

Tesis Doctoral

Emergencia de tubos de flujo en la atmósfera solar: su impacto desde la fotosfera hasta la corona

Poisson, Mariano

2017-03-22

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Poisson, Mariano. (2017-03-22). Emergencia de tubos de flujo en la atmósfera solar: su impacto desde la fotosfera hasta la corona. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Poisson, Mariano. "Emergencia de tubos de flujo en la atmósfera solar: su impacto desde la fotosfera hasta la corona". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2017-03-22.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Emergencia de tubos de flujo en la atmósfera solar: su impacto desde la fotósfera hasta la corona

Tesis presentada para optar al título de

Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por **Lic. Mariano Poisson**

Directores de tesis: Dr. Marcelo López Fuentes

Dra. Cristina Hemilse Mandrini

Consejero de estudios: Dr. Fernando Minotti

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)

Buenos Aires, 2017

Resumen

La distribución fotosférica del campo magnético provee información sobre el proceso de formación en el interior solar de los tubos de flujo que dan origen a las regiones activas (RAs), así como de los efectos presentes durante su tránsito por la zona convectiva. Estudiamos la emergencia de RAs para determinar como la torsión del campo en los tubos de flujo afecta la evolución de las polaridades magnéticas fotosféricas observadas en magnetogramas longitudinales. Una de las manifestaciones observables de la torsión de los tubos de flujo que emergen atravesando la fotosfera, es la presencia de las llamadas “lenguas magnéticas”. Estas son producidas por la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo del tubo de flujo. Caracterizamos la evolución de las lenguas magnéticas en un conjunto de 187 RAs bipolares observadas a lo largo del Ciclo Solar 23 y el comienzo del Ciclo 24. Usando magnetogramas de estas RAs, determinamos y estudiamos la evolución de una serie de parámetros, como el ángulo de tilt, la orientación de la línea de inversión de polaridad (LIP), su flujo magnético, al igual que el tamaño y la forma de las polaridades y sus lenguas. Desarrollamos un procedimiento para identificar la LIP y usamos su inclinación como un indicador del signo de la helicidad magnética. Comparamos este método con la estimación de la helicidad obtenida a partir de extrapolaciones libres de fuerzas del campo coronal. También desarrollamos modelos analíticos de tubos de flujo toroidales, con torsión uniforme y no uniforme, para describir la evolución de los parámetros de las RAs afectados por la presencia de lenguas magnéticas intensas. Finalmente, encontramos que las lenguas modifican significativamente la determinación del ángulo de tilt durante la fase de emergencia y probamos diferentes métodos para reducir este efecto. Los resultados de este trabajo contribuyen a la comprensión de cómo la helicidad de los tubos en emergencia determinan la evolución del flujo magnético fotosférico observado y la formación de las RAs; por otra parte, condicionan a los modelos de generación del campo en el interior solar.

Palabras clave: *Campo Magnético Solar - Ciclo Solar - Regiones Activas - Emergencia de Flujo - Helicidad Magnética.*

Emergence of magnetic flux tubes in the solar atmosphere: Their impact from the photosphere to the corona.

Abstract

The photospheric magnetic-field distribution provides information about the generation in the solar interior of the flux tubes that originate the ARs, and the effects present during their transit through the convective zone. We study the emergence of ARs to determine how the twist of the magnetic field in these flux-tubes affect the evolution of the photospheric magnetic polarities observed in longitudinal magnetograms. One of the manifestations of these twisted flux-tubes, observed as they emerge through the photosphere, are the so called “magnetic tongues”. They are produced by the line of sight projection of the azimuthal component of the magnetic field in the flux-tubes. We characterize the evolution of the magnetic tongues in a set of 187 bipolar ARs observed during the Solar Cycle 23 and the beginning of Cycle 24. Using magnetograms of these ARs we determine and study the evolution of a series of parameters, such as the tilt angle, the polarity inversion line (PIL) orientation, their magnetic flux, as well the size and the shape of the polarities and their tongues. We develop a procedure to identify the PIL and we use its inclination as a proxy of the magnetic helicity sign. We compare this method with the helicity estimation obtained from coronal force-free field extrapolations. We also develop analytical models of toroidal flux-tubes, with uniform and non-uniform twist, to describe the evolution of the AR parameters affected by the presence of strong magnetic tongues. Finally, we find that the tongues modify significantly the determination of the tilt angle during the emergence phase and we test several methods to reduce this effect. The results of this work contribute to the understanding of how the helicity of the emerging flux-tubes determines the evolution of the photospheric magnetic flux and the formation of ARs; moreover, they provide constraints to models of the generation of the magnetic field in the solar interior.

Keywords: Solar Magnetic Fields - Solar Cycle - Active Regions - Flux Emergence - Magnetic Helicity.

Agradecimientos

Se acostumbra a concentrar en estas pocas líneas el agradecimiento hacia las personas que hicieron realizable esta Tesis (además de mi persona). Sin embargo, encuentro imposible expresar de forma concisa mi gratitud hacia aquellos que me acompañaron, me exigieron y me enseñaron en el trayecto. Queda claro que, a tales fines, cualquier palabra se revelaría exigua frente al verdadero sentimiento que me empuja a escribirla.

Aclarado este punto, quiero arrancar agradeciendo a mis directores, Marcelo y Cristina. Con su inagotable paciencia, su predisposición y su apoyo constante me permitieron superar cada desafío a lo largo de estos cinco años.

En segundo lugar, pero no menos importante, quiero agradecer a Pascal ya que el también forma parte de este trabajo. Su sincero interés por nuestro trabajo fue un gran estímulo para seguir adelante.

Quiero agradecer a Mark Cheung por la cortesía de compartir sus resultados, que me sirvieron para complementar mi estudio.

También a mi familia, por supuesto, a mis padres, que me formaron en lo personal y me dieron la oportunidad de hacerlo en lo profesional.

Sin dejar a nadie de lado, quiero agradecer a todos mis compañeros del IAFE que en distintas medidas hemos compartido muy buenos momentos.

Finalmente, no puedo olvidar a mis amigos de siempre quienes, noches lúdicas y charlas mediante, fueron un reparo contra los embates de la ansiedad.

Índice general

Introducción	1
1. El Sol y su campo magnético	5
1.1. Estructura del Sol	5
1.1.1. Interior solar	6
1.1.2. Atmósfera solar	8
1.2. Estructuras magnéticas solares	11
1.2.1. Regiones activas	11
1.2.2. Ciclo solar	14
1.2.3. Origen del campo magnético solar	16
2. Emergencia de flujo magnético	21
2.1. Emergencia de regiones activas	21
2.1.1. La helicidad magnética de las regiones activas	24
2.2. Simulaciones numéricas de emergencia de flujo	29
2.3. Modelo simple de un tubo de flujo magnético emergente	33
2.3.1. Toroide con torsión uniforme	33
2.3.2. Toroide con torsión no uniforme	40
3. Evolución del campo fotosférico de las regiones activas	45
3.1. Selección de regiones activas	45
3.1.1. Magnetogramas longitudinales	46
3.2. Estimación del ángulo de <i>tilt</i>	49

3.3. Estimación de la línea de inversión de polaridad	51
3.4. Descripción de las lenguas con el ángulo τ	55
3.5. Evolución de las lenguas en las regiones activas	61
3.5.1. Incerteza en la determinación τ	65
4. Las lenguas magnéticas como estimador del signo de la helicidad	73
4.1. Estimación de la torsión en regiones activas	73
4.1.1. Corrección sobre los parámetros por el efecto de la lenguas	78
4.1.2. Torsión del campo y lenguas magnéticas	80
4.2. Helicidad magnética de extrapolaciones del campo coronal	83
4.2.1. Modelo libre de fuerzas lineal	84
4.2.2. Helicidad magnética a partir del campo coronal	90
4.3. Comparación de la torsión en la corona y la fotosfera	96
5. Estudio de la emergencia de regiones activas a lo largo de un ciclo solar	103
5.1. Ciclo Solar 23	103
5.1.1. Efecto de las lenguas sobre la distribución de flujo	104
5.1.2. Distribución de las lenguas con la latitud	107
5.1.3. Características globales de las regiones	111
5.2. Análisis de la evolución de las lenguas magnéticas	113
5.2.1. Perfil de la torsión de las regiones activas	117
5.2.2. Comparación con modelos con torsión no uniforme	117
6. Determinación del ángulo de <i>tilt</i> durante la emergencia de las regiones activas	131
6.1. Relación entre el ángulo de <i>tilt</i> y la latitud	132
6.1.1. Inclinação del <i>tilt</i> durante la fase de emergencia de RAs	135
6.2. Efecto de las lenguas magnéticas en la determinación del <i>tilt</i>	139
6.2.1. Umbral del campo magnético	139
6.2.2. Distribución angular del flujo magnético de regiones activas	144
6.2.3. Corrección del efecto de las lenguas	154

7. Conclusiones	157
Apéndice A. Modelos del Campo Coronal	161
A.1. Extrapolación libre de fuerzas lineal	161
A.2. Tubo de flujo libre de fuerzas: Modelo de Lundquist	164
A.3. Modelo de Gold-Hoyle	166

Introducción

La emergencia de flujo magnético en la atmósfera solar abarca desde bipolos de campo aislados del orden de unos pocos Gauss (regiones efímeras), hasta áreas extensas de campo intenso (500-3000 kG) que constituyen las regiones activas observadas.

Hoy en día se acepta que el campo magnético de las regiones activas (RAs) se origina en la base de la zona convectiva (ZC), en una región llamada tacoclina, con una geometría prácticamente toroidal e intensidades de $\sim 10^4 - 10^5$ G. Las RAs son usualmente bipolares, con orientación general en la dirección este-oeste (E-O). La disposición de las polaridades magnéticas de los bipolos (positiva y negativa) es opuesta en ambos hemisferios y se revierte de ciclo a ciclo solar (Ley de Hale, Hale & Nicholson, 1925). Esto sugiere que las RAs aparecen por emergencia de tubos de flujo a través de la fotosfera luego de atravesar la ZC (Schrijver & Zwaan, 2000).

Una gran variedad de observaciones (en el óptico, ultravioleta y rayos X) muestran que el campo en los tubos de flujo es en general no potencial (Leka et al., 1996; Metcalf et al., 2005). Esta no potencialidad implica que las estructuras corales poseen un contenido de helicidad magnética no nulo; es decir, esta cantidad hace referencia al grado de torsión del campo magnético en un volumen fijo. Siendo una cantidad bien conservada aún en condiciones no ideales (Berger, 1984), su conocimiento permite obtener información de los procesos turbulentos que afectan a los tubos de flujo durante su ascenso por la ZC, su posterior emergencia hacia la atmósfera solar y eyección al medio interplanetario (Nakwacki et al., 2011). Los modelos bidimensionales (2D) de evolución de tubos de flujo en la ZC predicen que, para que estos mantengan su cohesión frente a los embates de la turbulencia, deben poseer cierta cantidad de torsión (Cheung et al., 2006; Emonet &

Moreno-Insertis, 1998).

La estructura del campo magnético de los tubos de flujo con torsión determina muchas de las características observadas en los magnetogramas fotosféricos durante la emergencia de las RAs. Una de las más notables son las llamadas “lenguas magnéticas” que se producen debido a la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo de los tubos en emergencia. Las lenguas magnéticas aparecen en los magnetogramas como deformaciones o extensiones de las polaridades principales que forman a las RAs bipolares. Estas elongaciones fueron identificadas por López Fuentes et al. (2000), observadas desde entonces en numerosas RAs (Chandra et al., 2009; Gosain et al., 2014; Li et al., 2007; López Fuentes et al., 2011; Luoni et al., 2011) y reproducidas en simulaciones numéricas (Archontis & Hood, 2010; Jouve et al., 2013). Los resultados de trabajos como el de Luoni et al. (2011) muestran que la distribución del flujo magnético fotosférico asociado a la presencia de lenguas puede usarse como un indicador confiable del signo de helicidad y, marginalmente, para determinar el grado de no potencialidad del campo, infiriendo el número de vueltas de sus líneas alrededor del eje del tubo de flujo emergente que forma la RA bipolar.

Otra propiedad de las RAs es que el eje principal del bipolo (o segmento del bipolo) aparece inclinado con respecto a la dirección este-oeste en un ángulo llamado de inclinación (o *tilt* en inglés). Esta característica recibe el nombre de Ley de Joy (Hale et al., 1919). En los modelos de dínamo clásicos (ver Charbonneau, 2010), el ángulo de *tilt* se incluye como un efecto empírico y contribuye a la inversión del flujo poloidal de un ciclo solar al siguiente. Varios modelos numéricos que simulan el ascenso de los tubos de flujo a través de la ZC, explican el origen del ángulo de *tilt* como debido al efecto de la fuerza de Coriolis que actúa sobre el tubo en expansión (Abbett et al., 2001; D’Silva & Choudhuri, 1993; Schussler et al., 1994).

