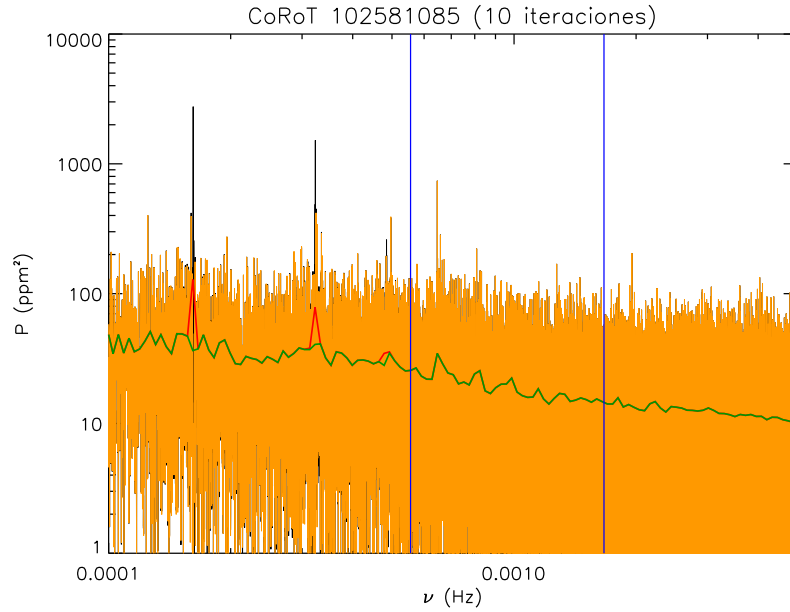


Figura 5.3: Resultado del proceso de filtrado de la frecuencia orbital del satélite CoRoT. En negro se muestra el espectro de potencias original y en rojo el mismo suavizado a intervalos regulares de $\log \nu$. Análogamente, en ocre aparece el espectro de potencias filtrado y en verde el mismo suavizado. Las líneas verticales azules delimitan la zona de ajuste de la función $P(\nu) = A\nu^B$ en la región donde se espera encontrar señal de granulación. Los tres primeros picos debidos a la órbita del satélite se eliminan, pero los siguientes armónicos (ya dentro del intervalo de ajuste) quedan prácticamente inalterados.

Tabla 5.3. Los ajustes realizados sobre espectros promedio marcan la misma tendencia obtenida al promediar los ajustes sobre los espectros de potencias de las estrellas individuales y comentados más arriba.

Cabe destacar que, a pesar de la presencia de esta frecuencia orbital que enmascara sobremanera cualquier otra característica de los espectros en esta región (en la que se espera señal de granulación en las estrellas de tipo tardío) se aprecia una gran similitud en la forma de la señal de base, precisamente a frecuencias mayores que la frecuencia orbital. Esto puede ser un indicio de que no existiría una gran dependencia del tiempo de vida de la granulación con el tipo espectral o, de existir, ésta es pequeña. De hecho, en los ajustes realizados en esta región de frecuencias (véase la parte inferior derecha de la Tabla 5.3) se aprecia una cierta tendencia a aumentar $|B|$ con lo tardío del tipo espectral, pero con diferencias mínimas que quedan dentro de los errores.

Los ajustes en la región de bajas frecuencias (parte inferior izquierda de la Tabla 5.3) son de nuevo compatibles con un aumento de $|B|$ del tipo espectral F al M.

En la Fig 5.5 se han representado, a modo de resumen, las pendientes B (en el plano $\log \nu - \log P$) halladas al ajustar la función $P(\nu) = A\nu^B$ sobre estrellas catalogadas como de Secuencia Principal y de tipos espectrales cercanos al solar (también se incluye el tipo espectral A) a partir de observaciones tanto desde Tierra (STARE e INT/OGS) como desde el espacio (CoRoT). Se han separado los resultados

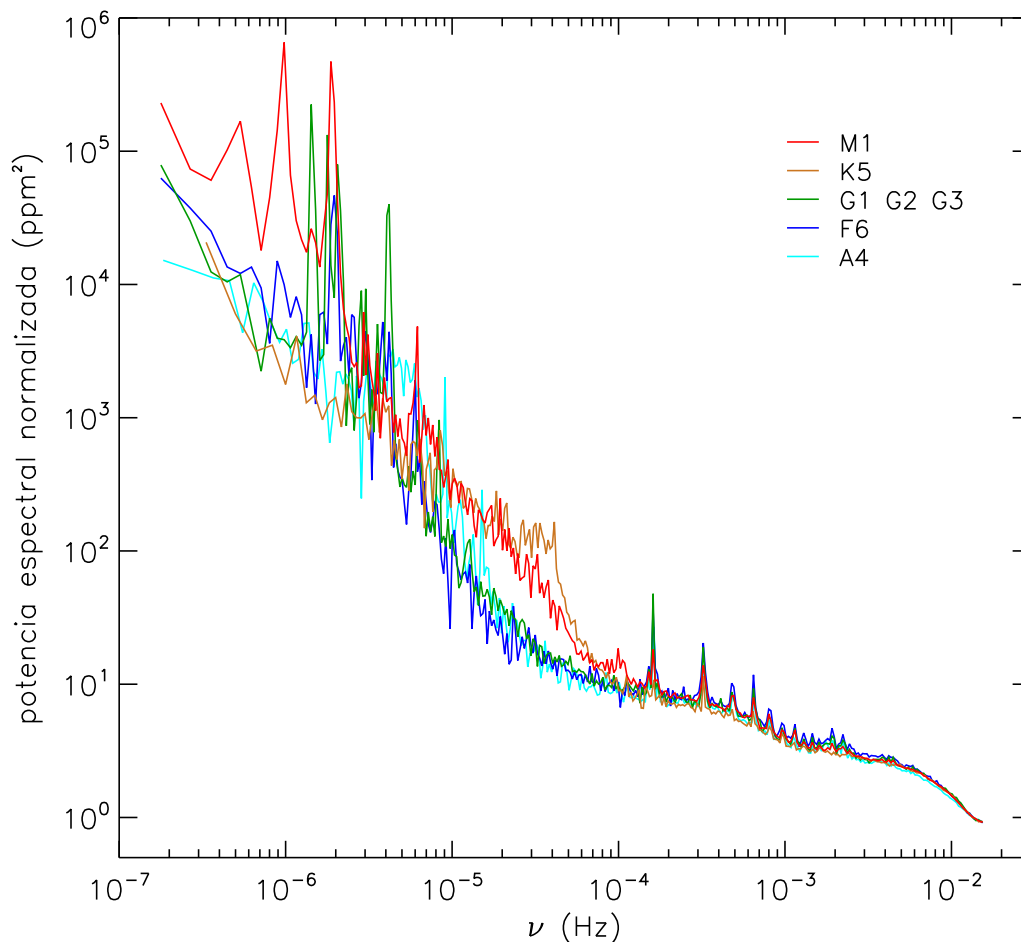


Figura 5.4: Espectros de potencias normalizados promedio, obtenidos a partir de datos del satélite CoRoT, representativos de cada tipo espectral, obtenidos al normalizar y promediar espectros de potencias de estrellas de tipo espectral A4 (cuatro), F6 (cuatro), G1, G2 y G3 (cinco), K5 (ocho) y M1 (diez). Nótese la frecuencia debida a la órbita del satélite y sus armónicos a partir de $\nu = 10^{-4}$ Hz.

obtenidos en el rango de frecuencias donde se espera señal de granulación y aquél en el que se espera supergranulación y regiones activas. En ambos casos se ha indicado los valores solares medidos a partir de datos de VIRGO/SPM.

Al comparar los valores ajustados de B para el rango de frecuencias de supergranulación y regiones activas, con los ajustes realizados en medidas desde Tierra, en la Sec 4.2, estos últimos son menores (en valor absoluto) para los tipos espectrales F a M, lo que es principalmente debido a la presencia de un nivel de ruido muy superior en el caso de las observaciones de STARE en comparación con las de CoRoT. Si se compara la pendiente medida a partir de datos de CoRoT para las estrellas de tipo espectral G ($B = -0.95 \pm 0.01$) con las del Sol, de tipo espectral G2, ($B \simeq -1.17$ con baja actividad magnética y $B \simeq -1.52$) en épocas de máxima actividad, se observa que el valor encontrado es menor en valor absoluto. Al comparar los valores solares

