

INSTITUTO TECNOLÓGICO DE COSTA RICA
VICERRECTORÍA DE INVESTIGACIÓN Y EXTENSIÓN



ESTUDIO MULTI-ESPECTRAL COMPARATIVO DE LAS OSCILACIONES
DE MANCHAS Y FILAMENTOS SOLARES Y SU IMPLICACIÓN EN LA
EVOLUCIÓN DE FILAMENTOS.

Informe Final

Investigador coordinador:
Miguel Rojas Quesada
2021

Índice general

1. Código y título del proyecto	1
2. Autores y direcciones	1
3. Introducción	3
3.1. Objetivo	6
3.2. Estructura del informe	6
4. Marco teórico	7
4.1. Dinamo Solar	8
4.2. Estructura Magnética	11
4.3. Regiones activas, manchas solares y patrones globales	13
4.4. El ciclo solar: manifestaciones en manchas solares, campos magnéticos y otras propiedades	15
4.5. Eyecciones de masa coronal	16
4.6. Filamentos	17
4.7. Propiedades magnéticas y del plasma en los filamentos	17
4.8. Oscilaciones de Filamentos	19
5. Metodología	21
5.1. Determinación del centroide de cada imagen	23
5.2. Determinación de la intensidad relativa	24

5.3. Cálculo de la transformada de wavelet	25
5.4. Estimación del Campo Magnético	27
6. Resultados	28
6.1. Filamento 1	28
6.1.1. Oscilaciones de la sección sur	31
6.2. Filamento 2	35
6.2.1. Oscilaciones de la sección central	38
6.2.2. Oscilaciones de la región activa cercana a F2.	46
6.3. Filamento 3	48
6.3.1. Oscilaciones de la sección central	50
6.4. Filamento 4	54
6.4.1. Oscilaciones de la sección central	56
6.4.2. Oscilaciones de la región activa cercana a F4.	59
7. Discusión	62
8. Conclusiones y Recomendaciones	67
8.1. Recomendaciones de trabajos futuros	69
Referencias	70

Código y título del proyecto

Código del proyecto: 5402-1450-1601

Título del proyecto: Estudio multi-espectral comparativo de las oscilaciones de manchas y filamentos solares y su implicación en la evolución de filamentos.

Autores y direcciones

Investigador coordinador: Miguel Rojas Quesada.

Dirección electrónica: miguel.rojas@tec.ac.cr

Investigadora colaboradora: Dra. Lela Taliashvili.

Dirección electrónica: lela.taliashvili@ucr.ac.cr

Investigadora colaboradora: Dra. Heidy Gutiérrez.

Dirección electrónica: heidy.gutierrez@ucr.ac.cr

Resumen

Se considera que las oscilaciones de períodos largos en los filamentos/prominencias observadas en EUV podrían conducir al filamento a un estado inestable, sin embargo, sus características (rango de frecuencia, amplitud, duración) que pueden desencadenar una erupción y la forma en que se producen aún no están claros. Hemos analizado la evolución (temporal y según la altura) de las oscilaciones de largo periodo de dos filamentos intermedios (F2 y F4) y dos filamentos quietos (F1 y F3) relacionada con los procesos iniciales de sus inestabilidades térmicas y/o dinámicas y su correlación con las respuestas coronales asociadas, principalmente con las eyecciones de masa coronal (CMEs).

El estudio de oscilaciones se realizó para filamentos observados durante las rotaciones de Carrington CR2151 y CR2152, que coinciden con el máximo del ciclo solar 24, con base en imágenes de múltiples longitudes de onda, tomadas por SDO/AIA y GONG. Se realizó una rutina en SolarSoft que permitió obtener el espectro de frecuencias de las oscilaciones de largo periodo presentes en los cuatro filamentos.

Los resultados muestran una correlación importante entre la evolución de las oscilaciones de los filamentos y las condiciones iniciales antes de sus inestabilidades termales (DBt) y/o dinámicas (DBd) y las consecuencias coronales. Respecto al tipo de oscilación y la cercanía con las regiones activas, los dos filamentos intermedios (F2 y F4), presentaron importantes oscilaciones longitudinales amortiguadas, que ocurren previo a la DBt (F2) o previo a la DBd (F4). La diferencia más significativa entre las oscilaciones de F2 y F4, es que en este último se detectó un menor periodo de oscilación, lo cual se asocia a un menor radio de curvatura del campo magnético del filamento. El inicio de las oscilaciones además se asocia a flujos magnéticos emergentes en la región activa cercana o a variaciones en su intensidad.

Mientras, para los dos filamentos quietos (F1 y F3) no se encontraron oscilaciones longitudinales importantes (con una amplitud significativa), sin embargo, fue posible detectar pequeñas variaciones longitudinales, con periodos similares durante todo el periodo de estudio, aunque para F3 se concentran especialmente en periodo previo a la DBd. Se propone que estas oscilaciones tienen su origen relacionado con las inestabilidades termales del filamento que ocasionan flujos contracorriente en las fibras del filamento. Además, una oscilación adicional con un periodo de 6 h, se detectó claramente en los espectros de wavelet y periodogramas, aunque no se logró identificar oscilaciones longitudinales que coincidieran con este periodo.

Asimismo, hemos identificado indicios de que el proceso de reconexión magnética ocurre en capas por debajo de la corona en los eventos estudiados, ya que las perturbaciones de la intensidad observadas son más prominentes en los filtros correspondientes a la cromósfera, zona de transición y la corona baja mientras que éstas decaen en los filtros asociados a la corona.

Palabras claves: Transformada wavelet; SolarSoft; oscilaciones; filamentos solare; clima espacial, geofísica.

Introducción

El proyecto *Estudio multi-espectral comparativo de las oscilaciones de manchas y filamentos solares y su implicación en la evolución de filamentos* es una investigación que forma parte de los requisitos para optar por un grado académico de Maestría en Astrofísica de la Universidad de Costa Rica. Los resultados acá mostrados corresponden a los publicados en la tesis desarrollada para tales efectos, la cual fue presentada y aprobada en diciembre del 2020. Este informe está basado en el documento presentado como versión final al comité asesor de tesis, muestra exclusivamente aquellos segmentos que corresponden a los objetivos planteados en el proyecto de investigación aprobado por la VIE.

Las oscilaciones son una evidencia directa de los movimientos cuasiperiódicos del gas en las estructuras solares a lo largo de una línea de visión, las cuales permiten obtener parámetros físicos de interés (como los valores de campo magnético) a partir de la medición de los valores de amplitud y periodo. El presente estudio toma como base las oscilaciones de cuatro filamentos y manchas solares cercanas a estos, que ocurren previo o durante la desaparición termal o dinámica de los filamentos analizados.

En el caso de las manchas solares, estudios previos muestran oscilaciones similares a la fotosfera circundante en escalas de tiempo de algunos minutos (oscilación de 3-5 min) y se ha propuesto que están relacionadas con oscilaciones solares de cinco minutos pero suprimidas por fuertes campos magnéticos, existen además oscilaciones de largo periodo que varían desde decenas de minutos hasta varias horas y días. Las oscilaciones de período largo son difíciles de detectar pues requieren condiciones de observación muy estables y un rendimiento instrumental alto (Khomenko and Collados, 2015; Kallunki and Riehoakainen, 2012; Parchevsky and Kosovichev, 2007).

Las oscilaciones con un período de 30 min o más (las cuales se consideran también oscilaciones a largo periodo) han sido detectadas en la variación de la intensidad de los campos magnéticos y las velocidades en la línea de visión (Smirnova et al., 2011). Se desconoce actualmente el mecanismo responsable de la generación de estas oscilaciones, pero se ha sugerido que estas podrían estar conectadas con la reconfiguración a gran escala del campo magnético del Sol, o incluso la propagación de ondas desde el interior solar donde la densidad varía y la fuerza de gravedad actúa como fuerza restauradora (modos g) (Chorley et al., 2011).

Se ha sugerido que una mancha solar (en conjunto) oscila lentamente en la dirección vertical con periodos de 40 - 45, 60 - 80, 135 - 170, 220 - 240, 480 - 520, 340 y 470 min. Es importante resaltar que las amplitudes de estos modos disminuyen monótona y rápidamente con frecuencia creciente. Dichos desplazamientos verticales cambian el radio de su tubo de flujo magnético y el campo

magnético promedio también, en una sección transversal. Se ha encontrado que la amplitud de la oscilación del plasma disminuye rápidamente con las alturas lo que fundamentalmente distingue las oscilaciones de períodos largos de las de períodos cortos (Efremov et al., 2012).

Dentro de las oscilaciones de largo periodo se han detectado oscilaciones cuasiperiódicas en longitudes de onda de radio con períodos de 20-40, 60-80, 100-120 y 160-180 min en las manchas solares y las estructuras magnéticas próximas. Estas oscilaciones se han detectado simultáneamente a nivel de la atmósfera fotosensible en los magnetogramas del instrumento Helioseismic and Magnetic Imager (HMI por sus siglas en Inglés) a bordo del satélite Solar Dynamic Observatory (SDO) y de la cromosfera baja, donde la emisión de radio se genera a 37 GHz, mediante el Radio Observatorio Metsähov en Finlandia (Smirnova et al., 2013).

Además, utilizando datos de la banda de 17 GHz, Chorley et al. (2011) encontraron que en las regiones activas el período dominante de emisión en esta banda permanece bastante estable en el transcurso de las observaciones (durante 9 días), sin embargo, el período dominante parece alcanzar un mínimo local en la señal 7 h antes de la llamarada cromosférica seguido de un aumento posterior de la llamarada. Ellos proponen que esta disminución en el período podría estar asociada con cambios en la configuración magnética que pueden o no conducir a una llamarada.

Los filamentos son estructuras de plasma más denso y frío que el del medio circundante, este plasma se mantiene suspendido en estructuras magnéticas ancladas a la fotosfera. En estos filamentos se han detectado oscilaciones de pequeña amplitud que no están relacionadas con las llamaradas solares (*flare*) y suelen ocurrir en una región restringida del filamento que muestra variaciones periódicas con una velocidad máxima pequeña (amplitud) en el rango de 0.1 a 3 km s^{-1} (Arregui et al., 2012). Aunque no se ha podido identificar el mecanismo preciso de estas oscilaciones, se considera que están asociadas a los movimientos periódicos del campo magnético causado por las oscilaciones fotosféricas o cromosféricas. En algunos estudios, estas oscilaciones, que suelen presentarse en periodos de menos de 90 min, han sido satisfactoriamente identificadas como ondas magnetohidrodinámicas (MHD) (Foullon et al., 2004).

La clasificación de acuerdo al periodo de oscilaciones no está bien establecida, pero clásicamente se divide en oscilaciones de corto periodo (menos de 10 min) y de largo periodo (más de 40 min). Como lo indica Arregui (2018), existen pocos trabajos en los que se han observado los filamentos por periodos extensos, sin embargo se ha encontrado oscilaciones de periodos muy largos en el rango de horas (Foullon et al., 2004; Pouget et al., 2006; Foullon et al., 2009).

Los filamentos solares han sido ampliamente estudiados en la línea $H\alpha$ (HI), sin embargo, las observaciones en el extremo ultravioleta (EUV) indican la presencia de oscilaciones con periodos ultra largos de hasta 12 h. Estas oscilaciones han sido interpretadas como modos MHD (especialmente, como ondas magnetoacústicas y de Alfvén) y se ha propuesto el modelo respectivo (Joarder and Roberts, 1992) para calcular el periodo más largo en función de longitud del filamento. Pouget et al. (2006) han identificado las oscilaciones con periodos de 5-6 h como efecto del modo kink lento.

Adicionalmente, se han identificado oscilaciones de 80-120 min en filamentos, mismos periodos que han sido encontrados en radio, pero asociadas a las manchas solares. Basados en sus estudios de larga duración para oscilaciones de largo periodo Efremov et al. (2016) concluyen que las actividades solares (como las manchas, fáculas, filamentos cromosféricos y lazos coronales) al ser fenómenos de larga vida, están en equilibrio magnetohidrodinámico, y pueden oscilar como un todo respecto a este estado debido a perturbaciones exteriores. Las auto oscilaciones de un objeto magnético en un campo gravitacional son normalmente lentas. Los periodos largos de oscilación son causados por

el hecho que la masa del sistema es grande y la fuerza restaurativa no es muy fuerte debido a la relativamente baja intensidad de su campo magnético.

Por otro lado, las oscilaciones de gran amplitud de los filamentos, a menudo se asocian a un evento energético que pone al filamento en un estado oscilatorio. La amplitud de la velocidad suele ser superior a $10\text{-}20\text{ km s}^{-1}$. Chen et al. (2008), propusieron las oscilaciones de prominencia de larga duración como precursores de CMEs, en la misma línea Zhang et al. (2012) analiza un caso con importantes oscilaciones longitudinales amortiguadas con un periodo de $\approx 1\text{ h}$ que ocurren en un filamento previo a una CME asociada a su explosión, los autores indican sin embargo que es necesario mayor cantidad de estudios para determinar la cantidad de filamentos que presentan estas oscilaciones previas.

Estas oscilaciones observadas representan un movimiento colectivo de una gran cantidad de hilos de plasma fríos y densos (los cuales conforman el filamento) que se mueven a lo largo del campo magnético, son desencadenadas por un evento energético cercano y se según Luna and Karpen (2012), la principal fuerza restauradora es la gravedad, incluso en hilos con grandes radios de curvatura.

Los movimientos oscilatorios detectados en EUV en un filamento aparentemente inactivo, muestran un aumento de los períodos de oscilación antes de su erupción, que sugiere que las oscilaciones de períodos largos en los filamentos en EUV pueden relacionarse con su erupción, pues se consideran que las mismas oscilaciones podrían mover el filamento a un estado inestable (Pouget et al., 2006), pero las características (rango de frecuencia, amplitud, duración) de las oscilaciones que pueden desencadenar una erupción y la forma en que se producen e inducen dichas oscilaciones aún no están claras.

Foullon et al. (2009), han observado un aumento lento en los períodos de oscilaciones durante varios días, asociada con el levantamiento del filamento y la estructura de arcos magnéticos en un régimen casi estable, y han considerado estos períodos para estimar el aumento de altura de las líneas del campo magnético coronal de los filamentos, usando las ondas de MHD como base de la interpretación de las oscilaciones.

Asimismo, en los alrededores de las manchas solares se han encontrado un aumento en las oscilaciones de 3 min (respecto del Sol quieto). Estos “halos acústicos” se han detectado a nivel de la fotosfera y la cromósfera en regiones con campo magnético horizontal, especialmente en regiones de polaridad opuesta (como en los que se forman los filamentos). Las dimensiones de estos halos se incrementa con la altura, encontrándose muy localizados en los bordes de la región activa en la fotosfera, pero se extienden a grandes porciones del Sol quieto circundante en la cromósfera (Khomenko and Collados, 2015). Este trabajo pretende entonces determinar posibles correlaciones entre la cercanía de las manchas solares y filamentos, con la evolución dinámica posterior de la estructura del filamento.

Para esto es importante considerar que las imágenes tomadas en bandas estrechas pueden ser usadas para estudiar la variación de la intensidad en diferentes capas. Las líneas formadas a altas temperaturas pueden ser usadas para medir los cambios de intensidad, estos cambios pueden ser interpretados como variaciones de la densidad o de la profundidad óptica de la columna, que a su vez pueden estar asociados al movimiento del plasma en el filamento.

Además, comparar variaciones en diferentes longitudes de onda, permite el estudio de la propagación de las perturbaciones a diferentes alturas, los datos de una longitud de onda son insuficientes

si se pretende considerar la propagación real tridimensional de las oscilaciones solares (Khomenko and Collados, 2015).

3.1. Objetivo

La investigación planteada pretende contribuir en la determinación de las condiciones oscilatorias observacionales antes y después de las erupciones de los filamentos y las consecuencias coronales asociadas.

El objetivo de este trabajo es realizar un estudio comparativo de las oscilaciones de los filamentos (activos o quietos) y las de las manchas solares, tomando en cuenta la correlación entre la variación temporal de estas y la evolución de los filamentos, considerando sus inestabilidades térmicas/dinámicas, y consecuencias coronales o CMEs asociadas, con base en el análisis de imágenes tomadas por los telescopios terrestres y espaciales en bandas de diferentes longitudes de onda.

3.2. Estructura del informe

El presente informe está estructurado de la siguiente manera: este capítulo introductorio es seguido del marco teórico donde se abarcan los conceptos generales sobre el Sol y su estructura, además de las teorías específicas necesarias para entender las oscilaciones de las manchas solares y los filamentos. El Capítulo de metodología presenta los elementos que se consideraron para la selección de los eventos estudiados, además se indica la instrumentación utilizada en las observaciones. Luego, el Capítulo de Resultados contiene una detallada descripción de las características de cada uno de los eventos seleccionados, así como los resultados correspondientes a las oscilaciones de cada filamento y las manchas solares. Los resultados se agrupan y se discuten en el Capítulo de Discusión, se presentan las correlaciones encontradas entre las características de cada evento y su consecuencia coronal. Finalmente las conclusiones y los posibles futuros trabajos que pueden surgir a partir de este, se presentan en el capítulo final.

Marco teórico

La estructura solar se divide en dos grandes regiones, el interior y la atmósfera, la diferencia entre ambas regiones es un fuerte gradiente en la densidad que ocurre en la fotosfera (la primera capa atmosférica del Sol), el radio solar ($R_{\odot} = 695,5 \text{ Mm}$) se define desde el centro y hasta la fotosfera. Por otro lado, el interior se divide a su vez en cuatro regiones: el núcleo, la zona radiativa, la tacoclina y la zona convectiva (Priest, 2014).

El núcleo contiene el 50% de la masa y es donde tienen lugar las reacciones termonucleares donde los núcleos de Helio son construidos a partir de la fusión de átomos de Hidrógeno mayoritariamente mediante la cadena proton-proton (P-P). Modelos del interior solar estiman una temperatura central de 15 millones de Kelvin y una densidad de $1,6 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$, con un radio de $0.25 R_{\odot}$. La base de la zona convectiva, mientras tanto, se ubica a $0.713 R_{\odot}$, en el intermedio, la energía (generada en el núcleo) se filtra continuamente hacia afuera de una manera muy suave a través de la zona radiativa, ya que los fotones se absorben y emiten muchas veces, demorando muchos años en atravesarla (Priest, 2014).

La estructura de la zona convectiva no se conoce a cabalidad pues no puede ser observada, al igual que las otras partes del interior solar. Las características de esta zona se inferen de cálculos de estructura estelar y estimaciones basadas en las observaciones de los efectos que se producen en la fotosfera. En estos cálculos, la zona convectiva es representada mediante la teoría de “distancia de mezcla”, estas teorías aplican esencialmente aproximaciones a las ecuaciones para un conjunto de elementos sin considerar la rotación y los campos magnéticos. En la zona convectiva, el gradiente de temperatura es tan grande que el material no puede mantenerse en equilibrio, dando lugar al movimiento convectivo. El concepto básico es que un elemento boyante del fluido subiendo en una capa súper adiabática se moverá a una distancia l , llamada distancia de mezcla, antes de intercambiar su calor y momento con su entorno y volverá a caer. Esta distancia de mezcla se relaciona con un parámetro de escala local H y usualmente se toma la razón l/H entre los valores 0.5 y 3.0 (Gilman, 1986).

La fotosfera ($T \approx 5 \times 10^3 \text{ K}$) es la capa más profunda de la atmósfera solar, es visible en luz blanca y las estructuras magnéticas que se destacan en ella, generan regiones oscuras y brillantes denominadas manchas solares y fáculas respectivamente, estas estructuras se organizan en áreas específicas denominadas regiones activas. La cromósfera ($T \lesssim 2 \times 10^4 \text{ K}$) es una capa estructurada que se encuentra encima de la fotosfera, es ópticamente transparente en el rango de la luz visible, pero ópticamente densa en algunas líneas espectrales. Es posible observarla a simple vista durante unos

segundos durante los eclipses totales de Sol, cuando la Luna cubre la fotosfera. El color está dominado por la emisión de Balmer para el hidrógeno. La estructura se puede observar contra el disco solar, mediante filtros monocromáticos que funcionan en el núcleo de algunas líneas espectrales, particularmente se observa en filtrogramas de la línea $H\alpha$ (Schrijver and Zwaan, 2000).

La corona es la parte más externa de la atmósfera solar, se extiende a varios radios solares más allá de la fotosfera. El plasma de esta región es extremadamente caliente ($T \approx 1 \times 10^6 - 5 \times 10^6$ K) y tenue, por lo que la emisión de la corona es observada en rayos X suaves (termal), líneas espectrales del ultravioleta, del espectro óptico y ondas de radio, es además, ópticamente delgada en el espectro electromagnético excepto en radio y algunas líneas de resonancia del espectro ultravioleta (Schrijver and Zwaan, 2000).

La noción de una estructura esférica simétrica y además estática no es ni si quiera una primera aproximación a la realidad, el Sol al igual que las demás estrellas posee una dinámica compleja, dominada en mayor parte por la presencia de campos magnéticos que nacen de los complejos movimientos del plasma en el interior de la estrella. Un aspecto importante que influye de manera directa en los procesos que se dan en la atmósfera del Sol es el nivel de ionización del hidrógeno, el cual está totalmente ionizado en la alta cromosfera y corona, pero los neutros son importantes en la baja cromosfera (la última capa de la atmósfera) y en la fotosfera (Priest, 2014).

4.1. Dinamo Solar

Los campos magnéticos son producidos por corrientes eléctricas, estas corrientes se generan dentro del Sol por el flujo de los gases ionizados, a este proceso físico de generación del campo magnético solar se le denomina dínamo solar. Se han observado una variedad de flujos tanto en la superficie del Sol como en su interior. Casi todos estos flujos pueden contribuir de una u otra forma a la generación del campo magnético, los cuales consisten en bucles continuos de líneas de fuerza que tienen tanto tensión como presión. Estos campos magnéticos pueden fortalecerse, estirarse, retorcerse y doblarse sobre sí mismos, lo cual ocurre debido a los flujos dentro del Sol.

Entre los efectos principales del dínamo solar están el efecto Omega que se observa debido a la rotación diferencial (respecto a la heliolatitud y la distancia desde el centro del núcleo solar) y ocasiona que las líneas de campo magnético se enrollen alrededor del Sol y el efecto alfa que ocasiona la transformación de campo magnético toroidal en componentes poloidales (Gilman, 1986).

El flujo meridional transporta material desde el ecuador hacia los polos a través de los meridianos en un lento movimiento que es el responsable del ciclo de 11 años.

La generación de este campo magnético (el dínamo solar) se relaciona mayoritariamente con una capa delgada, la tacoclina (entre la zona radiativa y la zona de convección), en esta región existe un alto cizallamiento puesto que en la zona radiativa ubicada debajo de esta capa, la rotación es mayoritariamente uniforme, pero en la capa superior, la zona convectiva, se presenta la rotación diferencial. Es importante resaltar que, aunque regiones como la corona se ven muy influenciadas por la presencia de campos magnéticos (los cuales controlan la dinámica en estas regiones), su aporte para la generación del mismo es prácticamente nulo. La teoría del dínamo solar está relacionada con los flujos principales que surgen en la zona convectiva. Estos movimientos abarcan escalas que van desde la granulación (10^3 km) hasta (10^6 km)- la rotación diferencial. En medio, existen

otros movimientos como la mesogranulación, la supergranulación, las súper células y la circulación meridional (Gilman, 1986).

Cada movimiento genera un complejo patrón de campo magnético, sin embargo, en la fotosfera el campo parece estar conformado por tubos de flujo magnético con un diámetro de no más de algunos cientos de kilómetros con un pico de intensidad cerca de los 2000 gauss. Estos tubos de flujo magnético suelen agregarse en estructuras más grandes llamadas regiones activas, donde se encuentran tubos de flujo más grandes que se llaman manchas solares, Estas manchas son de hecho el mayor indicador de un aspecto básico del dinamo solar, el ciclo solar (Gilman, 1986).

La rotación diferencial es el único movimiento global que está bien establecido, contrasta a la rotación de un cuerpo sólido rígido, donde todos los elementos giran con la misma velocidad angular, por el contrario, la rotación diferencial toma la forma de una aceleración ecuatorial, que significa que los elementos que rotan cerca del ecuador solar poseen una velocidad angular mayor que los elementos que cerca de las regiones polares. Dependiendo del valor de la latitud, se obtienen valores diferentes para la velocidad de rotación. Esto se puede medir mediante el corrimiento al rojo o al azul que se genera en la radiación proveniente desde diferentes latitudes. Se ha encontrado que la velocidad angular Ω del corrimiento de Doppler puede ser representada adecuadamente mediante la formula:

$$\Omega = A - B(\sin \phi)^2 - C(\cos \phi)^4 \quad (4.1)$$

donde ϕ corresponde al ángulo de heliolatitud. Howard and Harvey (1970) encontraron valores promedio de $A=13.76$, $B=1.74$, $C=2.19$ grados por día sideral para el periodo comprendido entre 1966 y 1968.

Para manchas solares en latitudes menores a 40° , una fórmula como la anterior puede ser usada, sin embargo, los valores promedios anuales se desvían mientras la zona de manchas solares migra hacia el ecuador conforme avanza el ciclo solar (Schrijver and Zwaan, 2000).

En general el promedio de velocidad de las manchas es 4% mayor en cada latitud, o 80 m s^{-1} en velocidad lineal medida en el ecuador solar. Las manchas solares rotan más rápido que la fotosfera, y como están ancladas a regiones subyacentes, la velocidad angular se incrementa con la profundidad. Los agujeros coronales por su parte presentan muy poca rotación diferencial, lo que implica que ellos pueden presentar reconexión magnética mientras evolucionan.

De hecho, los patrones magnéticos de gran escala que tienen vidas medias más largas muestran menor rotación diferencial con la latitud que el plasma, como es el caso de los filamentos solares, pero los elementos magnéticos de vida corta, como pequeños flujos magnéticos, presentan tasas similares, esta diferencia también se presume que está ligada al hecho de que las estructuras magnéticas más grandes parecen estar ancladas a capas más profundas del Sol.

Antes de 1940 se creía que la temperatura disminuía con la altura, sin embargo se ha encontrado que la temperatura desciende a un valor mínimo de 4400 K a una altura de 500 km, luego la temperatura crece lentamente en la cromosfera baja y dramáticamente en la zona de transición hasta alcanzar algunos millones de grados en la corona (Priest, 2014).

El origen de la rotación diferencial (en función de la latitud y la distancia desde el centro) observada en la fotosfera está relacionado con los procesos desarrollados en la zona convectiva y surge de la

influencia de la rotación en la convección a través de las fuerzas de Coriolis (Gilman, 1986).

De hecho, la rotación diferencial, el flujo meridional y la estructura rotacional, son producto de los complejos efectos de la rotación en una convección que es a su vez inhomogénea, compresible y turbulenta. En el caso de la rotación diferencial, está asociada al transporte de momento angular desde los polos hacia el ecuador mediante diferentes mecanismos, este transporte de momento aunado con el flujo meridional, es el responsable de que la velocidad angular sea mayor en el ecuador. El principal mecanismo para este transporte es el efecto lambda (Priest, 2014).

Uno de los mecanismos a través de los cuales se puede generar una aceleración ecuatorial consiste en considerar una circulación meridional en un fluido inicialmente en rotación sólida, si además se considera una difusión suficiente para ligar las diferentes capas de forma que se mantenga una velocidad angular relativamente constante, la circulación meridional producirá una aceleración ecuatorial, pues el fluido que se mueve hacia el ecuador en la parte externa contiene más momento angular que el fluido que sube hacia el polo, esto puesto que el radio es mayor para la parte externa que en la interna. Hay entonces un transporte neto de momento angular de las latitudes altas a las latitudes ecuatoriales (Gilman, 1986).

Un flujo meridional más débil, está asociado con la rotación y se dirige hacia los polos en la superficie solar con una velocidad de 20 m/s . Los detalles de cómo continúa en la zona convectiva son desconocidos. Se presume que existe un flujo de retorno con una velocidad de algunos pocos m/s en la zona convectiva (Priest, 2014).

La difusión de momento por turbulencia también es usualmente considerada en los modelos de rotación diferencial. La presión longitudinal se desvanece cuando se considera rotación simétrica al eje, las fuerzas electromagnéticas son muy pequeñas como para ser consideradas, a excepción de las vecindades de los tubos de flujo magnético. Las fuerzas boyantes no actúan en la dirección azimutal, esto sugiere que son los mismos movimientos los causantes determinantes de la rotación diferencial (Gilman, 1986).

Las fuerzas de Coriolis juegan un papel fundamental en determinar el tamaño del modo convectivo y la forma, y por lo tanto las propiedades del transporte de momentum. En los modelos simétricos respecto al eje, la viscosidad de Eddy es asumida como anisotrópica, entonces hay tasas de transporte diferente en diferentes direcciones. La anisotropía es producida por la gravedad (y las fuerzas de Coriolis no son consideradas). Si la viscosidad es relativamente baja, la velocidad angular es casi constante en los cilindros concéntricos respecto al eje y decrece con la profundidad. El mecanismo en este caso es el explicado anteriormente, el flujo meridional ocasiona un flujo con mayor momento angular por la parte externa que se dirige hacia el ecuador y un flujo de menor momento angular que se dirige hacia los polos (Gilman, 1986).

Para tener aceleración ecuatorial se requiere en este caso que la viscosidad de Eddy sea mayor para el transporte de momento horizontal que para el transporte de momento radial. Pero no hay un argumento físico que favorezca esta anisotropía. En algunos modelos tampoco se toma en cuenta la influencia de la rotación en la viscosidad de Eddy.

Una segunda clase de modelos considera flujos de calor débilmente influenciados por la rotación de tal forma que este se convierta en función de la latitud. En este caso el signo y la magnitud de las variaciones en el coeficiente de transporte de calor con la latitud son elegidos de forma que se obtiene la aceleración ecuatorial observada. En estos la circulación meridional dominante fluye en la parte externa hacia el ecuador. Versiones posteriores de este modelo consideran variaciones

de la densidad con la profundidad, como se cree que existen en la zona convectiva. La rotación diferencial típica producida por el modelo muestra una velocidad angular que se incrementa hacia adentro siendo casi constante en las superficies perpendiculares al eje de rotación (Gilman, 1986).