Este trabajo de Tesis se centra en el estudio de las propiedades de las regiones bipolares durante su emergencia. En el Capítulo 1 damos una introducción de la estructura del Sol y describimos las características de su campo magnético, desde el modelo de dínamo que describe su origen en el interior solar hasta los procesos que llevan a su emergencia en la atmósfera. Introducimos el concepto de región activa (RA) realizando una breve des-

cripción empírica de sus características principales y su vínculo con el ciclo de actividad solar.

En el Capítulo 2 describimos en detalle el proceso de emergencia de RAs bipolares, basado en la emergencia de tubos de flujo magnético con torsión. Introducimos el concepto de la helicidad magnética y presentamos distintos métodos para estimarla a partir de observaciones del campo magnético de las RAs. Comparamos las propiedades de la emergencia de las RAs bipolares con una simulación MHD de emergencia de un tubo de flujo con torsión uniforme en un medio convectivo. Finalmente, desarrollamos modelos analíticos con torsión uniforme y variable para describir la evolución de las lenguas magnéticas observadas en RAs bipolares.

En el Capítulo 3 describimos los procedimientos desarrollados para la caracterización de la torsión del campo de las regiones activas a partir de la evolución de las lenguas magnéticas. Para esto definimos un único parámetro, τ , a partir de la determinación de la línea de inversión de polaridad y el ángulo de *tilt* de las regiones bipolares. Establecemos el vínculo entre este parámetro y la torsión del campo de las regiones activas, basándonos en los modelos desarrollados en el Capítulo 2. El procedimiento para aproximar la línea de inversión de polaridad y la definición de τ fueron presentados en Poisson et al. (2012) y Poisson et al. (2015b).

El Capítulo 4 contiene el análisis de la evolución de τ durante la fase de emergencia de 41 RAs. Usando magnetogramas del campo en la dirección de la visual relacionamos el valor medio de este parámetro con la torsión del campo de un tubo de flujo (Poisson et al., 2015b). Para estas regiones realizamos una comparación de la torsión del campo estimada a partir de la evolución de las lenguas con la helicidad magnética obtenida de modelos de campo coronal mediante extrapolaciones libres de fuerzas lineales del campo fotosférico (ver Poisson et al., 2015a).

En el Capítulo 5 presentamos los resultados correspondientes al estudio de la emergencia de regiones activas bipolares a lo largo de un ciclo de actividad solar (Poisson et al., 2016). Usando el parámetro τ como indicador del signo de la helicidad magnética, encontramos una débil tendencia hemisférica del signo de la helicidad magnética para un grupo de 152 RAs bipolares. Encontramos una gran variabilidad en los perfiles de

evolución de τ entre las regiones estudiadas. Exploramos los modelos de emergencia de tubos de flujo con torsión no uniforme para reproducir la gran variabilidad de los perfiles de evolución de τ obtenidos.

Los estudios presentados en los capítulos anteriores muestran que la presencia y evolución de las lenguas afectan la distribución de campo fotosférico observado en la dirección de la visual. Entonces la determinación del ángulo de *tilt*, en estos magnetogramas, estará ligada a la fase evolutiva de la RA. En el Capítulo 6, mostramos que la relación entre el ángulo de *tilt* y la latitud heliográfica de emergencia está afectada por la presencia de las lenguas magnéticas. A partir de este resultado probamos diferentes procedimientos para reducir el efecto de las lenguas magnéticas en la determinación del ángulo de tilt durante la fase de emergencia de RAs.

Por último en el Capítulo 7 resumimos los resultados de este trabajo de Tesis, presentamos nuestras conclusiones y discutimos posibles trabajos futuros.

Capítulo 1

El Sol y su campo magnético

En este capítulo introducimos definiciones básicas y describimos las estructuras observadas en el Sol. En primer lugar presentamos brevemente las diferentes regiones que constituyen la estructura de Sol, desde el núcleo hasta la corona y su extensión al viento solar. Realizamos una descripción de las observaciones del campo magnético fotosférico, en particular, de las regiones activas y de su estructura coronal observada en el ultravioleta extremo (EUV). Finalmente, describimos el mecanismo de dínamo a través del modelo semiempírico de Babcock-Leighton, el cual modela las propiedades globales del campo magnético observadas a lo largo del ciclo solar.

1.1. Estructura del Sol

El Sol es una estrella promedio de clase espectral G2V ubicada en la secuencia principal del diagrama de Hertzsprung-Russell (luminosidad *vs.* temperatura). Como otras estrellas, produce su energía en el núcleo por medio de fusión de hidrógeno en helio. Los modelos estelares clásicos describen la estructura interna de estas estrellas dividiéndola en capas aproximadamente esféricas (ver Figura 1.1). En cada una de estas capas el mecanismo de transporte de energía cambia según las características del plasma (Priest, 2014).

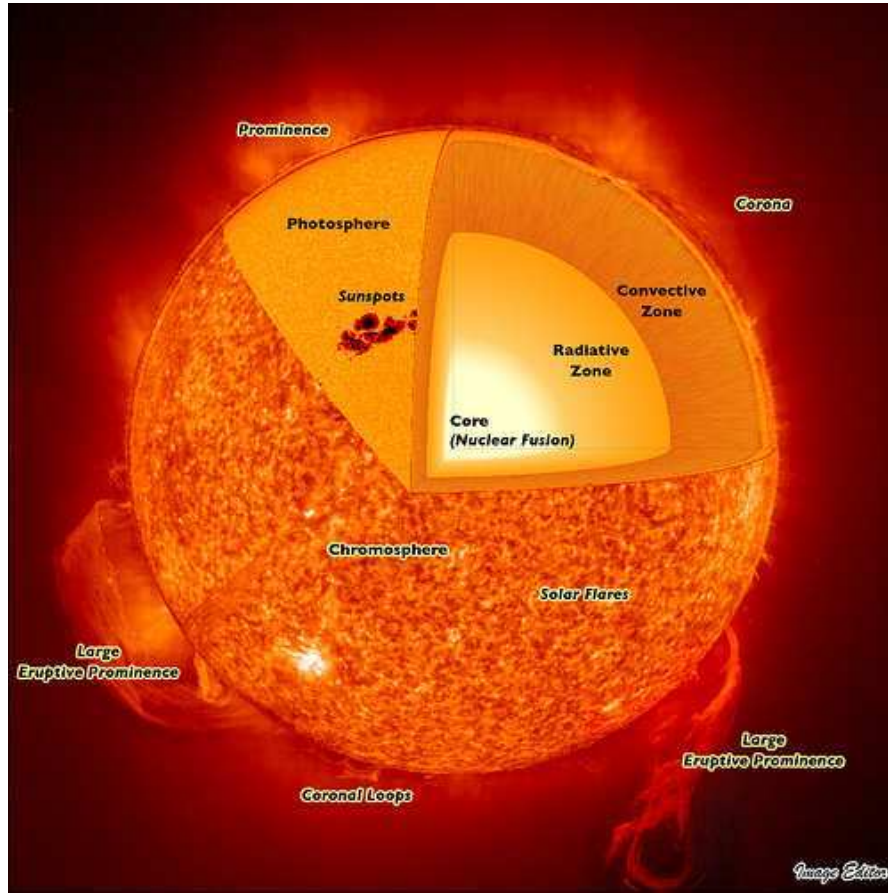


Figura 1.1: Esquema de la estructura del interior y la atmósfera solar.

1.1.1. Interior solar

Aún sin tener una observación directa del interior solar, es posible inferir muchas propiedades de su estructura mediante el uso de técnicas heliosismológicas (Christensen-Dalsgaard, 2002) combinadas con distintos modelos de interiores estelares (Hansen et al., 2004). La temperatura del núcleo solar se estima del orden de los 15×10^6 K y se extiende hasta un radio aproximado de $0,25R_{\odot}$ (en donde $R_{\odot} = 6,96 \times 10^8$ m). A estas temperaturas el proceso de fusión más eficiente está dado por la transformación de cuatro protones resultando en la generación de ${}^4\text{He}$. Este tipo de procesos termonucleares evitan el colapso gravitatorio del Sol y liberan energía mayormente en forma de rayos gamma de alta energía que es transportada a las capas superiores. La única información

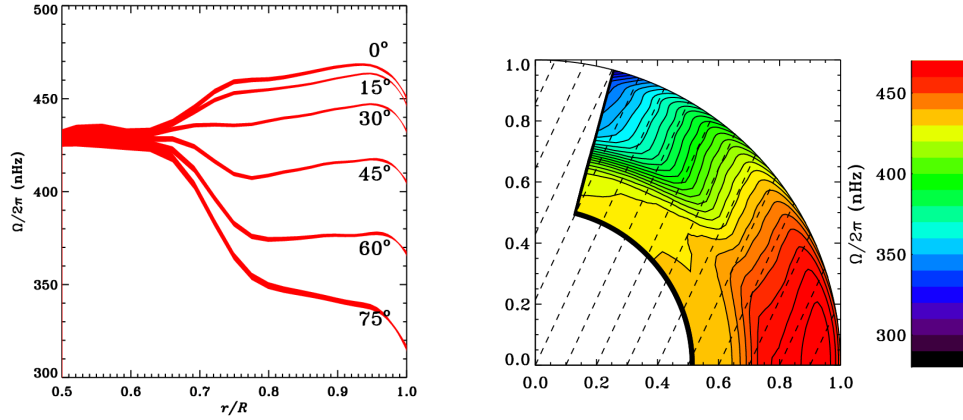


Figura 1.2: Panel izquierdo: tasa de rotación en función de la fracción de radio solar a las latitudes indicadas (Howe et al., 2000). Panel derecho: distribución radial y latitudinal de la tasas de rotación solar (Howe et al., 2005).

directa del núcleo proviene de la detección de neutrinos producidos durante los procesos de fusión. Estas partículas atraviesan las capas superiores del sol sin interactuar con el plasma y aportan información de los procesos que ocurren en el núcleo (Allende Prieto, 2016). La zona radiativa se caracteriza por su alta densidad que evita el escape de los fotones energéticos generados en el núcleo. Por lo tanto, el transporte de energía en esta zona se realiza a través de las colisiones de los fotones con las partículas del plasma. La zona radiativa se extiende hasta un radio de $\sim 0,7R_{\odot}$ y tiene una temperatura que varía entre 7×10^6 K y 2×10^6 K. A temperaturas menores que 10^6 K el transporte radiativo deja de ser eficiente y comienza a dominar el transporte por convección. La zona convectiva se extiende hasta la superficie solar dando origen al patrón granulado de las celdas convectivas. La convección da lugar a diferentes escalas de granulación formadas por el ascenso de flujos de plasma caliente y el subsiguiente descenso del material una vez enfriado en la fotosfera (Priest, 2014).

El Sol rota en torno a su eje en aproximadamente 27 días. Sin embargo, la rotación no es uniforme siendo sustancialmente menor cerca de los polos que en el ecuador. Esta rotación diferencial superficial es conocida por la observación de manchas solares desde hace ya más de tres siglos. En las últimas décadas ha sido posible reconstruir el perfil

de rotación en el interior solar (Figura 1.2) estudiando la propagación de ondas, su interferencia y variación (Thompson et al., 2003). Como veremos en la Sección 1.2.3, la generación de campo magnético y la dinámica del ciclo solar están fuertemente vinculadas con la rotación del plasma en las capas internas de Sol. El modelo de dínamo de Babcock (1961) propone que el almacenamiento y amplificación del campo magnético se produce en una capa entre la zona radiativa y la zona convectiva. En esa zona, conocida como la *tacoclina*, se produce una transición entre la rotación diferencial y la rotación rígida de la zona radiativa, favoreciendo el cisallamiento de las líneas de campo que son arrastradas por el movimiento del plasma.

1.1.2. Atmósfera solar

La atmósfera solar se define como la región a partir de la cual el plasma se vuelve ópticamente delgado. La fotosfera es la capa inferior de la atmósfera solar que se extiende en unos ~ 100 km por encima de la zona convectiva y se caracteriza por tener una base ópticamente gruesa que opaca al interior solar. Se compone principalmente de H neutro a una temperatura de ~ 6000 K. A esta temperatura el plasma emite en un rango que varía entre el ultravioleta y el infrarrojo cercano, con un pico de emisión en el visible. En el rango visible, el 99 % del área de la fotosfera se observa como un patrón granulado de dimensiones del orden de 1 Mm resultado de la emisión del material que asciende y desciende en las celdas convectivas. En presencia de campos magnéticos intensos ($\geq 10^3$ G) aparecen extensas regiones conocidas como manchas solares. La temperatura del plasma en esas zonas es menor que la del resto de la fotosfera (≈ 4000 K) por lo cual tienen un brillo menor que las zonas circundantes y se ven oscuras por este contraste. Las manchas solares son la manifestación en el visible de las regiones activas (RAs) producidas por la emergencia de tubos de flujo magnético (ver la Sección 1.2.1).