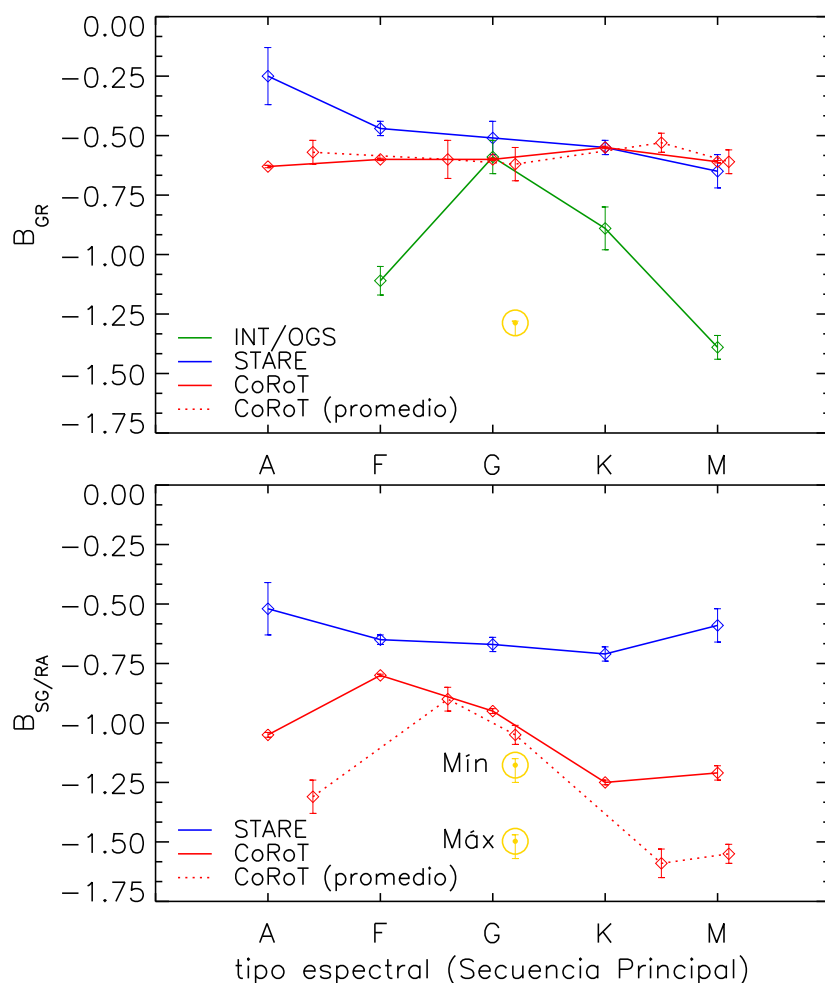


Figura 5.5: Resumen de medidas de B sobre datos de estrellas de Secuencia Principal de tipos espectrales cercanos al solar. Se muestran los resultados de los ajustes obtenidos a partir de observaciones de STARE, INT y OGS (ambos desde Tierra), y de CoRoT (desde el espacio); los obtenidos a partir de promedios de espectros de potencias normalizados de CoRoT se muestran en línea punteada. Arriba: parámetros B (del ajuste de una función $P(\nu) = A\nu^B$ sobre los espectros de potencias) obtenidos en el rango de frecuencias donde se espera señal de granulación (GR). Abajo: Ajustes en la región de supergranulación (SG) y regiones activas (RA). Se indican también los valores promedio solares obtenidos a partir de los tres canales de VIRGO/SPM; en el caso de SG/RA se ha diferenciado actividad magnética mínima y máxima.

con el parámetro B medido sobre los espectros de potencias promedio de estrellas de tipo espectral G1, G2 y G3 ($B = -1.05 \pm 0.04$), la diferencia es menor (véase la gráfica inferior de la Fig 5.5). En todo caso, estas diferencias son, de nuevo, atribuibles a la presencia de un nivel de ruido en el espectro de potencias de las observaciones de CoRoT, que hace ligeramente menos pronunciadas las pendientes ajustadas. En cualquier caso, se observa, en los datos de CoRoT, un aumento de $|B|$ en estrellas de Secuencia Principal del tipo espectral F al M que, a tenor de los resultados de las si-

mulaciones (Capítulo 3) indicaría un tiempo de vida de la supergranulación creciente del tipo espectral F al M. Las simulaciones también indican que la actividad magnética, cuya señal puede evidenciarse también en esta región del espectro, repercute en un aumento de $|B|$.

En lo que respecta a la granulación (gráfica superior de la Fig 5.5), como ya se ha mencionado, existe en los datos de CoRoT una señal espuria que afecta de forma determinante los resultados en este rango de frecuencias. Las diferencias con la medida sobre datos solares es mucho mayor en este caso que en la región de supergranulación y regiones activas, mucho menos afectadas por ruido en lo que se refiere, sobre todo, a los datos de CoRoT.

5.3. Futuras tareas a realizar

Después de las discusiones realizadas en esta tesis y, en particular, tras este estudio preliminar de los datos de CoRoT, surgen numerosas nuevas líneas de trabajo. Algunas de ellas se plantean a continuación:

- Un estudio más extenso en la zona de supergranulación y regiones activas debería intensificar o poner de manifiesto la tendencia encontrada. Aquí podrían utilizarse un mayor número de estrellas; de hecho casi todas, ya que el muestreo mayor (de $\Delta t = 512$ s) está por encima de las frecuencias de interés.
- El empleo de un procedimiento de limpieza de los armónicos más sofisticado podría aminorar este efecto adverso en la zona de granulación en que no se ha podido concluir nada aquí.
- Utilizando las pocas estrellas observadas en el detector de Astrosismología, unas veinte, con una fotometría de casi dos órdenes de magnitud mayor que en el programa de búsqueda de planetas, podría indicar las tendencias existentes en la zona de granulación.
- La información que se puede extraer con datos de este tipo que proporcionan y proporcionarán los satélites espaciales CoRoT y Kepler puede ser muy relevante, haciendo que este tipo de estudios sean de gran interés.

6

Conclusiones finales

Se exponen a continuación las principales conclusiones que de esta tesis se derivan. El trabajo realizado tiene tres vertientes diferenciadas: en primer lugar el análisis de la señal de fondo solar; en segundo lugar la implementación de un modelo que nos permite realizar simulaciones numéricas de la irradiancia solar integrada sobre el disco, así como de otras estrellas de tipo espectral cercano; y por último, el estudio observacional de la señal análoga en otras estrellas a partir de observaciones desde Tierra y desde el espacio.

Señal solar:

- Se ha empleado el llamado modelo de Harvey para **ajustar la señal de fondo del espectro de potencias de la irradiancia solar integrada sobre el disco** a partir de datos procedentes del experimento VIRGO/SPM, a bordo de la misión espacial SoHO.
- Las principales componentes identificadas han sido, la oscilación fotosférica (periódica), y la granulación y las regiones activas (no periódicas). La importancia de la componente ajustada correspondiente a la supergranulación ha resultado ser débil y, por lo tanto, un modelo con granulación y manchas solares parece ser suficiente como para reproducir la forma de la señal de fondo del espectro de potencias solar.
- Además, *se ha encontrado necesario introducir una nueva componente no periódica con tiempos de vida media de $\tau_{GR2} \approx 1$ min.* Se ha comprobado la idoneidad de su introducción aplicando el llamado test de Fisher. Esta componente extra se asocia, por proximidad del tiempo de vida del fenómeno y por las observaciones de series temporales de alta resolución espacial existentes, a otra escala de granulación. Con anterioridad Harvey et al. (1993) relacionó este patrón con la evolución temporal no periódica de los

puntos brillantes cromosféricos; aquí, *al tratarse de una señal fotosférica, se identifica como una nueva escala de granulación*. Ambos fenómenos pueden estar relacionados causalmente: los puntos brillantes en los bordes de los gránulos (vinculados con agrupaciones de campo magnético) visibles en la fotosfera en observaciones de alta resolución espacial podrían estar relacionados con los puntos brillantes cromosféricos.

- Se han comparado los espectros de potencias de base solar (entendidos como los espectros de potencias sin considerar los modos p) en el máximo y en el mínimo de actividad, encontrándose que la señal debida a la granulación varía dentro de los errores observacionales; las potencias ajustadas son sistemáticamente mayores durante el mínimo, lo que refrendaría algunos indicios relativamente recientes en el mismo sentido. La mayor diferencia proviene de la componente de regiones activas.
- Se ha analizado cuáles son las principales *diferencias observadas entre la señal de base* del espectro de potencias de fluctuaciones *de irradiancia y de velocidad*, determinando que así como en el espectro de potencias de la de velocidad se detecta inequívocamente *el patrón mesogranular, en el de las de irradiancia éste está claramente ausente*. El patrón supergranular parece también tener mucha mayor significancia en la señal de velocidad que en la de irradiancia, por lo menos, a nivel fotosférico.

Simulación numérica:

- Se ha desarrollado una herramienta que permite realizar simulaciones numéricas fenomenológicas de series temporales de la irradiancia solar integrada sobre el disco. Se han empleado las observaciones existentes concernientes a los distintos patrones observados en la fotosfera solar para modelar y parametrizar su influencia en la irradiancia solar integrada. El modelo reproduce satisfactoriamente la señal observada por VIRGO/SPM, así como el espectro de potencias asociado. Las distintas realizaciones del modelo permiten mejorar la comprensión de las distintas trazas presentes en la señal de base del espectro de potencias solar.
- Adicionalmente, el modelo puede reconstruir el espectro de potencias de otras estrellas de tipos espectrales cercanos al solar. También permite relacionar las pendientes en ciertas regiones clave del espectro de potencias con los tiempos de vida media en las zonas de convección estelar. *Para τ_{GR} se ha demostrado que la pendiente (en valor absoluto) del espectro de potencias crece a medida que lo hace el tiempo de vida media*, como cabría esperar en estrellas que van del tipo espectral F a M.