Un problema de este modelo es que asume poca influencia de la rotación en la convección (el tiempo de retorno es corto comparado con el periodo de rotación) que es una mala aproximación en las partes profundas de la zona de convección. La heliosimología ha mostrado que las regiones dentro del Sol ocupadas por la convección coinciden con la rotación diferencial. Cualquier teoría de rotación diferencial y flujo meridional tiene que describir el flujo global tomando en cuenta la turbulencia convectiva. Los flujos de gran escala y la turbulencia están íntimamente ligados, la teoría entonces tiene que utilizar métodos de teoría hidrodinámica de campo medio (*mean-field hydrodynamics*) de flujos turbulentos (Kitchatinov, 2012).

El dinamo solar es complejo pues ocurren variaciones en diferentes órdenes de magnitud tanto en la parte espacial como en la temporal, encontrar entonces un modelo que permita entender completamente como interactúa un fluido magnetizado tan complejo es un reto para los teóricos y aunque se han hecho progresos, aun no se ha obtenido una comprensión total.

4.2. Estructura Magnética

Los campos magnéticos considerados relevantes en la estructura de la atmósfera solar están confinados a espacios relativamente pequeños (en comparación con todo el disco solar) donde hay concentraciones de campos magnéticos de gran intensidad en la fotosfera. En el intermedio de estas concentraciones el campo magnético es mucho más débil. Estas concentraciones de intenso campo magnético se encuentran en los bordes de las células convectivas. Estos patrones dependientes del tiempo indican que las estructuras magnéticas observadas en la atmósfera solar son moldeadas por la interacción entre los campos magnéticos, la convección y los flujos a gran escala (Schrijver and Zwaan, 2000).

La compleja interacción no lineal entre la convección turbulenta y los campos magnéticos hacen necesario el análisis numérico, pero para obtener las características principales se requieren las simulaciones de toda la zona convectiva y sus bordes. Lo intrincado del campo magnético y la convección sugieren que para estas simulaciones son necesarias rejillas muy finas tanto en resolución espacial como temporal. Se trata más bien entonces de obtener información sobre las estructuras magnéticas del Sol a partir de las observaciones y posteriormente intentar explicar mediante modelos teóricos y simulaciones numéricas (Schrijver and Zwaan, 2000).

Schrijver and Zwaan (2000) asumen que es posible utilizar aproximaciones del modelo magnetohidrodinámico, para efectos de entender los conceptos básicos de los fenómenos magnéticos en la zona convectiva así como las capas bajas de la atmósfera solar. En estas aproximaciones se consideran velocidades mucho menores a la velocidad de la luz y además se ignoran los efectos de la densidad de carga eléctrica a nivel local y las corrientes de desplazamiento, la viscosidad, o la presión de radiación.

En este caso la ecuación del balance de fuerzas para un gas con una densidad ρ va a estar determinada por la presión del gas (p), la fuerza de Lorentz ($\vec{J} \times \vec{B}$) sobre un elemento de fluido y aceleración debida a la gravedad (g).

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} + \frac{1}{c}\vec{J} \times \vec{B} \quad (4.2)$$

Haciendo uso de las ecuaciones de Maxwell se puede escribir la ecuación de inducción de la forma:

$$\partial\vec{B}/\partial t = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \eta\nabla^2\vec{B} \quad (4.3)$$

donde $\eta = c^2/(4\pi\sigma)$ es la difusividad magnética que se asume como constante. El número magnético de Reynolds está asociado a las velocidades del plasma, sus dimensiones y la difusividad magnética según la siguiente ecuación: $R_m = vl/\eta$. De esta ecuación es posible interpretar que si R_m es mucho menor a uno, la evolución temporal va estar dominada por el término de difusividad magnética y no así por el movimiento del plasma. En el caso del Sol, las escalas espaciales suelen ser tan grandes que el término R_m tiene valores altos.

Cuando tenemos valores de R_m mucho mayores a uno, el término dominante en la ecuación de inducción es el primero, en este caso el flujo magnético es constante a través de cualquier contorno cerrado que se mueve con el plasma, se dice en este caso que el campo magnético está congelado con el plasma y no hay prácticamente movimiento relativo entre el plasma y el campo magnético en la dirección perpendicular a las líneas de campo. El plasma puede entonces bajo estas condiciones fluir a través del campo sin alterarlo.

Para la mayoría de las aplicaciones astrofísicas, como las atmósferas estelares, este número de Reynolds magnético es grande, excepto para escalas pequeñas que incluso para el Sol están por debajo de las escalas observables. Entonces cambios observables en el campo magnético fotosférico deben implicar el transporte del campo magnético debido al movimiento del plasma en la fotosfera y en la zona convectiva. Las líneas de campo magnético y los tubos de flujo se pueden visualizar como cuerdas y tubos elásticos que son transportados y pueden ser deformados por el flujo de plasma.

Solo en casos extremos donde la escala es menor a un kilómetro, la difusión óhmica se vuelve importante, causando la difusión del campo magnético y también que campos de polaridad opuesta reconecten. El movimiento horizontal divergente de los supergránulos barre a los campos magnéticos hacia los bordes de las células. Estos campos dan entonces origen a la red cromosférica. El límite de amplificación está determinado por la equipartición de la energía entre cinética y magnética (Gilman, 1986). Sin embargo, esta equipartición ocurre para campos magnéticos del orden de 100 gauss que son entre 10 y 20 veces menor a los valores observados. Se cree que el incremento en los valores de campo se debe a una evacuación parcial de los tubos de flujo magnético, lo cual resulta en una menor presión y temperatura adentro. El proceso de colapso se debe a inestabilidades convectivas adentro del tubo de flujo.

El magnetograma mide el flujo magnético promedio y no la intensidad del campo magnético como tal. En general no se puede resolver los elementos de flujo individuales que contienen la mayoría del campo magnético del Sol, pero se han estimado intensidades de aproximadamente 2000 gauss en el Sol quieto, además se presume que el diámetro de estos tubos de flujo ronda valores entre 100 y 300 km, que corresponden a escalas considerablemente más pequeñas que la de los gránulos.

La mayor parte del campo magnético solar se encuentra en las regiones donde no hay una alta acumulación de flujo magnético, de hecho, se estima que entre un 80 % y un 90 % del flujo magnético total reside en el Sol quieto. Mucho de este campo débil es bipolar en una escala espacial

pequeña, por lo que se cree que su influencia no es determinante en la cromosfera y en la corona, en comparación con aquellos que provienen de tubos con un campo magnético intenso cuya influencia es dominante en las capas superiores de la atmósfera solar. La vida media de estos elementos magnéticos varía desde 5 min a 2 horas. Los elementos individuales tienen vidas más cortas que los patrones de red como tal, que tienen vidas cercanas a la de los supergránulos, o sea de un día aproximadamente (Gilman, 1986).

La complejidad técnica que representa medir los valores de campo magnético y su orientación espacial hace difícil estimar la inclinación de los tubos de flujo que se encuentran anclados a la fotosfera, esto debido a que solo se mide la intensidad en la línea de visión. Se ha observado sin embargo que los tubos de flujo magnético son lugares de fuerte flujo descendente. El patrón del campo magnético es celular, en anillos razonablemente bien definidos alrededor de una zona central, el anillo puede ser identificado con los bordes de los supergránulos. En las regiones activas se ha encontrado que los tubos de flujo forman células de un orden de magnitud menor a las del Sol quieto, que se ha atribuido al movimiento de los gránulos (Gilman, 1986).

Jerárquicamente los elementos más pequeños de la estructura magnética del Sol son los tubos de flujo magnético, seguida por pequeños grupos bipolares y anillos de flujo a escala de los gránulos, seguida de una red de tubos de flujo que siguen los bordes de los súper gránulos. A una escala más grande esta red está dividida en dos tipos: Sol quieto y regiones activas que es donde se encuentran las manchas solares. En escalas aún más grandes, hay patrones a nivel global de flujo magnético, con estructuras característicos para latitudes altas y bajas. Como regla general, se puede considerar que entre más grande es un patrón particular, permanece por más tiempo, mientras que los flujos pequeños suelen desaparecer con rapidez.

4.3. Regiones activas, manchas solares y patrones globales

Casi todos los aspectos de las actividades solares deben su existencia al campo magnético y estas actividades representan diferentes formas en las que el plasma solar responde a la evolución del campo magnético subyacente.

Las *plages* solares (nombre de origen francés cuyo significado es playa o fáculas fotosféricas) corresponden a concentraciones moderadas de flujo magnético, se observan como regiones brillantes en la fotosfera del Sol quieto y están formadas de intensos tubos de flujo y poros oscuros que parecen brillantes en algunas ocasiones en $H\alpha$. A diferencia de esto, en las regiones activas maduras se encuentran regiones oscuras de campos magnéticos más intensos que son llamadas manchas solares (Priest, 2014).

Las manchas solares son actividades fotosféricas que tienen los campos magnéticos más intensos observados en el Sol, con valores entre 3000-4000 gauss. Este campo toma su valor máximo cerca del centro de la mancha, donde es prácticamente vertical y desde ahí se curva hacia los bordes. Además, la magnitud de campo magnético disminuye hacia los bordes. Las manchas son las regiones más frías de la superficie solar, con alrededor de 2000 K por debajo de la temperatura media de 5700 K de la fotosfera (Gilman, 1986).

La región oscura de la mancha (umbra), especialmente si esta es grande, está rodeada de una región más brillante (pero con menos brillo que la fotosfera), llamada penumbra; la penumbra parece estar

formada de líneas más oscuras alternadas con líneas claras que parecen extenderse radialmente desde la umbra (es una estructura de filamentos radiales). En la penumbra se da el efecto Evershed que consiste en flujos salientes radiales con valores promedios de 1-2 km/s, estos flujos no están distribuidos uniformemente y se concentran principalmente en las líneas oscuras de la penumbra, donde alcanzan velocidades de 6 km/s.

En la cromosfera hay un flujo hacia el eje de la mancha solar (línea imaginaria, perpendicular al centro de la mancha), que está similarmente restringido a fibras. Estos flujos son además diferentes a los que se presentan en los supergránulos, aun cuando la escala espacial es similar. Las manchas solares que tienen un intenso campo magnético en su interior parecen modificar los gránulos a su alrededor, se ha encontrado que en las vecindades de estas manchas, los gránulos son solo 60 % del área de los gránulos lejos de la mancha (Gilman, 1986).

En general las regiones activas son más grandes en escala que los supergránulos y el surgimiento de nuevos flujos da origen a interacciones aún más complejas. De hecho los tamaños y formas de los supergránulos alrededor cambian para adaptarse a la compleja estructura magnética que se forma (Priest, 2014).

Hay numerosas evidencias de los movimientos oscilatorios de las manchas solares, encontrados mayoritariamente sobre la fotosfera, por ejemplo, se han encontrado oscilaciones en la umbra con periodos aproximados de 180 s (3 min) y amplitudes de 1 km s^{-1} . Adicionalmente se han observado ondas propagándose de la umbra a la penumbra con amplitudes de 20 km/s. Además, se han observado aumentos de corto periodo en la intensidad de las emisiones en la línea K del Calcio, que se han llamado “umbral flashes” (Gilman, 1986).

Aunque a simple vista las manchas solares se observan como una región oscura uniforme sobre el disco solar, fotografías de alta resolución muestran que la umbra no tiene tal estructura uniforme, sino que más bien contiene múltiples puntos en su interior, que rondan un tamaño de entre 0,4 – 0,5". Las manchas solares pueden tener una vida que varía desde unas horas hasta varias rotaciones solares, en general, entre más grande sea la mancha (mayor flujo magnético), mayor es su vida. Las regiones activas (RA) son regiones con manchas solares, las cuales no crecen hasta formar manchas solares, sino que duran pocos días (uno o dos); a estas regiones se les llama RAs efímeras. Las regiones donde finalmente crecen manchas, inicialmente tienen arcos y polaridades no estructuradas que conforme crecen, tienden a alinearse de este a oeste (Gilman, 1986).

Priest (2014) considera también que RAs tienen una escala tan grande y un comportamiento sistemático que deben provenir de un gran flujo coherente que se forma en la zona convectiva, estos se forman por la el ascenso boyante del flujo magnético que irrumpe en la superficie como una estructura organizada, que esta localmente fragmentada y concentrada por la convección para formar tubos de flujo, poros y manchas solares.

Las manchas solares se forman por la acumulación de flujos magnéticos y la coalescencia de poros. Primero el flujo se concentra en los límites de los supergranulos, en especial la conjunción de tres. Cuando un flujo magnético emerge en la superficie, se forma una región activa efímera con tamaños del orden de 10 Mm. Esto produce puntos brillantes visibles en rayos X. pese a que la mayoría de estas regiones activas efímeras desaparece en unas horas, algunas se mantienen para dar lugar las regiones activas con tamaños del orden de 100 Mm. En la corona el flujo bipolar emergente se manifiesta como un sistema de arcos que se expanden hacia la corona, cada uno de estos arcos se caracteriza por una vida media de media hora (Priest, 2014).

En este proceso de formación de las manchas, se da la acumulación de los nuevos elementos de flujo que han emergido recientemente. Los pares de polaridad opuesta están todos orientados en el mismo sentido en un hemisferio, y opuestos al otro hemisferio, pero en ciclos sucesivos solares de 11 años las polaridades se invierten, a este fenómeno se le conoce como ley de polaridad de Hale (Gilman, 1986).

Sin embargo, pese a que la mayoría de las RAs son bipolares con flujo magnético bien orientado en islas de polaridad opuesta, pueden también existir estructuras más complejas con flujos orientados en diferentes direcciones que coexisten en una misma región (Priest, 2014). La formación de una RA toma unos 3-4 días y se manifiesta en la fotosfera como un grupo de manchas solares oscuras, que están rodeadas de fáculas fotosféricas, que son la contraparte de las *plages* o flóculas cromosféricas y aparecen en la cromosfera como regiones más claras cuando son observadas a través del filtro $H\alpha$.

Adicionalmente, en el filtro $H\alpha$ se puede observar los filamentos, las estructuras cromosféricas delgadas y oscuras, ligadas a RAs. Los filamentos que extienden (desde la fotosfera, donde están anclados con sus puntos de base) hasta la corona, pueden ser observados en la corona también, donde las RAs adicionalmente se manifiestan como una serie de arcos observados en extremo ultra violeta (EUV) y en rayos X. El máximo de actividad se alcanza entre 10 -15 días de formada la región activa, la mayoría de manchas solares que desaparecen al cabo de una rotación solar. Sin embargo, RA puede continuar existir por varias semanas o meses (Priest, 2014).

La fase de decaimiento usualmente toma más tiempo que la parte de formación, y se da a través del proceso descrito anteriormente (pequeños elementos de flujo alejándose). La destrucción de flujo magnético se debe a la reconexión magnética que se da principalmente en la cromosfera, resultando en las llamaradas cromosféricas y a veces, también en las explosiones de rayos X o radioexplosiones, que son expresiones de la energía magnética siendo liberada súbitamente, como el ultimo fase del desarrollo o evolución energética de una RA.

Se han observado pequeños elementos de flujo alejarse de la mancha solar en el proceso de decaimiento de la misma, estos pequeños flujos bipolares salen aun de una mancha unipolar, y el flujo neto de migración coincide con la tasa de decaimiento de la mancha. Así mismo se han observado flujos de tubo magnéticos acercándose a la mancha solar en el proceso de crecimiento, sin embargo estos flujos parecen ser más pequeños y difíciles de detectar (Gilman, 1986).

Durante el decaimiento se observa un ensanchamiento de las *plages* y una disminución en la actividad de explosiones. Esto ocurre por la cancelación y dispersión del flujo magnético. Las *plages* decrecen en intensidad después de dos rotaciones y desaparecen por completo en general al cabo de cuatro rotaciones (Priest, 2014).

4.4. El ciclo solar: manifestaciones en manchas solares, campos magnéticos y otras propiedades

Clásicamente el inicio del nuevo ciclo solar se marca cuando aparecen manchas en las latitudes más altas, además los nuevos grupos de manchas solares tienen la polaridad invertida en cada hemisferio respecto a las polaridades del ciclo anterior (Gilman, 1986). Hay una migración progresiva de la zona, donde se desarrollan las manchas hacia el ecuador, las manchas individuales no parecen participar en esta migración. Al final del ciclo todas las manchas parecen formarse cerca del ecuador.

Esta tendencia se llama la regla de Sporer. Al graficar la cantidad de manchas y la latitud a la que se forman durante un ciclo se obtiene el diagrama de mariposa de Maunder, donde es posible notar que hay un entrecruzamiento entre los ciclos de al menos 2 o 3 años, donde las manchas del siguiente ciclo aparecen a latitudes altas cuando aún persisten las manchas del ciclo anterior cerca del ecuador.

Las manchas solares están confinadas principalmente a un cinturón que se extiende aproximadamente 35° desde el ecuador tanto en el hemisferio norte, como en el hemisferio sur. La amplitud del ciclo se suele medir con la cantidad de manchas solares que se presentan en el disco en un momento determinado. El aumento del mínimo al máximo suele ser más corto que la declinación del máximo al mínimo. El máximo suele ocurrir 3 o 4 años después de iniciado el ciclo y después decae en los siguientes 7 u 8 años restantes. La amplitud del ciclo solar varía marcadamente, su periodo también cambia apreciablemente, pues va desde los 8 a los 15 años con un promedio de 11.1 años. La cantidad diaria de manchas solares, o incluso la cantidad promedio observada mensualmente no parecen tener un incremento monótono, sino que varía la amplitud del ciclo. Sin embargo, las polaridades parecen siempre cumplir la ley de Hale. Se ha sugerido que en realidad ocurren dos máximos, uno cuando la zona de formación de manchas ronda los 25° y otro cuando se encuentra a 10° . Como las manchas solares se forman en RAs, la formación de estas también migra hacia el ecuador, sin embargo, se ha encontrado que RAs efímeras inician su formación y alcanzan un valor mínimo de su tasa de formación un año antes que las primeras manchas. En contraste, la aparición de RAs efímeras, medidas por la aparición de puntos de Rayos X, muestran un desfase, en este caso la mayor ocurrencia de puntos de rayos X ocurre cuando la cantidad de manchas es mínima (Priest, 2014).

4.5. Eyecciones de masa coronal

Son burbujas de plasma y campo magnético que son llevadas por el campo magnético que se expanden hacia fuera del Sol y que observan en el espacio interplanetario como nubes magnéticas. Son responsables de muchos de las perturbaciones del clima espacial y sus efectos en la Tierra, como las tormentas geomagnéticas.

Las eyecciones de masa coronal (CME) ocurren en regiones con el campo magnético inicialmente cerrado, como una región activa, o la región de un filamento, donde la energía magnética acumulada es liberada durante la explosión.

Las CMEs están formadas en la parte exterior por material de la corona que se encuentra a algunos cuantos millones de kelvin de temperatura y en su núcleo se encuentra un tubo de flujo que, cuando están originadas por las explosiones de filamentos, contiene el material frío que proviene del cuerpo del filamento (8000 K). El origen de gran mayoría (70 %) de CMEs está relacionado con las explosiones de filamentos, y el resto con las llamaradas cromosféricas intensas (Gopalswamy, 2010).

En la línea de inversión de la polaridad, donde el campo magnético en la línea de visión se vuelve cero y donde suelen formarse los filamentos ocurren llamaradas cromosféricas, que pueden inducir a CMEs, sin embargo, no todas las llamaradas están asociados a estos eventos, puesto que en algunos casos no hay un movimiento significativo de masa desde la superficie solar hacia el espacio exterior.

La compresión ocasionada por la onda de choque genera que en la parte exterior la temperatura y la densidad sean mayores con respecto al medio circundante (densidades entre 10^{8-9}cm^{-3}), en el interior la parte más densa corresponde al núcleo del filamento (10^{10-11}cm^{-3}) rodeada de una cavidad donde la densidad es menor en comparación con la parte frontal y el núcleo (Gopalswamy, 2010).

4.6. Filamentos

Los filamentos o prominencias solares (si se observan en el limbo) son estructuras densas y frías de plasma que se desarrollan en la cromosfera y se extienden hasta la corona, pero sus puntos de base se sitúan en la fotosfera. A pequeña escala consisten en fibras cuya geometría movimiento y conductividad térmica están determinadas por el campo magnético. El filamento cuelga en la corona soportado en contra de la gravedad gracias al campo magnético anclado a la fotosfera (Efremov et al., 2016).

Los filamentos se forman en la región sobre la línea de inversión de la polaridad (IPL) en campos magnéticos prácticamente horizontales, donde la componente radial del campo magnético de la fotosfera cambia de orientación. Se observan alrededor, encima o lejos de las regiones activas (RAs) en forma de cintas oscuras que son llamadas filamentos cuando se observan en el disco, sin embargo, son llamadas prominencias cuando se observan en el limbo solar. Estos pueden explotar varias veces durante su vida y producir CMEs. Además, los filamentos activos (FAs), llamados así cuando se ubican en RAs y están ligados con ellas, explotan en asociación con activación de las mismas regiones o con la ocurrencia de *flares* cromosféricos. La liberación de energía es básicamente un proceso de inestabilidad de MHD o de “no-equilibrio en un campo magnético altamente cizallado” (Priest, 2014).

Según la clasificación, además de los FAs, un filamento es llamado quieto (FQ) cuando ocurren en un amplio rango de latitudes lejos de las RAs. Además, se considera una subdivisión de esta clasificación, los filamentos intermedios, que se encuentran cerca de borde de RAs o entre dos RAs. Pese a que los FAs y los FQs tienen la misma estructura y mecanismo de formación, los segundos pueden ser más largos, anchos y con una vida mayor, alcanzando más de 1000 Mm de longitud y migrando lentamente hacia los polos (Priest, 2014).

4.7. Propiedades magnéticas y del plasma en los filamentos

Los filamentos tienen una estructura tridimensional compleja. Se trata de hojas verticales de plasma denso y frío que está compuesto de hilos dinámicos (más de 100 km de ancho) y que es rodeado por material más caliente y menos denso. El plasma de los filamentos es altamente dinámico, con flujos horizontales y/o verticales desde los 5km s^{-1} típicamente pero que pueden alcanzar hasta los 10 o 70km s^{-1} (Priest, 2014).

Estos poseen tres componentes, la espina que va a lo largo de la cima de su eje, las barbas que sobresalen a sus lados y que vistos en el limbo se extienden en la cromosfera como una serie de pies regularmente espaciados, similar a troncos de un árbol, y dos pies con puntos de base al final del filamento (Priest, 2014).

El canal del filamento provee el ambiente magnético en la corona baja donde el filamento se formará y será soportado en contra de la gravedad, además de ser aislado térmicamente de su alrededor. El canal sigue la división entre polaridades opuestas en el campo magnético medido en la línea de visión en la fotosfera. Estos canales suelen tener una larga vida y albergar a varios filamentos sucesivos. Después de una erupción del filamento quieto, el canal puede quedar prácticamente vacío de masa y el nuevo filamento puede reformarse después de uno o más días, mientras que en casos de los FAs, un filamento sucesivo se puede formarse a cabo de unas horas (Engvold, 2015).

En la cromosfera, el canal del filamento está asociado frecuentemente con una estructura de fibras llamadas espículas cuando se ven desde el limbo. La orientación de las fibras, implican que el campo magnético del canal es predominantemente horizontal y apunta en la misma dirección en ambos lados del canal. Cada uno de los componentes de los filamentos está formado por muchos hilos de ancho de menos de 100 km y largos entre 3 y 20 Mm que tienen una vida de solo unos minutos. Estos están probablemente alineados con el campo magnético cuyas líneas parecen continuar más allá de los hilos antes de alcanzar la superficie solar. Los FAs consisten en hilos más largos que los de los filamentos lejanos a RAs (Priest, 2014).

Vistos desde el limbo, los filamentos consisten en muchos hilos brillantes, algunas ocasiones horizontales pero algunas veces verticales. Los hilos horizontales aparentan ser lazos coronales mientras que los verticales no. El plasma fluye hacia arriba y hacia abajo a velocidades entre 1- 10 km s⁻¹ lo cual es mucho menor que la velocidad de caída libre lo que detona que el plasma está suspendido de alguna manera. El flujo de masa es hacia arriba y hacia abajo sin ningún sentido preferente (Priest, 2014).

Los filamentos contienen además arcos oscuros de gran escala (20 a 50 Mm) que se inflan desde abajo, así como plumas con flujos ascendentes. El plasma en las plumas y los arcos es más caliente que el plasma que se encuentra alrededor, lo que explica porque son oscuras y boyantes. La formación de estas estructuras toma unos minutos o algunas horas en RAs y uno o dos días cuando se forman lejos. Los de RAs suelen durar algunas horas o un día, por el contrario, los otros tienen un promedio de vida de dos rotaciones en latitudes bajas y cinco rotaciones en latitudes altas, estos suelen fragmentarse y desaparecer lentamente o explotar (Priest, 2014).

Respecto a la evolución energética de los filamentos, la desaparición súbita de los FQs se conoce como “disparition brusque” (DBs) y puede relacionarse a dos procesos físicos diferentes, el primero (DBd) es el caso clásico de explosión de filamento, donde el material es eyectado a la corona y la heliosfera debido a la reconexión magnética relacionada con el campo del filamento. Las observaciones sugieren que estos eventos se presentan posterior al surgimiento de flujo magnético en uno de los puntos base del filamento. El segundo caso de desaparición termal de los filamentos se debe a un calentamiento del plasma por causa del incremento de la energía en el cuerpo del filamento (DBt). Como consecuencia los átomos de hidrógeno se vuelven completamente ionizados y el filamento desaparece en las imágenes en $H\alpha$, sin embargo, es posible observar el filamento en las líneas del extremo ultravioleta. En estos casos puede ocurrir que parte del material escape en forma de eyección de masa coronal, especialmente si el filamento se encuentra asociado a los agujeros coronales (en una distancia menor de 15° desde la frontera de los agujeros coronales). Una vez que ocurre el enfriamiento es posible volver a observar el filamento en las imágenes $H\alpha$ (Taliashvili et al., 2009).

En un estudio realizado por Taliashvili et al. (2009) se analizan 42 eventos de dos mínimos solares (1985-86 y 1994) de los cuales se han encontrado que el 50% de las desapariciones termales que ocurren cerca (alrededor de 15° de distancia) de los agujeros coronales están asociadas a CMEs

(aunque con CMEs débiles, estrechas, con baja velocidad de propagación), y todas las desapariciones térmicas con un agujero coronal adyacente o acompañadas de una desaparición dinámica estuvieron asociados a tormentas geomagnéticas débiles, o de mediana intensidad. Mientras que cerca del 64% de las desapariciones dinámicas se encontraron relacionadas a CMEs; además, diez desapariciones dinámicas estuvieron asociadas a tormentas geomagnéticas intensas (aun cuando no existiera o ha sido detectado una CMEs), seis a tormentas extremas y cinco a tormentas de mediana intensidad.

4.8. Oscilaciones de Filamentos

La naturaleza oscilante de los filamentos fue primero notada para los “winking filaments”, con amplitudes en la velocidad superiores a los 20 km s^{-1} y que han sido generados por las ondas de choque generadas a su vez por los *flares* lejanos. La información de oscilaciones más pequeñas se suele obtener mediante Dopplerografos y las imágenes de alta resolución que permiten ver los movimientos transversales (Engvold, 2015).

Con el ánimo de entender la estructura magnética y las interacciones con el plasma, se han realizado estudios de las variaciones periódicas de pequeña amplitud en la línea de visión, los cuales revelan la presencia de un amplio rango de oscilaciones. Periodos de menos de 10 min son considerados cortos, entre 10 y 40 minutos intermedios y las oscilaciones con periodos mayores a 40 minutos son consideradas largas. Las oscilaciones de pequeña amplitud suelen estar asociadas a hilos individuales, pero pueden involucrar parcialmente todo el cuerpo del filamento. (Engvold, 2015)

Como lo indica Arregui (2018), existen pocos trabajos en los que se han observado los filamentos por periodos extensos (de varios días), sin embargo se ha encontrado oscilaciones de periodos muy largos en el rango de horas (Foullon et al., 2004; Pouget et al., 2006; Foullon et al., 2009).

Los filamentos solares han sido ampliamente estudiados en la línea $H\alpha$ (HI), pero también observaciones en EUV indican la presencia de oscilaciones con periodos ultra largos de hasta 12 h. Estas oscilaciones han sido interpretadas como modos MHD (especialmente, como ondas magnetoacústicas y de Alfvén) y se ha propuesto el modelo respectivo (Joarder and Roberts, 1992) para calcular el periodo más largo en función de longitud del filamento. Pouget et al. (2006) han identificado las oscilaciones con periodos de 5-6 h como efecto del modo kink lento.

Las oscilaciones de gran amplitud de los filamentos, a menudo se asocian a un evento energético que pone al filamento en un estado oscilatorio. La amplitud de la velocidad suele ser superior a $10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$. Oscilaciones de gran amplitud han sido detectadas por Chen et al. (2008), quien además ha propuesto estas oscilaciones como precursores de CME. Por otro lado, utilizando una simulación de hidrodinámica radiativa en 1D, Zhang et al. (2012) logran asociar estas oscilaciones a una perturbación inicial que consiste en un bloque de plasma denso que se inyecta desde el sur de la prominencia, la simulación logra reproducir las oscilaciones amortiguadas con un periodo muy similar al observado, sin embargo no logra reproducir adecuadamente la constante de tiempo, puesto que se obtiene un valor de τ que es ≈ 1.5 veces mayor al registrado (estudios posteriores determinaron que el drenaje de masa de la prominencia explica esta discrepancia), en todo caso estos resultados les permiten concluir que la gravedad podría servir como la fuerza restauradora para las oscilaciones de prominencia longitudinal. Ellos también describen adicionalmente una

posible correlación de la explosión de un hilo de esta prominencia con una CME subsecuente, en este caso, un *flare* ocurre posterior a las oscilaciones longitudinales, los autores presumen que las oscilaciones longitudinales detectadas son desencadenadas por la reconexión magnética de un flujo emergente con con el campo magnético preexistente de la prominencia.

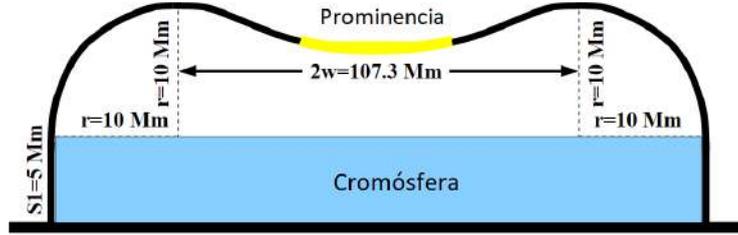


Figura 4.1: Bucle magnético con hondonada considerado en la simulación de hidrodinámica radiativa en 1D, según este modelo la fuerza de gravedad actúa como fuerza restauradora. Tomada de Zhang et al. (2012).