A medida que la atmósfera solar se expande al medio interplanetario podría esperarse que al bajar la densidad, la energía producida en el núcleo se libere como radiación electromagnética enfriando el plasma en las regiones exteriores. Sin embargo, se observa que por encima de la fotosfera la temperatura del plasma aumenta. Este incremento comienza a darse en la cromósfera en donde a solo 2,500 km por sobre la superficie solar

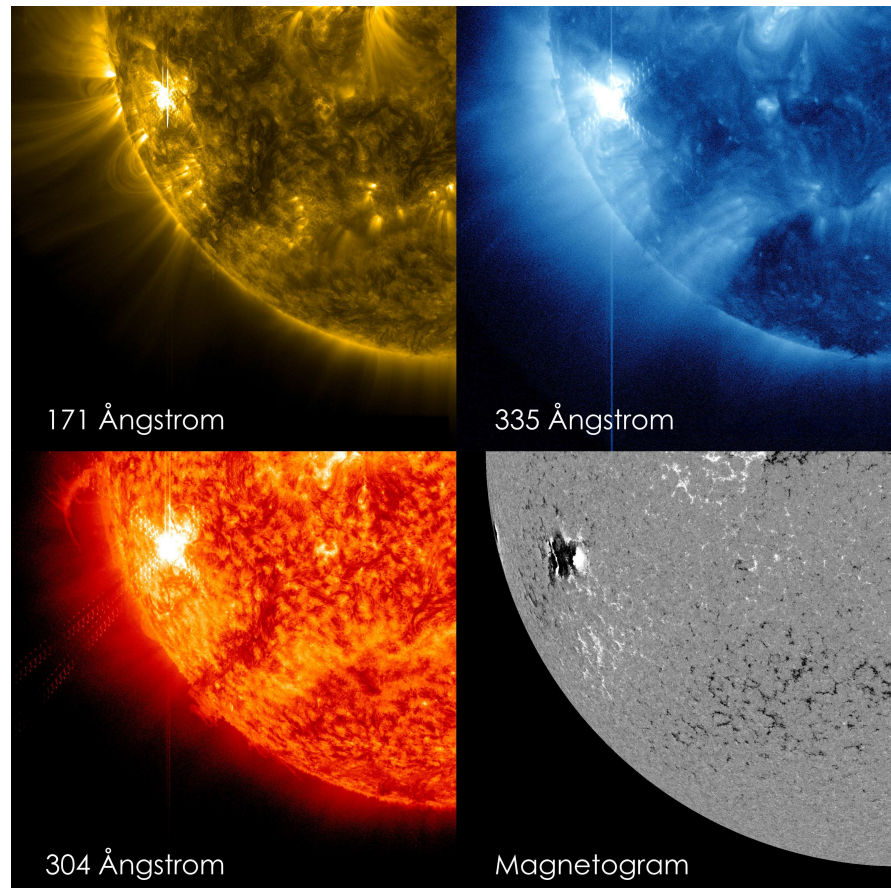


Figura 1.3: Imágenes de la atmósfera solar en distintas bandas tomadas en tiempos casi simultáneos por instrumentos a bordo del *Solar Dynamics Observatory* (SDO) el 22 de octubre de 2012 (NASA/SDO/Goddard). Las imágenes en EUV (171, 335 y 304 Å) tomadas por el *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) muestran el plasma caliente en emisión en la corona y alta cromósfera. El magnetograma del *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) muestra la intensidad de campo magnético en la dirección de la visual a la altura de la fotosfera.

la temperatura aumenta a ≈ 20000 K. La cromosfera es visible durante los primeros segundos de un eclipse total, como una delgada línea rojiza debido a la emisión de la primer línea espectral de la serie de Balmer del espectro de H ($H\alpha$). Las observaciones en esta línea espectral permiten identificar estructuras cromosféricas formadas por la presencia de campos magnéticos intensos. En la zonas circundantes a las manchas solares se ven regiones brillantes conocidas como *plages* asociadas con la concentración del campo magnético. Otras estructuras, llamadas filamentos, se observan oscuras sobre el disco solar y corresponden al plasma denso y frío en absorción que se encuentra suspendido sobre la superficie por el campo magnético de las regiones activas. Estos filamentos se pueden ver en emisión cuando se encuentra en el limbo y son conocidos como protuberancias.

Tabla 1.1: Parámetros del plasma en la atmósfera solar.

Región	$n \text{ (m}^{-3}\text{)}$	n_e/n_H	T (K)	B (gauss)	β
Fotósfera	10^{23}	10^{-4}	6×10^3	1 – 1500	> 10
Cromósfera	10^{19}	10^{-3}	$1 - 2 \times 10^4$	10 – 100	$10 - 0,1$
Región de Transición	10^{15}	1	$10^4 - 10^6$	1 – 10	10^{-2}
Corona	10^{14}	1	10^6	1 – 10	$10^{-2} - 1$

Entre la cromósfera y la corona se encuentra la región de transición. Esta delgada capa se caracteriza por el pronunciado aumento de la temperatura, pasando de 20000 K a más de 10^6 K. En esta región, al igual que en la alta cromósfera y la corona, los campos magnéticos dominan la dinámica del plasma ($\beta \ll 1$) adecuándose a las condiciones de un campo libre de fuerza. Esta condición es importante para el modelado de las líneas de campo de las RAs a partir de mediciones de su campo fotosférico y observaciones de su estructura coronal (estos modelos se describen en la Sección 4.2).

La zona externa de la atmósfera solar recibe el nombre de corona debido a su forma en las imágenes tomadas en luz blanca durante eclipses solares. En esos momentos, se observa como un halo de luz blanca tenue generado por dispersión de Thomson de la luz fotosférica en los electrones libres de la corona. Esas imágenes muestran una corona

altamente dinámica e irregular. Por su baja densidad, la corona es ópticamente delgada en gran parte del espectro electromagnético. Tanto la región de transición como la corona tienen su máximo de emisión en el rango del EUV y de los rayos X. Debido a la condición de congelamiento y a que el campo domina, el plasma está obligado a seguir las líneas de campo, por eso la corona esta estructurada en forma de arcos. El plasma atrapado dentro de las estructuras magnéticas es más denso y caliente que en el resto de la corona por lo que es posible distinguirlos claramente en imágenes en EUV (ver Figura 1.3). De esta manera, los arcos corales observados trazan las líneas de campo magnético de las regiones activas.

1.2. Estructuras magnéticas solares

La actividad del Sol es consecuencia de la dinámica de los campos magnéticos en la atmósfera solar. Si bien las primeras observaciones de manchas solares realizadas por Galileo datan del comienzo del siglo XVII, el primer vínculo entre las manchas y el campo magnético solar fue propuesto Hale (1908). Hasta entonces el registro de manchas solares había permitido inferir un comportamiento cíclico en la aparición de estas estructuras definiendo así el ciclo solar (ver Sección 1.2.2).

1.2.1. Regiones activas

Las regiones activas (RAs) son la manifestación de estructuras magnéticas coherentes y de campo intenso que emergen del interior solar. El campo de estas regiones alcanza intensidades del orden de los 4000 G. La aparición de las RAs ocurre de forma esporádica, tomándoles entre unas horas a unos pocos días alcanzar su flujo magnético máximo. La emergencia de estas estructuras se da en los bordes de las celdas convectivas de gran escala conocidas como supergránulos. Luego de alcanzar el flujo máximo, la misma convección arrastra las líneas de campo difundiéndolo en la fotosfera. Pueden perdurar en el disco solar durante unas pocas semanas hasta varias rotaciones solares dependiendo de la cantidad de flujo que emergió. El flujo total de las RAs es del orden de 10^{20} Mx en las regiones más pequeñas y puede alcanzar valores $> 10^{22}$ Mx en regiones grandes (ver van

Driel-Gesztelyi & Green, 2015). En el Capítulo 2 describimos de manera más detallada el proceso de emergencia de flujo de una región activa bipolar.

Cuando se observa el disco solar en luz blanca se ve que una RA puede estar constituida por un grupo de manchas solares que coinciden con las zonas de campo más intenso. En general, estas manchas tienden a agruparse de a pares, una con flujo magnético positivo con campo en el sentido saliente del interior solar y otra con flujo negativo que corresponde al campo entrante. Esta configuración bipolar sugiere que su origen se debe a la emergencia de tubos de flujo magnéticos (arcos Ω) con sus bases ancladas en el interior solar (Schrijver & Zwaan, 2000). Los modelos de emergencia suelen ubicar el origen de estos tubos en la tacoclina (Fan et al., 1994) ya que, como mencionamos en la Sección 1.1.1, la rotación diferencial en esta zona produce una acumulación y amplificación del campo magnético. En la Sección 1.2.3 describimos con más detalles este mecanismo.

La intensidad y dirección del campo magnético puede obtenerse al medir el desdoblamiento por efecto Zeeman de líneas espectrales en emisión de algún elemento fotosférico. La separación de las líneas espectrales es proporcional a la intensidad de campo magnético en la dirección de la visual. Sin embargo, para obtener las componentes transversales del campo es necesario estudiar el estado de polarización de la luz emitida en la fotosfera y realizar una inversión de los cuatro parámetros de Stokes. Este tipo de mapas, o magnetogramas, reconstruyen la distribución del campo fotosférico. En la Figura 1.4b, mostramos un magnetograma obtenido con el *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) correspondiente a la RA 11944. La escala de grises lineal representa las intensidades del campo magnético en la dirección de la visual. En el mismo, se indica el campo magnético saliente con color blanco y la componente del campo entrante con negro.

El HMI es un instrumento diseñado para estudiar las oscilaciones y el campo magnético en la superficie solar (Scherrer, 2002). Es uno de los tres instrumentos a bordo del *Solar Dynamics Observatory* (SDO) y toma imágenes del disco completo con una resolución espacial de 1 segundo de arco. El HMI provee de cuatro tipos de datos: mapas de velocidad del plasma en la superficie (dopplergramas), imágenes en el visible (continuo) y mapas del campo magnético en la fotosfera, en la dirección de la visual y transversal. Estos últimos son conocidos como magnetogramas longitudinales y vectoriales, respecti-

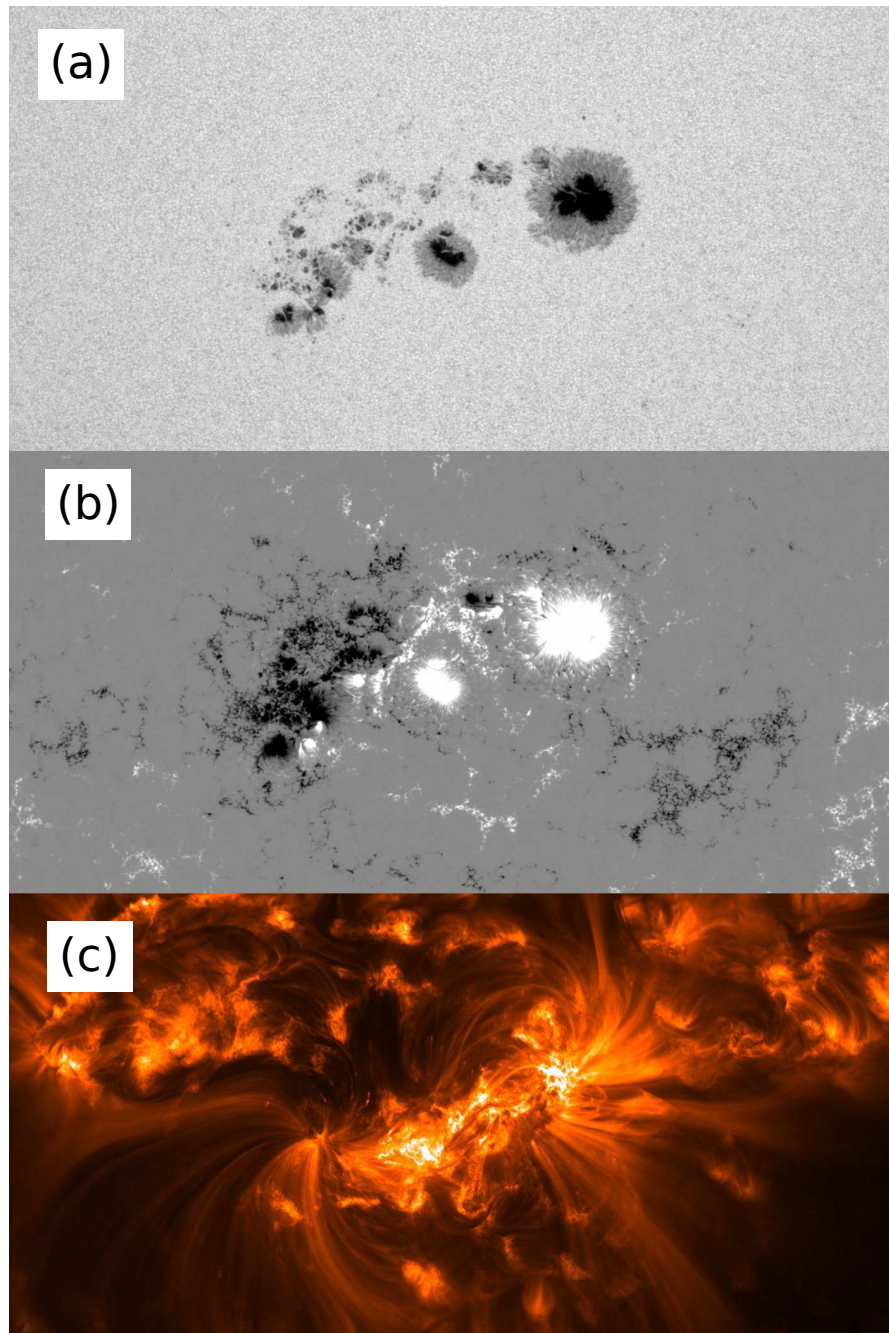


Figura 1.4: Imágenes de la RA 11944 tomadas por *Solar Dynamics Observatory* (SDO). (a) Imagen tomada en luz blanca por el *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI). (b) Magnetograma longitudinal o en la dirección de la visual obtenido por el HMI. (c) Imagen en EUV tomada por el AIA en 193 Å.

vamente.