Señal estelar:

- *La tesis constituye una nueva aproximación observacional para el estudio de la convección en estrellas de Secuencia Principal por medio de los espectro de potencias de sus series temporales fotométricas.* En este sentido, se han estudiado dos campos de estrellas, uno observado por STARE durante unas 54 noches y el otro con la OGS y el INT (un máximo de 19 noches). Se trata de observaciones con una relación señal a ruido pobre. Se han confeccionado espectros de potencias promedio representativos de cada tipo espectral para cada campo, y se han ajustado pendientes al resultado en la región donde en el Sol se observa la potencia debida a la granulación.
- En el primer caso, *se ha detectado una tendencia de la pendiente a ser más pronunciada a medida que el tipo espectral es más tardío;* es decir, que *el valor absoluto de la pendiente (en el plano $\log P - \log \nu$) aumenta de F a K* (incluso M). En el segundo caso, analizando un menor número de estrellas durante menos tiempo, pero empleando telescopios de mayor apertura, no se observa tal tendencia de forma clara, aunque sí parcialmente, *siendo más acusada la pendiente del tipo espectral G al M.*
- Se han analizado dos estrellas particulares de las que se tienen observaciones desde el espacio: el Sol y Procyon A (observada por WIRE y MOST desde el espacio). Las pendientes medidas en las estrellas de tipo espectral G no coinciden con las medidas a partir de datos del Sol (de tipo espectral G2V) de VIRGO/SPM, de forma similar a como las medidas sobre Procyon A (cuyo tipo espectral es F5 IV-V) no lo hacen con las de conjuntos de estrellas de tipo espectral F. En la región de frecuencias altas (donde se localizaría la potencia debida a la granulación), las diferencias se atribuyen a la presencia de ruido plano debido tanto a la fotometría como a la influencia de la turbulencia atmosférica terrestre (en forma de centelleo) en las series temporales tomadas desde Tierra.
- A partir de las mediciones realizadas por Kjeldsen et al. (1999) de la pendiente del espectro de potencias de la estrella α Cen A (estrella de tipo espectral G2V, como el Sol) y, haciendo uso de las simulaciones de granulación desarrolladas aquí, *se estima que el tiempo de vida media de la granulación en α Cen A es similar o ligeramente inferior al medido en el Sol: $\tau_{GR} = 240$ s.*
- Se ha empleado el modelo de simulaciones numéricas de la fluctuaciones de irradiancia para obtener una realización de la granulación que concuerde con el espectro de potencias obtenido a través de la serie temporal de 2007 de MOST

de la estrella de tipo espectral F5 IV-V *Procyon A*. De la simulaciones se desprende que el tiempo de vida de su patrón de granulación es $120 \text{ s} \lesssim \tau_{\text{GR}} \lesssim 240 \text{ s}$ y su amplitud rms en el dominio temporal se estima en $A_{\text{GR}} = 230 \text{ ppm}$, unas diez veces superior a la medida para la granulación solar.

- Se ha realizado un estudio preliminar de los datos de **CoRoT**, encontrando que en el rango de frecuencias correspondiente a supergranulación y regiones activas, el valor absoluto de la pendiente de los espectros de potencias crece del tipo espectral F al M. No se ha podido concluir nada en lo que respecta a granulación, ya que la frecuencia orbital del satélite y sus armónicos enmascaran cualquier tendencia, que podría además, ser pequeña.

A

El Telescopio Astrosísmico-Fotométrico (TELAST)

En el transcurso del presente trabajo, dada la dificultad de conseguir tiempo de telescopio para campañas de la duración requerida para este tipo de estudio, se estimó oportuno dedicar un esfuerzo adicional para poner en marcha un sistema más modesto que los telescopios ofertados, pero con disponibilidad total para nuestro grupo: el Telescopio Astrosísmico-Fotométrico (TELAST). Se trataba de un telescopio de tipo aficionado de unos 30.5 cm de apertura junto con un CCD y un juego de filtros anchos. Se realizaron varias campañas dedicadas, tanto a la puesta a punto del instrumento, como para la adquisición de datos. A la postre, la montura del telescopio resultó tener un defecto que limitaba de forma severa las prestaciones del sistema y se descartó su uso. Actualmente TELAST dispone de una nueva montura y de un nuevo CCD y se emplea para el seguimiento de tránsitos de planetas detectados fuera del sistema solar.

A.1. Características del sistema TELAST

Como ya se ha mencionado, el proyecto TELAST surgió de la necesidad de disponer de observaciones largas (del orden de semanas) para el objetivo de esta tesis, la detección y caracterización de la señal convectiva solar. Esta estimación de la duración de las campañas surge del análisis de observaciones del Sol que indican que existe señal de este tipo dominando a frecuencias bajas (ver Cap.2). En este sentido, la concesión de este número tan alto de noches por parte de los comités de asignación de tiempo no era sencilla, lo que motivó la idea de trabajar en un sistema modesto con disponibilidad total por parte del grupo.

TELAST fue impulsado por el Prof. Teodoro Roca Cortés y llevado a término por Rosa María Domínguez Quintero y el autor; contando con la ayuda del Taller de Mecánica, el equipo de Mantenimiento del Observatorio del Teide y los Servicios Informáticos Comunes del IAC. Se ubicó en el OT, cerca de la Pirámide de Van der



Figura A.1: El sistema TELAST, en su ubicación y con su cerramiento original dentro del OT.

Raay (Laboratorio Solar), en el antiguo emplazamiento de un instrumento en desuso que consistía en fotómetros multicanal para el estudio de las oscilaciones solares: *Solar Luminosity Oscillation Experiment* (SLOE). Se empleó, en primera instancia, el cerramiento existente, aunque hubo que realizar alguna modificación sobre el mismo para poder dar cabida al sistema (ver Fig. A.1). A continuación se resumen las principales características del sistema TELAST:

- Telescopio modelo MEADE LX200GPS con diseño óptico de tipo Schmidt-Cassegrain de 12 pulgadas (30.5 cm) de apertura, f/10, con montura de horquilla y dispositivo microenfocador para un enfoque automático.
- Detector *Santa Barbara Instrument Group* (SBIG) ST-9XE un CCD para ciencia y otro para autoguiado:
 - CCD de ciencia *Kodak Enhanced* KAF-0261E (Clase 1).
 - CCD de autoguiado *Texas Instruments* modelo TC-237.
 - Matriz de 512×512 píx² cuyas dimensiones son 10.2×10.2 mm².
 - Tamaño de píxel: 20×20 μm.
 - Corriente de oscuridad igual a $10 e^- \text{ píx}^{-1} \text{ s}^{-1}$ a $T = 0^\circ\text{C}$.
 - Campo de visión con el sistema de óptica adaptativa AO-7: $11' \times 11'$ (escala de píxel igual a $1.3'' \text{ píx}^{-1}$).
 - Refrigeración: ventilador activo termoeléctrico monoetapa.
 - Tiempo de exposición de 0.11 s a 3600 s, con una resolución de 10 ms.
 - Ganancia A/D: $2.8 e^- \text{ ADU}^{-1}$.
 - Ruido de lectura *rms*: $13 e^-$.

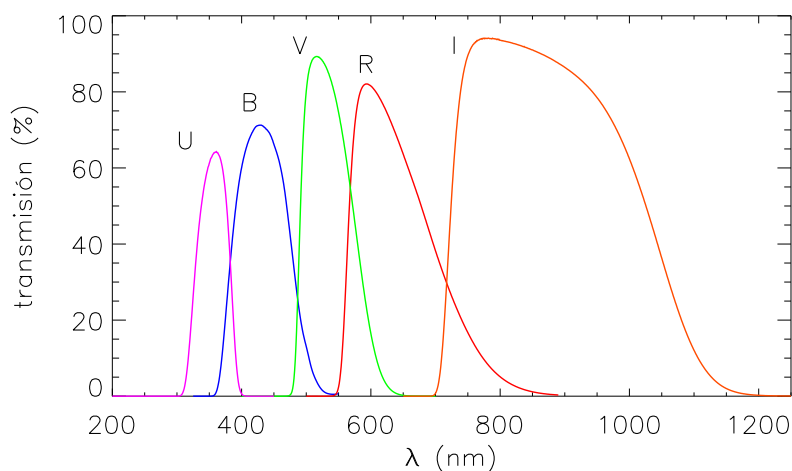


Figura A.2: Sistema de filtros original de TELAST a partir de las medidas de transmisión realizadas por Rasilla Piñeiro (2004).

- Tiempo total de adquisición (digitalización y descarga) a través de la interfase USB inferior a 1 s
- Rueda de filtros CFW9 de SBIG con capacidad para 5 filtros. Se dispone de un juego de filtros de tipo Johnson (Rasilla Piñeiro, 2004) (véase la Fig. A.2).
- Sistema de óptica adaptativa SBIG AO-7 consistente en un espejo plano para correcciones rápidas de *tip-tilt* con una frecuencia máxima de 40 Hz. En las especificaciones se indica que este mecanismo es capaz de reducir o eliminar los efectos atmosféricos locales y de bajo orden.

Los distintos mecanismos que componían el sistema (la montura, el CCD, la rueda de filtros, el microenfocador, etc.) eran controlables por *software*, lo que permitió un alto nivel de automatización. Se adquirió un paquete de *software* para el control del CCD y del telescopio, aunque en ocasiones resultó insuficiente para el tipo de observaciones que se querían realizar, por lo que se implementaron programas en lenguaje qBasic que permitían la comunicación entre el PC y el telescopio y *vscrips* de *Windows* para demás funciones. Para cada una de las distintas campañas realizadas se implementaron los *scripts* necesarios que consistían, en todo los casos, en la adquisición de series temporales relativamente rápidas (muestreo del orden de 1 min o menos) y, generalmente, de un mismo campo. Como muestra, se diseñaron *scripts* específicos que al alba y al atardecer, de forma totalmente automática, implementaban la toma de *flat fields* en los distintos filtros y también de *bias*. Otro *script* se encargaba, al final de la noche de observación, de aparcar el telescopio en la posición adecuada para cerrar. En el momento de máxima automatización, las únicas operaciones inevitables consistían en cubrir el tubo óptico y mover el cerramiento para guardar el

sistema y, al no tener monitorizadas las condiciones meteorológicas, tampoco se pudo automatizar el aparcado por condiciones adversas.