Zhang et al. (2013) analiza dos tipos de perturbaciones que podrían dar lugar a las oscilaciones, en un primer caso la perturbación puede ser ocasionada por un impulso de momento lineal, ocasionado por una inyección de material que se mueve a gran velocidad, el segundo escenario plantea un calentamiento impulsivo ocasionado por un microflare cercano a la prominencia, del análisis concluyen que las oscilaciones subsecuentes son esencialmente independientes del mecanismo de impulso (variación menor al 1.4%), por lo que las oscilaciones son intrínsecas y sus características dependen de la prominencia misma y de la geometría del bucle magnético (la geometría de la prominencia analizada por Zhang et al. (2013) se muestra en la figura 4.1).

Para las oscilaciones longitudinales de un filamento cercano a una región activa, Zhang et al. (2012) considera para estas oscilaciones un ajuste a una función sinusoidal amortiguada:

$$y = A \sin \left(\frac{2\pi}{P} t + \phi \right) e^{-t/\tau} + y_0. \quad (4.4)$$

Asumiendo que la fuerza de atracción gravitacional es la fuerza restauradora dominante (en lugar del gradiente de presión) (Luna and Karpen, 2012), el periodo se puede obtener de forma análoga al de un péndulo simple, en este caso se tiene que:

$$P = 2\pi \sqrt{\frac{R}{g_{\odot}}} \quad (4.5)$$

donde R es el radio de curvatura del bucle magnético con hondonada.

Metodología

La metodología aplicada y descrita en este capítulo tiene como objetivo realizar un estudio comparativo de las oscilaciones de largo periodo ($T > 40$ min) (Arregui et al., 2012) de filamentos intermedios (FIs) y quietos (FQs). Para cada uno, se estudió la variación temporal de la intensidad y la evolución de los mismos, considerando sus inestabilidades termales/dinámicas, y consecuencias coronales o CMEs asociadas, con base en el análisis de imágenes tomadas por los telescopios terrestres y espaciales en bandas de diferentes longitudes de onda.

En el caso de la evolución de los filamentos en extremo ultravioleta (EUV) los datos obtenidos se basan en las imágenes proporcionadas por la *Atmospheric Imaging Assembly* a bordo del *Solar Dynamics Observatory* (Chamberlin et al., 2012), específicamente se consideraron los filtros 304, 171, 193 y 211 Å, cabe destacar que estas imágenes tienen una resolución espacial de 0,6'' por cada píxel y aunque el ensamblaje ofrece imágenes con una cadencia de 12 s, para este caso los procesos de interés (oscilaciones de largo periodo) ocurren en una escala de tiempo más larga, por lo que se han utilizado secuencias de imágenes con una cadencia de 5 min. Adicionalmente para estudiar la evolución de los filamentos, se utilizan imágenes en $H\alpha$ tomadas por la red *Global Oscillation Network Group* del *National Solar Observatory* (NSO / GONG).

La capacidad de respuesta de los filtros de AIA presentan un máximo asociado a las temperaturas indicadas en la tabla 5.1, en el caso de SDO/AIA 1600 Å este valor corresponde a la fotosfera alta y la zona de transición, en el caso de SDO/AIA 304 Å la emisión corresponde mayoritariamente a la cromósfera y la zona de transición, mientras que SDO/AIA 171 Å corresponde a la zona de transición alta y la corona baja, además SDO/AIA 193 Å y 211 Å corresponden a la corona. Además la figura 5.1 muestra el perfil de temperatura electrónica (T_e) en función de la distancia desde el limbo, se demarcan las zonas correspondientes a cada capa atmosférica, las líneas representan la temperatura a la cual la capacidad de respuesta de cada filtro EUV es máxima.

Se consideraron filamentos con la mínima distancia desde el meridiano central (para disminuir errores de proyección), en total se realizó una selección de dos FAs y dos FQs, en la cual, para delimitar las variables del estudio, los filamentos considerados corresponden los siguientes casos:

- El filamento 1 (F1), se encuentra lejos de regiones activas, se orienta de forma prácticamente vertical y dentro del periodo de estudio la explosión del filamento no genera una CME.
- El filamento 2 (F2), se encuentra cerca de la RA NOAA 12104, su orientación también es vertical y dentro del periodo de estudio, la explosión tampoco genera una CME.

Nombre del canal	Iones primarios	Log(T)
1600 Å	CIV+ cont.	5.0
304 Å	HeII	4.7
171 Å	FeIX	5.8
193 Å	FeXII, XXIV	6.1,7.3
211 Å	FeXIV	6.3

Tabla 5.1: Longitud de onda observada, iones primarios y temperatura a la cual se obtiene la máxima capacidad de respuesta en cada uno de los canales. Adaptada de Chamberlin et al. (2012).

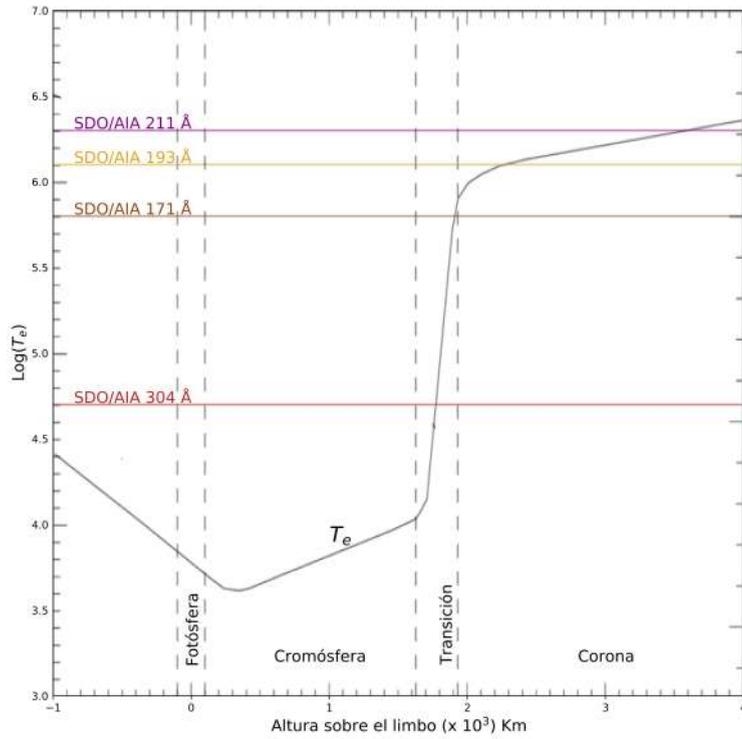


Figura 5.1: Perfil de temperatura electrónica (T_e) en función de la distancia al limbo. Las líneas denotan la temperatura a la cual cada uno de los canales EUV presenta el máximo de capacidad de respuesta. Para el caso de 304 Å estos valores corresponden a la cromósfera alta y 171 Å a la zona de transición y baja corona, mientras que 193 Å y 211 Å corresponden a la corona. Figura adaptada de Long (2012).

- El filamento 3 (F3), se encuentra lejos de regiones activas, se orienta de forma horizontal y posterior a su explosión genera una importante CME.
- El filamento 4 (F4), se encuentra cerca de la RA NOAA 12093, se orienta de forma horizontal y posterior a su explosión genera una importante CME.

Para cada uno de los filamentos se analizaron en detalle su evolución termal/dinámica, se consideró además la ocurrencia de *flares* cercanos (para lo cual se utilizó la base de datos *Heliophysics Events Knowledgebase (HEK)*, una descripción puede encontrarse en Hurlburt et al. (2010)); en los casos correspondientes, para las CMEs asociadas, se consideró las características reportadas en el catálogo SOHO LASCO CME (Gopalswamy et al., 2009), el cual detecta de forma autónoma las eyecciones de masa coronal (CME) en secuencias de imágenes de LASCO.

Para detectar las oscilaciones de largo periodo y estudiar su evolución, se utilizó una metodología similar a la desarrollada por Foullon et al. (2004). Primero, para cada filamento se crearon y analizaron vídeos de la evolución temporal observada en las imágenes de GONG $H\alpha$ en un periodo de estudio que fue definido de manera que el filamento cruzara el meridiano central dentro del intervalo seleccionado y además se aseguró que el filamento se encontrara alejado del limbo solar en todo momento, esto con el fin de evitar errores debidos a la iluminación de los bordes. Basado en estos vídeos, se seleccionó una Región de Interés (ROI) de $10'' \times 10''$ que coincide con un fragmento en dónde se observaron a simple vista movimientos oscilatorios del material, los cuales corresponden a los movimientos estudiados en detalle en las imágenes obtenidas por SDO/AIA, siguiendo el procedimiento que se describe adelante.

Con el fin de considerar únicamente la evolución asociada a la intensidad de este fragmento de interés en las imágenes obtenidas por SDO/AIA, es preciso realizar un seguimiento de su posición central conforme el filamento evoluciona en el periodo de estudio, para esto, además de considerar la rotación diferencial del Sol, en cada imagen se procedió a determinar el centroide del segmento del filamento observado en cada imagen.

5.1. Determinación del centroide de cada imagen

Para determinar el centroide del segmento del filamento, se calculó primero el negativo de cada una de ellas, esto para lograr que el filamento (región de baja intensidad en cada imagen) parezca ahora como una región brillante respecto a un fondo oscuro. Luego, se utilizó el método de *Image Thresholding* el cual es una forma simple de segmentación de imagen. El objetivo del método es crear una imagen binaria, este procedimiento normalmente se realiza para separar los píxeles del objeto o primer plano, de los píxeles de fondo para ayudar en el procesamiento de la imagen.

La función de IDL, `IMAGE_THRESHOLD` se utilizó para calcular automáticamente los valores de umbral para cada una de las imágenes y filtrar aquellos píxeles de la región que no corresponden al cuerpo del filamento, esta función devuelve una máscara binaria $I(x, y)$ que representa si un píxel determinado en una posición (x, y) estaba por debajo (0) o por encima (1) del valor umbral calculado. Para la determinación del umbral la función utiliza el método desarrollado por N. Otsu y que está basado en la forma del histograma. Este método asume un histograma de imagen bimodal e iluminación uniforme y se basa en encontrar un umbral que minimice la varianza dentro de la clase ponderada (Otsu, 1979).

Posterior a la determinación de la imagen binaria se procedió a calcular el área (también conocida como momento cero) y centroide. Los momentos de una imagen se pueden calcular mediante la siguiente fórmula general.

$$M_{ij} = \sum_x \sum_y x^i y^j I(x, y). \quad (5.1)$$

donde la función bidimensional $I(x, y)$ es el resultado de la aplicación de la función `IMAGE_THRESHOLD` mencionada previamente. El momento cero (o área) corresponde al valor de M_{00} , en este caso la fórmula 5.1 se convierte simplemente en la suma de todos los píxeles con valor igual a 1.

Finalmente, para la determinación del centroide es necesario el cálculo de los valores M_{10} y M_{01} para luego dividir entre el área:

$$\bar{x} = \sum_x \sum_y xI(x, y)/M_{00}. \quad (5.2)$$

$$\bar{y} = \sum_x \sum_y yI(x, y)/M_{00}. \quad (5.3)$$

Este proceso, que da como resultado las coordenadas (\bar{x}, \bar{y}) que se utilizan como centro de la ROI, se ejecutó para todas las imágenes de la serie de datos en el periodo de estudio seleccionado.

5.2. Determinación de la intensidad relativa

Una vez determinada la posición del centro de la ROI en cada imagen, se calculó la intensidad (I) promedio del filamento en la región de $10'' \times 10''$. Cabe resaltar que para este cálculo no se utilizó el negativo de las imágenes, sino los datos de intensidad contenidos en los FITS Nivel 1 de procesamiento, disponibles en la plataforma del *Joint Science Operations Center* (JSOC), información sobre las características de estos datos pueden ser consultadas en Lemen et al. (2012). Se determinó este valor medio para cada una de las imágenes, en cada uno de los cuatro filtros analizados, de cada una de las series de datos, de cada región de interés en cada filamento, de forma que se obtiene la evolución temporal de la intensidad en cada una de las cuatro ROI consideradas (una por filamento) y en los cuatro filtros (un total de 16 series de datos).

Para examinar la evolución de las variaciones de la intensidad media (I) en las ROI, se aplicó un filtro de suavizado Savitzky-Golay (SAVGOL) usando una ventana de horas determinadas para cada filamento (obtenida de la rutina `IDL_SAVGOL`). A partir de este valor de intensidad media (I_0) es posible calcular las variaciones relativas $(I/I_0 - 1)$.

La señal obtenida corresponde a la suma de diferentes oscilaciones superpuestas por lo que es necesario obtener un espectro de potencia de ondas de Morlet (obtenido mediante la transformada de wavelet u ondícula), el cual permite descomponer una serie temporal en un espacio de tiempo-frecuencia, del cual se pueden determinar los modos dominantes de oscilación y cómo estos evolucionan en el tiempo.

5.3. Cálculo de la transformada de wavelet

La transformada wavelet se utiliza justamente para analizar series de tiempo que contienen potencias no estacionarias en diferentes frecuencias, o sea, la señal esta compuesta por varias oscilaciones superpuestas de periodos diferentes, las cuales evolucionan en el tiempo (se intensifican, se amortiguan o cambian de periodo), este proceso se realiza mediante la ejecución del software para IDL, *WAVELET.PRO* proporcionado por C. Torrence y G. Compo (disponible en <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>). Para calcular esta transformada se asume una serie temporal x_n , con igual espacio de tiempo entre los datos δt , y $n = 0, \dots, N - 1$. Se considera también una función wavelet, $\psi_0(\eta)$, que depende de un parámetro temporal adimensional η , esta función además tiene media cero y está localizada tanto el tiempo como el espacio de frecuencias, en este estudio, la función considerada es la onda de Morlet, la consiste en una onda plana modulada por una gaussiana:

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2} \quad (5.4)$$

La transformada de wavelet corresponde a una convolución de la señal x_n con una versión escalada y trasladada de $\psi_0(\eta)$, esto es:

$$W_n(s) = \sum_{n'=0}^{N-1} x_{n'} \psi^* \left[\frac{(n' - n) \delta t}{s} \right] \quad (5.5)$$

donde el (*) indica el conjugado complejo. Entonces variando la escala de wavelet s (relacionado con el periodo de la onda) y trasladando la función a lo largo del índice de tiempo n , se puede construir una imagen que muestra tanto la amplitud de cualquier característica frente a la escala y cómo esta amplitud varía con el tiempo. $W_n(s)$ es un número complejo, por lo que para mayor simplicidad se puede calcular el espectro de potencia wavelet $|W_n(s)|^2$.

Como se trata de series de tiempo de longitud finita, es importante considerar que se producen errores en el espectro de potencia wavelet al inicio y al final de la serie, el error es mayor entre más grande sea el valor de s , o sea, entre mayor sea el periodo, puesto que esto implica considerar ondículas de mayor periodo dentro de una serie de datos temporales limitados, esto da lugar al cono de influencia, el cual delimita la región del espectro wavelet en la que los efectos de borde se vuelven más importantes, fuera de este cono los resultados de la transformada no son concluyentes, pues se encuentran muy cerca de lo considerado el borde de la serie de datos para un periodo determinado (ver figura 5.2).

Para la determinación de estos gráficos, se supone además que la serie temporal tiene un espectro de potencia medio, si un pico en el espectro de potencia de wavelet está significativamente por encima de este espectro de fondo, entonces se puede suponer que es una característica verdadera con un cierto porcentaje de confianza. En este caso se ha considerado un nivel de confianza de 95 % respecto al nivel de fondo (Torrence and Compo, 1998).

Siguiendo el método propuesto por Horne and Baliunas (1986), se obtuvo también el periodograma correspondiente a la señal $(I/I_0 - 1)$ en cada uno de los casos de estudio. Este resultado permite verificar y precisar los periodos detectados por el espectro de potencias wavelet, sin embargo, no es posible hacer conclusiones sobre la evolución temporal de estas oscilaciones utilizando esta técnica

únicamente. La ecuación 5.6 muestra el valor de potencia P_X para una frecuencia ω , que se obtiene a partir de una serie discreta de N_0 datos temporales X_j :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (5.6)$$

donde τ está definido por:

$$\tan(2\omega\tau) = \left(\sum_{j=1}^{N_0} \sin 2\omega t_j \right) / \left(\sum_{j=1}^{N_0} \cos 2\omega t_j \right) \quad (5.7)$$

El proceso descrito permite deducir cuales son las frecuencias de las oscilación de intensidad dominantes y su evolución temporal, en cada serie de datos. Una vez obtenidos los datos de variación de las oscilaciones se realizó un análisis integral para determinar la correlación entre la evolución de estas oscilaciones y la evolución de los filamentos, incluyendo sus inestabilidades termales/dinámicas y CMEs asociadas, los parámetros de estas últimas se obtuvieron del catálogo CACTus (Computer Aided CME Tracking software) cuya información se puede consultar en Robbrecht et al. (2009).

Para ejemplificar el uso de esta transformada, la figura 5.2 muestra una señal simulada de la intensidad relativa $(I/I_0 - 1)$, que está conformada por la superposición de dos ondas con periodos de 2,0 h y 4,0 h respectivamente, separados mediante una fase $\phi = \pi$, la segunda onda corresponde a una oscilación sinusoidal amortiguada con una constante de amortiguamiento $\lambda = 1/24$ h (lo cual es equivalente a indicar una constante de tiempo $\tau = 24$ h), adicionalmente ruido gaussiano (R_g) con una desviación estándar de 0.1 fue añadido a la señal, se consideraron puntos con una candencia de 5 min durante el trascurso de 24 h (ver eq 5.8). El resultado de aplicar la transformada de wavelet y obtener su espectro de potencias se muestra en la parte inferior de la figura 5.2. También se obtuvo el periodograma correspondiente a esta señal simulada.

$$I/I_0 - 1 = \underbrace{0.15 \sin(2\pi t/2,0 \text{ h} + \pi)}_{\text{Oscilación sinusoidal}} + \underbrace{0.2 \exp(-t/24 \text{ h}) \sin(2\pi t/4,0 \text{ h})}_{\text{Oscilación sinusoidal amortiguada}} + R_g \quad (5.8)$$

Para finalizar el análisis de las oscilaciones de los filamentos y con el fin de observar si las variaciones de $I/I_0 - 1$ corresponden a oscilaciones longitudinales, se grafica las imágenes obtenidas mediante una rejilla inclinada de $10'' \times 90''$ cuyo centro coincide con el centroide calculado anteriormente en cada imagen y su orientación es a lo largo del eje del filamento.

Con el fin de determinar las posibles correlaciones con la región activa se consideró también la variación de la intensidad de las manchas solares cercanas a F2 y F4, en el mismo período de estudio, para lo cual se utilizó el mismo proceso pero para el conjunto de datos obtenidos de SDO/AIA 1600 Å.

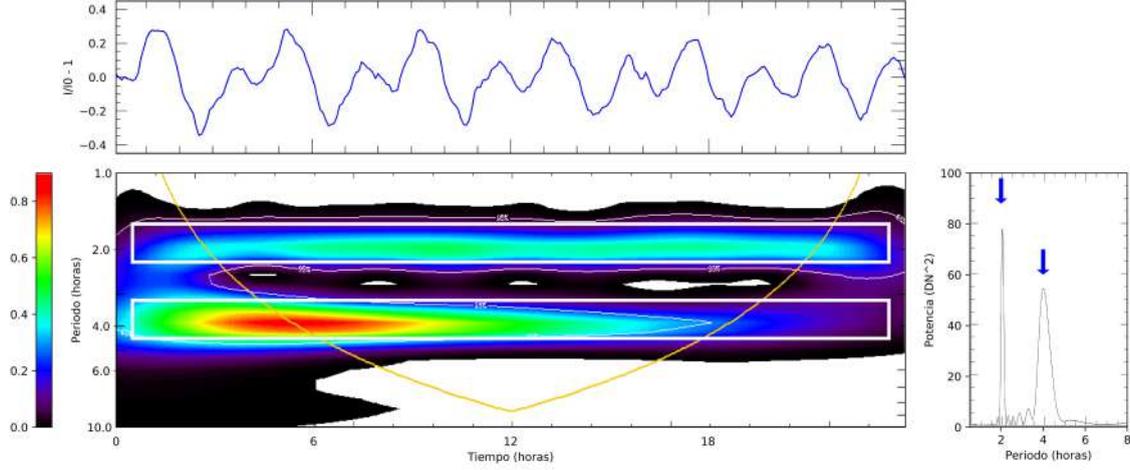


Figura 5.2: La señal simulada en la parte superior correspondiente a la ecuación 5.8, los resultados del espectro de potencias wavelet y el periodograma de esta señal se muestran en la parte inferior (izquierda y derecha respectivamente). Se observa cómo el método seleccionado permite separar adecuadamente los periodos de que constituyen la señal original (recuadros blancos) y detectar como la oscilación amortiguada con periodo de 4 h decae en el tiempo (recuadro inferior). El periodograma confirma la presencia de ambos modos de vibración (flechas azules). La línea amarilla delimita el cono de influencia dentro del cual los datos brindados por la transformada de wavelet son más confiables pues se encuentran lejos del efecto de los bordes en de la serie temporal finita.

5.4. Estimación del Campo Magnético

Adicionalmente, para el caso de las oscilaciones longitudinales de gran amplitud, Luna and Karpen (2012) proponen un método para determinar el campo magnético mínimo a partir de la sismología del filamento, esto debido a que la tensión magnética en la sección pandeada de los tubos de flujo magnético debe ser más grande que el peso de las fibras del filamento, esto es:

$$\frac{B^2}{R} - mng_{\odot} \geq 0 \quad (5.9)$$

dónde B es el intensidad el campo magnético en la parte inferior de la hondonada, n es la densidad de partículas en las fibras y m es la masa media de las partículas $m = 1.27m_p$, con m_p la masa del protón. Por lo tanto, combinado las ecuaciones 4.5 y 5.9, se obtiene una condición para el campo magnético mínimo necesario para sostener las fibras del filamento contra la fuerza gravitacional, en función del periodo de oscilación observado.

$$B \geq \sqrt{\frac{g_{\odot}^2 mn}{4\pi^2}} P \quad (5.10)$$

Esta fórmula corresponde a un método ágil que permite determinar el campo magnético del filamento.

Resultados

En este capítulo se presenta la evolución detallada de cuatro filamentos seleccionados que fueron estudiados siguiendo el método y procedimiento de análisis descrito en el capítulo 4.8, durante las rotaciones CR2151 y CR2152 que coinciden con el máximo del ciclo solar 24. Además, dos de los filamentos estudiados (F1 y F3) son filamentos tranquilos (o quietos), mientras que los otros dos (F2 y F4) son filamentos intermedios que se encuentran cercanos a regiones activas (12093 y 12104). El objetivo principal es analizar la evolución temporal y con la altura de las oscilaciones de largo periodo de los filamentos intermedios y quietos, relacionada con los procesos iniciales de sus inestabilidades térmicas y/o dinámicas, e identificar su correlación con las respuestas coronales asociadas, principalmente con las CMEs, con base en datos de múltiples longitudes de onda de SDO/AIA y GONG.

6.1. Filamento 1

El centro del filamento 1 (F1) tiene coordenadas absolutas S16°, 341.3 de la rotación CR2152, es un extenso filamento que alcanza aproximadamente 36° de largo, orientado casi de forma vertical desde la latitud N10° y hasta S30°. En este filamento son distinguibles cuatro secciones (figura 6.1).

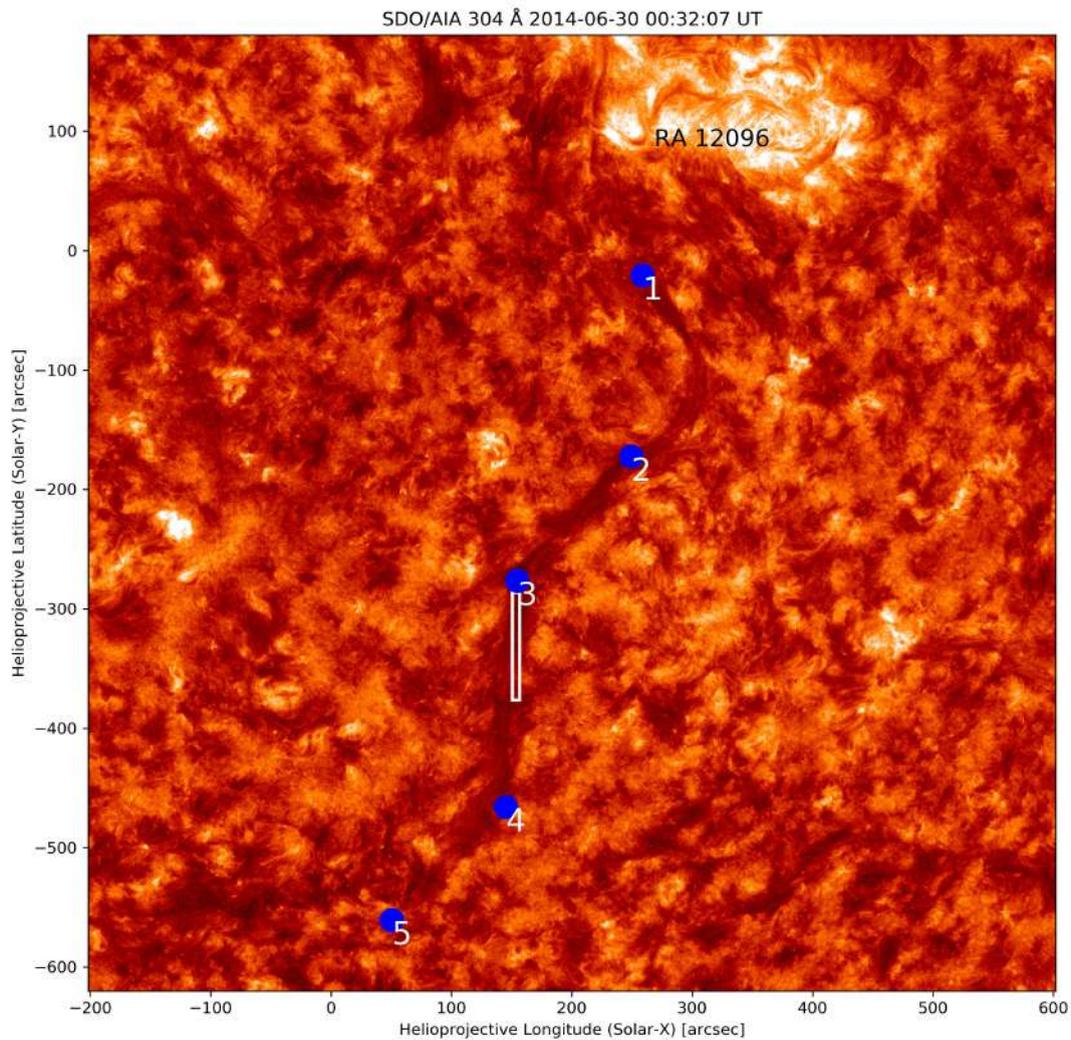


Figura 6.1: Observación en SDO/AIA 304 Å del F1 completo a las 00:32 UT del 30/06/2014. Entre los puntos 1-2 se encuentra la sección norte de 8.5° de largo, la sección central de 10.6° entre 2-3, la sección sur de 16.8° entre 3-4 y el extremo sur con una extensión de 10° entre 4-5 (visible únicamente en EUV, debido a su inestabilidad termal). El recuadro blanco corresponde a una rejilla vertical de $10'' \times 90''$ utilizada para generar la figura 6.5.

La sección norte de F1 se encuentra cercana ($\approx 5^\circ$ de distancia) a la RA 12096 (coordenadas absolutas N6.6°, 392); se forma a partir de las 16:09 UT del 28/06/2014 como consecuencia de la condensación de material en su canal y es posible notar su aparición en $H\alpha$. Esta sección con un largo de $\approx 10^\circ$, completa su formación a las 16:30 UT del día siguiente. Sin embargo, a partir de las 09:10 UT del 30/06/2014 es posible notar una disminución en la intensidad observada en las imágenes de $H\alpha$ (DBt), especialmente en su sección norte y sur. Posteriormente, a las 12:30 UT

inicia la DBd de las secciones norte y sur de F1, que perdura hasta las $\approx 13 : 00$ UT (figura 6.3).

La DBd ocurrida en F1 puede estar ligada a una reconfiguración magnética en la región norte, que se manifiesta en una serie de explosiones de los filamentos cercanos, anticipada por un flare (clase A) que inicia alrededor de las 9:38 UT en la RA 12096. En $H\alpha$ es apreciable el material inflamado de la RA hasta 10:06 UT (ver Figura 6.2).

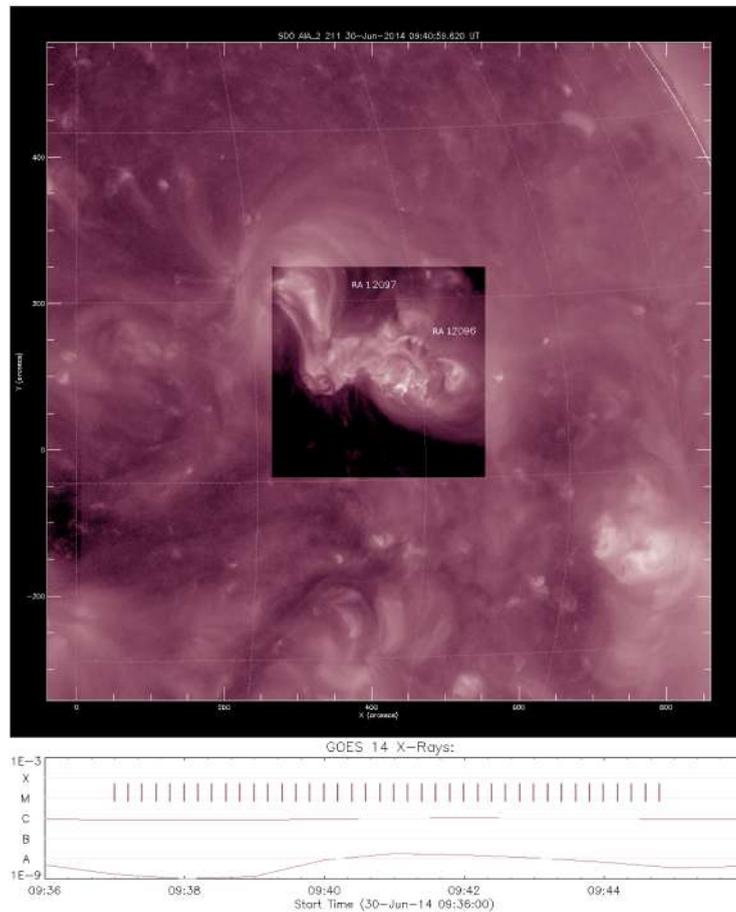


Figura 6.2: *Flare* clase A cerca de F1 detectado por *Heliophysics Events Knowledgebase* (HEK), la imagen superior muestra el material inflamado de la RA 12096 observado por SDO/AIA 211 Å durante el 30/06/2014 a las 09:41 UT, en la parte inferior, el flujo de rayos X medido por GOES-14, el flare inicia a las 09:38 UT del 30/06/2014 y continua hasta las 10:06 UT. Este evento se asocia al inicio de una reconfiguración magnética de la región que abarca el DBd de la sección norte y sur de F1, que inició 2h después de la finalización del *flare*.