En la corona, las regiones activas se observan como zonas de campo cerrado que forman una estructura compacta de arcos magnéticos. La alta conductividad y densidad del plasma de la corona condiciona el movimiento del plasma a lo largo de las líneas de campo (condición de congelamiento). El plasma en esta zona tiene temperaturas superiores a 10^6 K, por lo que se encuentra en emisión en el rango del EUV trazando la estructura de arcos magnéticos de la RA. En la Figura 1.4c se ve la estructura de arcos coronales de la RA 11944 observada en $193 \text{ \AA}$. La imagen fue tomada por el *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) a bordo del SDO. AIA toma imágenes de la corona solar (hasta $\sim 1,3 R_{\odot}$) en múltiples longitudes de onda de manera casi simultánea con una resolución de 1 segundo de arco y cadencia de 10 segundos (Lemen et al., 2012).

La continua emergencia de flujo magnético a través de la fotosfera introduce una gran cantidad de energía magnética a la atmósfera solar. La interacción entre estructuras magnéticas emergentes lleva a repentinos eventos de liberación de energía conocidos como fulguraciones y eyecciones coronales de masa (ECM) (Jiang et al., 2007; Sterling & Moore, 2005). La energía magnética es transformada en cinética y térmica por medio de un proceso de reconexión. Las fulguraciones son los eventos más violentos del sistema solar, con un rango de energías entre 10^{29} y 10^{33} erg, y temperaturas del orden de 10^7 K (Tandberg-Hanssen & Emslie, 1988).

1.2.2. Ciclo solar

En 1843, H. Schwabe identificó un ciclo de variación en el número de manchas de ~ 11 años (Schwabe, 1844). En 1849, R. Wolf comenzó a tabular diariamente el número de manchas observadas y reconstruyó el comportamiento de las manchas desde el comienzo del siglo XVII. Desde entonces, la variación del número de manchas se ha indicado usando el índice de Wolf. Este índice es de utilidad en muchos estudios de la actividad solar, debido a que es el único registro que cubre más de 200 años con datos consistentes (Hathaway, 2010; Hathaway & Wilson, 2004). Dada la relevancia de este índice de actividad, recientemente la variación del número de manchas ha sido revisada, dando lugar a una recalibración (ver Clette et al., 2016, y citas allí mencionadas).

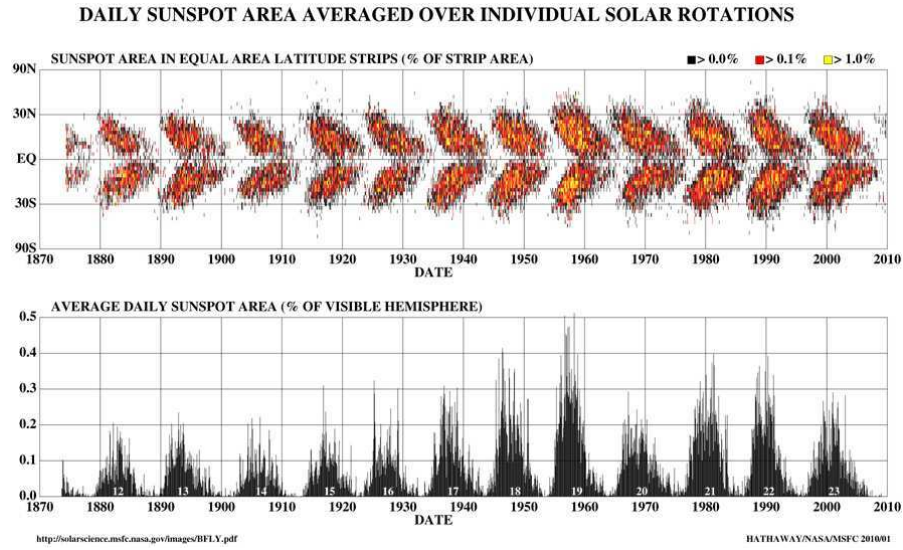


Figura 1.5: Diagrama de mariposa (Arriba) y registro del número de manchas solares a lo largo de 125 años (Abajo) (Hathaway, 2010).

Al estudiar la evolución del ciclo solar, se descubren algunas características importantes relacionadas con la emergencia de las RAs. En primer lugar, se ve que las RAs se encuentran confinadas en dos cinturones latitudinales que se extienden hasta ~ 35 grados de latitud hacia ambos lados del ecuador solar. Las primeras RAs del ciclo aparecen en latitudes relativamente altas y a medida que avanza el ciclo tienden a formarse progresivamente en latitudes cada vez menores, de tal manera que las últimas RAs del ciclo emergen muy cercanas al ecuador solar. El diagrama de Maunder, llamado también diagrama de mariposa, representa la latitud de las RAs en función del tiempo (ver Figura 1.5).

Seis años después del descubrimiento de campo magnético en las manchas, Hale et al. (1919) describieron la regla de distribución de polaridades conocida como ley de Hale a partir del signo del campo magnético de las polaridades de las RAs bipolares. A lo largo de un ciclo solar observaron que la mayoría de las manchas solares precedentes (o adelantadas respecto a la rotación solar) de las RAs en el hemisferio norte poseían la misma polaridad, mientras que las del hemisferio sur tenían la polaridad opuesta. Durante el siguiente ciclo solar, todas las polaridades se revirtieron junto con la inversión

de los polos magnéticos. Por lo tanto, el período de actividad magnética es el doble que el ciclo solar, o sea, ~ 22 años.

Por otra parte, en las regiones activas bipolares, a partir del segmento imaginario que une los centros de la polaridad precedente y la siguiente, se puede definir el ángulo de inclinación del bipolo respecto del ecuador como el ángulo de *tilt*. En general, la dirección de este segmento se aleja levemente de la orientación regular este-oeste de modo que la polaridad precedente tiende a estar más próxima al ecuador (Brunner, 1930). Este comportamiento del ángulo de *tilt* se conoce como la ley de Joy. Existen regiones peculiares con múltiples polaridades magnéticas o con una distribución de flujo fotosférico inusual a la esperada de acuerdo con esta ley. Estas RAs peculiares se asocian a tubos de flujo que sufrieron una importante distorsión respecto de la forma usual de un tubo proveniente del campo toroidal subfotosférico. Esta deformación puede estar asociada a los movimientos turbulentos del plasma en la zona convectiva o al desarrollo de inestabilidades a lo largo del eje del tubo de flujo que da origen a la RA. Los efectos de la torsión del campo magnético de las RAs se presenta en el Capítulo 2.

Desde las primeras observaciones del ángulo de tilt realizadas por Carrington (1863) y Spörer (1861-1893) ha habido un esfuerzo creciente para determinar la variación espacial del ángulo de *tilt* (en particular con la latitud heliográfica, Howard, 1991; Stenflo & Kosovichev, 2012; Tang & Wang, 1991; Tlatov et al., 2013). Sin embargo, los resultados de estos estudios presentan una gran dispersión y variabilidad del *tilt*. De existir una dependencia espacial de la distribución del *tilt* fotosférico, su conocimiento aportaría información importante sobre el origen del campo toroidal en la base de la zona convectiva (D'Silva & Choudhuri, 1993) y también sobre el efecto de la fuerza de Coriolis durante la emergencia de los tubos de flujo a través de la misma (Fan, 2009). En el Capítulo 6 estudiamos el efecto de la dispersión en la determinación del ángulo de tilt debido a la torsión del campo magnético local de las RAs.

1.2.3. Origen del campo magnético solar

El dínamo solar es una suma de procesos complejos que, finalmente, dan lugar a los fenómenos observados en la atmósfera solar. El modelo del dínamo debe explicar tres

procesos esenciales: (1) generación y amplificación del campo magnético, (2) emergencia del campo hasta la atmósfera y (3) la difusión y disipación del flujo en la fotosfera. A partir de las observaciones de la topología del campo en la atmósfera solar, los modelos de dínamo usan la suma de dos componentes para tener una descripción global y general del mismo: una componente poloidal definida por el campo de un dipolo centrado a lo largo del eje de rotación del sol y otra componente toroidal, o azimutal, vinculada con la emergencia de flujo en las regiones cercanas al ecuador solar.

El modelo conceptual de Babcock (1961) se basa en la descripción del campo fotosférico a lo largo de un ciclo de ~ 22 años. La primer fase del ciclo consiste en la presencia de un campo principalmente poloidal y simétrico respecto del eje de rotación solar (Figura 1.6a). En esta fase el campo se localiza principalmente en los casquetes polares. El campo en latitudes menores corresponde a regiones efímeras y distribuciones de campo disperso remanentes de regiones activas del ciclo anterior.

En la segunda fase, el campo poloidal es arrastrado por la rotación diferencial del plasma en la base de la zona convectiva, transformándolo en un campo toroidal contenido a lo largo de los cinturones latitudinales (Figura 1.6a). Este proceso, conocido como el efecto Ω , produce un estiramiento y acumulación de las líneas de campo en la tacoclina, formando intensas láminas de corrientes. Las inestabilidades del plasma en esta región dan origen a tubos de flujo magnéticos que luego emergen hacia la superficie por efecto de flotación magnética. En esta fase es cuando las regiones activas bipolares aparecen en el ciclo como la emergencia de tubos Ω (Figura 1.6c). Estos tubos son deformados por los embates de los flujos convectivos y por el perfil variable de rotación a medida que atraviesan la zona convectiva. El mecanismo por el cual el campo magnético adquiere torsión se conoce como el efecto α . Como veremos más adelante, varios modelos de dínamo incorporan este mecanismo, al igual que el flujo meridional, para explicar la amplificación del campo poloidal.

Debido a la dependencia que existe entre la latitud y la rotación diferencial, el proceso de intensificación del campo toroidal ocurre más rápido a latitudes altas, siendo compatible con la evolución del ciclo solar. Las observaciones muestran que las regiones aparecen en latitudes altas al comienzo del máximo para luego emerger más cercanas al ecuador

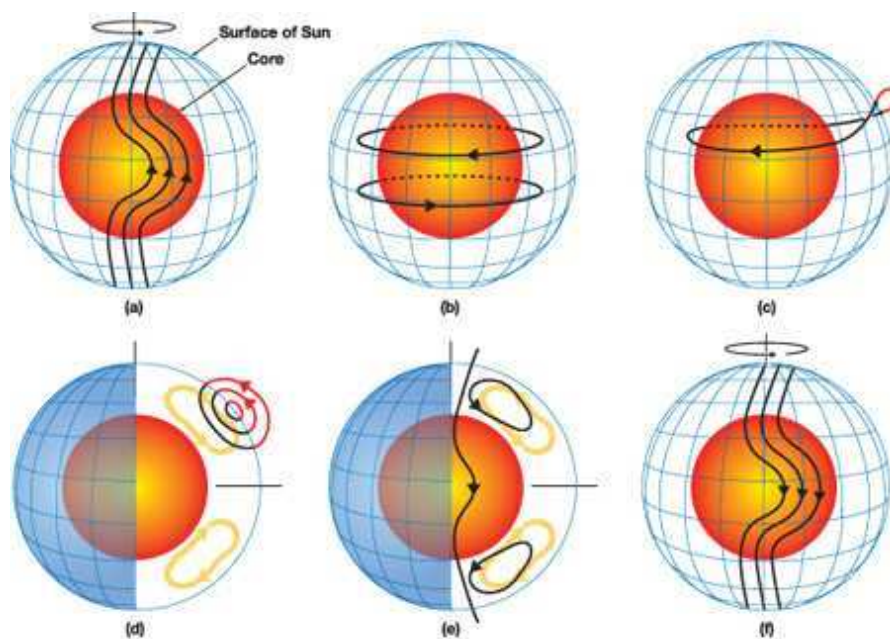


Figura 1.6: Esquema de las fases del modelo de Babcock-Leighton del dínamo solar.

hacia el final del ciclo (Figura 1.6b). Además, este modelo describe correctamente la ley de Hale, ya que el sentido del campo toroidal es opuesto en cada hemisferio y genera una preferencia en el signo de la polaridad precedente de las RAs de cada hemisferio.