A.2. Campaña para la observación del cúmulo abierto NGC7039

En agosto de 2004 se abordó la observación rutinaria a lo largo de un mes del cúmulo abierto NGC7039 con el sistema TELAST. El objetivo era aplicar un análisis análogo al realizado sobre datos de STARE (ver Sec. 4.2). El cúmulo en cuestión es de interés pues la clasificación espectral realizada empleando el catálogo de 2MASS (que se detalla en la Sec. 4.2.1) indicaba que el contenido espectral del cúmulo consiste, básicamente, en estrellas de Secuencia Principal de tipos espectrales A y F, con algunas B y G. En este sentido resultaba interesante comparar los espectros de potencias de las estrellas F, que se espera que presenten una capa externa convectiva, con los de las de tipo A, que se espera que carezcan de ella (ver Sec. 1.3).

Al terminar la campaña se obtuvieron 27 noches de datos sin emplear filtros, con una cadencia promedio, cada noche, de 26 s. El tiempo de exposición por imagen fue de 20 s. Las observaciones se realizaron empleando el espejo de óptica adaptativa AO-7 para llevar a cabo el autoguiado (los movimientos de *tip-tilt* pueden emplearse para este fin).

Posteriormente se realizó la fotometría a 65 estrellas con magnitudes J comprendidas entre 9 y 14, aunque sólo 43 de ellas fueron clasificadas a través del método antedicho. La fotometría de apertura se llevó a cabo empleando el *software* desarrollado en el transcurso de la tesis y descrito en detalle en la Sec. 4.3.1. Las observaciones se realizaron en foco (o cerca de él) dadas las magnitudes de los objetos y la necesidad de emplear el sistema de autoguiado). Finalmente se seleccionaron 14 estrellas de tipo espectral A y 27 de tipo espectral F.

Con anterioridad a esta campaña se habían detectado saltos en el seguimiento de la montura del telescopio cuando los tiempos de integración alcanzaban alrededor de 10 s, por esta razón se decidió aplicar el autoguiado, pues un tiempo de integración de 20 s sin el mismo causaba una imagen con los objetos movidos. El sistema AO-7 parecía lo suficientemente rápido como para mitigar este defecto de la montura.

Una vez calculados los espectros de potencias representativos de cada tipo espectral, A y F (ver la Sec. 4.2), se evidenció la existencia en ambos de una fuerte componente instrumental en los mismos: una señal con un periodo bien definido de unos 8 min que se mostraba en forma de pico en los espectros de potencias (véase la parte izquierda de la Fig. A.3). Se recuperaron, entonces, observaciones anteriores para averiguar el origen de esta señal y se encontró que era inherente al seguimiento de la montura desde el primer día de uso. En el gráfico de la derecha de la Fig. A.3 se muestra la posición de un objeto (x, y) dentro del CCD durante una noche de observación y se aprecian con claridad los saltos en ascensión recta.

Una señal instrumental de esta naturaleza con tanta potencia no se planteó filtrarla, ya que se encontraba justo en el rango de interés, con el consiguiente riesgo de eliminar señal relevante.

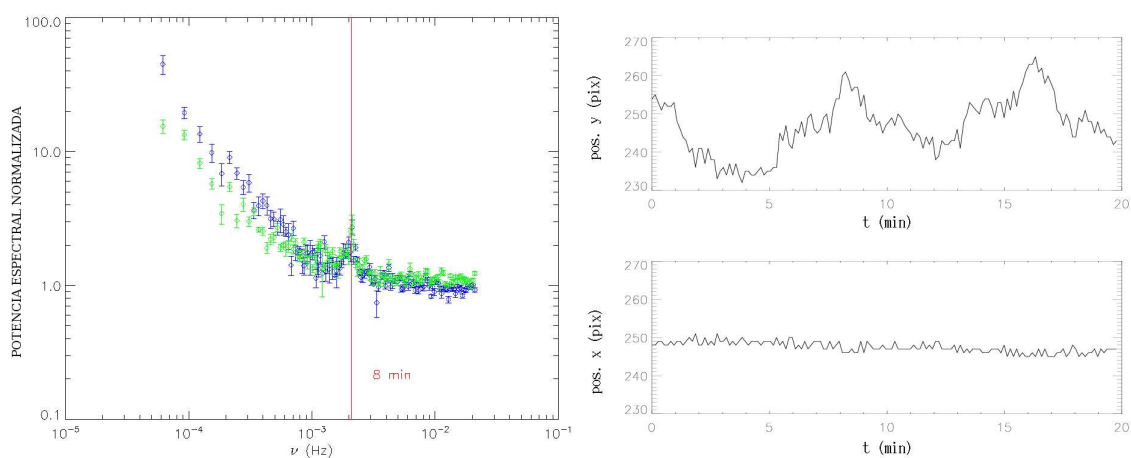


Figura A.3: *Izquierda: Espectros de potencias, promediados cada noche y normalizados, representativos de 14 estrellas de tipo espectral A (en azul) y 27 de tipo espectral F (en verde) pertenecientes al cúmulo abierto NGC7039 y observadas con el sistema TELAST, fruto de 27 noches de observación. Se aprecia claramente, en ambos casos, un pico (indicado en rojo) a una frecuencia correspondiente a un período de unos 8 min de origen instrumental; en concreto, del movimiento de seguimiento de la montura. Derecha: Posición (x, y), dentro del CCD, de un objeto observado por TELAST durante una noche de observación con el seguimiento de la montura en funcionamiento (sin autoguiado). Puede observarse el movimiento periódico de, aproximadamente 8 min, que tiene lugar en el eje de ascensión recta.*

El siguiente paso, fue encargar una nueva montura más robusta y con mejores prestaciones y, al menos en lo que se refiere a este trabajo, se abandonó la posibilidad del uso de TELAST.

A.3. Situación actual del sistema

Una vez adquirida la montura nueva se volvió a trabajar en el nuevo sistema TELAST, que sufrió algunas modificaciones importantes. Las principales son las que se citan a continuación (José Manuel Almenara, comunicación privada):

- Se diseñó y se encargó la construcción de un nuevo cerramiento; en este caso, mecanizado y susceptible de ser automatizado.
- Llegó la nueva montura más robusta, manufacturada en Japón: modelo Vixen Gaiax.
- Se adquirió también un nuevo detector: CCD STL-1001E¹, de 1024×1024 , que posee un CCD independiente para autoguiado. La escala de píxel que se obtiene con el sistema óptico más detector es de $1.7'' \text{ píx}^{-1}$ dando un campo de visión total de unos $29'$, sensiblemente mayor que el proporcionado por la antigua CCD.

¹http://www.sbig.com/large_format/1001E_specs.htm y <http://www.sbig.com/sbwgifs/st1001eqe.gif>

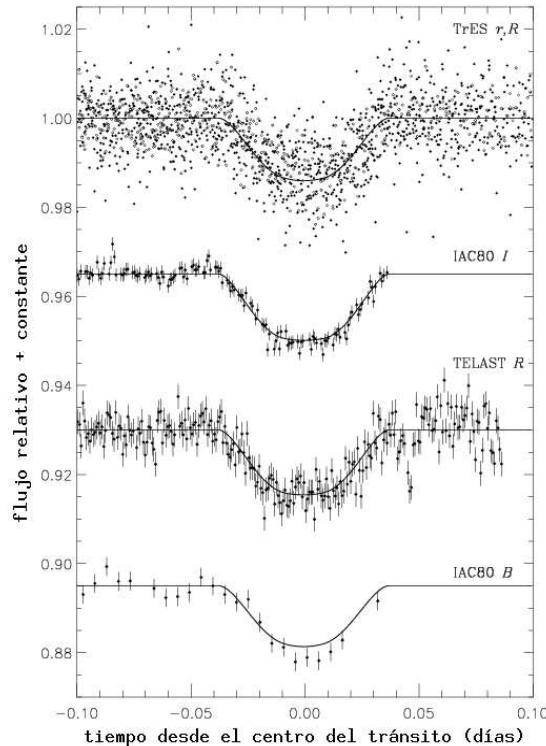


Figura A.4: Figura extraída de O'Donovan et al. (2006) donde se muestra el flujo relativo del sistema TrES-2 en función del tiempo, referido al centro del tránsito. La curva obtenida por TELAST con el filtro R está indicada en la figura.

- o Junto con el nuevo detector se obtuvo un juego de filtros de 2 pulgadas para el detector.

El uso que se le ha dado al telescopio ha cambiado bastante. En la actualidad, aprovechando su total disponibilidad, TELAST se emplea, principalmente, para seguimiento de los candidatos a planetas extrasolares del STARE. También se ha usado para mediciones puntuales de color o para actualizar las efemérides de ciertos objetos.

La frecuencia de observación desde que se instaló el nuevo sistema consiste en campañas de unas pocas noches (de uno a cuatro, aproximadamente) habiendo, en promedio, una al mes en los últimos años.

Aunque lejos de su objetivo original, cabe destacar los resultados que han sido proporcionados, en los últimos tiempos, por TELAST. El sistema ha sido empleado para confirmar dos tránsitos planetarios extrasolares: descubrimiento por parte del *Trans-atlantic Exoplanet Survey*² (TrES) de TrES-2 (O'Donovan et al., 2006) (ver Fig. A.4) y el descubrimiento de los tránsitos de un planeta detectado por velocidad; hasta ahora, el planeta con tránsitos de mayor periodo orbital, 21.2 días y mayor excentricidad, 0.67 (Barbieri et al., 2007).