Analizando las imágenes de SDO en 193 Å es posible notar también el inicio de la DBd de las secciones norte y sur de F1 a las 12:30 UT (ver figura 6.3) y se observa que la mayoría del material eyectado se dirige hacia la RA 12096. En el filtro de 171 Å se aprecia un aumento en la emisión (material caliente) y se observa el material siguiendo la trayectoria de un arco coronal extendi-

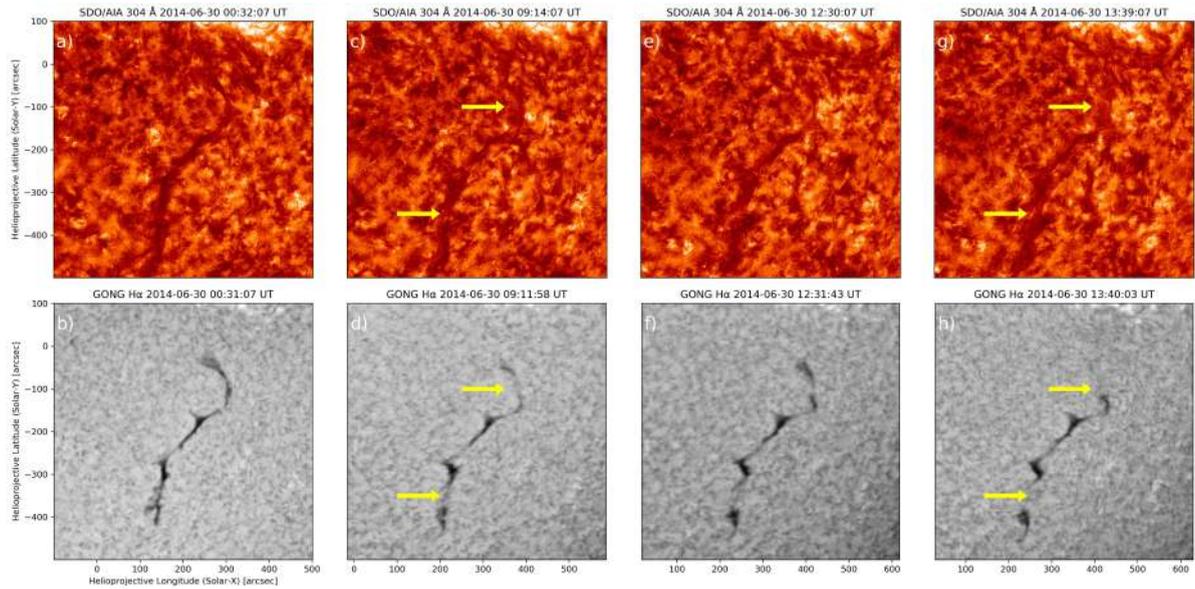


Figura 6.3: Evolución temporal de F1 observado por GONG $H\alpha$ y SDO/AIA 304 Å el 30/06/2014. (a y b) Muestran el filamento completo a las 00:31 UT, (c y d) Las secciones norte y sur, indicadas por una flecha, inician su inestabilidad termal a las 09:10 UT. (e y f) El material del filamento se dirige súbitamente hacia la RA 12096 a las 12:30 UT. (g y h) Las secciones (indicadas con flecha) desaparecen por completo de las imágenes de $H\alpha$ después de las 13:39 UT.

do desde la sección norte de F1 y hasta la región activa. El material entonces queda confinado parcialmente dentro de la corona.

Adicionalmente, mediante la observación del video correspondiente al filtro de 314 Å es posible distinguir que el material que cae sobre la RA 12096 (posterior a DBd) no proviene únicamente de la sección norte del filamento, sino que se relaciona con un levantamiento de algunos hilos de todo el cuerpo del filamento. Cabe destacar que mientras en $H\alpha$ es posible observar que se mantiene el punto de base de esta sección sur, el material no parece condensarse en esta parte en los días subsiguientes a su DBd.

6.1.1. Oscilaciones de la sección sur

Para el estudio de las oscilaciones de la sección sur se consideraron 2.5 días previos a la DBd de la misma. La figura 6.4 muestra la variación de la intensidad en una ROI de dimensiones $6'' \times 6''$, que se encuentra en el centro del rejilla mostrada en la figura 6.1 respecto a un valor medio I_0 , donde I_0 se estima como el promedio de una ventana centrada de 7,5 h ($I/I_0 - 1$), la serie de datos obtenida denota un aumento significativo de las variaciones de intensidad detectadas en SDO/AIA 304 Å y 171 Å; la perturbación también se observa en los demás filtros (SDO/AIA 193 Å, 211 Å), pero con menor intensidad, este aumento ocurre 2.5 días antes de la DBd por lo que es probable que no exista una relación directa entre este aumento y la subsiguiente evolución del filamento. Las variaciones de intensidad descritas anteriormente coinciden con una oscilación longitudinal de 3,5 h que es amortiguada rápidamente (ver Figura 6.4).

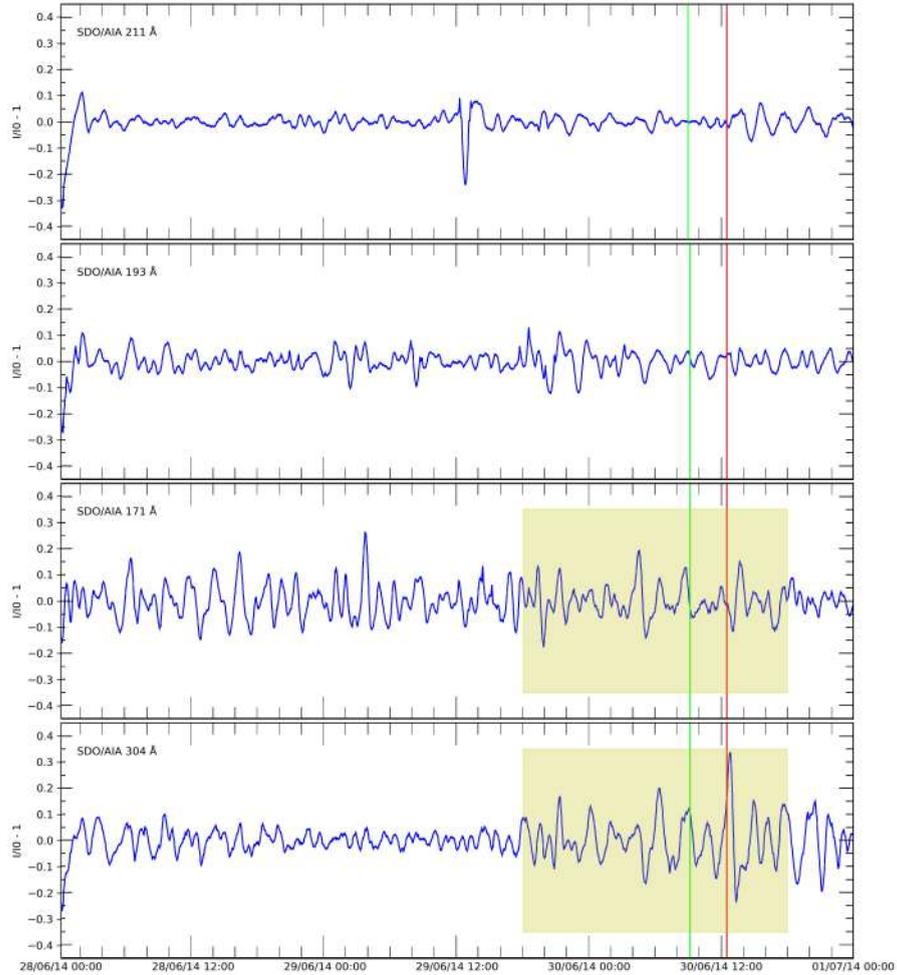


Figura 6.4: Variación temporal de la intensidad I de F1, en una ROI en la sección sur, respecto a I_0 , donde I_0 es estimada como el promedio de una ventana centrada de 7,5 h, observada por SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å entre 00:00 UT del 28/06/2014 - 00:00 UT del 01/07/2014; las líneas verde y roja denotan el inicio de la DBt y DBd, respectivamente. Las oscilaciones son más intensas en los filtros correspondientes a la cromósfera, zona de transición y corona baja (304 Å y 171 Å) y crecen previo a la DBt (recuadros amarillos).

Las variaciones de intensidad no parecen corresponder a movimientos longitudinales importantes, sin embargo se observan oscilaciones de pequeña amplitud y periodo corto sin que se presente un patrón de oscilación coherente, esto se observó tomando una rejilla vertical de $10'' \times 90''$ (ver figura 6.1). En los resultados obtenidos, se observa claramente un aumento del brillo del filamento en las capas inferiores debido al calentamiento del material (figura 6.5).

Para analizar evolución temporal la variación relativa de la intensidad ($I/I_0 - 1$) y los periodos de oscilación que la componen, esta señal se analiza mediante dos técnicas, la trasformada de wavelet

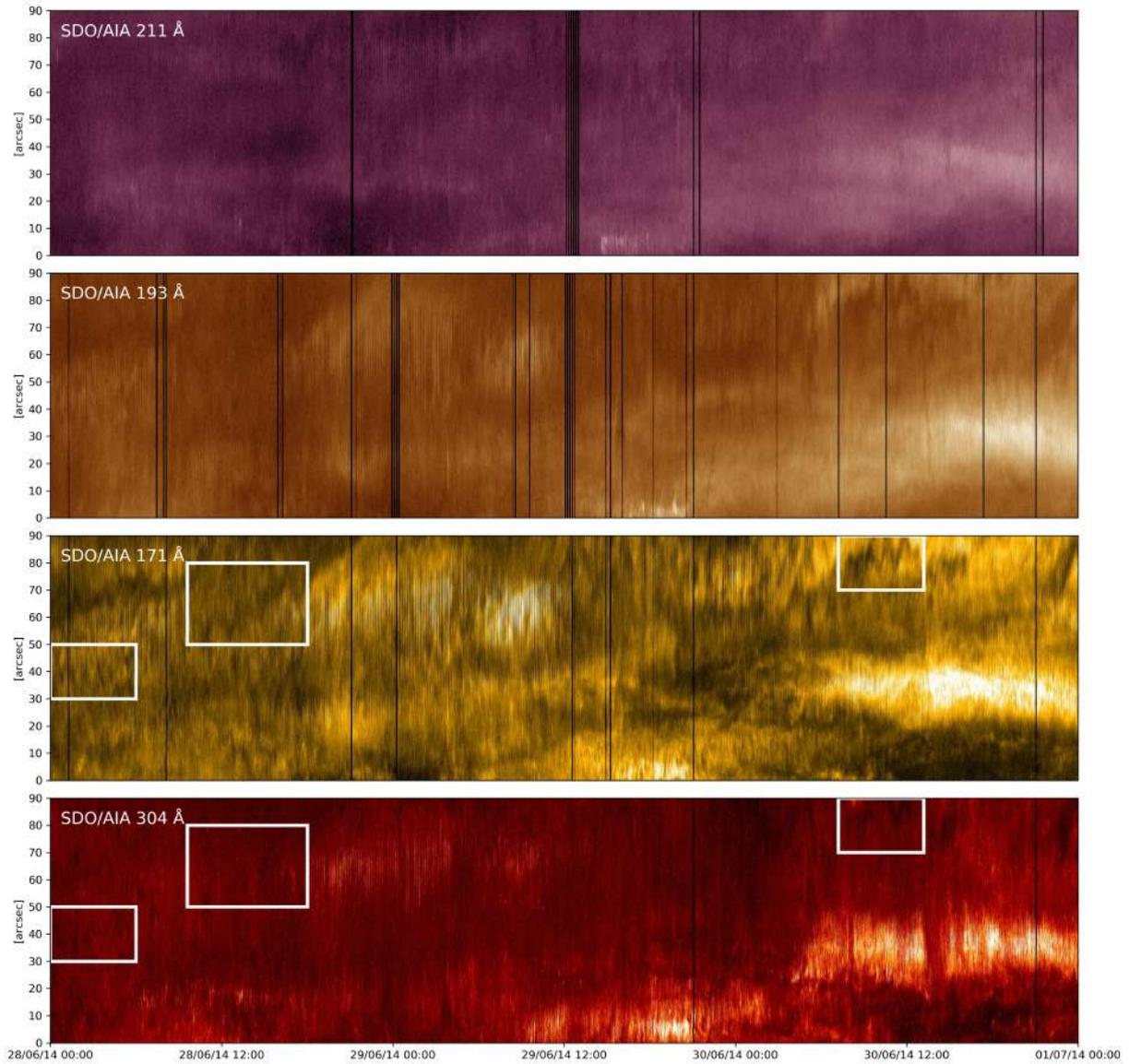


Figura 6.5: Oscilaciones longitudinales de F1 en la sección sur observadas entre las 00:00 UT, 28/07/2014 y las 00:00 UT, 01/07/2014, mediante una rejilla de $10'' \times 90''$ (figura 6.1) colocada según se muestra en figura 6.1, utilizando imágenes de SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å. Oscilaciones de pequeña amplitud y periodo corto se observan en los filtros asociados a la cromósfera, zona de transición y corona baja, durante todo el periodo de estudio, particularmente en SDO/AIA 171 Å (recuadros blancos), estos movimientos se atenúan rápidamente (en < 6 h). Se observa un aumento del brillo de F1 a las 12:00 UT del 30/06/2014 que corresponde a la DBd parcial de F1.

y el periodograma, esto puesto que aunque los resultados de la segunda permiten identificar los periodos dominantes de la señal vista en su totalidad, no brindan información sobre la evolución temporal de los periodos encontrados, por lo que es necesario el cálculo de la transformada de wavelet y observar el espectro de potencia resultante. El método de obtención se explica con detalle en el capítulo 4.8.

Los resultados de ambos procesos se muestran en la figura 6.6, en la que se puede observar una oscilación de $\approx 2,25$ h que se encuentra presente con mayor intensidad durante el DBt en las capas coronales inferiores (SDO/AIA 304 Å, 171 Å) pero que no se detecta en las capas superiores estudiadas (193 Å, 211 Å). El periodo de $\approx 2,5$ h es también notorio en los resultados del periodograma de la señal obtenida en las capas coronales inferiores aunque disminuye en las superiores.

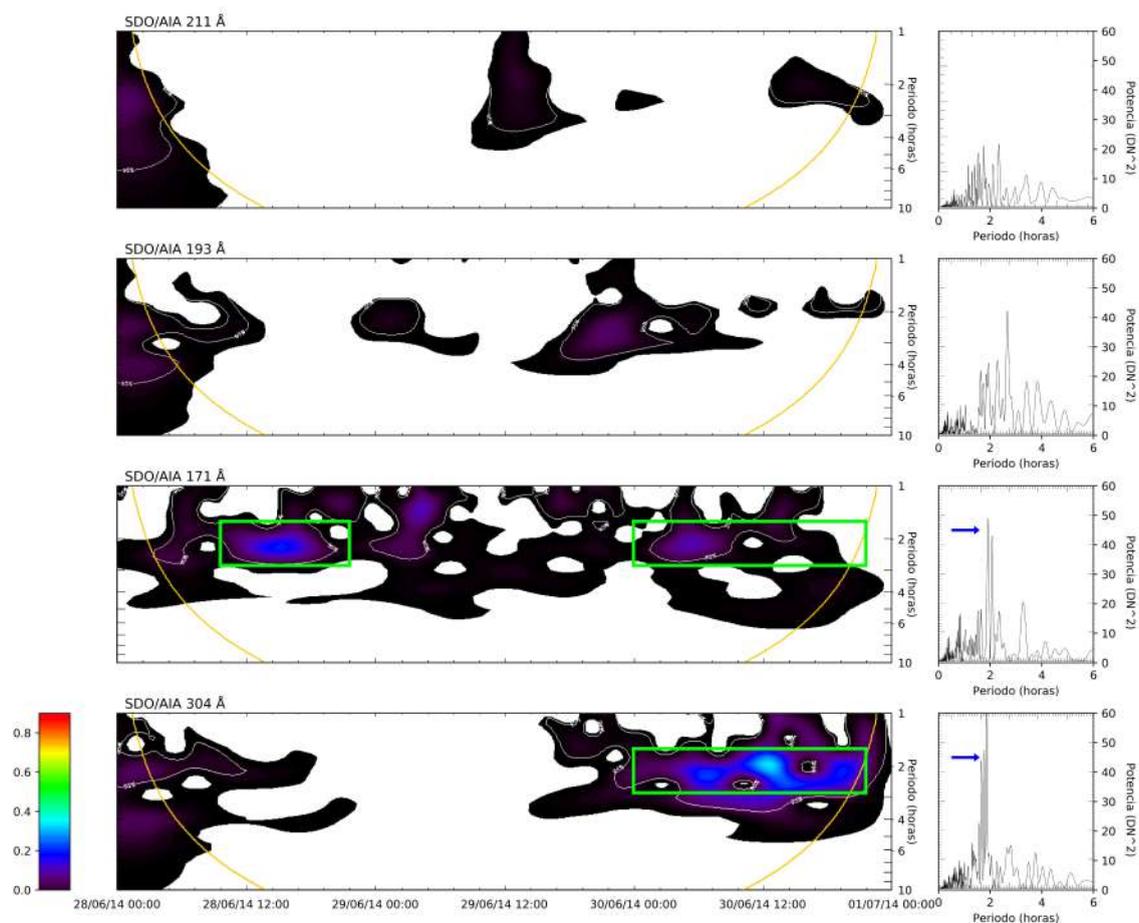


Figura 6.6: Espectro de potencias wavelet (izquierda) y periodograma (derecha) para la señal $I/I_0 - 1$ de F1 en una ROI al sur, desde las 00:00 UT del 28/06/2014 a las 00:00 UT del 01/07/2014 (SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å). La oscilación de $\approx 2,25$ h se encuentra presente con mayor intensidad previo y durante el DBt (ver recuadros) en las cromósfera, zona de transición y corona baja (SDO/AIA 304 Å, 171 Å) pero que no se detecta en las capas coronales superiores estudiadas (193 Å, 211 Å). El periodo de oscilación dominante se detecta también en los respectivos periodogramas y es de $\approx 2,5$ h (indicados con flecha).

En conclusión, para la sección sur de F1 no se encuentran oscilaciones longitudinales importantes y más bien se detectan únicamente oscilaciones de pequeña amplitud, que se asocian a variaciones en la intensidad, con un periodo de $\approx 2,25$ h en las capas coronales inferiores durante la desaparición termal del filamento.

6.2. Filamento 2

El filamento 2 (F2) con coordenadas absolutas S12°, 286, CR2152, tiene una extensión de $\approx 44^\circ$ y está localizada a 12.8° de la región activa RA 12104 (S14°, 269). Adicionalmente, al sur se ubica otra región activa cercana a F2, RA 12107 (S19°, 256) (Ver figura 6.7).

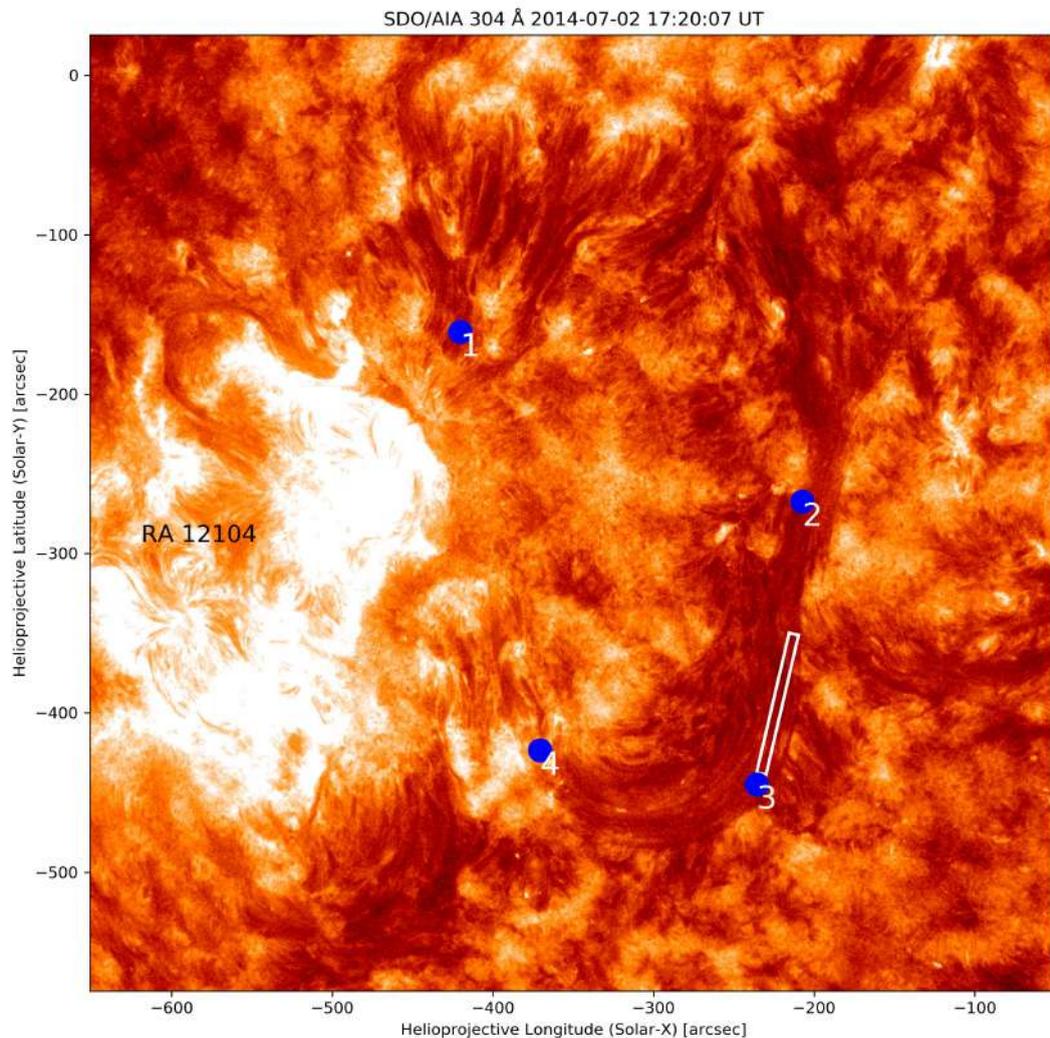


Figura 6.7: Observación en SDO/AIA 304 Å del F2 completo el 02/07/2014. La sección norte con un largo 23° se comprende entre los puntos 1-2, la sección central de 11° entre 2-3 y la sección sur de 10° entre 3-4. El recuadro blanco corresponde a la rejilla de $10'' \times 90''$ (inclinada 13° respecto al norte y hacia el este) utilizada para generar la figura 6.11.

En la figura 6.8 se muestra la secuencia de imágenes asociadas a la evolución del F2 en $H\alpha$ y He II 304 Å del 30/06/2014 al 05/07/2014, tomadas casi simultáneamente. Ambas líneas de emisión capturan la misma estructura del filamento pero a temperaturas muy diferentes puesto que $H\alpha$ es visible a 10 000 K, mientras que He II 304 Å a 50 000 K. Las imágenes He II 300 Å proporcionan la capacidad de observar el material relativamente más caliente en la capa más alta del filamento, lo que permite identificar con claridad los procesos iniciales de levantamiento del material y subsecuente desaparición termal y/o dinámica de los filamentos.

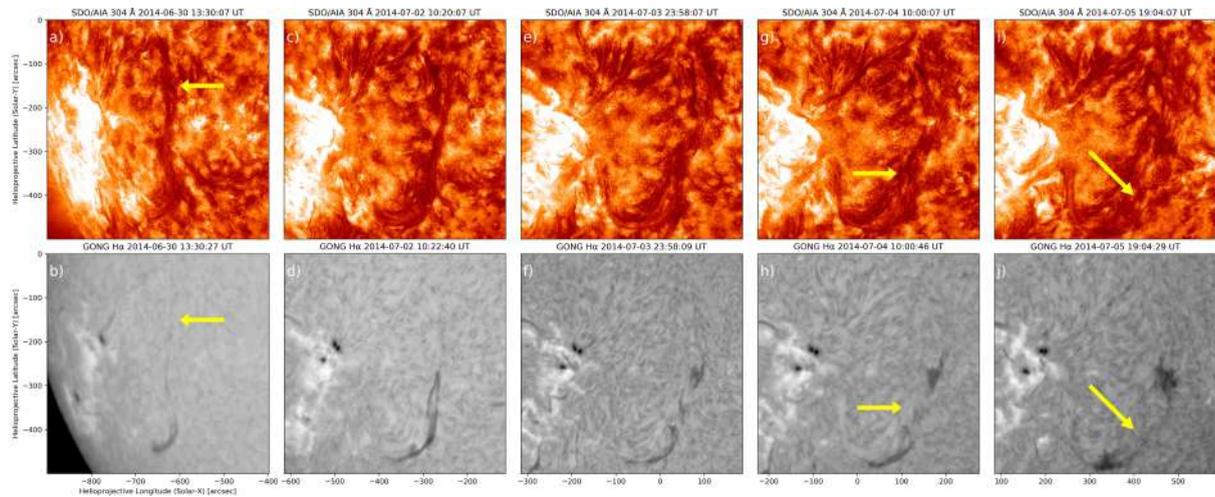


Figura 6.8: Evolución temporal de F2 observada mediante GONG $H\alpha$ y SDO/AIA 304 Å durante el periodo del 30/06/2014 - 05/07/2014. La morfología de F2 es estable durante el 30/06/2014 13:30 UT, aunque se aprecia debilitamiento en la intensidad de la sección norte en $H\alpha$ (a y b). El 02/07/2014 10:20 UT las secciones central y sur de F2 se observan de forma completa en las imágenes de $H\alpha$ (c y d). El material condensado disminuye su intensidad a partir de las 23:58 UT del 03/07/2014 (e y f). La sección central desaparece de las imágenes de $H\alpha$ (g y h) a las 10:00 UT del 04/07/2014, mientras que en SDO/AIA 304 Å se observa la presencia de material (Dbt en proceso). El material de la sección central reaparece en $H\alpha$ a las 19:04 UT del 05/07/2014 (i y j).

La topología de F2 se mantiene estable y se observa de forma completa en las imágenes $H\alpha$ tomadas durante el 30/06/2014. A las 13:30 UT (ver figura 6.8) se aprecia un debilitamiento de la intensidad en la sección norte, a partir de las $\approx 05 : 00$ UT del 01/07/2014 esta sección (de una extensión de $\approx 23^\circ$) inicia una DBt y no es posible observarla en $H\alpha$, sino en EUV.

Mientras tanto las secciones central y sur (que tienen extensiones de 11° y 10° , respectivamente), se observan de forma completa hasta las 23:58 UT del día 03/07/2014, cuando inicia un lento proceso de DBt de la sección central, que finaliza a las $\approx 10:00$ UT del 04/07/2014, cuando sólo es posible notar en $H\alpha$ un pequeño segmento remanente de la sección sur, mientras que en las capas superiores se observa la presencia de esta sección (DBt en proceso). El día 05/07/2014 a partir de las 19h UT inicia la reaparición de la sección central que se observa nuevamente en $H\alpha$, debido al enfriamiento del material de F2 ligado con el proceso post-Dbt (Figura 6.8).

El periodo de estudio seleccionado para este filamento abarca las oscilaciones ocurridas justamente antes del DBt de la sección central. Una serie de oscilaciones longitudinales son detectadas el día 02/07/2014, las cuales discutiremos en el próximo subcapítulo (ver figura 6.10).

Dentro del periodo de estudio de estas oscilaciones, el 03/07/2014 a las 06:55 UT, ocurre un flare clase C1.9 en la cercana RA 2107. F2 no presenta ningún indicio de correlación con esta RA en el periodo de desarrollo de este flare, lo que permite relacionar las oscilaciones con los procesos evolutivos relacionados exclusivamente con el filamento.

El 06/07/2014 a las 01:44 UT, las secciones central y sur de F2 se elevan lentamente desde la cromósfera hacia la corona y durante el periodo comprendido entre 20:00 - 21:52 UT explotan

(DBd). Cabe destacar que la mayoría del material expulsado parece no escapar del Sol, sino que se mueve abruptamente hacia el sur, por lo que pese al evidente movimiento del material y a la desaparición dinámica del filamento, no se observa ni se reporta en ninguno de los catálogos alguna eyección de masa coronal (CME) que coincida espacial y temporalmente con el momento en que estas secciones explotan. Sin embargo, se observa un flujo coronal tipo *streamer* a las 23:12 UT en un ángulo de posición (PA) de $\approx 210^\circ$ y un ancho angular (W) $\approx 10^\circ$ relacionado con la DBd de las secciones central y sur.

Finalmente, cuando F2 se observa sobre el limbo como una prominencia, desde las primeras horas del día 09/07/2014, ocurre un C5.0 flare relacionado con RA 12104, a las 18:35 UT -18:44 UT. Posteriormente, el 10/07/2014 a las 00:00 UT inicia la muy lenta explosión total o DBd de F2, que finaliza a las 6:40 UT. Una CME espectacular que es visible en LASCO C2 (ver figura 6.9) desde las 07:12 UT, con $W \approx 275^\circ$ y en un PA de 260° , el material de la CME tiene una velocidad media $V \approx 928$ Km/h según el catálogo SOHO LASCO CME.