En una tercera fase se produce la cancelación del campo toroidal y la inversión del campo poloidal debido a la migración de las polaridades de las regiones magnéticas hacia el ecuador y hacia los polos. Es decir, dado que en las RAs la polaridad precedente emerge más cercana al ecuador solar que la siguiente, a medida que el ciclo avanza, el flujo magnético de cada una de las polaridades migra hacia el ecuador en el caso de la polaridad precedente y a los polos en el caso de la siguiente. Cuando dos concentraciones de flujo magnético opuestas y de igual intensidad se unen, se produce una cancelación del campo en esas zonas. En los polos, el flujo de las polaridades siguientes de las regiones bipolares migra hasta cancelar y reemplazar el campo poloidal preexistente. La migración de las polaridades predicha por el modelo debe ser consistente con el ángulo de tilt promedio observado de acuerdo a la ley de Joy.

En 1969, Leighton incorporó al modelo un análisis semiempírico del transporte de flujo

hacia los polos combinando efectos de dispersión de las polaridades de regiones activas y el tilt respecto de la dirección de rotación. Modeló la dispersión de los elementos magnéticos como efecto de la evolución de los supergránulos. Este modelo se basa en suposiciones y parámetros deducidos directamente de las observaciones. La incorporación de flujos meridionales (indicados con amarillo en la Figura 1.6e) es un elemento importante en los modelos de dínamo tipo Babcock-Leighton ya que permite la migración hacia los polos y el ecuador de las polaridades de las RAs (Choudhuri et al., 1995; Nandy & Choudhuri, 2002).

En la cuarta fase, luego de ~ 11 años, la condición del campo es similar a la de la fase uno, pero con el momento dipolar invertido. Los mismos procesos llevan a una nueva reconversión del campo magnético hasta completar el ciclo de ~ 22 años.

Capítulo 2

Emergencia de flujo magnético

En base a la gran variedad de evidencia observacional disponible se interpreta a la emergencia de regiones activas bipolares como la consecuencia del ascenso de tubos de flujo magnético formados en el interior solar. En este capítulo describimos los aspectos observacionales y teóricos de la emergencia de estas estructuras coherentes de flujo. Luego introducimos las generalidades de los modelos MHD que simulan su emergencia a través de la zona convectiva. Finalmente presentamos un modelo analítico de emergencia de RAs basado en la geometría de campo toroidal con torsión.

2.1. Emergencia de regiones activas

Las primeras manifestaciones de emergencia de flujo que forman una RA aparecen en la fotosfera como un campo magnético prácticamente horizontal (contenido en el plano fotosférico), de intensidad de 200 – 600 G, que se expande hacia la atmósfera solar. Los elementos de flujo individuales se alejan rápidamente de la zona de emergencia y alcanzan una intensidad de campo del orden de los kG una vez que el campo se vuelve prácticamente ortogonal a la fotosfera. Al comienzo de la emergencia no es posible definir una única línea que divida las polaridades positiva y negativa de la RA (línea de inversión de polaridad, LIP) debido a que las primeras concentraciones de flujo se ven como pequeños bipolos ubicados a lo largo de la zona de emergencia. Este patrón ondulatorio, formado por una sucesión alternada de arcos Ω y U de escalas pequeñas,

sugiere el desarrollo de una inestabilidad magnetohidrodinámica debido a la transición subadiabática del plasma a nivel de la fotosfera (Pariat et al., 2004).

La polaridad precedente respecto de la rotación solar converge rápidamente a un poro mientras que la polaridad siguiente es más dispersa. Los poros se ven como zonas oscuras de ~ 500 km de radio y con una evolución rápida dominada por los flujos de plasma convectivos. Luego de las primeras 24 horas, las polaridades opuestas se separan y las concentraciones de la misma polaridad se combinan formando poros más definidos. La acumulación de los poros da origen a las manchas solares, con umbra y penumbra, y están acompañadas por zonas brillantes en la periferia de la zona de emergencia conocidas como *plages*. El tamaño característico y la estabilidad de las manchas precedente y siguiente difieren, en general, la mancha precedente tiene un tamaño y duración mayor que las manchas siguientes (Hale & Nicholson, 1938).

La emergencia de flujo lleva a la reconexión del campo de la RA con el campo pre-existente en la corona formando nuevas conexiones. Durante las primeras 14 horas de emergencia de una RA, la energía liberada a través de estos procesos es equivalente a una fulguración de clase M (Tarr et al., 2014). Las fulguraciones son más intensas durante la fase de emergencia de las RAs y alcanzan su pico cuando el área de las manchas es máxima (Choudhary et al., 2013).

La fase de decaimiento de las RAs es más lenta que la emergencia y comienza luego de que se alcanza el flujo magnético máximo en la fotosfera. La dispersión del flujo de las manchas se ve afectada por los movimientos de los supergránulos, en donde los elementos de flujo magnético son arrastrados por los movimientos convectivos horizontales. Las pequeñas concentraciones magnéticas comienzan a desprenderse de forma radial de las manchas y los elementos de polaridad opuesta que se mueven hacia la línea de inversión de polaridad se reconectan llevando a una cancelación del flujo a nivel de la fotosfera. En general, la mayoría de las manchas solares desaparecen luego de la primer rotación solar (a excepción, en ocasiones, de la mancha precedente dominante que puede mantenerse por varias rotaciones). Sin embargo, la región permanece activa por varias semanas (o meses) formando una red de campo magnético que domina por sobre el campo magnético de fondo (van Driel-Gesztelyi & Green, 2015).

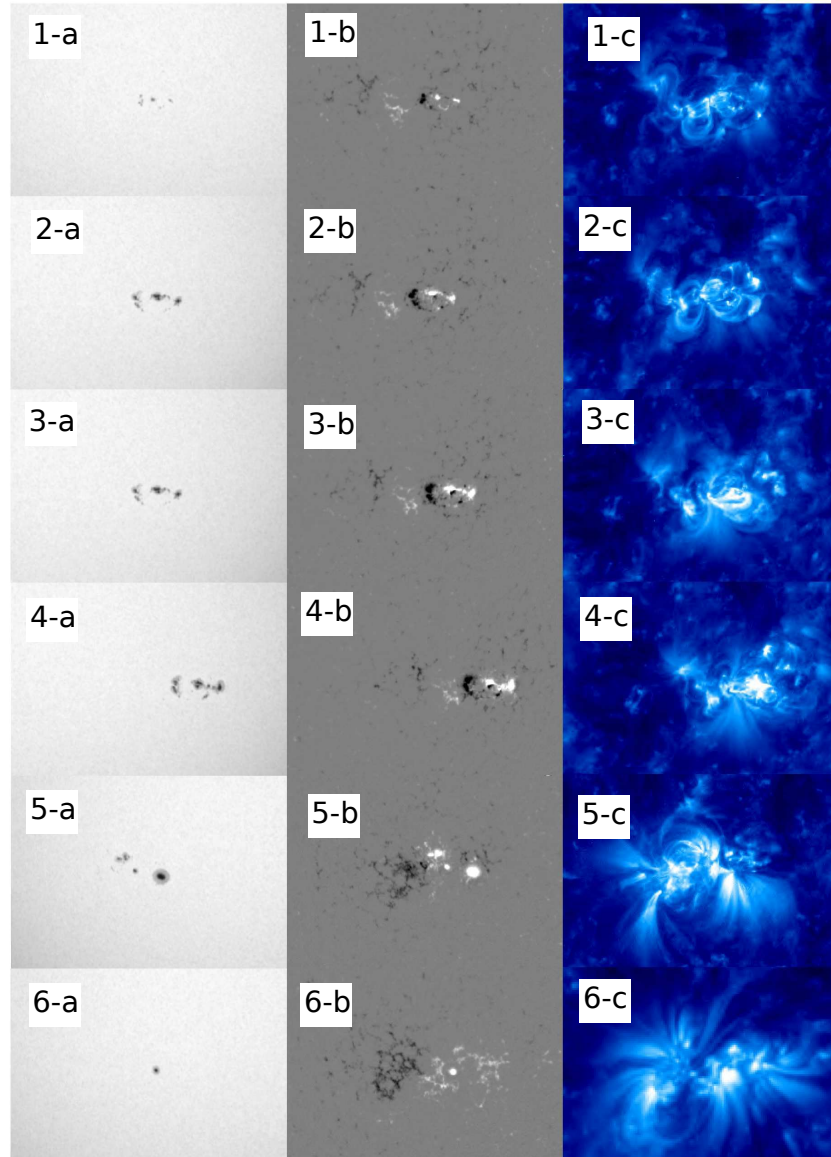


Figura 2.1: Evolución de la RA 7978 observada entre el 7 de Julio y el 29 de Agosto de 1996: en luz blanca (izquierda) y su campo magnético fotosférico (centro) por el *Michelson Doppler Imager* (MDI); la estructura coronal se ve en la banda de 171 Å en EUV (derecha) tomada por el *Extreme-Ultraviolet Imager Telescope* (EIT). Ambos instrumentos se encuentran a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO). Las filas 1–4 muestra la evolución de la RA durante las primeras 24 horas. Las filas 5 y 6 muestran la evolución de la región durante el 1 de Agosto y el 29 de agosto, respectivamente, luego de la primera y segunda rotación solar (Mandrini et al., 2000).

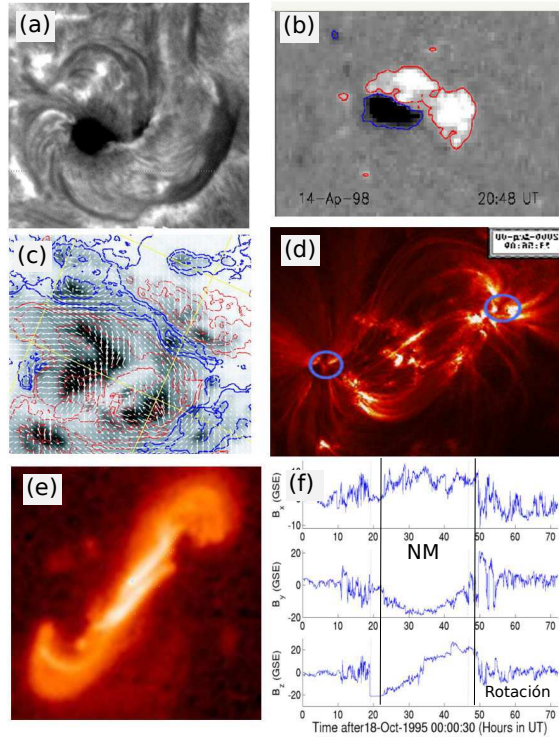


Figura 2.2: Evidencias observacionales de la helicidad magnética en el Sol. (a) Vórtice en una mancha solar observado en la cromósfera. (b) Lenguas magnéticas observadas en una magnetograma fotosférico (Luoni et al., 2011). (c) Magnetogramas vectoriales del campo magnético en la fotosfera. (d) y (e) Arcos coronales con forma sigmoidal observados en EUV y rayos X. (f) Mediciones *in-situ* del campo magnético interplanetario.

Si bien esta evolución es recurrente en las RA bipolares, la emergencia puede presentar una evolución más compleja debido a emergencias secundarias, a la emergencia en una zona con remanentes de campo de RAs anteriores, o bien por las propiedades intrínsecas del tubo de flujo. Parte importante de la complejidad de las regiones activas está asociada a la torsión de las líneas de campo que forman al tubo de flujo. Esta torsión puede cuantificarse relacionándola con el contenido de helicidad magnética en estas estructuras (Pevtsov et al., 2014).