²<http://www.astro.caltech.edu/~ftod/tres/tres.html#intro>

B

Listas de estrellas

En este apéndice se detallan las estrellas que han sido objeto de estudio, desde Tierra, en esta tesis. En concreto se trata de las correspondientes a las observaciones del campo *Her0*, realizadas por el proyecto STARE, y las llevadas a cabo con telescopios de 1 m y 2.54 m del campo *3KFG*. Como se ha descrito en la Sec. 4.2.1, se ha efectuado una estimación del tipo espectral de cada estrella cotejando la fotometría de las fuentes de 2MASS. Se desglosa aquí el resultado obtenido para cada objeto.

Tabla B.1: *Lista de estrellas del campo Her0, observado con STARE. Se muestra la denominación de la estrella en el catálogo de 2MASS, la clasificación espectral realizada a partir del color $J-K_s$ de 2MASS, y la magnitud R medida por STARE.*

2MASS	tipo esp.	R	2MASS	tipo esp.	R
16470192+4523409	A5/A7	10.1	16491706+4632130	G4/G6	11.7
16521603+4436121	A5/A7	11.6	16555526+4643148	G4/G6	11.3
16520219+4849203	A5/A7	10.9	16520307+4428560	G4/G6	11.7
17054743+4606249	A2/A5	11.2	17043309+4533035	G2/G4	11.4
			16593082+4430072	G4/G6	11.2
16381771+4654343	F5/F7	9.9	16461465+4441416	G4/G6	11.6
17041659+4444428	F5/F7	9.5	16341700+4601519	G2/G4	11.9
16535281+4527552	F5/F7	10.2	16373007+4447368	G4/G6	11.7
16584452+4453343	F5/F7	10.2	16513537+4530534	G4/G6	11.8
16411532+4334546	F5/F7	9.8	16352295+4552061	G2/G4	12.0
16352020+4646074	F2/F5	10.0	16453359+4631216	G4/G6	11.8
16483233+4604324	F5/F7	10.3	16434388+4454228	G4/G6	11.9
16482277+4303390	F2/F5	10.4	17022451+4429156	G2/G4	11.7
16505524+4708377	F5/F7	10.3	16464031+4634166	G4/G6	11.9
16474556+4634479	F2/F5	10.4			

Continúa en la siguiente página.

Tabla B.1 Proviene de la página anterior.

2MASS	tipo esp.	R	2MASS	tipo esp.	R
16585265+4607086	F5/F7	10.4	16500770+4359210	K2/K4	9.9
17054358+4559074	F5/F7	9.9	16445205+4346053	K2/K4	10.0
17035763+4706259	F5/F7	9.9	16452754+4724201	K2/K4	9.8
16355912+4527277	F5/F7	10.3	16524763+4538326	K2/K4	10.2
16530248+4402288	F5/F7	10.2	16405222+4512589	K2/K4	10.2
16412700+4436122	F2/F5	10.4	16441231+4622456	K2/K4	10.1
16495217+4455546	F5/F7	10.6	16585114+4615476	K2/K4	9.9
16540761+4452387	F5/F7	10.5	16375816+4531577	K2/K4	10.1
16545419+4559318	F5/F7	10.6	16403131+4650595	K2/K4	10.3
16385629+4544530	F2/F5	10.7	16442562+4326502	K4/K5	9.9
16533891+4614024	F2/F5	10.7	16411079+4717091	K2/K4	9.9
16574237+4808282	F5/F7	10.3	16491238+4310175	K2/K4	10.2
16495326+4719003	F5/F7	10.4	16534488+4620124	K2/K4	10.2
16392001+4423298	F2/F5	10.6	16552049+4729165	K2/K4	10.0
16405883+4558342	F2/F5	10.6	16512196+4501198	K4/K5	10.1
17030205+4718097	F5/F7	10.1	16344146+4600034	K2/K4	10.2
16363122+4537047	F2/F5	10.7	16411659+4416056	K5/K7	10.1
16533609+4406043	F2/F5	10.9	16554828+4739261	K4/K5	10.2
16585614+4625258	F5/F7	10.6	16374294+4617180	K2/K4	10.5
16553058+4833397	F5/F7	10.2	16404078+4604305	K2/K4	10.5
16435748+4657572	F2/F5	10.9	16395255+4508439	K5/K7	10.5
16520181+4743054	F5/F7	10.6	16565503+4624037	K2/K4	10.4
17020063+4444324	F5/F7	10.9	17025425+4642392	K4/K5	9.6
16544296+4631364	F2/F5	10.6	17013058+4638177	K2/K4	10.1
16373475+4610200	F5/F7	10.7	16534458+4446398	K2/K4	10.5
16584593+4646081	F2/F5	10.8	16343666+4556578	K2/K4	10.6
16523414+4626517	F5/F7	11.0	16373000+4632356	K2/K4	10.5
16413812+4428256	F2/F5	10.7	16441145+4746535	K5/K7	10.5
16410057+4544248	F5/F7	10.9	16471173+4719068	K2/K4	10.3
16585615+4708155	F5/F7	10.7	16462915+4759150	K2/K4	10.1
16575227+4657391	F5/F7	10.6	16441860+4626554	K2/K4	10.5
16505195+4506578	F2/F5	10.8	16583715+4435219	K2/K4	10.7
16534351+4449591	F2/F5	11.1	16371825+4659383	K2/K4	10.2
17032917+4648508	F2/F5	10.7	16452949+4425387	K2/K4	10.5
16583819+4507127	F5/F7	10.8	16483250+4456518	K2/K4	10.8
16521515+4729579	F2/F5	10.6	16513139+4550180	K5/K7	10.9
16401810+4811470	F5/F7	10.9	16540348+4354491	K2/K4	10.6
16521856+4534445	F2/F5	11.1	16414288+4539179	K2/K4	10.9
16575845+4749344	F2/F5	10.8	16414903+4633589	K2/K4	10.9
16430200+4734507	F5/F7	10.4	16480195+4454032	K4/K5	10.8

Continúa en la siguiente página.

Tabla B.1 Proviene de la página anterior.

2MASS	tipo esp.	R	2MASS	tipo esp.	R
16530003+4404038	F5/F7	11.0	17013979+4604057	K4/K5	10.8
16391929+4547594	F5/F7	11.1	17023821+4557553	K2/K4	10.7
16503092+4650261	F2/F5	11.3	16385949+4437125	K2/K4	10.9
16394534+4526105	F5/F7	11.0	16592368+4653537	K2/K4	10.7
16402394+4454241	F5/F7	11.1	16542981+4435343	K4/K5	10.9
16440620+4807028	F2/F5	11.1	17061309+4623044	K4/K5	10.5
17004070+4705559	F5/F7	11.1	17023204+4555180	K2/K4	10.5
16404587+4613279	F5/F7	11.3	16590259+4524148	K5/K7	11.1
16471346+4759016	F5/F7	11.1	16392151+4626599	K2/K4	11.0
16464142+4424340	F5/F7	11.2	17005240+4718190	K5/K7	10.7
17011807+4612024	F2/F5	11.2	17050936+4557095	K2/K4	10.9
17022724+4658338	F2/F5	11.2	17040559+4616474	K4/K5	10.7
16454236+4533456	F2/F5	11.1	16481158+4829401	K2/K4	10.7
16463401+4817523	F5/F7	11.2	16542543+4433252	K2/K4	11.0
17022687+4710594	F5/F7	11.1	16514820+4426052	K2/K4	11.0
			16460573+4649361	K2/K4	11.0
16530122+4559288	G2/G4	10.0	17041147+4614596	K2/K4	10.8
16421374+4705557	G4/G6	9.7	16395441+4557164	K2/K4	11.1
16391042+4611012	G4/G6	10.2	16404852+4549460	K2/K4	11.2
16452347+4521430	G4/G6	10.0	16382784+4641309	K2/K4	11.4
16450493+4652338	G4/G6	10.6	16521489+4728536	K4/K5	11.0
16323468+4620468	G2/G4	10.5	16500307+4812436	K4/K5	11.0
16462864+4759238	G4/G6	10.1	16355104+4445513	K2/K4	11.2
16464787+4537523	G4/G6	10.6	17002753+4720580	K4/K5	11.0
16401702+4521130	G4/G6	10.7	16464936+4347224	K2/K4	11.2
16523781+4328164	G4/G6	10.8	16380605+4457564	K2/K4	11.2
16454987+4706399	G2/G4	10.8	16484055+4823165	K5/K7	11.1
16495693+4713092	G4/G6	10.9	17041737+4531125	K2/K4	10.9
16453275+4320109	G4/G6	10.6	17013301+4645356	K5/K7	11.2
16545935+4715490	G4/G6	10.5			
16450481+4619014	G4/G6	11.1	16553547+4332563	M4/M9	9.6
16371276+4549507	G2/G4	11.1	16520784+4803004	M4/M9	9.6
16595924+4455236	G4/G6	11.1	16461749+4351254	M4/M9	9.9
16415467+4513171	G4/G6	10.9	17010589+4541347	M4/M9	10.1
16463433+4758423	G4/G6	10.4	16574939+4533244	M4/M9	10.1
16460094+4847346	G4/G6	10.8	16433860+4513430	M4/M9	10.3
16401252+4358337	G2/G4	11.1	16363212+4712314	M4/M9	10.3
16530658+4551336	G4/G6	11.2	16565895+4824533	M4/M9	9.5
16503913+4611529	G4/G6	11.3	16424248+4834136	M4/M9	10.2
16362531+4502514	G2/G4	11.3	16580507+4549204	M4/M9	10.4

Continúa en la siguiente página.

Tabla B.1 Proviene de la página anterior.