Figura 6.9: Inicio de la explosión de F2 el 10/07/2014 06:20 UT en SDO/AIA 304 Å (izquierda) y CME asociada (derecha) en SDO/AIA 304 Å y LASCO C2 a las 07:48 UT del 10/07/2014. Una CME se observa en PA $\approx 260^\circ$, con $W \approx 275^\circ$ y $V \approx 928$ km/h (según catálogo SOHO LASCO CME)

6.2.1. Oscilaciones de la sección central

La sección central del F2 es la más lejana a la RA 12104, por lo que el estudio de las oscilaciones se centrará en esta sección específica del filamento. Siguiendo la metodología detallada en el capítulo 4.8 se detectaron las variaciones en la intensidad en una pequeña ROI ($6'' \times 6''$) que sigue la rotación diferencial del Sol y que se encuentra en el centro del a rejilla mostrada en la figura 6.7. El periodo de estudio va desde las 00:00 UT del 02/07/2014 hasta las 23:55 UT del 05/07/2014 (72 horas), lo cual abarca el periodo desde la estabilidad de esta sección de F2 y la desaparición termal. Además, para este evento la intensidad normal I_0 se calculó tomando como referencia una ventana de 7,5 h.

El mismo proceso se aplicó en las diferentes capas de estudio con el fin de detectar diferencias entre las oscilaciones de intensidad a diferentes alturas del filamento. Los resultados se muestran en la figura 6.10. Los patrones de oscilación detectados en SDO/AIA 304 Å difieren significativamente respecto a los demás patrones encontrados en SDO/AIA 171 Å, 193 Å y 211 Å. Los patrones encontrados en las capas superiores sin embargo, presentan mayores similitudes entre sí. Posiblemente este resultado esté relacionado con un movimiento más turbulento del material en las capas inferiores que hemos observado.

Durante el día 02/07/2014 ocurren importantes variaciones en la intensidad de F2 (ver figura 6.10) que luego desaparecen previo al DBt de la sección central, las variaciones son más significativas en las capas SDO/AIA 304 Å, 171 Å y 193 Å, aunque si es también notoria en las variaciones de la intensidad detectadas en SDO/AIA 211 Å.

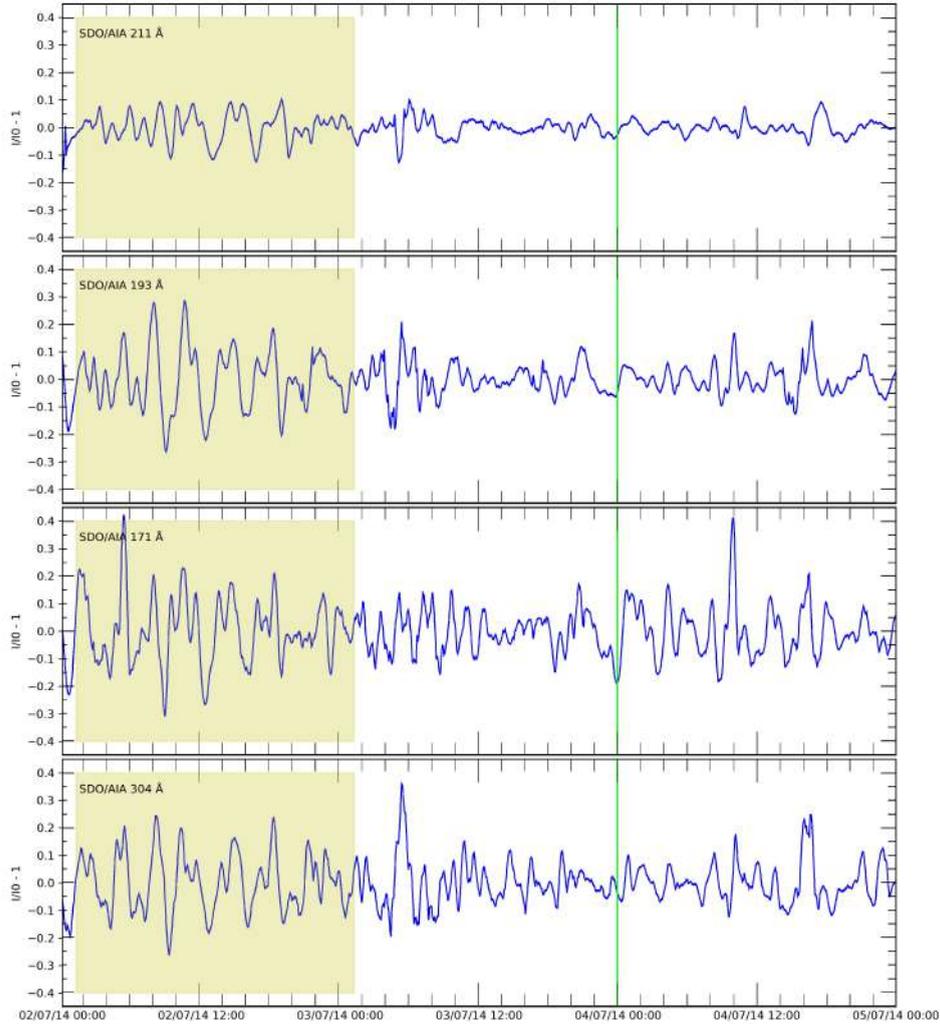


Figura 6.10: Variación temporal de la intensidad I en una ROI de F2 en la sección central respecto a I_0 , donde I_0 es estimada como el promedio de una ventana centrada de 7,5 h $(I/I_0 - 1)$, observado mediante SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å entre las 00:00 UT, 02/07/2014 - 00:00 UT, 05/07/2014. Las variaciones más significativas se presentan en SDO/AIA 171 Å durante el 02/07/2014 (recuadros amarillos), la línea verde marca el inicio de la desaparición termal de F2.

Estas variaciones detectadas de la intensidad pueden relacionarse a movimientos longitudinales del material a lo largo del eje del filamento, movimientos transversales, verticales o incluso cambios en la densidad del material condensado en esa región que se puede observar durante la evolución de F2. Para identificar las oscilaciones longitudinales se utilizó una rejilla de $10'' \times 90''$ a lo largo del eje del filamento (ver figura 6.7), para esto fue necesario rotar la rejilla 13° en sentido contrario a las manecillas del reloj respecto a un eje horizontal en la dirección de oeste a este. Los resultados se muestra en la figura 6.13, es posible notar que existe una relación entre las variaciones detectadas

en la intensidad y la ocurrencia de oscilaciones amortiguadas visibles especialmente durante el día 02/07/2014. Para el caso de 304 Å estas oscilaciones longitudinales son perceptibles pero se encuentran mezcladas con algunas otras oscilaciones más caóticas.

De igual forma respecto a la evolución del filamento, se observa también que estas oscilaciones longitudinales amortiguadas decrecen antes de la ocurrencia de DBt de la sección central del filamento que inicia a las 23 h del 03/07/2014.

Para encontrar los periodos de oscilación que contiene cada una de las señales y realizar una comparación entre los modos de oscilación en cada filtro, se calculó el periodograma. Los resultados se muestran a la derecha de la figura 6.12, en estos resultados se evidencian tres periodos dominantes que componen las señales, ≈ 3 h, $\approx 3,75$ h y ≈ 4 h, sin embargo, la potencia no es igual en cada filtro, mientras que en 304 Å y 193 Å la potencia mayor se encuentra en el periodo de ≈ 3 h, en 171 Å, 193 Å y 211 Å se encuentra en ≈ 4 h. Además, mientras que el periodograma de la señal obtenida con el filtro de $\lambda = 304$ Å no tiene un periodo dominante, en las capas superiores las oscilaciones de ≈ 3 h y ≈ 4 h se encuentran muy bien definidas. Estos resultados sugieren que los movimientos más caóticos del material de la prominencia en las capas inferiores son filtrados en las capas más altas de la corona.

Los resultados de la transformada de wavelet para los cuatro filtros analizados en esta sección se muestran también en la figura 6.12, donde se puede observar que la principal oscilación detectada se centra en el día 02/07/2014. Estas oscilaciones son más definidas en el filtros SDO/AIA 193 Å mientras que en las capas inferiores (304 Å y 171 Å) la oscilación contiene un rango más amplio de periodos que componen la señal; finalmente en la capa superior, estas oscilaciones son igualmente marcadas pero menos intensas. Acorde a lo mencionado anteriormente, en este se observa además una reducción general de las oscilaciones de largo periodo antes de la DBt.

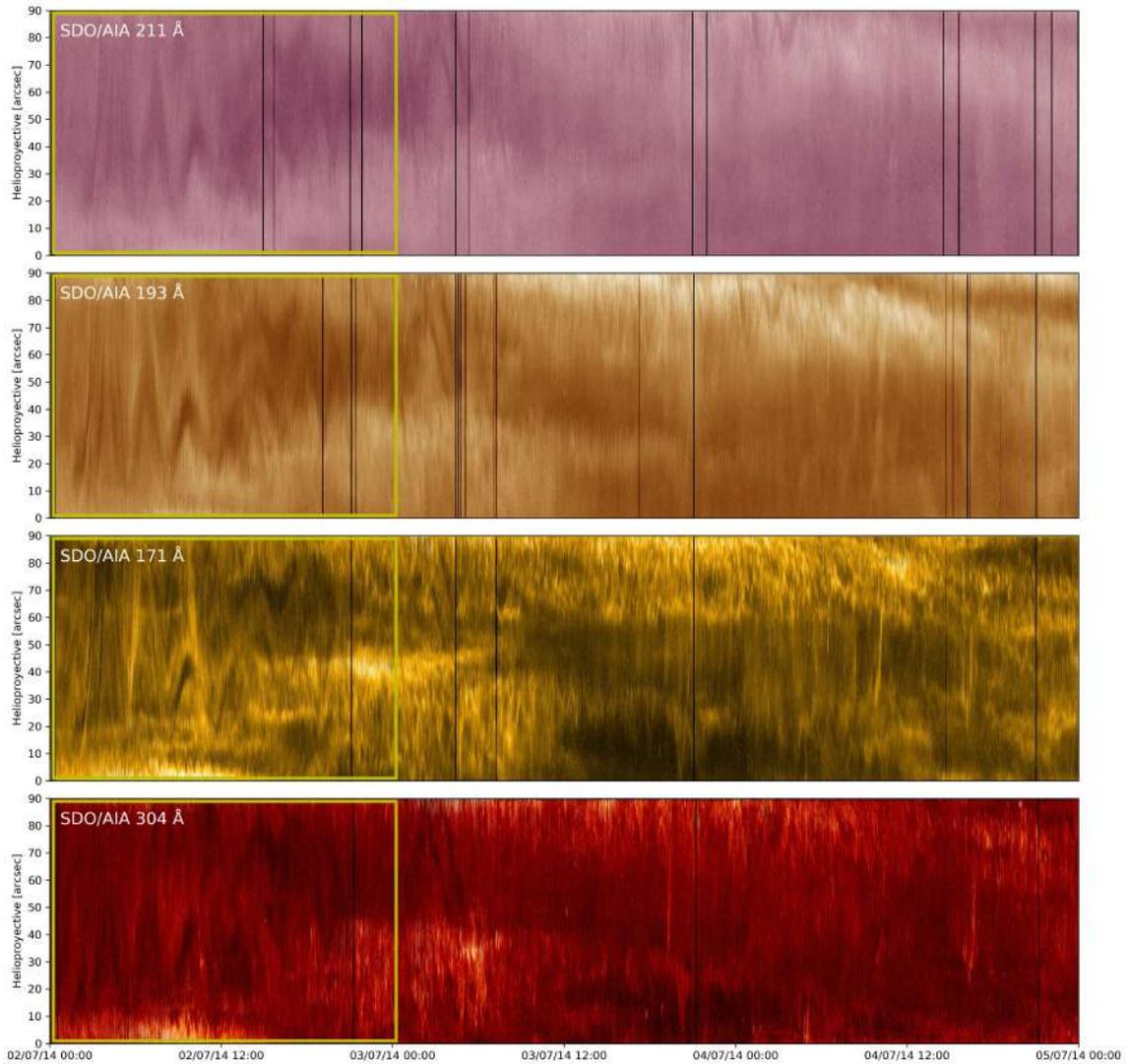


Figura 6.11: Oscilaciones longitudinales de F2 en la sección central, entre 00:00 UT, 02/07/2014 - 00:00 UT, 05/07/2014, obtenidas mediante una rejilla de $10'' \times 90''$ colocada a lo largo del eje del filamento (ver figura 6.7). Utilizando imágenes de SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å. El 02/07/2014, se distinguen importantes oscilaciones longitudinales amortiguadas previo al DBt, especialmente en los filtros superiores, mientras que en los filtros inferiores se superponen otras oscilaciones. Las franjas negras corresponden a imágenes faltantes en la serie de datos.

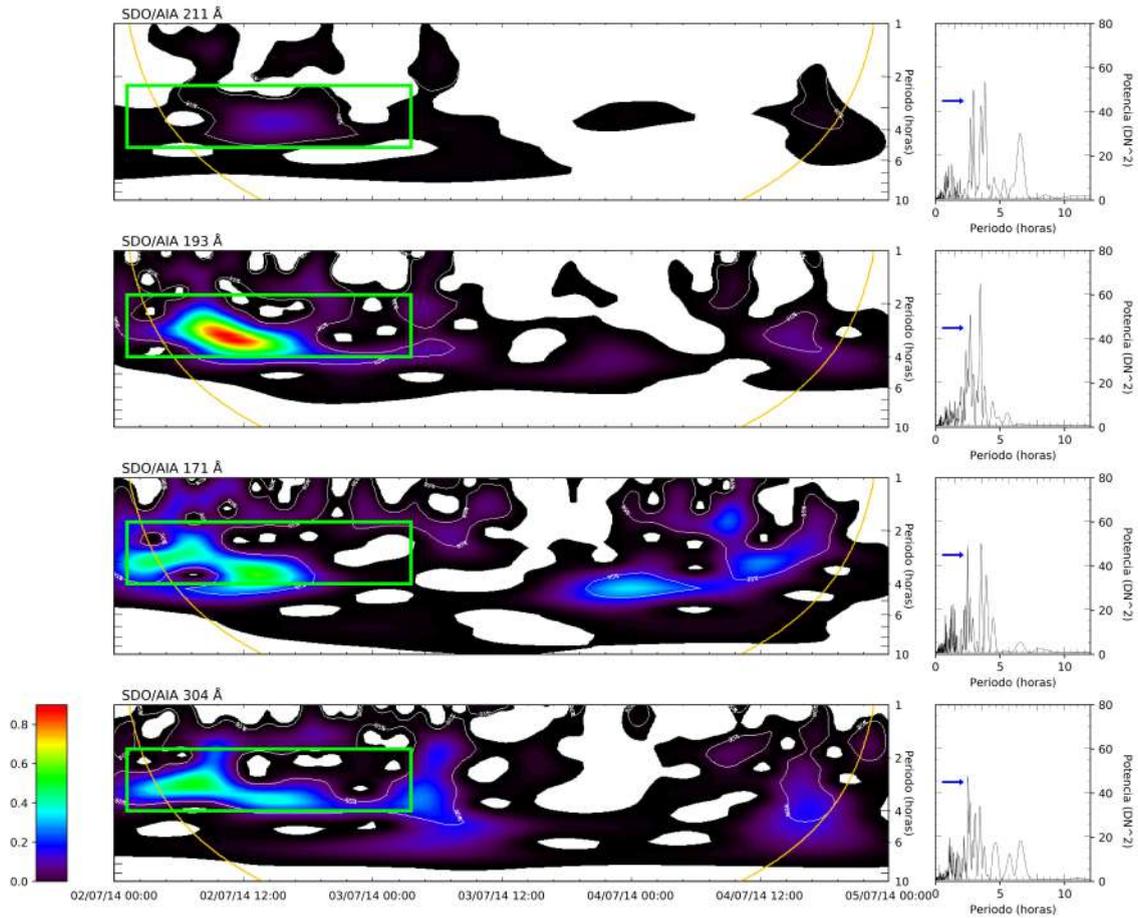


Figura 6.12: Espectro de potencias wavelet (izquierda) y periodograma (derecha) para la señal $(I/I_0 - 1)$ de F2 en una ROI, desde las 00:00 UT del 07/07/2014 - 00:00 UT, 05/07/2014 (SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å). La señal estudiada tiene mayoritariamente un periodo de ≈ 3 h durante las primeras horas del día 02/07/2014 (recuadros verdes), que aumenta en el transcurso de las horas, la intensidad de la oscilación disminuye considerablemente en SDO/AIA 211 Å y se compone casi exclusivamente de una oscilación con un periodo de ≈ 4 h. En cuanto al periodograma, las oscilaciones detectadas en el filtro 304 Å están compuestas por un rango más amplio de periodos, mientras que los periodos dominantes observados para 171, 193, y 211 Å son de ≈ 4 h y ≈ 3 h, en 304 Å, este último es el periodo dominante en la señal (indicado mediante la flecha azul).

Puesto que las oscilaciones de intensidad más importantes se encuentran concentradas en día 02/07/2014, se estudió en mayor detalle este periodo, La figura 6.13 muestra nuevamente los resultados considerando una rejilla de $10'' \times 90''$ inclinada por 13° , que abarca únicamente las 24 h de interés, además se encuentra superpuesta una función de una oscilación sinusoidal amortiguada, con un periodo de ≈ 3 h. Se observa el movimiento longitudinal del material del filamento que se aproxima a una oscilación amortiguada.

Una pequeña región de interés durante este día (02/07/2014), generó la información más detallada

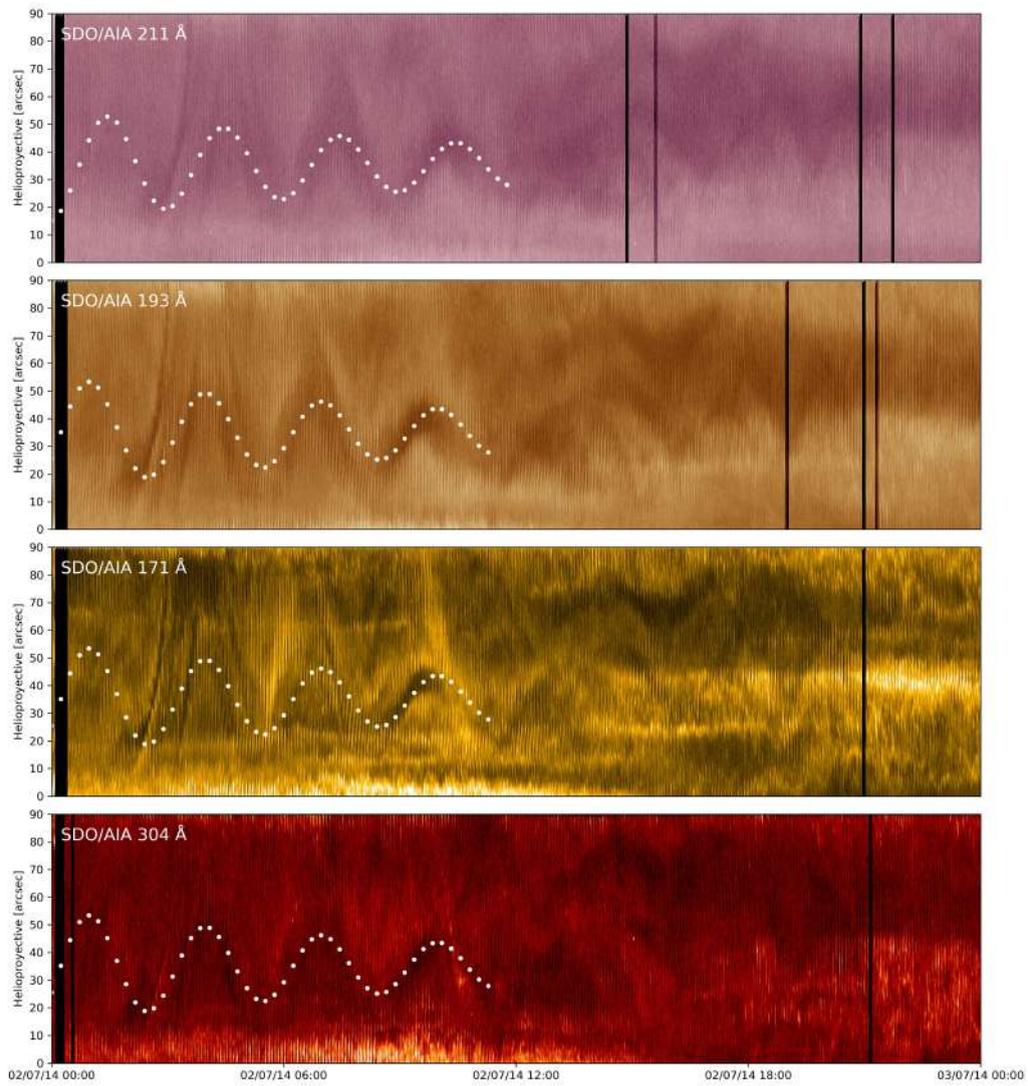


Figura 6.13: Oscilaciones longitudinales de F2 en la sección central SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å, obtenidas mediante una rejilla de $10'' \times 90''$ colocada a lo largo del eje del filamento (ver figura 6.7) el 02/07/2014. Las oscilaciones aquí mostradas corresponden a la sección encerrada en un recuadro en la figura 6.11, en las primeras horas se detecta una oscilación amortiguada con un periodo de ≈ 3 h que decae al cabo de 6 h. Las líneas negras corresponden a datos faltantes.

sobre la evolución de esta oscilación. A partir de la variación de la intensidad se obtuvo el espectro wavelet y el periodograma asociado a esta señal, resultados que se muestran en la figura 6.14.

El espectro de potencias wavelet para este día denota, que si bien es cierto la oscilación inicia con un periodo de 3 h, aumenta con el transcurso de las horas, llegando a una oscilación con un periodo aproximado de 4 h, que es además más evidente en las capas superiores. Este periodo de esta oscilación también es detectado mediante el cálculo del periodograma. Los resultados muestran un periodo de oscilación dominante de 3 h para la oscilación en la capa más baja (SDO/AIA 304 Å). Mientras tanto en las capas superiores (SDO/AIA 193 Å y 211 Å) la señal está compuesta mayoritariamente por una oscilación con un periodo de 4 h. En las capas intermedias es posible apreciar este cambio gradual con la altura. Este resultado parece indicar que las oscilaciones de 3 h son filtradas en la capa inferior, dejando únicamente las oscilaciones de mayor periodo.

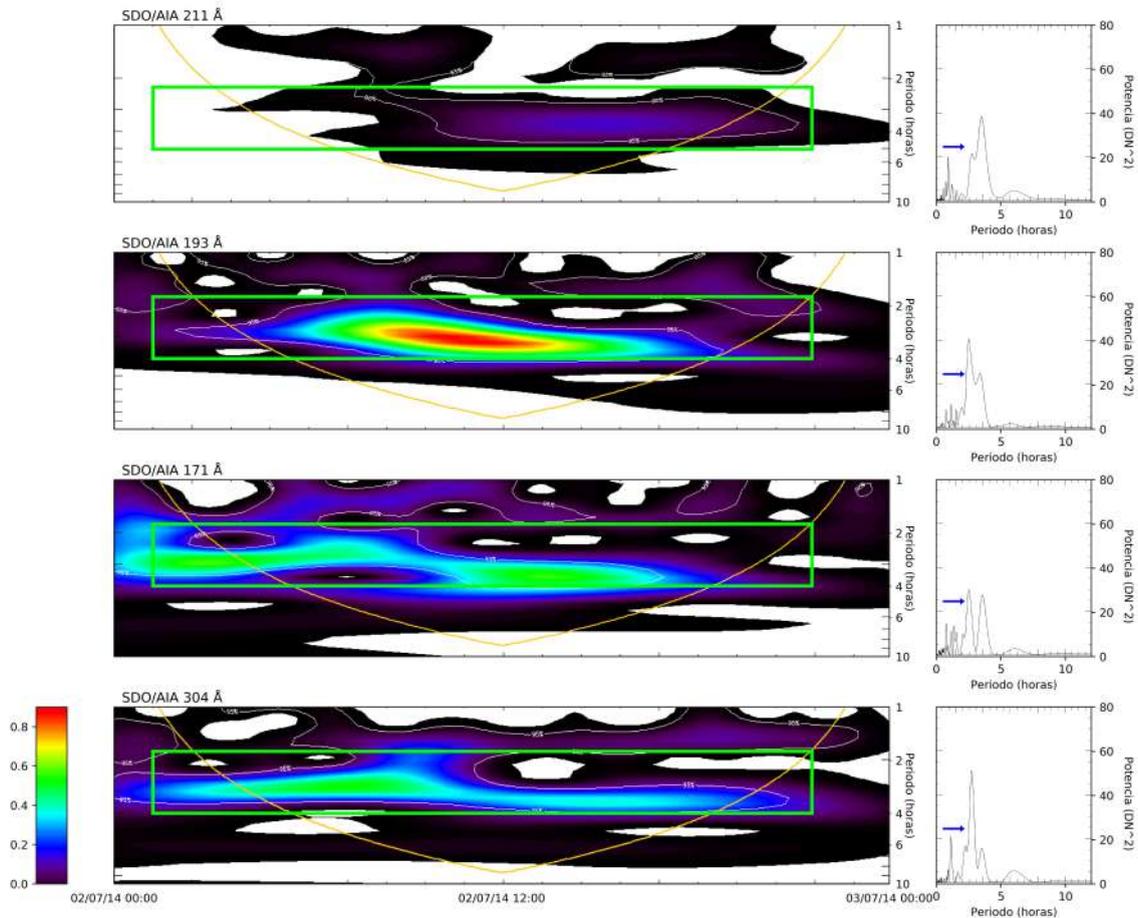


Figura 6.14: Espectro de potencias wavelet (izquierda) y periodograma (derecha) para la señal $I/I_0 - 1$ en una ROI en la sección central de F2 el 02/07/2014. La señal estudiada tiene mayoritariamente un periodo de ≈ 3 h durante las primeras horas del día, que aumenta en el transcurso de las horas, la intensidad de la oscilación disminuye considerablemente en SDO/AIA 211 Å y se compone casi exclusivamente de una oscilación con un periodo de ≈ 4 h. Los periodogramas respectivos muestran la señal de ≈ 3 h

6.2.2. Oscilaciones de la región activa cercana a F2.

Los puntos de base de F2 se encuentran muy cerca de la región activa RA 12104 (en $\approx 12,8^\circ$) y el cuerpo de F2 la rodea, por lo que los cambios en flujo magnético en la RA pueden estar ligados a las perturbaciones de F2, por esta razón, con el fin de establecer correlaciones entre ambos fenómenos, se estudiaron las variaciones de intensidad de la región activa en el filtro ultravioleta SDO/AIA 1600 Å que tiene su máxima capacidad de respuesta en la fotosfera alta.

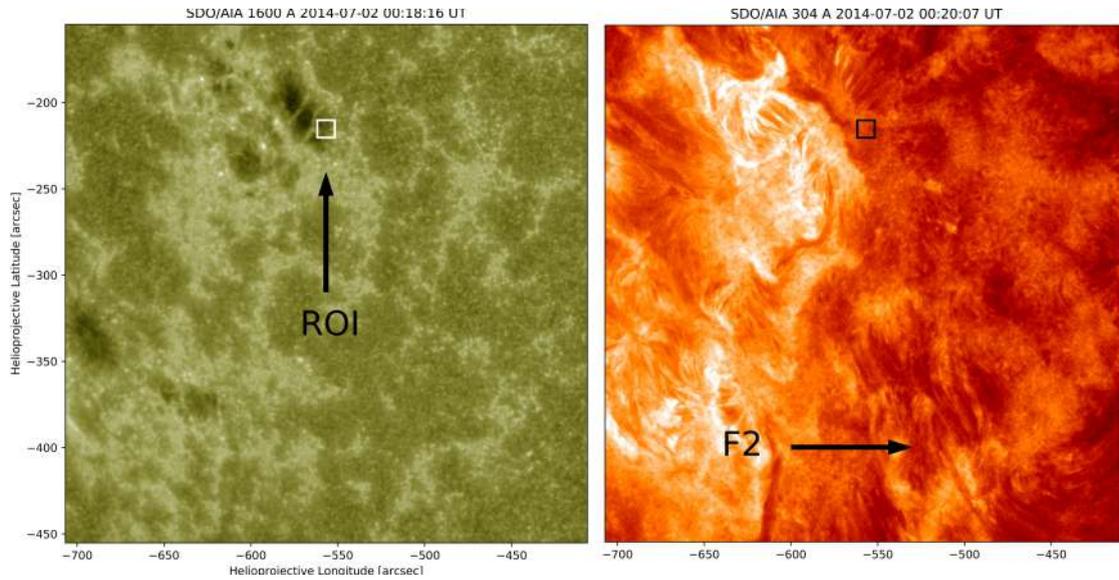


Figura 6.15: Región de interés (ROI) cerca de F2 y dentro de la RA 12104 el 2014/07/02 00:00 UT. La imagen de la izquierda corresponde a la fotosfera alta observada por SDO/AIA 1600 Å, a la derecha, la cromósfera y la zona de transición observada en SDO/AIA 304 Å donde es posible observar el extremo sur de F2.

Las variaciones de intensidad se estudiaron para la mancha solar más cercana a la base de F2 (figura 6.15), nuevamente las variaciones de la intensidad I se determinaron respecto a un valor base I_0 que corresponde al promedio dentro de una ventana de 5 h, la señal que se obtiene corresponde al valor $(I/I_0 - 1)$, a partir de la cual se obtiene el espectro de potencias y periodograma correspondiente a esta señal. Los resultados se muestran en la figura 6.17.

Un aumento en las variaciones de la intensidad se detectó para la mancha solar, las variaciones ocurren el mismo día de las oscilaciones longitudinales observadas en F2, la oscilación detectada inicia el 2014/07/02 00:00 UT hasta las 13:00 UT. Las oscilaciones longitudinales del sector central de F2 ocurren de forma simultánea con estas oscilaciones observadas, sin embargo, el periodo registrado para las oscilaciones de la mancha solar es de apenas $\approx 2,2$ h, el cual es más corto que el periodo de oscilación $\approx 3,0$ h observado en F2.