2.1.1. La helicidad magnética de las regiones activas

Una gran variedad de observaciones sugieren que las regiones de emergencia de flujo usualmente contienen helicidad magnética. Los magnetogramas vectoriales de RAs muestran que algunas poseen una distribución sistemática de corrientes a nivel fotosférico (Leka et al., 1996; Metcalf et al., 2005, Figura 2.2c). La elongación de las polaridades magnéticas observada en magnetogramas longitudinales durante la fase de emergencia

de RAs es también una evidencia de que estas estructuras poseen una torsión del campo de una escala espacial del orden del tamaño de la misma región (Archontis & Hood, 2010; López Fuentes et al., 2000; Luoni et al., 2011, Figura 2.2b). En $H\alpha$, los vórtices que rodean a la umbra de las manchas y forman la penumbra de las mismas muestran una torsión coherente del campo indicando el sentido de la torsión del tubo de flujo (Chae, 2001, Figura 2.2a). En la corona la detección de sigmoides observados en rayos X (Canfield et al., 1999) y en EUV (Brown, 2003) sugieren una torsión en las líneas de campo de las RAs (Figura 2.2d y e). Las observaciones *in-situ* del campo magnético interplanetario muestran una rotación coherente del campo de los tubos que forman las nubes magnéticas (Bothmer & Schwenn, 1998; Dasso et al., 2009, Figura 2.2f).

La helicidad magnética determina la quiralidad del campo magnético, con lo cual es posible reconocer un signo de helicidad asociado al patrón que se observa en las estructuras magnéticas. La torsión del campo en sentido horario implica un valor de helicidad magnética positiva (por ejemplo Figura 2.2a) y en sentido antihorario un valor negativo. La quiralidad del campo observada en RAs, arcos coronales, filamentos y nubes magnéticas interplanetarias sugiere una preferencia en el signo de la helicidad inyectada en cada hemisferio a lo largo del ciclo solar. Las estructuras observadas en el hemisferio sur suelen tener preferentemente helicidad magnética positiva, siendo de signo opuesto en el hemisferio norte (Hagino & Sakurai, 2004; Longcope et al., 1998; Pevtsov & Balasubramaniam, 2003). El cumplimiento de esta regla varía dependiendo de las estructuras observadas: abarcando desde un $\sim 90\%$ en el caso de los filamentos quiescentes y arcadas en rayos X hasta un $\sim 60\%$ para el campo magnético transversal de las RAs (ver ejemplos en la Figura 2.3, Pevtsov et al., 2014).

El contenido de helicidad magnética de las RAs está asociado con la energía magnética libre por sobre la energía del campo potencial. Este excedente de energía puede ser liberada mediante procesos de reconexión durante fulguraciones y eyecciones coronales de masa (ECMs) (ver Kusano et al., 2004). Con lo cual, la determinación del contenido de helicidad magnética es un indicador de la mayor tendencia de las RAs para producir eventos activos. Sin embargo, la liberación de energía debe ocurrir en zonas en donde los tiempos de difusión del campo sean del orden de los minutos. Estas zonas se caracteri-

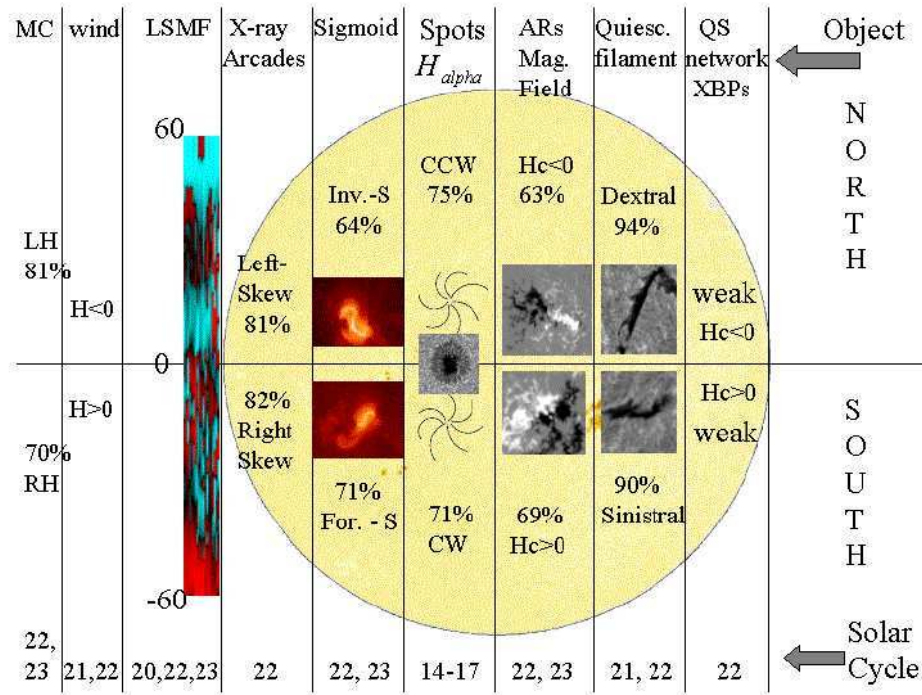


Figura 2.3: Representación de la regla hemisférica del signo de la helicidad magnética para distintos observables (imagen tomada de Pevtsov et al., 2014). Se muestran los porcentajes de preferencia del signo de la helicidad en cada hemisferio obtenidos con observaciones de: (derecha a izquierda) puntos brillantes en rayos X del Sol quieto, filamentos quiescentes, el campo magnético de regiones activas, vórtices de manchas en H_{α} , sigmoides en rayos X y EUV, arcadas en rayos X, campos magnéticos de gran escala, el viento solar y en nubes magnéticas.

zan por formar hojas de corrientes producto de un cambio en la conectividad del campo magnético y son conocidas como separatrices (SLs) o quasi-separatrices (QSLs) (Mandriani et al., 2014, y referencias allí citadas). La inyección continua de helicidad magnética debida a movimientos de los pies de los arcos magnéticos a nivel de la fotósfera es un importante disparador de fulguraciones en las RAs. Estos movimientos fuerzan la reconexión del campo en las SLs y QSLs y transfieren la energía magnética libre hacia las mismas.

Por otra parte, siendo una cantidad MHD conservada aún en condiciones no ideales,

como las imperantes en la corona solar global (Berger, 1984), la helicidad magnética provee información sobre los mecanismos de formación y evolución de los campos magnéticos en el interior y la atmósfera solar. La helicidad magnética inferida de mediciones *in situ* del campo en el medio interplanetario puede ser utilizada para identificar la región fuente de los tubos de flujo que forman las nubes magnéticas ya que estas provienen de RAs con el mismo signo de helicidad (ver Nakwacki et al., 2011, y referencias allí citadas).

Se ha demostrado recientemente que la torsión cumple un papel importante durante el cruce de los tubos de flujo a través de la interfase subadiabática entre la parte superior de la zona convectiva y la fotosfera (ver Hood et al., 2012). En estas simulaciones, la parte superior del tubo de flujo se expande y se aplanan a medida que se encuentra con la fotosfera debido a que la presión del plasma decrece rápidamente con la altura (escalas espaciales de ~ 150 km). El tubo de flujo deja de ascender por flotación y el flujo magnético comienza a acumularse por debajo de la fotosfera. Cuando se acumula suficiente flujo, comienzan a desarrollarse inestabilidades que permiten al flujo magnético emerger hacia la cromósfera y la corona en forma de delgados tubos de flujo de forma ondulada, recibiendo el nombre de “serpiente marina” (Pariat et al., 2004; Strous et al., 1996). Recientemente, Valori et al. (2012) estudiaron la emergencia de una RA y hallaron que las primeras manifestaciones de la emergencia ocurren en forma de pequeños bipolos, en consistencia con el modelo de emergencia descrito. El tamaño característico de los bipolos está asociado con la longitud de onda de la inestabilidad (Bernasconi et al., 2002; Otsuji et al., 2011; Vargas Domínguez et al., 2012). Murray et al. (2006) y Murray & Hood (2008) determinaron la cantidad de torsión en el tubo de flujo que es necesaria para que pueda emerger hacia la atmósfera. Al tener mayor torsión y por lo tanto mayor tensión magnética, mayor es la cohesión del tubo y más rápido se desarrolla la inestabilidad y la consiguiente emergencia.

Geométricamente, la helicidad es una cantidad asociada al enrollamiento o concatenación de curvas. Es una medida de como dos curvas están entrelazadas entre si o, en particular, de la configuración helicoidal de un conjunto de líneas. En el caso de estudiar estructuras de campo magnético, podemos definir este entrelazamiento de líneas de campo usando la helicidad magnética. En los tubos de flujo, pueden definirse configuraciones

de líneas de campo distintas que aportan a la helicidad magnética: la torsión de las líneas de campo alrededor de eje del tubo (conocida como *twist*) y la deformación misma del eje del tubo (o *writhe*). En general, cuando mencionamos la torsión del campo a lo largo de esta tesis nos referimos sólo a la componente debida al *twist*.

La cantidad de helicidad magnética contenida en un volumen está definida como:

$$H = \int (\mathbf{B} \cdot \mathbf{A}) dV, \quad (2.1)$$

en donde $\mathbf{B}$ y $\mathbf{A}$ son el campo magnético y el potencial vector en el volumen V . Entonces, para cuantificar la helicidad magnética de una RA es necesario conocer la distribución en volumen de las tres componentes del campo magnético. Por lo tanto, la primer dificultad para estimar el contenido de helicidad de un RA es la imposibilidad de tener una medición directa del campo magnético en la corona y cromósfera. Por este motivo es que se desarrollan métodos indirectos para estimar y cuantificar la torsión del campo en observaciones de RAs.

Un ejemplo de estos métodos que utiliza solo la información de las mediciones del campo fotosférico es el cálculo de la helicidad de corriente $H_c = \mathbf{j} \cdot \mathbf{B}$. Los magnetogramas vectoriales fotosféricos permiten estimar la contribución a H_c debida a las componentes j_z y B_z . Suponiendo despreciable la contribución de las corrientes transversales (j_x y j_y), se usa esta cantidad como estimador de la helicidad de corriente total (Hagino & Sakurai, 2004; Pevtsov et al., 1997). Esta estimación fue utilizada para confirmar la existencia de la ya mencionada regla hemisférica (Pevtsov et al., 2008).

Otro método para cuantificar la helicidad magnética del campo de las RAs está basado en la reconstrucción del campo coronal a partir del campo obtenido en magnetogramas fotosféricos. Para estos modelos, se supone que en la atmósfera solar se satisface la condición libre de fuerzas,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

en donde α es una constante a lo largo de la línea de campo. En el Capítulo 4 y en el Apendice A.1 describimos en detalle un método basado en la transformada de Fourier de esta ecuación que permite extrapolar el campo fotosférico observado a la corona. Con la

información volumétrica de $\mathbf{B}(x, y, z)$ obtenida del modelo es posible calcular la cantidad de helicidad magnética de la configuración.

La estructura del tubo de flujo magnético con torsión determina muchas de las características observadas en magnetogramas longitudinales durante la emergencia. Las lenguas magnéticas son una evidencia clara de torsión en el tubo de flujo que se observa durante la fase de emergencia de tubos con forma Ω (ver Figura 2.2a). Son producidas por la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo magnético en el ápice del tubo. Esta proyección provoca una deformación de las polaridades de las RAs que se observa en los magnetogramas. Fueron reportadas originalmente por López Fuentes et al. (2000) y observadas luego en numerosos trabajos (ver Chandra et al., 2009; Li et al., 2007; Luoni et al., 2011). También aparecen en numerosas simulaciones numéricas de emergencia de flujo (Archontis & Hood, 2010; Jouve et al., 2013; MacTaggart, 2011). Para un conjunto de 40 RAs bipolares, Luoni et al. (2011) determinaron el signo de helicidad magnética a partir de la orientación de las lenguas usando magnetogramas longitudinales del campo fotosférico.

A lo largo de esta tesis estudiaremos la evolución de las lenguas magnéticas durante la fase de emergencia de las RAs. Para ello realizamos una primera descripción de los modelos de emergencia que muestran una clara presencia de lenguas magnéticas debido a la torsión del campo. La simulación de emergencia de un tubo de flujo desarrollada por Cheung et al. (2010) nos permite estudiar el efecto que tiene la turbulencia del plasma a nivel fotosférico en la elongación y la intensidad de las lenguas magnéticas para cada momento de la fase de emergencia. Un modelo analítico que desarrollamos (Sección 2.3), usando como base el presentado en Titov & Démoulin (1999), nos permitirá explorar el espacio de parámetros que podría determinar la torsión del campo y su distribución en los tubos de flujo emergentes. En base a este modelo podremos analizar la evolución observada de las lenguas magnéticas para un conjunto variado de RAs y así conocer las propiedades de los tubos que las forman.

2.2. Simulaciones numéricas de emergencia de flujo

Los cuatro principios que satisfacen estas simulaciones son: 1) la conservación de masa, 2) la conservación del momento, 3) la conservación de la energía y 4) la ley de inducción de Faraday. Estas constituyen la base de los modelos MHD y la descripción de la dinámica del plasma magnetizado. El conjunto de ecuaciones asociadas a estos principios es aplicable a una gran variedad de condiciones astrofísicas y de laboratorio, pero no forman un conjunto completo de ecuaciones. Es necesario suponer además una ecuación de estado que vincule la evolución de las variables termodinámicas del plasma. En casos aplicados a la evolución del plasma en la zona convectiva suele suponerse la evolución adiabática del plasma. En este régimen, la temperatura y presión del plasma varían sólo mediante la expansión o la compresión ($\nabla \cdot \mathbf{v} \neq 0$). En esta sección, damos una breve introducción de las características de los modelos MHD que describen la evolución del plasma durante la emergencia de flujo asociada a la formación de RAs.