2MASS	tipo esp.	R	2MASS	tipo esp.	R
16533968+4615588	G4/G6	11.3	16393251+4611429	M4/M9	10.5
16363308+4605228	G4/G6	11.2	17054656+4702093	M4/M9	9.9
16461661+4336234	G4/G6	11.5	16425893+4540502	M4/M9	10.8
16435198+4313067	G2/G4	11.4	16481416+4330250	M4/M9	10.9
16434831+4435548	G4/G6	11.3	16525146+4331200	M4/M9	11.0
16363734+4700284	G4/G6	11.4	16505246+4352309	M4/M9	10.7
16540220+4736571	G2/G4	11.3	16563925+4546461	M4/M9	10.9
16410941+4530133	G4/G6	11.3	16550900+4320167	M4/M9	11.3
16514385+4521592	G4/G6	11.4	16504304+4649061	M4/M9	11.0
16491137+4434115	G4/G6	11.4	16430131+4823392	M4/M9	11.0
16472976+4524505	G2/G4	11.8	16584227+4437000	M4/M9	11.5
16402934+4639568	G2/G4	11.7	16374281+4653178	M4/M9	11.6
16342690+4622128	G4/G6	11.7	16385958+4608315	M4/M9	11.4
16471525+4849149	G4/G6	11.1	16490012+4558590	M4/M9	11.8
16400743+4706034	G4/G6	11.7	16523632+4632093	M4/M9	11.7
16425998+4445383	G2/G4	11.6	16421566+4351160	M4/M9	11.6
16390283+4517403	G4/G6	11.8	16562547+4528175	M4/M9	11.6
16412294+4414338	G4/G6	11.6	16511385+4604292	M4/M9	11.6
16484726+4323374	G4/G6	11.7	17010088+4457265	M4/M9	12.0
17053531+4631599	G2/G4	11.2			

Tabla B.2: *Estrellas observadas desde Tierra con la OGS y el INT, pertenecientes al campo denominado 3KFG. Se muestra el nombre en el catálogo de 2MASS, el identificador empleado aquí, la clasificación espectral obtenida a partir de los colores J y K_s de 2MASS y las magnitudes J, H, K_s (las tres de 2MASS) y la magnitud instrumental.*

2MASS	id	tipo espectral	J	H	K _s	<i>m</i> _{inst}
14524282+3227048	Ff	F2/F5	7.606	7.391	7.342	14.8
14524728+3232276	Fg	F5/F7	9.476	9.243	9.170	16.6
14525345+3241273	Fj	F2/F5	5.991	5.808	5.773	13.2
14525953+3248225	Ma	M4/M9	10.872	10.173	9.960	18.9
14531180+3225058	Gc	G0/G2	10.569	10.256	10.211	18.0
14531783+3258525	Fi	F5/F7	10.600	10.374	10.312	17.3
14531974+3235484	Fh	F5/F7	11.015	10.789	10.734	18.3
14532872+3224505	Kf	K2/K4	10.352	9.836	9.744	18.4
14532924+3238192	Gd	G0/G2	11.987	11.696	11.623	19.7
14533354+3245248	Fe	F7/G0	9.973	9.680	9.629	17.9
14534198+3219507	Mb	M4/M9	8.602	7.828	7.655	16.2
14535333+3224476	Ke	K4/K5	5.893	5.343	5.202	14.0
14541021+3233153	Gf	G6/K0	11.686	11.269	11.221	18.5
14541659+3255328	Fd	F5/F7	10.717	10.462	10.405	17.5
14541941+3302134	Gg	G6/K0	11.597	11.136	11.094	19.1
14542029+3245037	Kb	K7/M0	11.800	11.103	10.982	19.0
14542767+3251527	Kc	K4/K5	9.673	9.138	8.975	17.9
14543236+3242355	Fc	F7/G0	9.876	9.614	9.537	17.7
14544623+3240565	Gb	G4/G6	11.505	11.167	11.098	18.9
14544840+3254442	Kd	K2/K4	11.898	11.393	11.291	19.0
14545163+3241391	Fb	F7/G0	11.941	11.673	11.610	19.2
14550330+3259340	Kh	K0/K2	11.523	11.023	10.981	18.6
14551799+3232372	Mc	M0/M4	11.343	10.710	10.475	19.7
14551891+3249262	Ka	K2/K4	5.355	4.934	4.684	12.6
14552248+3258269	Fa	F5/F7	7.625	7.385	7.335	14.3
14552739+3240203	Ga	G6/K0	9.256	8.881	8.816	16.1
14552824+3231240	Kg	K0/K2	11.988	11.534	11.404	19.0
14554130+3234370	Ge	G4/G6	10.927	10.581	10.513	18.0

Bibliografía

- Aigrain, S., Favata, F., y Gilmore, G. 2004, *A&A*, 414, 1139
- Aitchison, J. y Brown, J. A. C. 1957, *The lognormal distribution* (R.U.: Cambridge University Press)
- Allende Prieto, C., Asplund, M., López, R. J. G., y Lambert, D. L. 2002, *ApJ*, 567, 544
- Alonso, R., Belmonte, J. A., y Brown, T. 2003, *Ap&SS*, 284, 13
- Andersen, B. 1991a, in *MINI-Workshop on Diagnostics of Solar Oscillations Observations*; eds. Maltby, P. and Leer, E., 15
- Andersen, B. 1991b, *Advances in Space Research*, 11, 93
- Andersen, B., Leifsen, T. E., y Toutain, T. 1994, *Sol. Phys.*, 152, 247
- Anderson, E. R., Duvall, T. L., y Jefferies, S. M. 1990, *ApJ*, 364, 699
- Asplund, M. 2005, *ARA&A*, 43, 481
- Asplund, M., Ludwig, H.-G., Nordlund, Å., y Stein, R. F. 2000a, *A&A*, 359, 669
- Asplund, M., Nordlund, Å., Trampedach, R., Allende Prieto, C., y Stein, R. F. 2000b, *A&A*, 359, 729
- Auvergne, M., Bodin, P., Boissard, L., et al. 2009, *ArXiv e-prints*
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2002, in *1st Eddington workshop on Stellar Structure and Habitable Planet Finding*; eds. Favata, F., Roxburgh, I.W. and Galadí-Enríquez, D., 17–24
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2006, in *ESA Special Publication, Vol. 1306, ESA Special Publication*, ed. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, y L. Conroy, 33–+
- Barbieri, M., Alonso, R., Laughlin, G., et al. 2007, *A&A*, 476, L13

- Basu, S. y Antia, H. M. 1997, MNRAS, 287, 189
- Baumann, I. y Solanki, S. K. 2005, A&A, 443, 1061
- Beck, J., Duvall Jr, T., y Scherrer, P. 1998, Nat, 394, 653
- Beck, J. G. y Chapman, G. A. 1993, Sol. Phys., 146, 49
- Bedding, T. R., Butler, R. P., Kjeldsen, H., et al. 2001, ApJ, 549, L105
- Bellot Rubio, L. R. 2009, ApJ, 700, 284
- Belmonte, J. A., Jones, A. R., Pallé, P. L., y Roca Cortés, T. 1990a, Ap&SS, 169, 77
- Belmonte, J. A., Jones, A. R., Pallé, P. L., y Roca Cortés, T. 1990b, ApJ, 358, 595
- Belmonte, J. A., Pérez Hernández, F., y Roca Cortés, T. 1990c, A&A, 231, 383
- Berger, T. E., Rouppe van der Voort, L. H. M., Löfdahl, M. G., et al. 2004, A&A, 428, 613
- Berrilli, F., Del Moro, D., Russo, S., Consolini, G., y Straus, T. 2005, ApJ, 632, 677
- Bessell, M. S. y Brett, J. M. 1988, PASP, 100, 1134
- Bevington, P. R. y Robinson, D. K. 2003, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences* (New York, USA: 3a ed.; McGraw-Hill)
- Biazzo, K., Frasca, A., Henry, G. W., Catalano, S., y Marilli, E. 2007, ApJ, 656, 474
- Bogdan, T. J., Gilman, P. A., Lerche, I., y Howard, R. 1988, ApJ, 327, 451
- Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., et al. 2000, A&AS, 143, 33
- Born, R. 1974, Sol. Phys., 38, 127
- Bouchy, F. y Carrier, F. 2001, A&A, 374, L5
- Brandt, P.Ñ., Ferguson, S., Shine, R. A., Tarbell, T. D., y Scharmer, G. B. 1991, A&A, 241, 219
- Brown, T. M. y Charbonneau, D. 1999, Bulletin of the American Astronomical Society, 31, 1534
- Brown, T. M., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., y Ramsey, L. W. 1991, ApJ, 368, 599
- Bruntt, H., Kjeldsen, H., Buzasi, D. L., y Bedding, T. R. 2005, ApJ, 633, 440
- Canuto, V. M. y Mazzitelli, I. 1991, ApJ, 370, 295
- Carrington, R. C. 1858, MNRAS, 19, 1
- Castellano, T. 2000, PASP, 112, 821