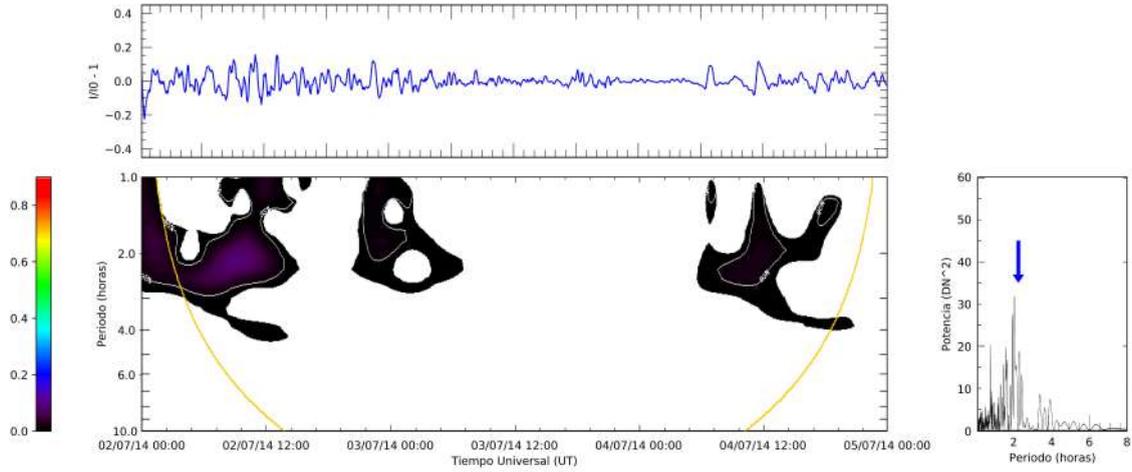


Figura 6.16: Espectro de potencias wavelet y periodograma para la variación $I/I_0 - 1$ en una ROI de la RA 12093 observada en SDO/AIA 1600 \AA . En la parte superior se observan oscilaciones de $I/I_0 - 1$ que ocurren el mismo día 2014/07/02 que las oscilaciones longitudinales con periodo de $\approx 3,0 \text{ h}$ de F2. En la parte inferior, el espectro de potencias wavelet muestra que el periodo de la oscilación de la mancha solar es de $\approx 2,2 \text{ h}$, mismo que se observa también en el periodograma.

Estas perturbaciones pueden estar asociadas a cambios en el flujo magnético de la región o sus cercanías, en los magnetogramas obtenidos mediante SDO/HMI, es posible observar el surgimiento de un flujo que ocurre a las $\approx 23:50 \text{ UT}$ el 01/06/2014. Las observaciones sugieren que la liberación de energía asociada a la reconexión de este flujo magnético con el campo magnético existente en la cercanías de los puntos de base del F2, ocasiona la perturbación que da origen a las oscilaciones longitudinales observadas y reportadas anteriormente.

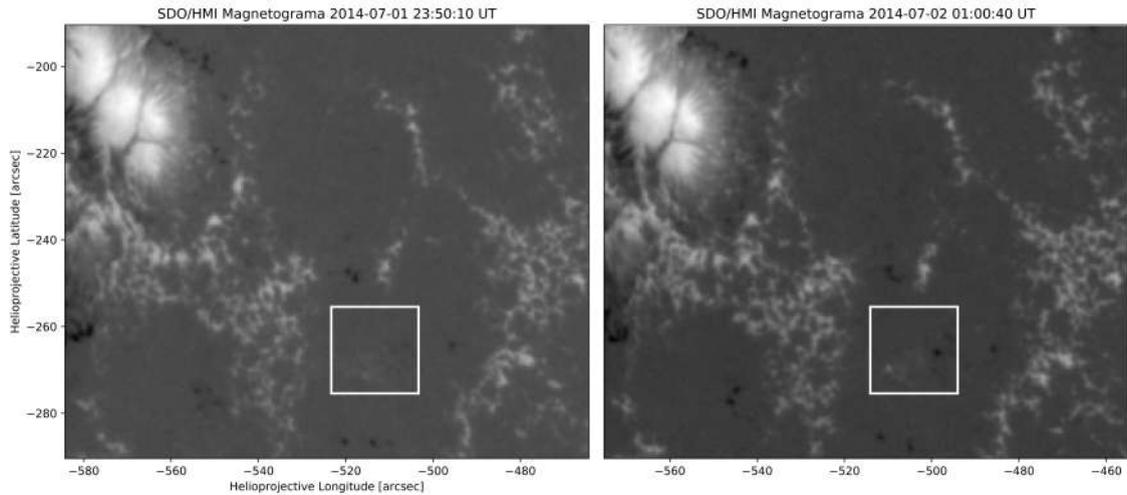


Figura 6.17: Cambios observados en los magnetogramas SDO/HMI en las cercanías de los puntos de base de F2, la imagen de la izquierda corresponde al 01/07/2014, 23:50, mientras que la de la derecha a las 02/07/2014, 01:00. En el recuadro blanco de la derecha, se observa el surgimiento de un nuevo flujo magnético bipolar (puntos negro y blanco), este evento coincide con el inicio de las oscilaciones longitudinales observadas en F2.

6.3. Filamento 3

El filamento 3 (F3) es un filamento quieto cuyas coordenadas absolutas de sus extremos van desde N32,9°, 63.8 hasta N10,9°, 106.3 (CR2151). La estructura de F3 puede subdividirse en dos partes, la sección oeste tiene una extensión de 20°, mientras que la sección este es de 20°. En total, la extensión de F3 es aproximadamente 41°.

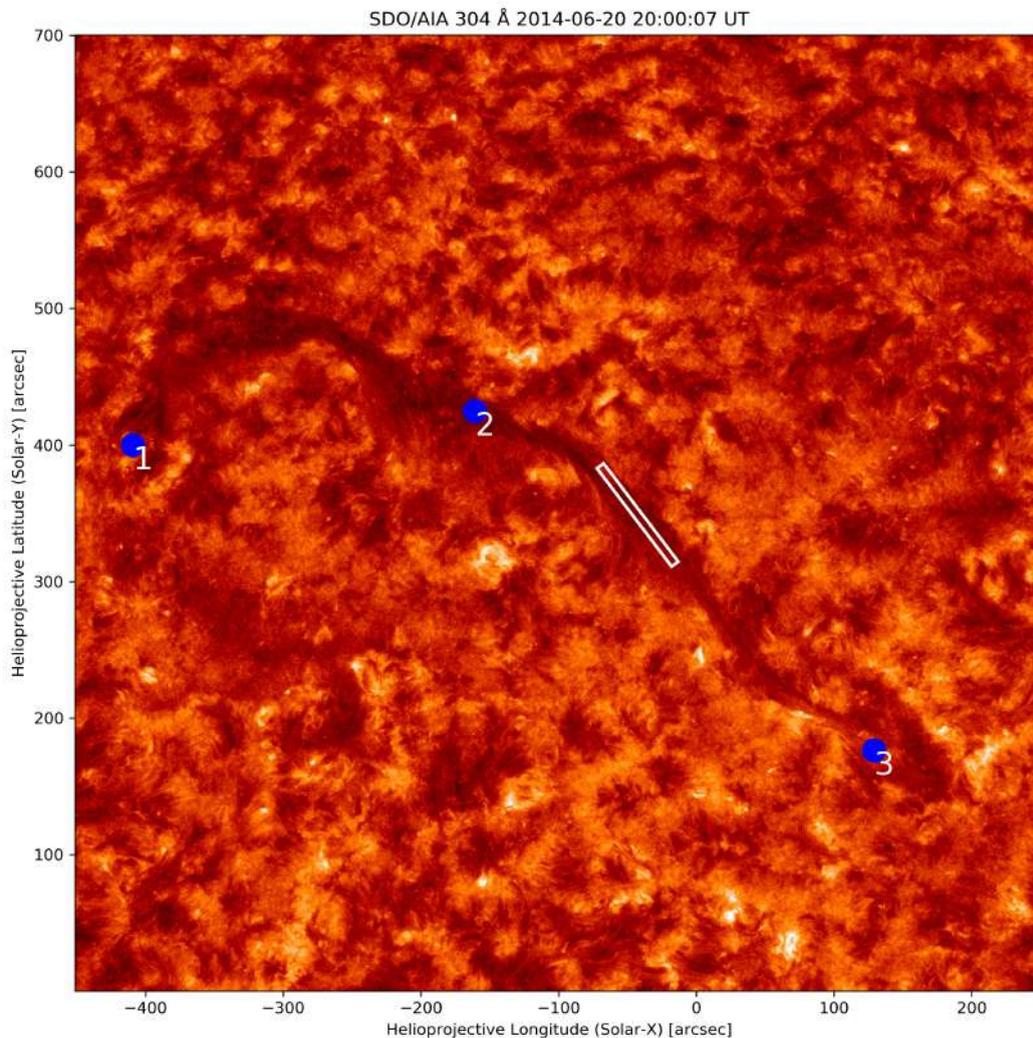


Figura 6.18: Observación en SDO/AIA 304Å del F3 completo a las 20:00 UT, 20/06/2014, la sección oeste de 20° de largo se comprende entre los puntos 1-2; mientras que la sección este de 21° de largo entre 2-3, se muestra además la rejilla de $10'' \times 90''$, inclinada por un ángulo de 30° en sentido horario respecto al norte, usada para obtener la figura 6.21.

El 20/06/2014 a partir de las 20:00 UT inicia su DBt desde el extremo de su sección este (Figura 6.19) y a partir de las 22:30 UT su sección oeste también se involucra en el DBt. Durante este periodo el filamento es prácticamente indetectable en las imágenes de $H\alpha$ tomadas de GONG, mientras que se aprecia claramente en varios filtros correspondientes a más altas temperaturas como AIA 304 Å (Figura 6.19, b y c). Asimismo, es posible apreciar el rápido movimiento en todo el cuerpo del filamento durante el DBt, mucho más caótico que antes de DBt, especialmente en su región central.

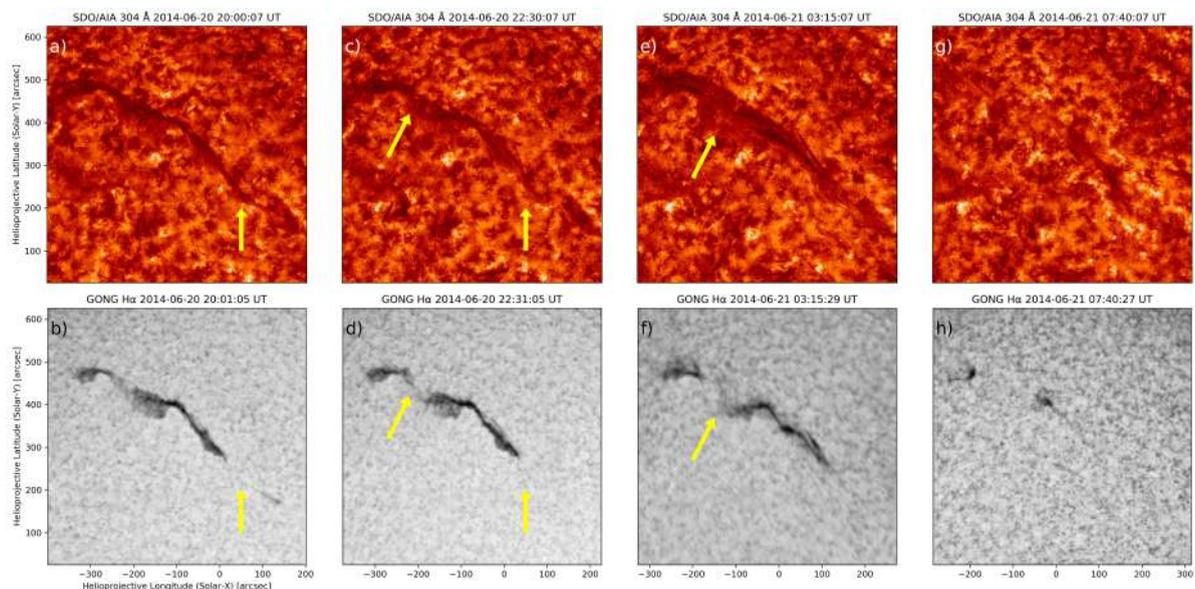


Figura 6.19: Evolución temporal de F3 observada por GONG $H\alpha$ y SDO/AIA 304 Å. El 20/06/2014, a las 20:00 UT la sección este de F3 no se observa en $H\alpha$, mientras que si se observa en SDO/AIA 304 Å (a y b). La sección oeste también inicia su DBT a las 22:30 UT de este día (c y d), luego, el material de F3 explota súbitamente (DBD), iniciando desde su centro el 21/06/2014 a las 03:15 UT (e y f). La mayor parte del material escapa de la gravedad solar, algunos remanentes de F3 se observan posterior a la DBD el 21/06/2014 a las 07:40 UT (g y h).

El 21/06/2014 desde las 3:00 UT hasta las 7:40 UT, el material de F3 se levanta súbitamente y explota iniciando desde su centro (figura 6.19), el material eyectado de F3 logra escapar de la gravedad solar, originando una CME asociada, que registró LASCO/C2 a las 05:12 UT en un PA $\sim 352^\circ$, con un ancho angular $W \sim 78^\circ$ y con una velocidad media $V \sim 276 \text{ km h}^{-1}$ según el catálogo SOHO LASCO CME. Posterior a la explosión algunos remanentes de material se observan en SDO/AIA 304 Å, sin que se observen en $H\alpha$.

6.3.1. Oscilaciones de la sección central

Los movimientos del material dentro del F3 son mas evidentes en la sección central del F3 y es justamente en esta sección donde inicia la explosión del mismo, por lo que para medir las variaciones de intensidad asociadas a este movimiento pre-DBD, se consideró un periodo de estudio que va desde el 19/06/2014 a las 00:00 UT hasta las 04:00 UT del 21/06/2014 (52 horas de estudio). Nuevamente, siguiendo la metodología detallada en el capítulo 4.8, se detectaron las variaciones en la intensidad en una pequeña ROI ($6'' \times 6''$) que sigue la rotación diferencial del Sol y que se encuentra en el centro del a rejilla mostrada en la figura 6.18, los resultados de este proceso se muestra en la figura 6.20.

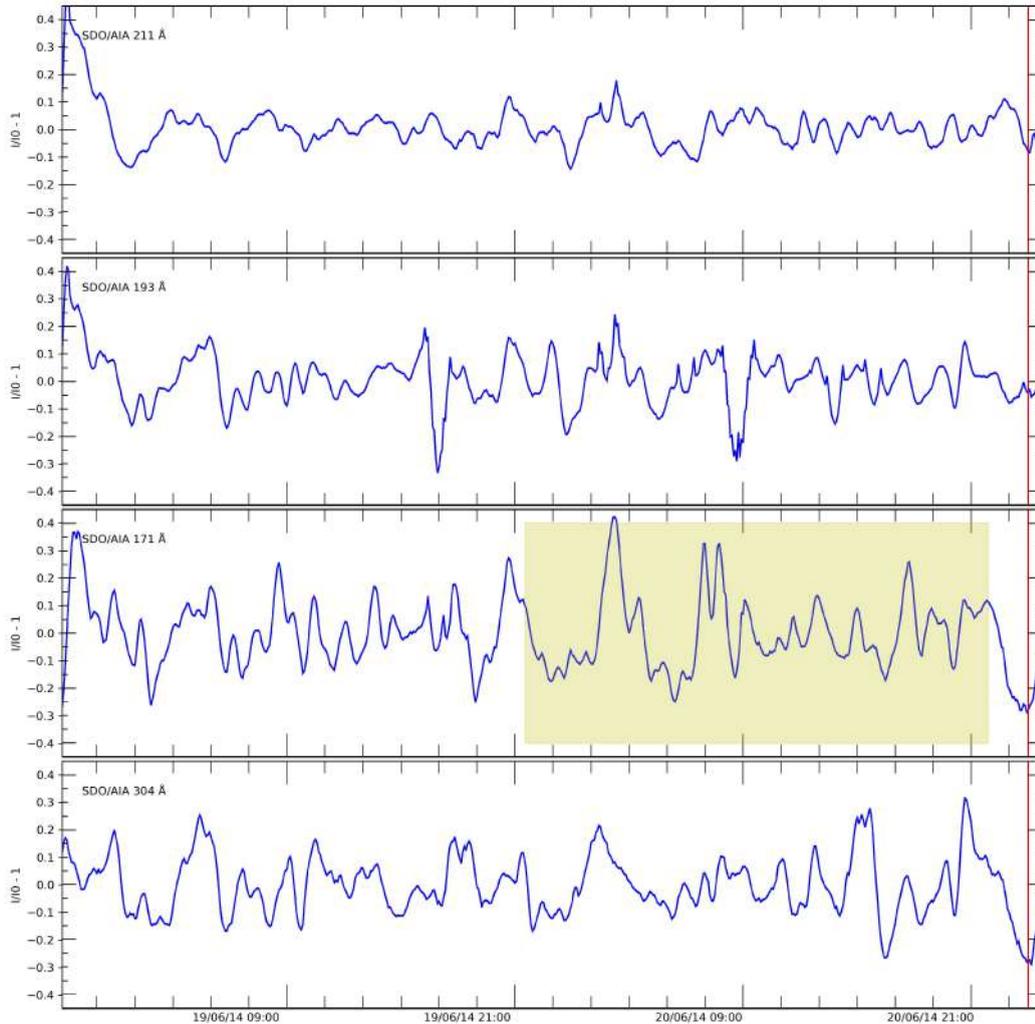


Figura 6.20: Variación temporal de la intensidad I en una ROI de F3 en la sección central respecto a I_0 , donde I_0 es estimada como el promedio de una ventana centrada de 7,5 h, observada en SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å entre las 00:00 UT, 19/06/2014 - 04:00 UT, 21/06/2014.

Además, para analizar la evolución temporal de los movimientos longitudinales de F3 en la sección central, se utilizó una rejilla de $10'' \times 90''$ inclinada por un ángulo de 30° en sentido horario respecto al norte; el resultado se muestra en la figura 6.21.

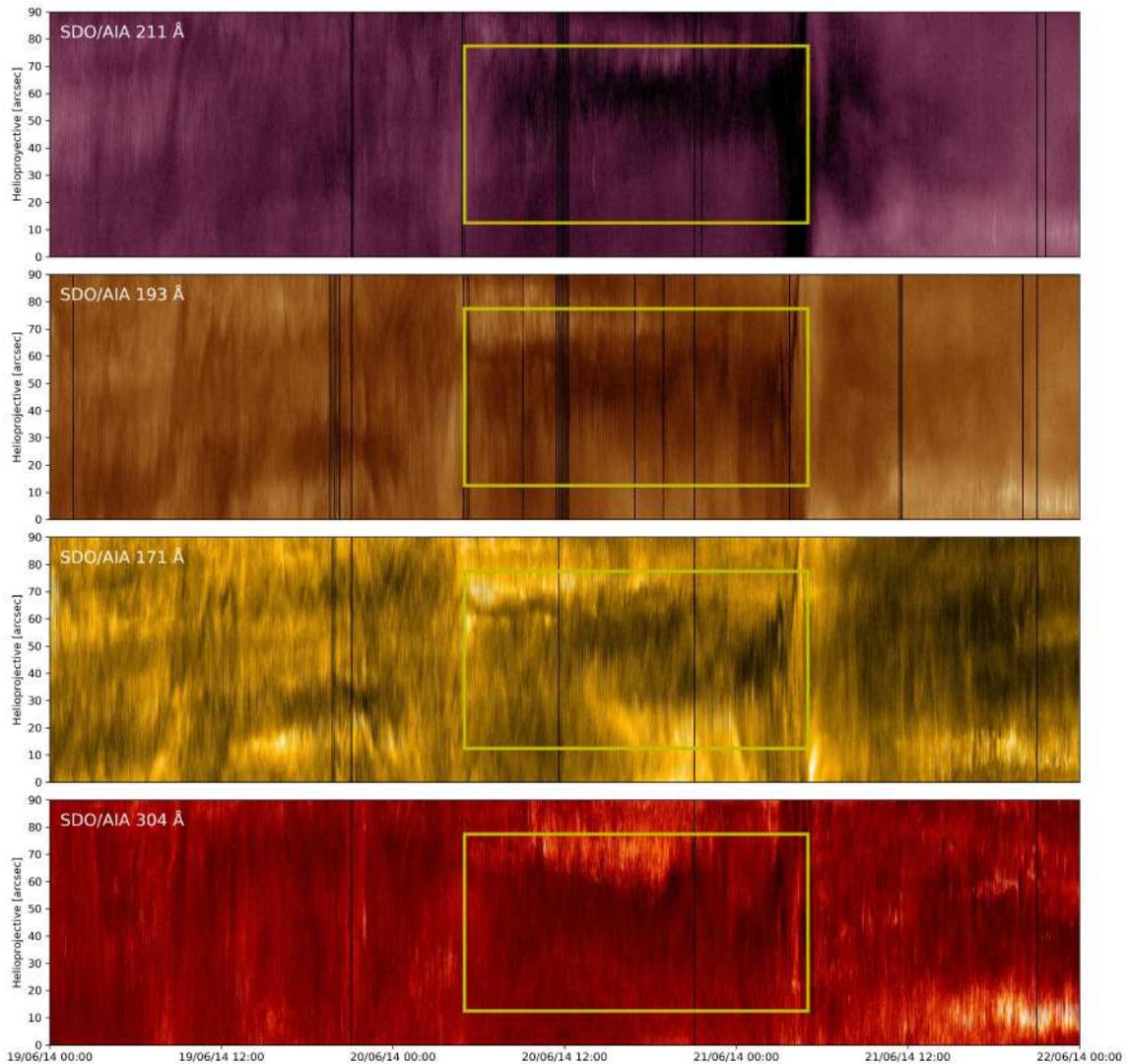


Figura 6.21: Oscilaciones longitudinales de F3 en la sección central desde el 19/06/2014 a las 00:00 UT hasta el 22/06/2014 a las 00:00 UT. No se detectaron las oscilaciones longitudinales importantes, sin embargo, algunas oscilaciones con un periodo de $\approx 2,25$ h se observan en las 12h previas al DBd, sin algún patrón específico de evolución temporal.

Las oscilaciones presentes en F3 durante el proceso pre-DBd muestran diferencias significativas respecto a las variaciones detectadas para F2. No se detectan oscilaciones longitudinales de gran amplitud, aunque si se observan movimientos periódicos del material durante al menos 24 h antes de la DBd con un periodo de ($\approx 2,25$ h) y una pequeña amplitud. En este caso el movimiento del material en el filamento parece no ser tan organizado y no se observa un patrón claro de oscilación sinusoidal amortiguada. Es posible notar pequeñas oscilaciones sinusoidales con una amplitud mucho menor que se encuentran presentes en casi todo el periodo pre-DBd que son atenuados al cabo de una oscilación completa.

Adicionalmente, los periodogramas y el espectro de potencias wavelet (figura 6.22) permiten detectar una variación mucho más lenta de la intensidad relativa ($I/I_0 - 1$) y corresponde a una oscilación con un periodo de $\approx 6,5$ h, la oscilación de $\approx 2,25$ h se detecta levemente en los periodogramas, pero no de manera significativa en el espectro de potencia wavelet. La oscilación de $\approx 6,5$ h es particularmente importante en el periodo previo al DBd en las imágenes de SDO/AIA 171 Å y es amortiguada en las capas superiores. Cabe destacar que esta oscilación no está relacionada con movimientos longitudinales del material observables mediante la rejilla (cuyos resultados se muestran en la figura 6.21), podrían entonces estar más relacionadas a movimientos verticales del material.

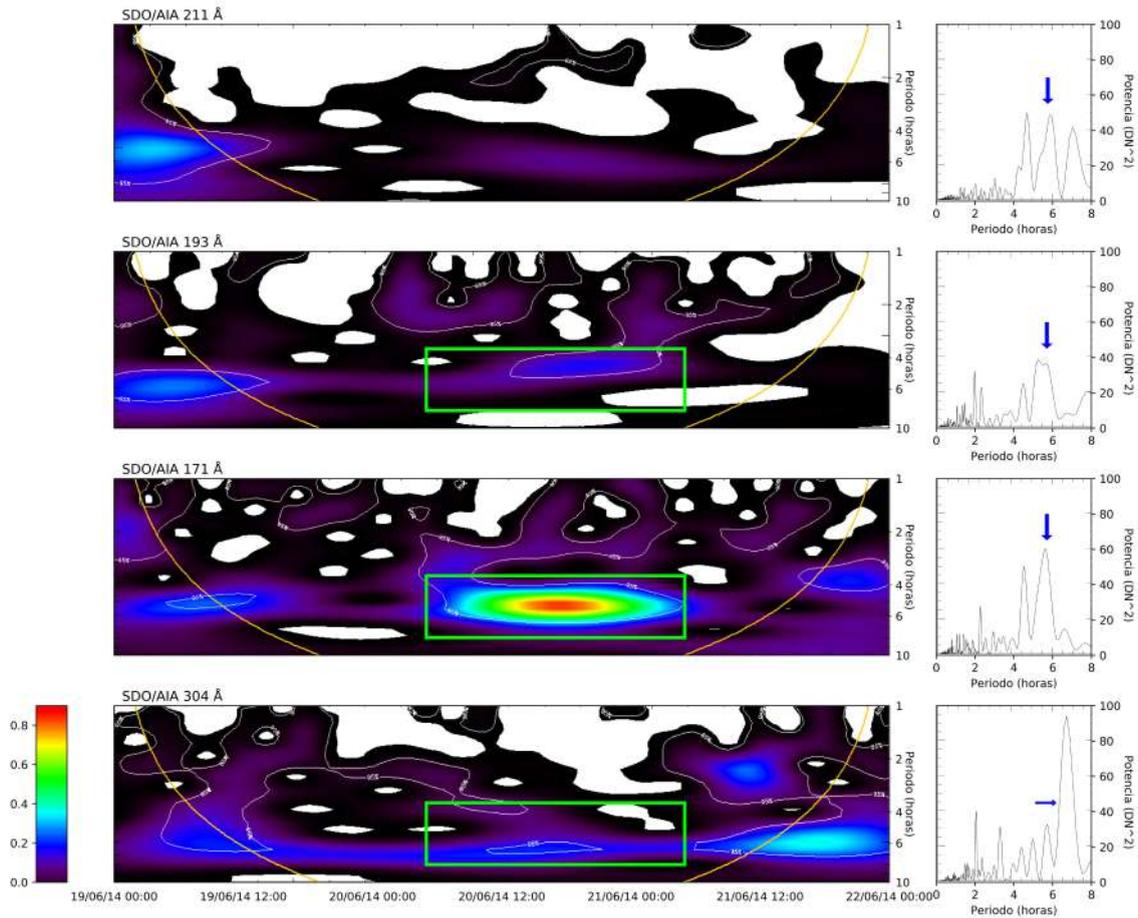


Figura 6.22: Espectro de potencias wavelet y periodograma para la variación $I/I_0 - 1$ de F3 en la sección central desde las 00:00 UT, 19/06/2014 y hasta las 00:00 UT, 22/06/2014 (SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å), una oscilación con un periodo de $\approx 6,5$ h se observa en el periodo previo a la DBd, aunque no se observa un movimiento longitudinal asociado (ver figura 6.21), que corresponda con este periodo detectado. La oscilación sin embargo, se observa casi en todas las capas estudiadas, en especial en 171 Å, que abarca la zona de transición y corona baja.

6.4. Filamento 4

El filamento 4 (F4) se extiende entre las longitudes absolutas $\approx 79^\circ$ y $\approx 101^\circ$, CR 2151, está orientado horizontalmente y tiene una forma curva, semicircular, cuya latitud máxima alcanza los N $4,0^\circ$ y la mínima S $4,5^\circ$. La sección al oeste se encuentra cercana (en $\approx 7^\circ$) a las regiones activas RA 12093 y 12094, el filamento rodea de hecho ambas regiones activas (ver figura 6.23).