Por lo general, las simulaciones numéricas de emergencia de flujo parten de una condición inicial para las estructuras magnéticas (por ejemplo, tubos) que se encuentran en equilibrio hidroestático. En este equilibrio se anulan todas las fuerzas sobre el plasma magnetizado a excepción de la flotación. El parámetro β , definido como el cociente entre la presión magnética y la presión del plasma, determina el régimen de fuerzas al cual está sometido el tubo de flujo a medida que emerge desde la base de la zona convectiva hacia la atmósfera solar. Por ejemplo, en la zona convectiva $\beta \gg 1$ y por lo tanto la dinámica del campo magnético va a estar dominada por los movimientos del plasma, teniendo la situación opuesta una vez que el tubo emerge en la atmósfera solar. En la Tabla 1.1 mostramos los valores típicos de β en la atmósfera solar.

La condición de equilibrio magnetohidroestático para un tubo de flujo magnético completamente sumergido en un ambiente isótropo y homogéneo está dada por:

$$p_i + \frac{B^2}{8\pi} = p_{amb}, \quad (2.3)$$

en donde p_i y p_{amb} son la presión interna y la presión del ambiente respectivamente, y B es la intensidad de campo magnético del tubo de flujo. Además, si el plasma dentro

del tubo se encuentra en equilibrio térmico con el ambiente, la densidad de masa en el interior será menor que la del ambiente, provocando la flotación y el ascenso de la estructura (ver Cheung & Isobe, 2014, y citas allí mencionadas).

Los modelos numéricos del ascenso de tubos de flujo desde la base de la zona convectiva, basados en la aproximación de tubos delgados (Roberts & Webb, 1978; Spruit, 1981) reproducen las propiedades globales de las RAs como: el ángulo de *tilt* (D'Silva & Choudhuri, 1993), la latitud de emergencia (Caligari et al., 1995), y la asimetría en la extensión de las polaridades precedente y siguiente (Caligari et al., 1998; Fan et al., 1993; Moreno-Insertis et al., 1994). Debido a que esta aproximación no es válida en la parte superior de la zona convectiva, estos modelos no son aplicables para estudiar la formación de las RAs en la superficie solar.

Las simulaciones 3D, basadas en el tratamiento completo de las ecuaciones MHD, permiten un estudio más detallado del proceso de emergencia en la parte superior de la zona convectiva. Estos modelos reproducen la formación de las manchas solares mediante la acumulación de campo magnético a niveles fotosféricos (Archontis et al., 2004; Fang et al., 2010; Magara, 2006). Además, aportan información importante sobre el desarrollo de inestabilidades magnetohidrodinámicas en la superficie, originando arcos U y Ω (ver Sección 2.1), así como de los procesos de reconexión que ocurren debajo de la fotosfera que agilizan la emergencia de flujo (Cheung et al., 2010).

Otros modelos más recientes incluyen movimientos convectivos del plasma y efectos de enfriamiento o calentamiento radiativo, mostrando que estos efectos son importantes para las propiedades de la emergencia de flujo magnético (Abbett, 2007; Cheung et al., 2008; Fang et al., 2010; Isobe et al., 2008; Stein & Nordlund, 2006; Weber et al., 2011). A pesar de la complementariedad entre los distintos modelos no se han desarrollado aún modelos completos de la emergencia de tubos de flujo. Esto se debe al amplio rango de longitudes y tiempos característicos presentes en la zona convectiva como consecuencia de la gran variación de la densidad del plasma entre la base y la parte superior de la misma (al menos de seis órdenes de magnitud). Ante esta dificultad, los distintos modelos numéricos se concentran en la parte inferior de la zona convectiva, dejando de lado los últimos 10 – 20 Mm, o bien en la parte superior considerando los últimos 10 Mm y la

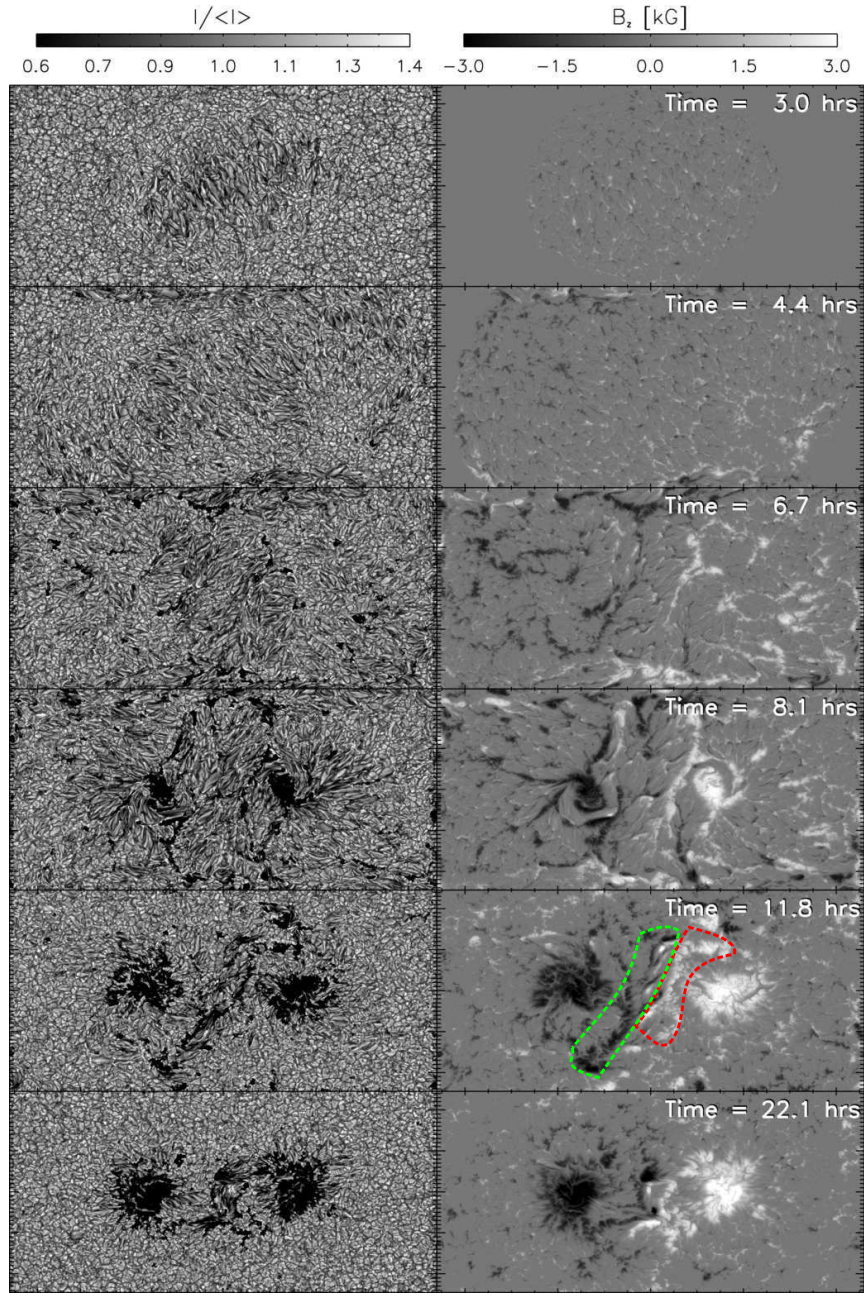


Figura 2.4: Imágenes en luz blanca y magnetograma fotosférico de la simulación de Cheung et al. (2010) basada en la emergencia de un tubo de flujo toroidal con torsión (cortesía de Mark Cheung). Las imágenes muestran las primeras 22 horas de emergencia. Los contornos discontinuos (verde y rojo) muestran la extensión de las lenguas magnéticas de cada polaridad (negativa y positiva).

fotósfera.

Cheung et al. (2010) estudiaron el proceso de emergencia de flujo en la zona convectiva utilizando una caja que incluye a la fotósfera como contorno superior y ubicando el contorno inferior a una profundidad de 7.5 Mm por debajo de la superficie. Esta simulación utiliza como condición inicial un campo dado por medio toro con torsión uniforme (*twist*) a lo largo de su eje que es advectado a través del contorno inferior. A pesar de que el recinto se extiende a solo el 3.5 % de la profundidad total de la zona convectiva, la simulación usa una estratificación en altura con 10 escalas de presión en las que la densidad del plasma cae en 3 órdenes de magnitud. Esta simulación MHD considera el transporte de energía radiativa en la ecuación de la energía (suponiendo equilibrio termodinámico local) y usa una ecuación de estado con un tensor de presión isótropo.

En la Figura 2.4 vemos la evolución de la emergencia de flujo simulada por el modelo de Cheung et al.. Se reconstruyen tanto la intensidad en luz blanca como el magnetograma sintético, mostrando la distribución fotosférica de campo magnético vertical y la formación de manchas. La simulación logra reproducir algunos aspectos de la emergencia de flujo en las RAs. Las primeras emergencias se observan como pequeñas concentraciones de flujo fotosférico que dan origen a poros que se alejan de la línea de inversión de polaridad (LIP) al ser arrastradas por los movimientos fotosféricos del plasma. El modelo no incluye efectos de Coriolis, por lo que la orientación del bipolo de la RA rápidamente converge a la dirección este-oeste (E-O) y muestra una clara simetría entre ambas polaridades. Durante las primeras 20 horas de emergencia se ve la aparición de lenguas magnéticas prominentes y simétricas que definen una LIP inclinada respecto de la dirección norte-sur (N-S; ver los contornos de color rojo y verde que delimitan la extensión de las lenguas en la Figura 2.4). Como veremos en la próxima sección, esta forma que exhiben las polaridades es característica en tubos de flujo con helicidad magnética positiva (Luoni et al., 2011).

2.3. Modelo simple de un tubo de flujo magnético emergente

En esta Sección, describimos el modelo simple que utilizamos para estudiar las propiedades de las lenguas magnéticas en términos de la emergencia de tubos de flujo magnético con torsión. Las líneas de campo del modelo analítico describen un tubo de flujo compacto definido por medio toro con un radio mayor R y un radio menor a (Figura 2.5). La emergencia se modela de forma cinética al modificar la ubicación del centro del toro, originalmente ubicado a una altura $z = -d$ respecto de la fotosfera, localizada en $z = 0$. Disminuyendo el valor de $d \geq 0$ progresivamente podemos hacer una reconstrucción de la distribución del campo magnético normal al plano $z = 0$ y modelar, con magnetogramas sintéticos, la emergencia de un tubo de flujo sin ninguna deformación (en contraste con los resultados de simulaciones numéricas). Los magnetogramas sintéticos se obtienen calculando la proyección del campo del tubo de flujo en la dirección normal a la fotosfera para distintos valores de d . El objetivo es ilustrar de manera robusta las consecuencias de la torsión global del tubo de flujo en la evolución de las lenguas magnéticas. La torsión del tubo de flujo está representada por medio del número de vueltas (N_t) que dan las líneas de campo alrededor del eje del tubo (ver Figura 2.5).