- Catala, C., Mangeney, A., Gautier, D., et al. 1995, in ASP Conf. Ser. 76: GONG 1994. Helio- and Astro-Seismology from the Earth and Space, 426–+
- Cattaneo, F., Lenz, D., y Weiss, N. 2001, ApJ, 563, L91
- Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Isaak, G. R., Miller, B. A., y New, R. 2000, MNRAS, 313, 32
- Christensen-Dalsgaard, J. 1989, *Lecture notes on stellar oscillations* (Aarhus, Dinamarca: *Intitut for Fysik og Astronomi, Aarhus Universitet*)
- Christensen-Dalsgaard, J. 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 1073
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O., y Thompson, M. J. 1991, ApJ, 378, 413
- Cutri, R. M. y Skrutskie, M. F. 1998, Bulletin of the American Astronomical Society, 30, 1374
- Danilovic, S., Gandorfer, A., Lagg, A., et al. 2008, A&A, 484, L17
- De Ridder, J., Arentoft, T., y Kjeldsen, H. 2006, MNRAS, 365, 595
- Del Moro, D. 2004, A&A, 428, 1007
- Del Moro, D., Berrilli, F., Bonet, J. A., et al. 2003, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 74, 584
- Deleuil, M., Meunier, J. C., Moutou, C., et al. 2009, AJ, 138, 649
- DeRosa, M. L. y Toomre, J. 2004, ApJ, 616, 1242
- Deubner, F. L. 1988, A&A, 204, 301
- Domingo, V., Fleck, B., y Poland, A. I. 1995, Sol. Phys., 162, 1
- Dravins, D. 1987, A&A, 172, 211
- Dravins, D. 1999, in ASP Conf. Ser. 185: IAU Colloq. 170: Precise Stellar Radial Velocities, ed. J. B. Hearnshaw y C. D. Scarfe, 268–+
- Dravins, D., Lindegren, L., Mezey, E., y Young, A. T. 1997, PASP, 109, 725
- Dravins, D., Lindegren, L., y Nordlund, Å. 1981, A&A, 96, 345
- Duvall, Jr., T. L. 1998, in Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars SOHO 6/GONG 98 Workshop Abstract, June 1-4, 1998, Boston, Massachusetts, p. 581, ed. S. Korzennik, 581–+
- Eff-Darwich, A. y Korzennik, S. G. 1998, in Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars SOHO 6/GONG 98 Workshop Abstract, June 1-4, 1998, Boston, Massachusetts, p. 685, ed. S. Korzennik, 685–+

- Eff-Darwich, A., Pérez Hernández, F., y Korzennik, S. G. 2001, in ESA SP-464: SOHO 10/GONG 2000 Workshop: Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium, ed. A. Wilson y P. L. Pallé, 289–293
- Eggenberger, P., Charbonnel, C., Talon, S., et al. 2004, *A&A*, 417, 235
- Espagnet, O., Muller, R., Roudier, T., y Mein, N. 1993, *A&A*, 271, 589
- Featherstone, N. A., Hindman, B. W., Haber, D. A., y Toomre, J. 2004, in ESA Special Publication, Vol. 559, SOHO 14 Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future, ed. D. Danesy, 428–+
- Fernández Ontiveros, J. A. 2004, Proyecto de fin de carrera (ULL): Estudio de la extinción atmosférica para medidas fotométricas precisas en el Observatorio del Teide
- Frandsen, S., Carrier, F., Aerts, C., et al. 2002, *A&A*, 394, L5
- Frandsen, S., Jones, A., Kjeldsen, H., et al. 1995, *A&A*, 301, 123
- Fröhlich, C., Romero, J., Roth, H., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 101
- Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 61
- Gadun, A. S., Hanslmeier, A., Pikalov, K., et al. 2000, *A&AS*, 146, 267
- Gilliland, R. L. y Brown, T. M. 1992, *PASP*, 104, 582
- Gnevyshev, M. 1938, *Pulkovo Obs. Circ.*, 24, 37
- Gray, D. y Nagel, T. 1989, *ApJ*, 341, 421
- Gray, D. F. 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, ed. D. F. Gray
- Gray, D. F. 2009, *ApJ*, 697, 1032
- Guenther, D. B., Kallinger, T., Gruberbauer, M., et al. 2008, *ApJ*, 687, 1448
- Hagenaar, H. J., Schrijver, C. J., y Title, A. M. 1997, *ApJ*, 481, 988
- Hardie, R. H. 1962, *Astronomical Techniques. Cap. 8: Photoelectric reductions* (Chicago, EUA: University of Chicago Press, ed. W.A. Hiltner), 178–208
- Hardy, J. W. 1998, *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes*, ed. A. Hasegawa, M. Lapp, B. B. Snively, H. Stark, A. C. Tam, y T. Wilson (Oxford University Press, pp. 47-48)
- Hart, A. B. 1956, *MNRAS*, 116, 38

- Harvey, J. W. 1984, in *Probing the Depths of a Star: The Study of the Solar Oscillations from the Space*, Eds.: Noyes, R. W. y Rhodes Jr., E.J., Pasadena JPL/NASA, 327,51
- Harvey, J. W., Duvall, T. L., Jefferies, S. M., y Pomerantz, M. A. 1993, in *ASP Conf. Ser. 42: GONG 1992. Seismic Investigation of the Sun and Stars*, 111–+
- Hathaway, D. H., Beck, J. G., Bogart, R. S., et al. 2000, *Sol. Phys.*, 193, 299
- Hindman, B. W., Haber, D. A., y Toomre, J. 2006, *ApJ*, 653, 725
- Hirzberger, J., Bonet, J. A., Vázquez, M., y Hanslmeier, A. 1999, *ApJ*, 515, 441
- Hirzberger, J., Vázquez, M., Bonet, J. A., Hanslmeier, A., y Sobotka, M. 1997, *ApJ*, 480, 406
- Howell, S. B. 1989, *PASP*, 101, 616
- Howell, S. B. y Everett, M. E. 2001, in *Third Workshop on Photometry*, p. 1, ed. W. J. Borucki & L. E. Lasher, 1–+
- Hudson, H. S. 1988, *ARA&A*, 26, 473
- Javaraiah, J. 2003, *Sol. Phys.*, 212, 23
- Jenkins, J. M., Witteborn, F., Koch, D. G., et al. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4013, p. 520-531, UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, James B. Breckinridge; Peter Jakobsen; Eds., 520–531
- Jiménez, A., Jiménez-Reyes, S. J., y García, R. A. 2005, *ApJ*, 623, 1215
- Jiménez, A., Pallé, P. L., Pérez Hernández, F., Régulo, C., y Roca Cortés, T. 1988, *A&A*, 192, L7
- Jiménez, A., Roca Cortés, T., y Jiménez-Reyes, S. J. 2002, *Sol. Phys.*, 209, 247
- Kariyappa, R., Narayanan, A. S., y Dame, L. 2005, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 33, 19
- Kippenhahn, R. y Weigert, A. 1994, *Stellar Structure and Evolution*, ed. I. Appenzeller, M. Harwit, R. Kippenhahn, P. Strittmatter, y V. Trimble
- Kjeldsen, H. 2002, in *ESA SP-485: Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, ed. B. Battrick, F. Favata, I. W. Roxburgh, y D. Galadi, 200–210
- Kjeldsen, H. y Bedding, T. 1995, *A&A*, 293, 87
- Kjeldsen, H., Bedding, T., Frandsen, S., y Dall, H. 1999, *MNRAS*, 303, 579
- Kjeldsen, H., Bedding, T., Viskum, M., y Frandsen. 1995, *AJ*, 109, 1313

- Kjeldsen, H. y Frandsen, S. 1992, *PASP*, 104, 413
- Krivova, N. A. y Solanki, S. K. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 76, 834
- Krivova, N. A., Solanki, S. K., Fligge, M., y Unruh, Y. C. 2003, *A&A*, 399, L1
- Lawrence, J. K., Cadavid, A. C., y Ruzmaikin, A. 2001, *Sol. Phys.*, 202, 27
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., y Simon, G. W. 1962, *ApJ*, 135, 474
- Li, K. J., Yun, H. S., y Gu, X. M. 2001, *AJ*, 122, 2115
- Liu, S.-Y. 1974, *Sol. Phys.*, 39, 297
- Maltby, P., Avrett, E. H., Carlsson, M., et al. 1986, *ApJ*, 306, 284
- Martić, M., Schmitt, J., Lebrun, J.-C., et al. 1999, *A&A*, 351, 993
- Martić, M., Lebrun, J.-C., Appourchaux, T., y Korzennik, S. 2004, *A&A*, 418, 295
- Martínez Pillet, V., Bonet, J. A., Collados, M. V., et al. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5487, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. J. C. Mather, 1152–1164
- Martínez Pillet, V., Moreno-Insertis, F., y Vázquez, M. 1993, *A&A*, 274, 521
- Matthews, J. M., Kusching, R., Guenther, D. B., et al. 2004, *Nature*, 430, 51
- Metcalf, T. S., Henry, T. J., Knölker, M., y Soderblom, D. R. 2006, in ESA SP-624: Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun
- Mihalas, D. y Binney, J. 1981, *Galactic Astronomy* (San Francisco, EUA: W. H. Freeman and Company)
- Mitra-Kraev, U. y Thompson, M. J. 2007, *Astronomische Nachrichten*, 328, 1009
- Muller, R., Saldaña-Munoz, M., y Hanslmeier, A. 2004, in 35th COSPAR Scientific Assembly, *en prensa*, 1944
- Neckel, H. y Labs, D. 1994, *Sol. Phys.*, 153, 91
- Nelson, G. D. y Musman, S. 1978, *ApJ*, 222, L69
- Newberry, M. V. 1991, *PASP*, 103, 122
- Nordlund, Å., Spruit, H. C., Ludwig, H.-G., y Trampedach, R. 1997, *A&A*, 328, 229
- Nordlund, Å., Stein, R. F., y Asplund, M. 2009, *Living Reviews in Solar Physics*, 6, 2