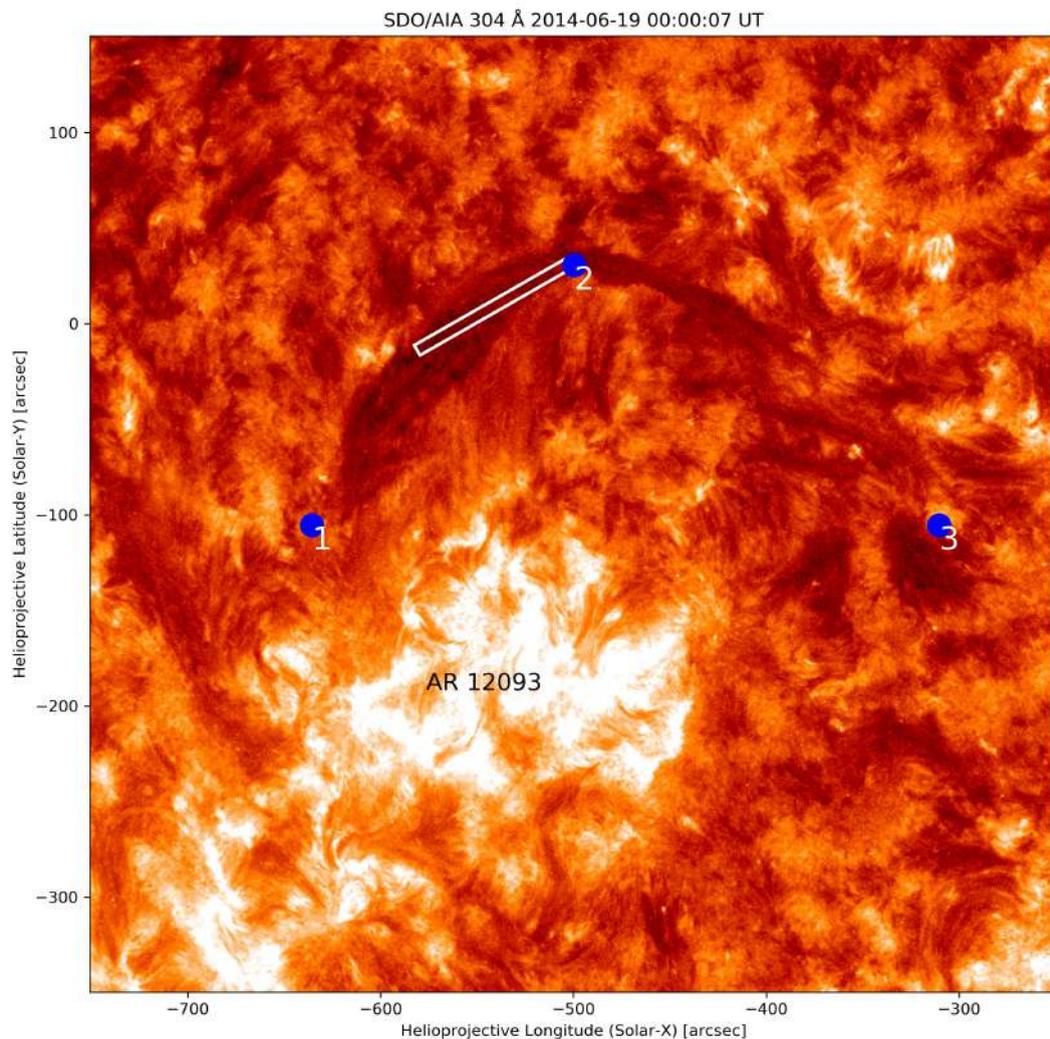


Figura 6.23: Observación en SDO/AIA 304 Å del F4 completo a las 00:00 UT, 19/06/2014. La sección oeste de 16° de largo se comprende entre los puntos 1-2 mientras que la sección este de 11° de largo entre 2-3. Se muestra adicionalmente la rejilla de $10'' \times 90''$ (inclinada 60° respecto al norte y hacia el este) utilizada para obtener la figura 6.26

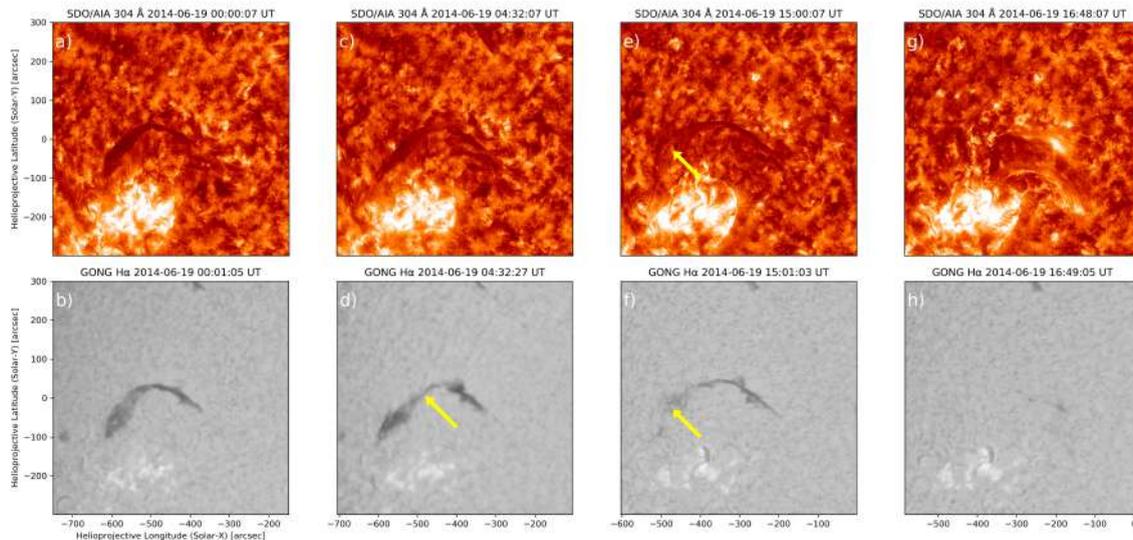


Figura 6.24: Evolución temporal de F4 observado GONG $H\alpha$ y SDO/AIA 304 Å. F4 se aprecia de forma completa en las primeras horas del 19/06/2014 (a y b), posterior a las 4:32 UT, 19/06/2014 algunas secciones del filamento desaparecen en $H\alpha$ (flecha en panel d). El filamento explota a partir de las 15:00 (e y f), el DBd se completa a las 16:48 UT de ese mismo día (g y h).

Durante el 19/06/2014 a partir de las 4:32 UT desaparece un pequeño filamento activo dentro de la RA 12093, que parece además estar ligado magnéticamente con el extremo oeste de F4. Es notorio además como parte del material de ambos filamentos cae sobre la RA 12094. Pese a la evidente desaparición dinámica de este filamento activo y un segmento de la sección oeste en $H\alpha$, no hay un escape de material que sea notorio en LASCO C2, tampoco existen reportes de alguna CME o flujo coronal relacionadas, probablemente debido a su pequeña extensión ($<10^\circ$, Taliashvili et al. (2009)), por lo que se presume que la mayor parte del material queda atrapado por la gravedad solar. Sin embargo, posterior a esta explosión es evidente el inicio de rápidos movimientos (mayoritariamente longitudinales) del material en el todo F4, relacionados con el inicio de la inestabilidad de F4, en especial en la sección oeste, la más cercana a RA 12093.

De hecho, desde las 4:32 UT inicia un proceso de inestabilidad de F4 en dos fases, primero se da una evidente desaparición del F4 en la imágenes $H\alpha$ (DBt). A las 15:00 UT inicia la explosión (DBd), desde su sección oeste que se expande hacia la corona y arrastra el resto del cuerpo del filamento; la explosión se completa alrededor de las 16:48 TU.

A las 16:48 UT se observa en LASCO C2 una CME (que puede ser clasificada como halo parcial por su ancho angular $W \approx 196^\circ$), la velocidad media de propagación de la CME se estima en 317 Km/s (según el catálogo SOHO LASCO CME). La evolución de F4 descrita en los párrafos anteriores se ilustra en la figura 6.24

6.4.1. Oscilaciones de la sección central

En la sección central de F4, donde inicia la DBd de F4 a las 16:48 UT, se notan mayores oscilaciones del material del filamento a partir de las 04:52 TU.

Para analizar las oscilaciones de largo periodo presentes en este segmento previo a la DBd se utilizó la metodología descrita en el capítulo 4.8, asegurando el seguimiento a la ROI, conforme el filamento evoluciona. Además, es necesario hacer una rotación de las imágenes utilizadas de forma que el eje del filamento coincida con el centro de la rejilla, para esto las imágenes son rotadas 104° respecto al norte en el sentido antihorario. Se considera un periodo de 16 h de estudio que van desde las 00:00 UT del 19/06/2014 y hasta las 16:00 UT en esta misma fecha. En la figura 6.25 se presentan las variaciones relativas respecto a un valor promedio (utilizando una ventana de 2,5 h) de la intensidad media del filamento para una ROI de $10'' \times 10''$.

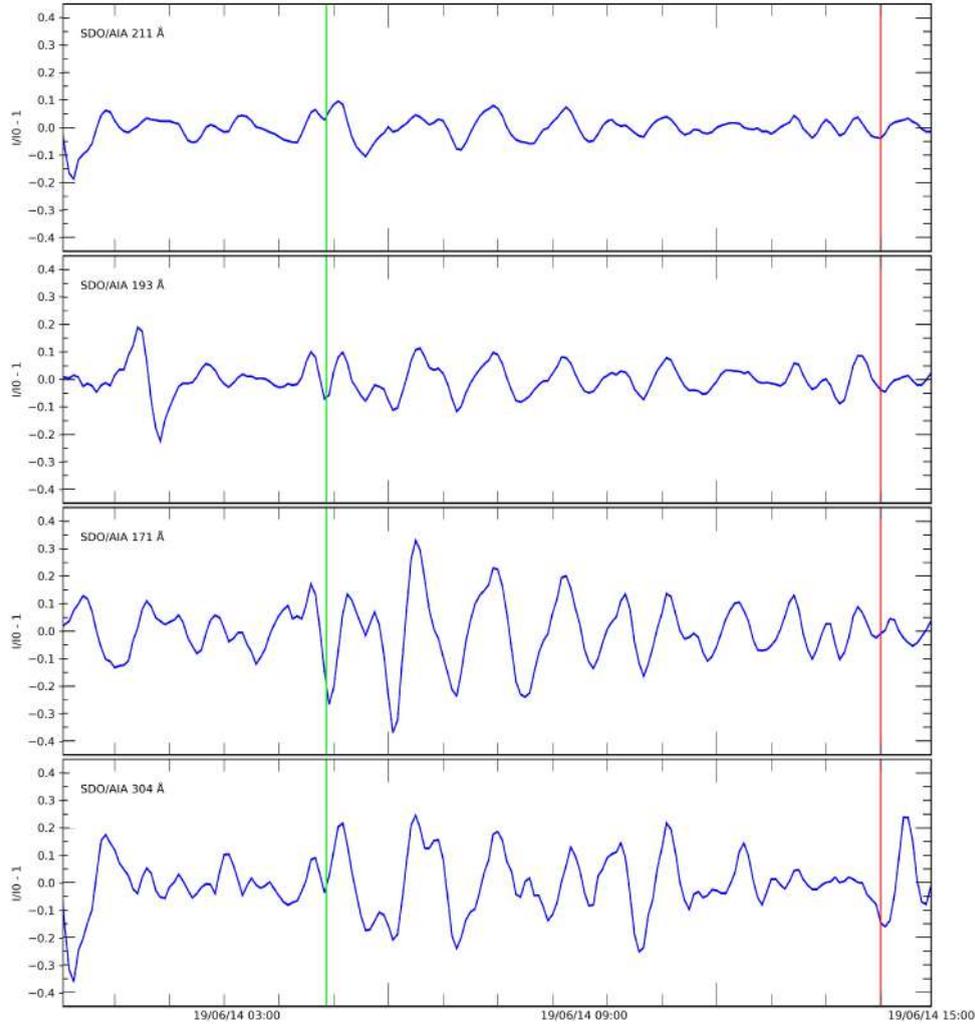


Figura 6.25: Variación temporal de la intensidad I en una ROI de F4 en la sección central respecto a I_0 , donde I_0 es estimada como el promedio de una ventana centrada de 2,5 h ($I/I_0 - 1$), observado mediante SDO/AIA 304, 171, 193, 211 Å, entre las 00:00 UT y las 16:00 UT, 19/06/2014. Importantes variaciones en la intensidad se detectan en SDO/AIA 171 Å, también visibles en los demás filtros, pero con menor intensidad. La marca verde marca el inicio de la DBt y la roja el inicio de la DBd

Colocando una rejilla de $10'' \times 90''$, se detectaron importantes oscilaciones longitudinales amortiguadas del material con un periodo de $\approx 1,25$ h, el movimiento del material es de hecho mas evidentes en la banda correspondiente a la zona de transición alta y corona baja (SDO/AIA 171 Å) sin embargo también son apreciables en todos los filtros analizados.

En SDO/AIA 304 Å se observan otros movimientos del material de forma más caótica. Las osci-

laciones ocurren posterior al DBt del filamento se amortiguan previo al DBd. Estos movimientos longitudinales detectados corresponden a las variaciones en intensidad reportadas en la figura 6.25.

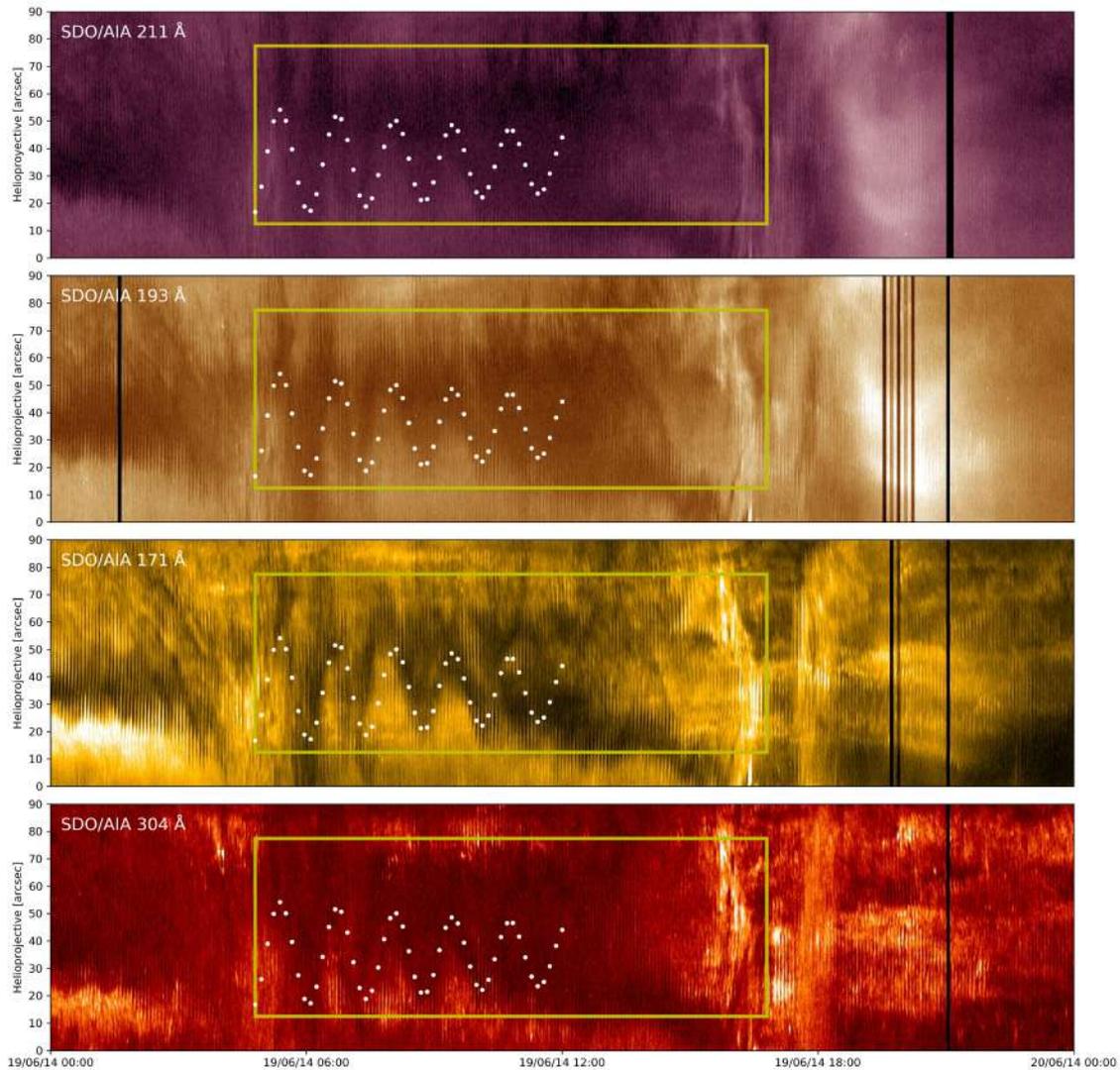


Figura 6.26: Oscilaciones longitudinales de F4 en la sección central 00:00 UT - 23:55 UT, 19/06/2014. Importantes oscilaciones longitudinales del material ocurren con un periodo de $\approx 1,25$ h durante la DBt y previo a la DBd. Las oscilaciones se amortiguan justo antes del inicio de DBd.

Para analizar la evolución temporal de estas oscilaciones, a partir de las variaciones de la intensidad relativa $(I/I_0 - 1)$ reportadas en la figura 6.25, se construyó el espectro de potencias wavelet y los peridogramas correspondientes (figura 6.27). En el espectro de potencias se observa en todos los filtros la oscilación con un periodo de $\approx 1,25$ h, la cual es más intensa luego de las 4:58 UT del 19/06/2014 y decae previo al DBd ocurrido a las 15:00 UT de esta fecha. En las bandas

correspondientes a las capas coronales superiores (193, 211 Å) las oscilaciones se ven atenuadas, mientras que en la capa inferior (304 Å) se presentan adicionalmente otros periodos de oscilaciones, que no son detectables en las capas superiores. Mediante el cálculo del a periodograma, también es posible observar que la oscilación es particularmente marcada en la banda SDO/AIA 171 Å.

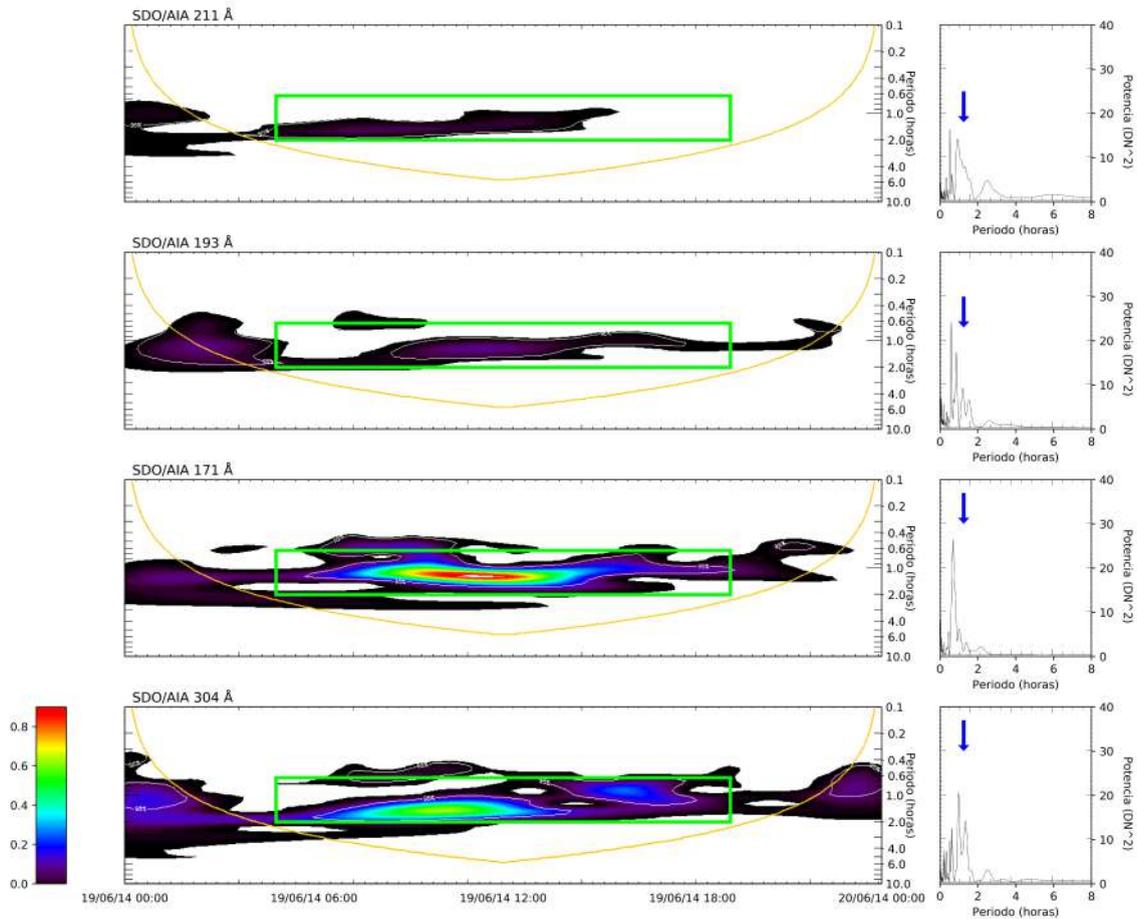


Figura 6.27: Espectro de potencias wavelet y periodograma para la variación $I/I_0 - 1$ de F4 en la sección central entre las 00:00 UT - 16:00 UT, 2014/06/19 (SDO/AIA 304, 171, 193, 304 Å). En todas las bandas es posible notar la oscilación con un periodo de 1.25h que es amortiguada justo antes de la DBd. Particularmente evidente es la variación en SDO/AIA 171 Å.

6.4.2. Oscilaciones de la región activa cercana a F4.

Los puntos de base de F4 se encuentran cerca a las regiones activas RA 12093 y 12094 (en $\approx 7^\circ$), de hecho el cuerpo del filamento parece rodear ambas regiones activas, las perturbaciones de F4 pueden estar ligadas a los cambios en flujo magnético de la RA. Se estudiaron las variaciones de intensidad de la región activa en el filtro ultravioleta SDO/AIA 1600 Å que tiene su máxima capacidad de respuesta en la fotosfera alta, con el fin de establecer correlaciones entre ambos fenómenos.

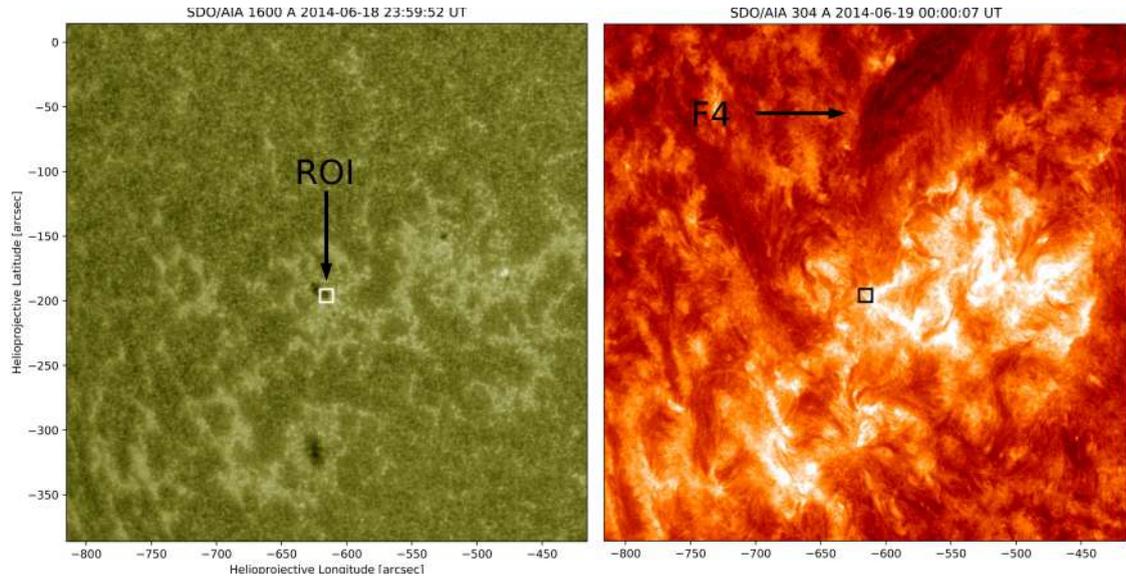


Figura 6.28: ROI cerca de F4 y dentro de la RA 12093 el 2014/06/19 00:00 UT. La imagen de la izquierda corresponde a la fotosfera alta observada por SDO/AIA 1600 Å, a la derecha, la cromósfera y la zona de transición observada en SDO/AIA 304 Å donde es posible observar el extremo oeste de F4.

Las variaciones de intensidad se estudiaron para la mancha solar más cercana a la base de F4 (figura 6.28). Las variaciones de la intensidad I se determinaron respecto a un valor base I_0 que corresponde al promedio dentro de una ventana de 5 h. La señal que se obtiene corresponde al valor $(I/I_0 - 1)$, a partir de la cual se obtiene el espectro de potencias y periodograma correspondientes (figura 6.29).

Es posible detectar variaciones significativas de la intensidad de esta mancha que coincide con momentos previos (2014/06/19 04:48 UT) al inicio de las importantes oscilaciones longitudinales vistas para la sección estudiada de F4, las oscilaciones de la mancha encontradas coinciden además con el periodo también detectado en las oscilaciones longitudinales. De hecho, el pico de variación de $(I/I_0 - 1)$ coincide con el inicio de las oscilaciones longitudinales de F4, lo cual denota que el mecanismo mediante el cual se originaron las oscilaciones longitudinales en este caso corresponde a un impulso que proviene presumiblemente de cambios en el flujo magnético de la mancha.

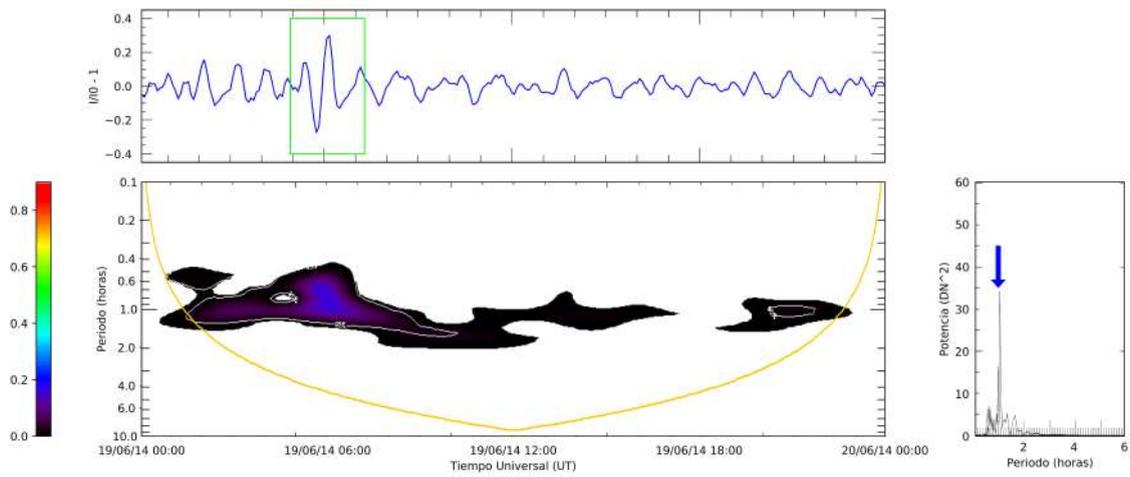


Figura 6.29: Espectro de potencias wavelet y periodograma para la variación $I/I_0 - 1$ en una ROI de la RA 12093 observada en SDO/AIA 1600 Å. En la parte superior se observa una importante oscilación (recuadro verde) que ocurre a las del 2014/06/19 luego de las 04:48 UT, justo previo al inicio de las oscilaciones longitudinales registradas en F4. En la parte inferior, el espectro de potencias wavelet muestra como esta oscilación decae rápidamente mientras que el periodo de la oscilación observado en el periodograma es de $\approx 1,25$ h.

Discusión

Hemos analizado la evolución (temporal y con la altura) de las oscilaciones de largo periodo de los filamentos intermedios (F2 y F4) y quietos (F1 y F3). Particularmente se estudió la relación de los procesos iniciales de sus inestabilidades térmicas y/o dinámicas y su correlación con las respuestas coronales asociadas (como las CMEs), con base en los datos de múltiples longitudes de onda de SDO/AIA y GONG.

Una rutina en SolarSoft permitió el análisis de las imágenes provenientes de SDO/AIA y GONG, de forma que fue posible obtener el espectro de frecuencias de las oscilaciones de largo periodo presentes en cuatro filamentos. Cabe destacar que las características observacionales, como el periodo y la escala de tiempo del amortiguamiento de las oscilaciones resultaron parámetros importantes, que se pueden utilizar para el diagnóstico de los parámetros magnéticos y termales del filamento (Chen, 2013).

Las oscilaciones longitudinales más significativas se encontraron en los eventos donde los filamentos se encontraban cercanos a regiones activas (F2 y F4). F2 presenta importantes variaciones de intensidad relativa que se asocian a un claro movimiento longitudinal del material con un periodo entre 3,0 h y 4,0 h que es amortiguado. El movimiento se detecta en todas las capas estudiadas, sin embargo se hace más evidente en las capas correspondientes a la cromósfera, la zona de transición y la corona baja (SDO/AIA 304 Å, 171 Å). Las oscilaciones ocurren dos días previos a la desaparición termal de la sección en estudio asociado a la expansión del filamento.

Los magnetogramas observados el 01/06/2014 entre las 20:00 -23:55 UT muestran el surgimiento de un pequeño flujo magnético cercano a la región activa y cerca de la base de F2. Es posible que las oscilaciones observadas de forma subsecuente se deban a la inestabilidad causada por la reconexión magnética ocurrida entre el nuevo flujo magnético y el campo magnético preexistente.

En el caso de las oscilaciones longitudinales, se han propuesto dos posibles fuerzas restauradoras (Zhang et al., 2012), el gradiente de presión magnética y la fuerza de gravedad. Simulaciones realizados por Luna and Karpen (2012) muestran que los gradientes de presión son despreciables para las oscilaciones longitudinales de gran amplitud, por lo que apoyan la idea de la gravedad como fuerza restauradora para este tipo de oscilaciones.

Las oscilaciones longitudinales con periodo de ≈ 1 h de F4 durante el 19/06/2014 son similares a las observadas por Zhang et al. (2012), quienes obtuvieron un periodo de oscilación $P = 54$ min, con una constante de tiempo $\tau = 133$ min.

Las oscilaciones longitudinales de gran amplitud observadas en F2 y F4 concuerdan con las reportadas por Zhang et al. (2012), Luna and Karpen (2012), Zhang et al. (2013), de hecho, utilizando la ecuación 5.10, asumiendo $n = 1,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (de forma similar a Luna and Karpen (2012)), el valor mínimo de B es de 98 G para F2 y 33 G para F4. El valor del Campo magnético mínimo de F4 concuerda con lo reportado en las mediciones previas (Mackay et al., 2010); sin embargo para F2, el resultado es inusualmente alto, puesto que previamente las mediciones indican campos magnéticos entre 30 G-45 G. Utilizando este método, Luna and Karpen (2012) reportan valores esperados entre 31-75 G.

Las oscilaciones longitudinales observadas para F2 ocurren luego de la aparición de un nuevo flujo magnético fotosférico, lo cual se asocia a la ocurrencia de un proceso de reconexión magnética que impulsa las oscilaciones longitudinales. De manera similar Zhang et al. (2017) analiza un filamento también cercano a una región activa, analizando los magnetogramas identifica una cancelación de flujo magnético en la fotosfera que asocia con un proceso de reconexión magnética, para este evento tampoco se reporta ninguna CME posterior a estas oscilaciones.

Para F2, las oscilaciones más relevantes detectadas ocurren de hecho durante todo el 02/07/2014, el análisis wavelet permite además detectar la evolución temporal del periodo de estas oscilaciones durante este día, que muestra un aumento en periodo, durante la primera mitad del día, las oscilaciones observadas corresponden mayoritariamente a un periodo de 3,0 h, mientras que para la segunda mitad el periodo es mayoritariamente de 4,0 h. Considerando la ecuación 4.5 (capítulo 4.8), el aumento en el periodo de las oscilaciones podría estar asociado a un aumento en el radio de curvatura, el cual está asociado al proceso de expansión del filamento.

En el estudio de F2, no se registra ninguna CME posterior a las oscilaciones encontradas, por lo que no pueden considerarse como precursoras de una CME en este evento, sin embargo, F2 se expande lentamente en los días posteriores, dando lugar a una CME tipo Halo parcial cuatro días después. Chen et al. (2008), propusieron las oscilaciones de prominencia de larga duración como precursoras de CMEs, en la misma línea Zhang et al. (2012) analiza un evento con importantes oscilaciones longitudinales de un filamento previo a una CME, los autores indican sin embargo que es necesario mayor cantidad de estudios para determinar la cantidad de filamentos que presentan estas oscilaciones previas, considerando además que los precursores establecidos no son condiciones necesarias ni suficientes para la ocurrencia de una CME.

La diferencia más significativa entre las oscilaciones encontradas por Zhang et al. (2012) (las cuales sí ocurren previo a la CME) y las de F2 es el periodo de oscilación. El periodo detectado en nuestro caso es aproximadamente tres veces más largo, esto implicaría desde el punto de vista geométrico que F2 tiene un radio de curvatura mayor (Luna and Karpen, 2012).

En el caso particular de F4, también ocurren importantes oscilaciones longitudinales del material, con un periodo de $\approx 1,25$ h, que se dan durante la DBt y previo a la DBd, mientras se amortiguan justo antes del inicio de DBd. Las oscilaciones encontradas en este filamento cercano a la RA 12093, son similares a las detectadas en F2, en este caso el periodo es 2,5 veces menor, osea un radio de curvatura menor y similar a los reportados en trabajos previos (Zhang et al., 2012). En este evento, posterior a la DBd de F4, sí se produjo una CME.

En las imágenes de EUV, es posible notar que la sección analizada de F4 se encontraba oscilando desde las 00:00 UT del 19/06/2014, luego un aumento en la intensidad se observa previo a la ocurrencia de importantes oscilaciones longitudinales amortiguadas. Este aumento en la intensidad EUV es evidencia de la reconexión magnética que ocurre entre el F4 y la RA 12093, la energía

magnética liberada en este proceso se convierte en energía térmica y cinética del plasma, que causa el aumento en las emisiones de EUV, además, este momento coincide con un aumento de la intensidad de la RA 12093 observada en SDO/AIA 1600 Å. La reconexión magnética juega un rol importante en el cambio de la topología de la configuración magnética del F4, lo cual constituye la perturbación que ocasiona las oscilaciones longitudinales (Zhang et al., 2012).

El periodo de oscilación detectado en F4 (≈ 60 min) es muy similar al reportado por Zhang et al. (2020), quienes estudiaron un filamento (también cercano a una región activa) que experimenta oscilaciones longitudinales intensificadas debido a dos *flares* en las cercanías del filamento, sin embargo en el caso expuesto por ellos, la sección del filamento asociada a estas oscilaciones no explotó, sino la sección adyacente, este evento además no está asociado a la detección de una CME observado.

De acuerdo con estos resultados, la diferencia en el radio de curvatura de los filamentos, puede ser un factor importante a considerar entre las oscilaciones longitudinales que son o no precedidas por una CME, pues podría ser que en algunos casos donde el radio de curvatura es menor, la magnitud del campo magnético sea lo suficientemente fuerte como para no verse mayormente afectado por la inyección de energía proveniente de la reconexión con un flujo magnético emergente (que es en este evento el detonante de las oscilaciones). Es necesario sin embargo, realizar mayores simulaciones con campos magnéticos más complejos que representen de mejor manera los encontrados en los filamentos solares, para determinar en cuales configuraciones la inyección de energía es suficiente como para causar la CME.

Un aumento en las variaciones de la intensidad se detectó en el caso de la mancha solar cercana a F2, las variaciones ocurren el mismo día de las oscilaciones longitudinales observadas en este evento, la oscilación detectada inicia el 2014/07/02 00:00 UT hasta las 13:00 UT, mientras que las oscilaciones longitudinales del sector central de F2 ocurren de forma simultánea con estas oscilaciones observadas, sin embargo, el periodo registrado para las oscilaciones de la mancha solar es de apenas $\approx 2,2$ h, el cual es más corto que el periodo de oscilación $\approx 3,0$ h observado en F2.

De forma similar, se detectaron variaciones significativas de la intensidad en la mancha cercana a F4, las cuales ocurren en momentos previos al inicio de las importantes oscilaciones longitudinales de la sección central (2014/06/19 04:48 UT). El periodo de las perturbaciones encontradas en la mancha coincide con el detectado en las oscilaciones longitudinales de F4, de hecho, el pico de variación de $(I/I_0 - 1)$ coincide con el inicio de las oscilaciones, lo cual denota que el mecanismo mediante el cual se originaron las oscilaciones longitudinales en este caso corresponde a un impulso que proviene presumiblemente de cambios en el flujo magnético de la mancha.

Por otro lado, las oscilaciones de una región de interés al sur de F1 se componen mayoritariamente de un periodo de 2,25 h y un aumento en las variaciones de intensidad se detectan principalmente en las capas inferiores (SDO/AIA 304 Å, 171 Å) 18 h antes de la desaparición dinámica de algunas fibras de F1, lo que abarca un periodo corto de 3 h en la que las secciones involucradas en la DBd posterior, pierden intensidad en las imágenes captadas por GONG (DBt). La explosión parcial de las secciones norte ($\sim 10,6^\circ$) y sur ($\sim 10,0^\circ$) de F1 no generan CMEs.

Cabe destacar que asociadas a estos aumentos en las variaciones de intensidad no se observan movimientos longitudinales importantes del material en el eje del filamento, sino más bien pequeñas oscilaciones amortiguadas (con el periodo de 2,25 h) que decaen al cabo de poco más de un periodo completo. Estas variaciones no son notorias en las capas coronales superiores (SDO/AIA 193 Å, 211 Å), donde no parece existir ninguna oscilación de largo periodo significativa.

Las oscilaciones observadas durante el evento de F3 ocurren en el periodo que abarca la DBt de las secciones este y oeste del filamento. Se observan oscilaciones longitudinales de pequeña amplitud con un periodo alrededor de 2,25 h y que decaen rápidamente, particularmente en los filtros SDO/AIA 171 Å y 193 Å, los cuales corresponden a la zona de transición y la corona. Adicionalmente el espectro de potencias wavelet y los periodogramas muestran una oscilación adicional de aproximadamente 6 h que se presentan desde 1 d previos a la DBd del filamento, sin embargo la figura 6.21 no denota importantes oscilaciones longitudinales asociadas a este periodo. Al final de estas oscilaciones ocurre una importante CME, por lo que F3 constituye un ejemplo de un evento en el que no se registran oscilaciones longitudinales como precursor de la CME subsecuente.

Oscilaciones con periodo similares a las detectadas en F3, fueron observados previamente por Pouget et al. (2006), utilizando el modelo Joarder and Roberts (1992) estas oscilaciones fueron identificadas exitosamente como el modo Kink lento, sin embargo, Pouget et al. (2006) menciona que los parámetros de frecuencia, amplitud y duración de las oscilaciones capaces de generar una CME no están establecidos, de hecho, en sus estudio, la detección de estas oscilaciones no están precedidas por una DBd, mientras que en nuestro evento, la detección coincide justo con el periodo previo a la explosión.

Las oscilaciones con periodo de 2,5 h pueden estar relacionadas a flujos bidireccionales del material de F3, se presume que estos movimientos generan las variaciones de intensidad observadas en la región de interés. Los flujos bidireccionales se deben a las oscilaciones longitudinales desfasadas de diferentes fibras del filamento, se ha propuesto ((Luna and Karpen, 2012),(Chen, 2013), (Zhou et al., 2020)) que el calentamiento asimétrico o turbulento del filamento cerca de sus puntos de base, genera precisamente estas oscilaciones longitudinales o también el drenaje de masa del filamento (ambos procesos son visibles en los vídeos de la evolución de F3), en este caso la gravedad también actúa como fuerza restauradora.

De acuerdo a lo observado, la sección al este se encuentra en DBt, o sea, el material en el extremo este de F3 se encuentra lo suficientemente caliente como para desaparecer de las imágenes de H α , posteriormente un segmento al oeste de F3 se une al proceso. El calentamiento asimétrico en algunos sectores de F3 explican entonces el aumento de los flujos bidireccionales en las fibras de la prominencias que se registran el día previo a la explosión de F3. Si bien es cierto estos flujos bidireccionales pueden ocurrir independientemente de la fase en la que se encuentre el filamento (pre-DBt, DBt, DBd), este resultado es importante porque apoya la idea de que, cambios en los flujos bidireccionales son una señal de la activación del filamento, que puede llevar a una explosión subsecuente.

En general las oscilaciones mas importantes de la intensidad relativa $(I/I_0 - 1)$ se observaron en SDO/AIA 304 Å y 171 Å, cabe destacar que la mayor capacidad de respuesta de ambos filtros se encuentran en la cromósfera, la zona de transición y la corona baja, sin embargo para los filtros con mayor capacidad de respuesta en las capas coronales superiores 193 Å y 211 Å la intensidad de las oscilaciones se vieron atenuadas. Para determinar el posible lugar de reconexión y la velocidad del impulso que este proceso ocasiona, es necesario realizar estudios con mayor resolución espacial y temporal, nuestros datos no permiten identificar diferencias significativas de fase que se puedan asociar a la velocidad de la propagación de la perturbación en diferentes capas, sin embargo, sí sugieren que el proceso de reconexión que ocasiona las oscilaciones, ocurre en las capas inferiores, la perturbación inicia en las capas inferiores y se propaga hacia las capas superiores, aunque en el caso de F3 se observa que las oscilaciones son más notorias en SDO/AIA 171 Å que en 304 Å.

Las oscilaciones están presentes en todos los filtros analizados pero en general la intensidad

de las perturbaciones decae con la altura. En los niveles inferiores, las oscilaciones parecen ser mucho más caóticas lo que sugiere que una mayor cantidad de energía es depositada en esta capa respecto a las superiores, este resultado también es más claramente observado en los filamentos ligados con región activa. Aunque es importante destacar que para F3 (filamento lejano a RA) la mayor intensidad ocurre en 171 \AA , lo cual sugiere que la reconexión ocurre en una capa superior probablemente debido a su inestabilidad térmica en proceso.

A futuro, sería importante hacer simulaciones de los filamentos F2 y F4 como las implementadas por Zhang et al. (2012), sin embargo dado la topología de estos filamentos se tendría que pensar más allá de un modelo unidimensional.

Conclusiones y Recomendaciones

Después de seleccionar algunas regiones de interés en el cuerpo de cada filamento en las imágenes de SDO/AIA en diferentes filtros correspondientes a diferentes alturas, se elaboró una rutina de solar-software que utilizó el método de *Image Thresholding* el cual es una forma simple de segmentación de imagen. El objetivo del método fue crear una imagen binaria, con lo cual se logró separar los píxeles del filamento o primer plano, de los píxeles de fondo para optimizar en el procesamiento de la imagen, que permite además de considerar la rotación de Carrington rastrear el centroide en cada una de las imágenes para un seguimiento más efectivo del material en el canal del filamento.

A partir de las intensidades promedio dentro de cada región se obtuvo la oscilación relativa con respecto al filtro Savitzky-Golay. Además, se obtuvo el espectro de potencia de ondas de Morlet y periodograma para deducir las frecuencias de estas oscilaciones de largo periodo y su evolución temporal (además de con la altura). El mismo proceso se aplicó para las manchas solares cercanas a los filamentos. Mediante una rejilla alineada con el canal del filamento se identificó si las variaciones detectadas corresponden a movimientos longitudinales del material del filamento.

El procedimiento se aplicó para cuatro filamentos durante el periodo cercano al máximo solar del ciclo 24, el estudio de estos filamentos se concentró entre el 19 de junio y el 7 de julio del 2014. Se consideraron dos filamentos intermedios (F2 y F4) donde se encontraron las oscilaciones longitudinales más significativas y dos filamentos quietos (F1 y F3).

F2 presenta importantes variaciones de intensidad relativa que se asocian a un claro movimiento longitudinal del material con un periodo entre 3,0 h y 4,0 h que es amortiguado. El movimiento se detecta en todas las capas estudiadas, sin embargo se hace más evidente en las capas correspondientes a la cromosfera, zona de transición y corona baja (SDO/AIA 304 Å, 171 Å). Las oscilaciones ocurren dos días previos a la DBt de la sección en estudio, además las oscilaciones de F2 muestran un aumento en el periodo previo a la DBt, este aumento podría deberse a un aumento en el radio de curvatura, el cual a su vez está asociado al proceso de expansión de F2. No se registra ninguna CME posterior a las oscilaciones encontradas, por lo que en este evento, no pueden considerarse como precursoras de una CME, sin embargo, F2 se expande lentamente en los días posteriores, dando lugar a una CME tipo Halo parcial cuatro días después. Las observaciones sugieren que la gravedad actúa como fuerza restauradora en este evento, de manera similar a lo reportado por Luna and Karpen (2012).

En cuanto a al origen de la perturbación, los magnetogramas observados el 01/06/2014 entre las 20:00 -23:55 UT muestran el surgimiento de un pequeño flujo magnético cercano a la región activa y

cerca de la base de F2, por lo que es posible que las oscilaciones observadas de forma subsecuente se deban a la inestabilidad causada por las perturbaciones ocurridas antes de la reconexión magnética entre el nuevo flujo magnético y el campo magnético preexistente que ha sido seguido de las oscilaciones.

En F4, se detectaron oscilaciones longitudinales con periodo de $\approx 1,25$ h durante el 19/06/2014, que son similares a las observadas por Zhang et al. (2012), quienes obtuvieron un periodo de oscilación $P=54$ min, con una constante de tiempo $\tau = 133$ min para las oscilaciones longitudinales de una prominencia cercana a una región activa. En este evento, el periodo es 2.5 veces menor al encontrado en F2, lo cual se interpreta como un radio de curvatura menor.

Se obtuvo el valor mínimo de la magnitud del campo magnético (B) para F2 y F4, los cuales son de 98 G y 33 G respectivamente. El valor del campo magnético mínimo de F4 concuerda con lo reportado en los cálculos previos (Mackay et al., 2010); sin embargo para F2, el resultado es inusualmente alto, puesto que previamente las mediciones indican campos magnéticos entre 30 G y 45 G. Utilizando este método, Luna and Karpen (2012) reportan valores esperados entre 31 G y 75 G.

La diferencia más significativa entre las oscilaciones encontradas en F4 (las cuales sí ocurren previo a la CME) y las de F2 es el periodo de oscilación, el cual es aproximadamente tres veces más largo, esto implicaría desde el punto de vista geométrico que F2 tiene un radio de curvatura mayor (Luna and Karpen, 2012). Esta diferencia puede ser un factor importante a considerar entre las oscilaciones longitudinales que son o no seguidas por una CME, pues podría ser que en los casos donde el radio de curvatura es menor, la magnitud del campo magnético es suficientemente intenso como para no verse mayormente afectado por la inyección de energía proveniente de la reconexión con un flujo magnético emergente (que es en este evento el detonante de las oscilaciones).

Es necesario realizar simulaciones con campos magnéticos más complejos que representen de mejor manera los encontrados en los filamentos solares, para determinar en cuales configuraciones la inyección de energía es suficiente como para causar la explosión significativa del filamento y CME (mayor de 10°) (Taliashvili et al., 2009).

Además, los resultados muestran que las oscilaciones al sur de F1 se componen mayoritariamente de un periodo de 2,25 h, se detecta un aumento en las variaciones principalmente en las capas inferiores (SDO/AIA 304 Å, 171 Å) 18 h antes de la desaparición parcial y durante el DBt que abarca un periodo corto de 3 h de las secciones involucradas en la DBd posterior. Se observan pequeñas oscilaciones amortiguadas que decaen al cabo de poco más de un periodo completo. Estas variaciones no son notorias en las capas coronales superiores (SDO/AIA 193 Å, 211 Å), donde no parece existir ninguna oscilación de largo periodo significativa.

Las oscilaciones observadas en F3 también ocurren en el periodo que abarca la DBt de las secciones este y oeste. Se observan oscilaciones longitudinales de pequeña amplitud con un periodo similar al de F1 (alrededor de 2,25 h) y que decaen rápidamente. Estas oscilaciones se detectan particularmente en los filtros SDO/AIA 171 Å y 193 Å, los cuales corresponden a la zona de transición y corona. Adicionalmente el espectro de potencias wavelet y los periodogramas muestran una oscilación adicional de aproximadamente 6 h que se presentan desde 1 d previos a la DBd del filamento. Al final de estas oscilaciones ocurre una importante CME, por lo que F3 constituye un ejemplo de un evento en el que no se registran oscilaciones longitudinales como precursor de la CME subsecuente observada (Chen et al., 2008).

Se ha identificado que las oscilaciones pueden estar relacionadas a flujos contracorriente del material de F1 y F3. Se presume que estos movimientos generan las variaciones de intensidad observadas en la región de interés. Los flujos contracorrientes se deben a las oscilaciones longitudinales desfasadas de diferentes fibras del filamento, el calentamiento asimétrico o turbulento del filamento cerca de sus puntos de base, genera precisamente estas oscilaciones longitudinales (Luna and Karpen, 2012; Zhou et al., 2020; Chen, 2013). Si bien es cierto estos flujos contracorrientes pueden ocurrir independientemente de la fase en la que se encuentre el filamento (pre-DBt, DBt, DBd), este resultado es importante porque apoya la idea de que cambios en los flujos contracorrientes son una señal de la activación del filamento, lo que puede llevar a una explosión subsecuente.

Respecto al tipo de oscilación y la cercanía con las regiones activas, en resumen, los dos filamentos intermedios estudiados (F2 y F4) que se encuentran cercanos a una región activa, presentaron importantes oscilaciones longitudinales amortiguadas que ocurren previo a la DBt (F2) o en el periodo previo a la DBd (F4), la diferencia más significativa entre las oscilaciones de F2 y F4, es que en este último se detectó un menor periodo de oscilación, y que la DBd generó la aceleración suficiente del material como para provocar una CME. Cabe destacar que, en la bibliografía revisada, se puede constatar que los eventos con este tipo de oscilaciones como los reportados (Luna and Karpen, 2012; Chen et al., 2008; Zhang et al., 2012; Zhang and Ji, 2018; Zhang et al., 2020), tienen como factor común el hecho de que ocurren en filamentos cercanos a regiones activas.

Mientras tanto en los dos filamentos quietos (F1 y F3), no se encontraron oscilaciones longitudinales importantes (con una amplitud significativa) sin embargo fue posible detectar pequeñas variaciones longitudinales con periodos similares. Las oscilaciones se presentaron en todo el periodo de estudio, aunque en F3 se concentran especialmente en periodo previo a la DBd, así mismo, en este evento, una oscilación adicional con un periodo de ≈ 6 h se detectó claramente en los espectro de wavelet y periodogramas, aunque no se lograron identificar oscilaciones longitudinales que coincidieran con este periodo detectado.

8.1. Recomendaciones de trabajos futuros

Los resultados de este estudio sugieren que el proceso de reconexión magnética relacionada con las inestabilidades y oscilaciones de largo periodo de los FQs estudiados, tienen su origen en capas inferiores a la corona, puesto que la magnitud de las perturbaciones observadas (en general) es más intensa en los filtros correspondientes a la cromósfera, zona de transición y corona baja, mientras decae en los filtros asociados a la corona. Esto sugiere que la presión magnética y la respuesta dinámica del plasma surgen desde la fotosfera-cromosfera. Este resultado indica la importancia de futuros estudios de indicios de la reconexión magnética y su implicación en las oscilaciones de filamentos.

Más estudios son requeridos para determinar con mayor precisión en qué eventos las oscilaciones son precursoras de una CME, adicionalmente se requieren simulaciones computacionales para determinar si las correlaciones encontradas en este trabajo se pueden replicar según los modelos físicos actuales.

Bibliografía

- I. Arregui. Bayesian coronal seismology. *Advances in Space Research*, 61:655–672, 2018. ISSN 18791948. doi: 10.1016/j.asr.2017.09.031.
- I. Arregui, R. Oliver, and J. L. Ballester. Prominence oscillations. *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 2012. ISSN 16144961. doi: 10.12942/lrsp-2012-2.
- P. Chamberlin, W. D. Pesnell, and B. Thompson. *The solar dynamics observatory*. 2012. ISBN 9781461436737. doi: 10.1007/978-1-4614-3673-7.
- P. F. Chen. Prominence formation and oscillations. *International Symposium on Solar Terrestrial Physics.*, 10:1–10, 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1407.1413>.
- P. F. Chen, D. E. Innes, and S. K. Solanki. SOHO/SUMER observations of prominence oscillation before eruption. *Astronomy Astrophysics*, 493:487–493, 2008. doi: 10.1051/0004-6361.
- N. Chorley, C. Foullon, B. Hnat, V. M. Nakariakov, and K. Shibasaki. Period persistence of long period oscillations in sunspots. *Astronomy and Astrophysics*, 529:A123, 2011. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/200913683.
- V. I. Efremov, L. D. Parfinenko, and A. A. Solov'ev. Sunspot oscillations as derived from the SOHO/MDI magnetograms. *Cosmic Research*, 50:44–55, 2012. ISSN 7653697. doi: 10.1134/S0010952511060025.
- V. I. Efremov, L. D. Parfinenko, and A. A. Solov. Ultra low-frequency oscillations of solar filament in $H\alpha$ revealed with the data of the global oscillation network group (gong). *Solar Physics*, 291:3357–3367, 2016. doi: 10.1007/s11207-016-1021-z.
- O. Engvold. *Solar Prominences*, chapter Description and Classification of Prominences, pages 31–60. Springer, 2015. doi: 10.1007/978-3-319-10416-4_2. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-10416-4_2.
- C. Foullon, E. Verwichte, and V. M. Nakariakov. Detection of ultra-long-period oscillations in an EUV filament. *Astronomy & Astrophysics*, 427(1):L5–L8, nov 2004. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361:200400083. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:200400083http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361:200400083>.
- C. Foullon, E. Verwichte, and V. M. Nakariakov. Ultra-long period oscillations in EUV filaments near to eruption: Two-wavelength correlation and seismology. *The Astrophysical Journal*, 700:1658–1665, 2009. ISSN 0004-637X. doi: 10.1088/0004-637X/700/2/1658. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/700/i=2/a=1658?key=crossref.72a9a00f8c2892e85653f7c3bdcb3882>.

- P. A. Gilman. *The Solar Dynamo: Observations and Theories of Solar Convection, Global Circulation, and Magnetic Fields*. Springer Netherlands, 1986. ISBN 978-94-010-8819-0. doi: 10.1007/978-94-009-5253-9_5. URL <http://link.springer.com/10.1007/978-94-009-5253-9>.
- N. Gopalswamy. Corona mass ejections: a summary of recent results. *Proceedings of the 20th National Solar Physics Meeting*, pages 108–130, 2010.
- N. Gopalswamy, S. Yashiro, G. Michalek, G. Stenborg, A. Vourlidas, S. Freeland, and R. Howard. The SOHO/LASCO CME catalog. *Earth, Moon and Planets*, 104:295–313, 2009. ISSN 01679295. doi: 10.1007/s11038-008-9282-7.
- J. H. Horne and S. L. Baliunas. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. *The Astrophysical Journal*, 302:757, 3 1986. ISSN 0004-637X. doi: 10.1086/164037. URL <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/164037>.
- R. A. Howard and J. Harvey. Spectroscopic determinations of solar rotation. *Solar Physics*, 12: 23–24, 1970.
- N. Hurlburt, M. Cheung, C. Schrijver, L. Chang, S. Freeland, S. Green, C. Heck, A. Jaffey, A. Kobashi, D. Schiff, J. Serafin, R. Seguin, G. Slater, A. Somani, and R. Timmons. Helio physics event knowledgebase for the solar dynamics observatory (SDO) and beyond. *Solar Physics*, 275:67–78, 1 2010. ISSN 0038-0938. doi: 10.1007/s11207-010-9624-2. URL <http://link.springer.com/10.1007/s11207-010-9624-2>.
- P. Joarder and B. Roberts. The modes of oscillation of a prominence, the slab with transverse magnetic field. *Astronomy Astrophysics*, 261:625–632, 1992.
- J. Kallunki and A. Riekhokainen. Investigation of quasi-periodic solar oscillations in sunspots based on SOHO/MDI magnetograms. *Solar Physics*, 280:347–354, 2012. ISSN 00380938. doi: 10.1007/s11207-012-0021-x.
- E. Khomenko and M. Collados. Oscillations and waves in sunspots. *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 2015. ISSN 16144961. doi: 10.1007/lrsp-2015-6.
- L. L. Kitchatinov. Theory of differential rotation and meridional circulation. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 8:399–410, 2012. ISSN 1743-9213. doi: 10.1017/S1743921313002834.
- J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, C. Chou, J. F. Drake, D. W. Duncan, C. G. Edwards, F. M. Friedlaender, G. F. Heyman, N. E. Hurlburt, N. L. Katz, G. D. Kushner, M. Levay, R. W. Lindgren, D. P. Mathur, E. L. McFeaters, S. Mitchell, R. A. Rehse, C. J. Schrijver, L. A. Springer, R. A. Stern, T. D. Tarbell, J. P. Wuelser, C. J. Wolfson, C. Yanari, J. A. Bookbinder, P. N. Cheimets, D. Caldwell, E. E. Deluca, R. Gates, L. Golub, S. Park, W. A. Podgorski, R. I. Bush, P. H. Scherrer, M. A. Gummin, P. Smith, G. Aufer, P. Jerram, P. Pool, R. Soufli, D. L. Windt, S. Beardsley, M. Clapp, J. Lang, and N. Waltham. The atmospheric imaging assembly (AIA) on the solar dynamics observatory (SDO). *Solar Physics*, 275:17–40, 2012. ISSN 00380938. doi: 10.1007/s11207-011-9776-8.
- D. M. Long. *Kinematic Properties of Globally-Propagating Waves in the Solar Corona*. PhD thesis, Trinity College Dublin, 2012. URL <http://arxiv.org/abs/1202.4360>.
- M. Luna and J. Karpen. Large-amplitude longitudinal oscillations in a solar filament. *Astrophysical Journal Letters*, 750, 2012. ISSN 20418205. doi: 10.1088/2041-8205/750/1/L1.

- D. H. Mackay, J. T. Karpen, J. L. Ballester, B. Schmieder, and G. Aulanier. Physics of solar prominences: II - Magnetic structure and dynamics. *Space Science Reviews*, 151:333–399, 2010. ISSN 00386308. doi: 10.1007/s11214-010-9628-0.
- N. Otsu. A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, 9:62–66, 1 1979. ISSN 0018-9472. doi: 10.1109/TSMC.1979.4310076. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/4310076/>.
- K. Parchevsky and A. Kosovichev. Three-dimensional numerical simulations of the acoustic wave field in the upper convection zone of the sun. *The Astrophysical Journal*, 666:547–558, 2007. ISSN 0004-637X. doi: 10.1086/520108. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/666/i=1/a=547%5Cnhttp://iopscience.iop.org/0004-637X/666/1/547>.
- G. Pouget, K. Bocchialini, and J. Solomon. Oscillations in a solar filament : first observation of long periods in the HeI 584.33 Å line, modelling and diagnostic. *Astronomy Astrophysics*, 450: 1189–1198, 2006. ISSN 00046361. doi: 10.1051/0004-6361.
- E. Priest. *Magnetohydrodynamics of the Sun*. Cambridge University Press, 2014. ISBN 978-0-521-85471-9.
- E. Robbrecht, D. Berghmans, and R. A. V. D. Linden. Automated LASCO CME catalog for solar cycle 23: Are CMEs scale invariant? *Astrophysical Journal*, 691:1222–1234, 2009. ISSN 15384357. doi: 10.1088/0004-637X/691/2/1222.
- C. J. Schrijver and C. Zwaan. *Solar and Stellar Magnetic Activity*. Cambridge University Press, 2000. ISBN 9780511546037. doi: 10.1017/CBO9780511546037. URL <http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CB09780511546037A007http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CB09780511546037>.
- V. Smirnova, a. Riehoakainen, V. Ryzhov, a. Zhiltsov, and J. Kallunki. Long-period oscillations of millimeter emission above sunspots. *Astronomy Astrophysics*, 534:A137, 2011. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/201117483.
- V. Smirnova, A. Riehoakainen, A. Solov'ev, J. Kallunki, A. Zhiltsov, and V. Ryzhov. Long quasi-periodic oscillations of sunspots and nearby magnetic structures. *Astronomy Astrophysics*, 552: 1–7, 2013. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/201219600.
- L. Taliashvili, Z. Mouradian, and J. Páez. Dynamic and thermal disappearance of prominences and their geoeffectiveness. *Solar Physics*, 258:277–295, 2009. ISSN 0038-0938. doi: 10.1007/s11207-009-9414-x. URL <http://link.springer.com/10.1007/s11207-009-9414-x>.
- C. Torrence and G. P. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79:61–78, 1998. doi: 10.4324/9780429311369-6.
- Q. M. Zhang and H. S. Ji. Vertical oscillation of a coronal cavity triggered by an EUV wave. *The Astrophysical Journal*, 860:113, 2018. ISSN 1538-4357. doi: 10.3847/1538-4357/aac37e.
- Q. M. Zhang, P. F. Chen, C. Xia, and R. Keppens. Observations and simulations of longitudinal oscillations of an active region prominence. *Astronomy Astrophysics*, 542:A52, 2012. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/201218786.
- Q. M. Zhang, P. F. Chen, C. Xia, R. Keppens, and H. S. Ji. Parametric survey of longitudinal prominence oscillation simulations. 124:1–8, 2013.

- Q. M. Zhang, T. Li, R. S. Zheng, Y. N. Su, and H. S. Ji. Large-amplitude longitudinal oscillations in a solar filament. *The Astrophysical Journal*, 842:27, 2017. ISSN 1538-4357. doi: 10.3847/1538-4357/aa73d2.
- Q. M. Zhang, J. H. Guo, K. V. Tam, and A. A. Xu. Astrophysics longitudinal filament oscillations enhanced by two C-class flares. 132:1–9, 2020.
- Y. H. Zhou, P. F. Chen, J. Hong, and C. Fang. Simulations of solar filament fine structures and their counterstreaming flows. *Nature Astronomy*, 2020. ISSN 2397-3366. doi: 10.1038/s41550-020-1094-3. URL <http://dx.doi.org/10.1038/s41550-020-1094-3>.