- November, L. J., Toomre, J., Gebbie, K. B., y Simon, G. 1981, *ApJ*, 245, L123
- Oda, N. 1984, *Sol. Phys.*, 93, 243
- O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Mandushev, G., et al. 2006, *ApJ*, 651, L61
- Ortiz, A. 2005, *Advances in Space Research*, 35, 350
- Ortiz, A., Solanki, S. K., Domingo, V., Fligge, M., y Sanahuja, B. 2002, *A&A*, 388, 1036
- Pallé, P. L., Jiménez, A., Pérez Hernández, F., et al. 1995, *ApJ*, 441, 952
- Pallé, P. L., Roca Cortés, T., Jiménez, A., Golf, y VIRGO Teams. 1999, in *ASP Conf. Ser. 173: Stellar Structure: Theory and Test of Connective Energy Transport*, 297
- Pérez Gardé, M. 1979, Tesis de doctorado, Univ. La Laguna, (1979)
- Petrovay, K. y van Driel-Gesztelyi, L. 1997, *Sol. Phys.*, 176, 249
- Petrovay, K. G. 1990, *ApJ*, 362, 722
- Ploner, S. R. O., Solanki, S. K., y Gadun, A. S. 2000, *A&A*, 356, 1050
- Rabello-Soares, M. C., Roca Cortés, T., Jiménez, A., Andersen, B., y Appourchaux, T. 1997, *A&A*, 318, 970
- Raju, K. P., Srikanth, R., y Singh, J. 1999, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 27, 65
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., Koesterke, L., Lambert, D. L., y Asplund, M. 2009a, *A&A*, 501, 1087
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., Lambert, D. L., Koesterke, L., y Asplund, M. 2009b, *ArXiv e-prints*
- Rasilla Piñeiro, J. L. 2004, *Medidas de filtros Johnson de Oscilaciones (documento interno IAC)*
- Rast, M. P. 2003a, in *ESA SP-517: GONG+ 2002. Local and Global Helioseismology: the Present and Future*, ed. H. Sawaya-Lacoste, 163–172
- Rast, M. P. 2003b, *ApJ*, 597, 1200
- Régulo, C. y Roca Cortés, T. 2005, *A&A*, 444, L5
- Régulo, C., Roca Cortés, T., y Vázquez Ramió, H. 2002, in *10th SPM: Solar Variability: from Core to outer Frontiers; en prensa*, Vol. SP-506
- Régulo, C., Vázquez Ramió, H., y Roca Cortés, T. 2005, *A&A*, 443, 1013
- Rieutord, M., Roudier, T., Malherbe, J. M., y Rincon, F. 2000, *A&A*, 357, 1063

- Roca Cortés, T. 1997, in *Lec. Not. in Astrophysics: Space Solar Physics. Theoretical and Observational Issues in the Context of the SOHO Mission*, ed. J. Vial, K. Bocchialini, y P. Boumier, 1–40
- Roudier, T., Malherbe, J. M., Vigneau, J., y Pfeiffer, B. 1998, *A&A*, 330, 1136
- Roudier, T., Rieutord, M., Brito, D., et al. 2009, *A&A*, 495, 945
- Roudier, T., Vigneau, J., Espagnet, O., et al. 1991, *A&A*, 248, 245
- Rozelot, J.-P., Lefebvre, S., y Desnoux, V. 2003, *Sol. Phys.*, 217, 39
- Rutten, R. J. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 368, The Physics of Chromospheric Plasmas*, ed. P. Heinzel, I. Dorotovič, y R. J. Rutten, 27–+
- Saldaña-Muñoz, M., Muller, R., y Hanslmeier, A. 2004, *Hvar Observatory Bulletin*, 28, 9
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 129
- Shimizu, T., Nagata, S., Tsuneta, S., et al. 2008, *Sol. Phys.*, 249, 221
- Simon, G. W. y Leighton, R. B. 1964, *ApJ*, 140, 1120
- Simon, G. W. y Weiss, N. O. 1968, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 69, 435
- Solanki, S. y Fligge, M. 2000, in *ESA SP-463: The Solar Cycle and Terrestrial Climate, Solar and Space weather*, ed. A. Wilson, 51–+
- Solanki, S. K. 2003, *A&A Rev.*, 11, 153
- Spruit, H. C., Nordlund, Å., y Title, A. M. 1990, *ARA&A*, 28, 263
- Srikanth, R., Singh, J., y Raju, K. P. 2000, *ApJ*, 534, 1008
- Stein, R. F. y Nordlund, Å. 1989, *ApJ*, 342, L95
- Stein, R. F. y Nordlund, Å. 1998, *ApJ*, 499, 914
- Stix, M. 1991, *The Sun. An Introduction* (The Sun. An Introduction, XIII, 390 pp. 192 figs. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library)
- Straus, T., Deubner, F. L., y Fleck, B. 1992, *A&A*, 256, 652
- Straus, T., Severino, G., Deubner, F.-L., et al. 1999, *ApJ*, 516, 939
- Taylor, J. 1997, *Introduction to Error Analysis, the Study of Uncertainties in Physical Measurements*, 2nd Edition, ed. J. Taylor (University Science Books)

- The Sunrise Team, Barthol, P., Gandorfer, A. M., et al. 2008, *Advances in Space Research*, 42, 70
- Title, A. M., Tarbell, T. D., Topka, K. P., et al. 1989, *ApJ*, 336, 475
- Topping, J. 1956, *Error of Observation and Their Treatment*(London, UK: The Institute of Physics. Monographs for Students), 87+
- Torrence, C. y Compo, G. P. 1998, *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 79, Issue 1, pp.61-78, 79, 61
- Trampedach, R., Christensen-Dalsgaard, J., Nordlund, Å., y Stein, R. F. 1998, in *The First MONS Workshop: Science with a Small Space Telescope*, held in Aarhus, Denmark, June 29 - 30, 1998, Eds.: H. Kjeldsen, T.R. Bedding, Aarhus Universitet, p. 59., 59+
- Trampedach, R., Georgobiani, D., Stein, R. F., y Nordlund, Å. 2003, in *ESA SP-517: GONG+ 2002. Local and Global Helioseismology: the Present and Future*, ed. H. Sawaya-Lacoste, 195–200
- Vázquez Ramió, H. 2001, *Análisis Heliosismológico de los Datos de GOLF/SoHo en Épocas d Máximo y Mínimo de Actividad Solar* (Tesina, Universidad de La Laguna)
- Vázquez Ramió, H., Roca Cortés, T., y Régulo, C. 2002, in *ESA SP-506: Solar Variability: From Core to Outer Frontiers*, 897–900
- Walker, G., Matthews, J., Kuschnig, R., et al. 2003, *PASP*, 115, 1023
- Walker, G. A. H. 2008, *Journal of Physics Conference Series*, 118, 012013
- Weiss, W. W., Aerts, C., Aigrain, S., et al. 2004, in *ESA Special Publication, Vol. 538, Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, ed. F. Favata, S. Aigrain, y A. Wilson, 435–444
- Young, A. T. 1967, *AJ*, 72, 747
- Zahid, H. J., Hudson, H. S., y Fröhlich, C. 2004, *Sol. Phys.*, 222, 1

Agradecimientos

En primer lugar quisiera agradecer al Instituto de Astrofísica de Canarias la oportunidad de llevar a cabo esta tesis doctoral en este centro y empenado para ello los excelentes recursos (de muchas índoles) del mismo.

Quisiera agradecer al Prof. Teodoro Roca Cortés y a la Dra. Clara Régulo la dirección del trabajo. En particular, al Prof. Roca, la supervisión, la orientación en aspectos estratégicos, las sugerencias que me ha aportado y su exigencia hasta los últimos días. A la Dra. Régulo, especialmente, por el apoyo que mostró para que desarrollara las simulaciones numéricas. Y a ambos, la paciencia de todos estos años. También gracias a los miembros del grupo *Oscil*.

No sé hasta que punto esto procede, pero quisiera destacar la minuciosa, a la par que veloz, obligada revisión del manuscrito llevada a cabo por parte del Dr. Basilio Ruiz Cobo, gracias a la cual el texto se ha visto actualizado y mejorado apreciablemente.

Esta tesis no deja de ser la culminación de un laborioso y largo trabajo, pero que no tiene que ver en nada con la Astrofísica, sino al mero hecho de tratar de *subir* a un hijo. Es por ello que este libro está dedicado a mis padres. Por extensión, lo está a mis cuatro queridos hermanos.

Nunca imaginé que cuando escribiera estas líneas estaría felizmente casado y sería padre de un niño, pero así es y me alegro mucho. Así que dedico este trabajo *to my wife* Ángeles, que me ha apoyado más incluso de lo que merecía para terminarla, y con quién a partir de ahora, podré hablar *de ave a ave*; a mi pequeño gran Edgar, y a la familia que tengo en México, que es un auténtico titipuchal.

A pesar de que el proyecto de TelAst no dio los esperados frutos, para su implementación fue necesaria la implicación de muchas personas, principalmente los Servicios Informáticos Comunes, el Taller de Mecánica, Mantenimiento del Observatorio del Teide, etc. A todos ellos mi agradecimiento por su tiempo.

Dado que todavía no controlo el don de la ubicuidad, para la realización de las observaciones simuláneas en el Observatorio del Roque de los Muchachos y en el Observatorio del Teide, necesité de la desinteresada ayuda de Roi Alonso, Julia de León Cruz, Lílían de Fátima y Rosa M. Domínguez Quintero. A todos ellos gracias.

Hago una mención especial a aquellas personas que en los últimos tiempos han demostrado una inesperada (a mi parecer) y altruista sensibilidad ante mi obligada tarea de concluir este trabajo: el Dr. Jesús J. Fuensalida (no sólo apoyo moral sino a nivel práctico), Marcos Reyes y José Miguel Delgado.

Lo pasamos muy bien mientras coincidimos y juntos nos despedimos del corralón: Antonio y Vero.

Gràcies als meus amics de Salt i rodalies, per mantenir l'enllaç gironí-tinerfeny.