2.3.1. Toroide con torsión uniforme

Las coordenadas naturales del toro son $\{\rho, \phi, \theta\}$, en donde ρ es la distancia al eje del toro, ϕ define la ubicación a lo largo del eje del tubo y θ corresponde al ángulo que define la posición alrededor del eje del tubo, como se indica en la Figura 2.5. Estas son las coordenadas cilíndricas curvadas que llamamos de ahora en más coordenadas toroidales. En el plano del eje, llamamos $\hat{\mathbf{u}}_R$ al versor normal al eje y $\hat{\mathbf{u}}_\phi$ al versor a lo largo del eje (en la dirección del toroide). Al versor en la dirección poloidal (alrededor del eje del toroide) lo definimos como $\hat{\mathbf{u}}_\theta$ y al versor a lo largo de la dirección ρ , normal al eje y a $\hat{\mathbf{u}}_\theta$, lo llamamos $\hat{\mathbf{u}}_\rho$. Sus componentes cartesianas $\{x, y, z\}$ son:

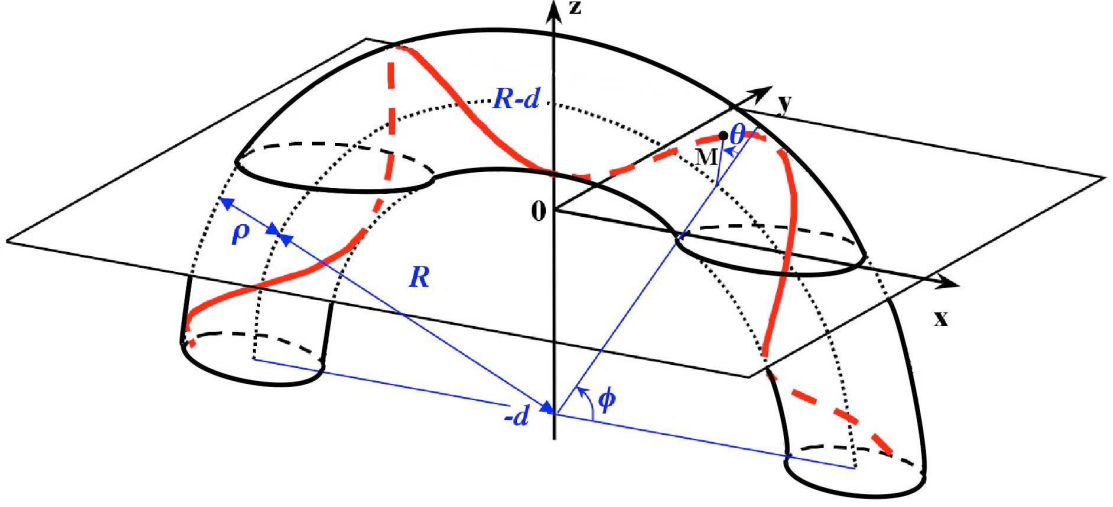


Figura 2.5: Modelo de un tubo de flujo con torsión. Las líneas de campo tienen la geometría dada por medio toro con radio mayor R y su centro ubicado en $z = -d$, debajo del plano de la fotosfera ($z = 0$). La torsión es uniforme y positiva y se identifica con el número de vueltas (N_t) de las líneas de campo alrededor del eje axial a lo largo de medio toro (N_t). La línea roja muestra como ejemplo la geometría de una línea de campo magnético con una torsión $N_t \approx 6$. El magnetograma fotosférico está dado por la distribución de la componente B_z del campo magnético en el plano $z = 0$. ρ es la componente radial de la sección del toro que varía entre 0 y a ; ϕ y θ son las coordenadas angulares a lo largo y alrededor del eje del toro, respectivamente.

$$\begin{aligned}
 \hat{\mathbf{u}}_R &= \{\cos \phi, 0, \sin \phi\}, \\
 \hat{\mathbf{u}}_\phi &= \{-\sin \phi, 0, \cos \phi\}, \\
 \hat{\mathbf{u}}_\rho &= \{\cos \phi \cos \theta, \sin \theta, \sin \phi \cos \theta\}, \\
 \hat{\mathbf{u}}_\theta &= \{-\cos \phi \sin \theta, \cos \theta, -\sin \phi \sin \theta\}.
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Definiendo un punto $\mathbf{M}$ en el toro, ubicado en $\mathbf{OM} = R \hat{\mathbf{u}}_R + \rho \hat{\mathbf{u}}_\rho - d \hat{\mathbf{u}}_z$ (con O en el centro del toro), describimos sus componentes en coordenadas cartesianas como:

$$\begin{aligned}
\mathbf{OM} &= \{x, y, z\} \\
&= \{(R + \rho \cos \theta) \cos \phi, \rho \sin \theta, (R + \rho \cos \theta) \sin \phi - d\}, \quad (2.5)
\end{aligned}$$

Esta expresión provee la transformación de coordenadas necesaria para construir los magnetogramas sintéticos como la proyección del campo en la dirección normal ($B_z|_{z=0}$) al plano de la fotosfera. Puede obtenerse asimismo la transformación inversa entre las coordenadas toroidales y cartesianas, dada por:

$$\begin{aligned}
R + \rho \cos \theta &= \sqrt{x^2 + (z + d)^2}, \\
\rho &= \sqrt{y^2 + (\sqrt{x^2 + (z + d)^2} - R)^2}, \\
\sin \phi &= (z + d) / \sqrt{x^2 + (z + d)^2}, \\
\cos \phi &= x / \sqrt{x^2 + (z + d)^2}, \quad (2.6) \\
\sin \theta &= y / \rho, \\
\cos \theta &= (\sqrt{x^2 + (z + d)^2} - R) / \rho.
\end{aligned}$$

La torsión uniforme de las líneas de campo a lo largo del eje del toro se obtiene relacionando las coordenadas θ y ϕ :

$$\theta = 2N_t \phi + \theta_0, \quad (2.7)$$

en donde θ_0 es una constante (valor de θ para $\phi = 0$) y N_t es un parámetro constante que define el número de vueltas de la línea de campo a lo largo de medio toroide.

Una línea de campo está definida por la curva tangente a $\mathbf{B}$, con lo cual, al diferenciar la posición de $\mathbf{M}$ en la ecuación (2.5), $d\mathbf{OM}$ es paralelo a $\mathbf{B}$:

$$d\mathbf{OM} = d\rho \hat{\mathbf{u}}_\rho + \rho d\theta \hat{\mathbf{u}}_\theta + (R + \rho \cos \theta) d\phi \hat{\mathbf{u}}_\phi. \quad (2.8)$$

Esto implica que la componente azimutal del campo, B_θ , está relacionada con la componente axial, B_ϕ , a través de la expresión:

$$\frac{d\theta}{d\phi} = \frac{R + \rho \cos \theta}{\rho} \frac{B_\theta}{B_\phi} = 2N_t. \quad (2.9)$$

Esta última ecuación muestra como la torsión local de las líneas de campo sobre el toroide es constante.

A su vez, el campo magnético $\mathbf{B}$ satisface que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Expresado en coordenadas toroidales:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} = & \left(\frac{\partial \rho}{\partial \rho} (R + \rho \cos \theta) \frac{B_\rho}{\rho} + \frac{\partial (R + \rho \cos \theta)}{\partial \theta} \frac{B_\theta}{\rho} + \rho \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} \right) \\ & / \left(\rho (R + \rho \cos \theta) \right) = 0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Con el fin de obtener un modelo analítico simple, no especificamos un balance de fuerzas. Sin embargo, suponemos que las líneas de campo están simétricamente ubicadas sobre el toro, siendo ρ independiente de ϕ . Esta simetría implica que $B_\rho = 0$, anulando el primer término de la ecuación (2.10). Reducimos la complejidad del problema tomando el caso particular en el que las derivadas respecto de θ y de ϕ en la ecuación (2.10) son nulas y, por lo tanto, $B_\theta \hat{\mathbf{u}}_\theta$ y $B_\phi \hat{\mathbf{u}}_\phi$ tienen divergencia cero. Con esta simplificación, las componentes del campo magnético pueden escribirse como: $B_\theta = f_\theta(\rho, \phi)/(R + \rho \cos \theta)$ y $B_\phi = f_\phi(\rho, \theta)$, en donde f_θ y f_ϕ son dos funciones generales.

La dependencia de f_θ con ϕ introduciría una asimetría entre ambos pies del tubo, pero, al no considerar en nuestro modelo esta asimetría, tomamos $f_\theta = f_\theta(\rho)$. Por otro lado, si f_ϕ es sólo función de ρ , la integración de las líneas de campo implican que $B_\theta = 2\rho N_t B_\phi / (R + \rho \cos \theta)$. Trabajos previos de Emonet & Moreno-Insertis (1998) definen al campo axial como $B_\phi = B_0 \exp(-(\rho/a)^2)$, en donde $2a$ define el diámetro del tubo de flujo y B_0 la intensidad del campo en el eje, con lo cual el campo azimutal queda definido como:

$$B_\theta(\rho, \theta) = 2\rho N_t B_0 e^{-(\rho/a)^2} / (R + \rho \cos \theta). \quad (2.11)$$

El vector campo magnético, $\mathbf{B} = B_\theta \hat{\mathbf{u}}_\theta + B_\phi \hat{\mathbf{u}}_\phi$, puede expresarse en coordenadas cartesianas usando la transformación (2.6) y la definición de los versores de las ecuaciones (2.4):

$$\mathbf{B} = \frac{B_0 e^{-(\rho/a)^2}}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{2N_t x y}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} - (z+d), \\ 2N_t(\sqrt{x^2 + (z+d)^2} - R), \\ -\frac{2N_t(z+d) y}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} + x \end{array} \right\}. \quad (2.12)$$

La distribución de campo normal a la fotosfera, definida por d a cada momento de la emergencia, está dada por:

$$B_z(x, y) = B_0 (x - 2 y N_t d / u) e^{-(\rho/a)^2} / u, \quad (2.13)$$

con $u = \sqrt{x^2 + d^2}$. A medida que d decrece desde $d \approx R + a$ a $d \approx 0$, la ecuación (2.13) reproduce la evolución de un tubo de flujo Ω con torsión uniforme que emerge sin deformaciones a través de la fotosfera. Este ascenso cinemático no tiene en cuenta ningún efecto de deformación del tubo en sí mismo como los que se observan en simulaciones MHD (ver Figura 2.4) y sólo describe la evolución global de las polaridades magnéticas de RAs bipolares tal como se las observa en magnetogramas fotosféricos. En la Figura 2.6 vemos como la deformación de las polaridades está determinada por la torsión del campo del tubo de flujo.

Luoni et al. (2011) utilizaron este modelo para estudiar el efecto que tiene el número de vueltas N_t sobre la elongación de las polaridades fotosféricas. El parámetro que define la elongación caracteriza la distribución de flujo alrededor del centro de flujo de cada polaridad. En el modelo de la Figura 2.6 se pueden definir, aproximando a las polaridades por elipses con un eje mayor que indicaría la extensión de las lenguas y otro menor ortogonal al primero. La diferencia entre la longitud de los segmentos definidos por ambos ejes (normalizado por el tamaño medio de cada polaridad) da una noción del grado de deformación de la polaridad, siendo cero cuando la polaridad forma un círculo (Figura 2.6a). Para una definición detallada de este parámetro ver el apéndice B.2 en Luoni et al. (2011).

La Figura 2.7 muestra la evolución de esta cantidad para distintos valores del número de vueltas. Aquí se representa la elongación de las polaridades como función del flujo

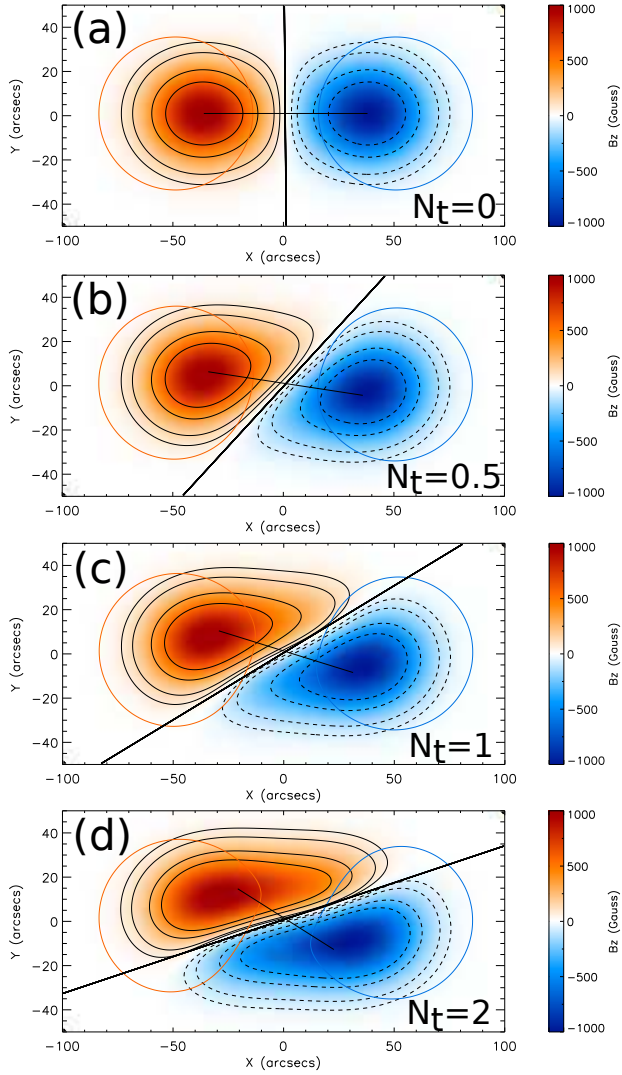


Figura 2.6: Magnetogramas sintéticos producidos por la proyección del campo magnético normal al plano $z = 0$ de un toro con torsión positiva y uniforme ($N_t = 0, 0.5, 1, 2$). Los contornos continuos (discontinuos) y el área en escalas de rojo (azul) corresponden al campo magnético normal saliente (entrante). En todos los casos el centro del toro, O , se encuentra a una altura $-d/2$ que corresponde a la mitad de la emergencia del tubo.

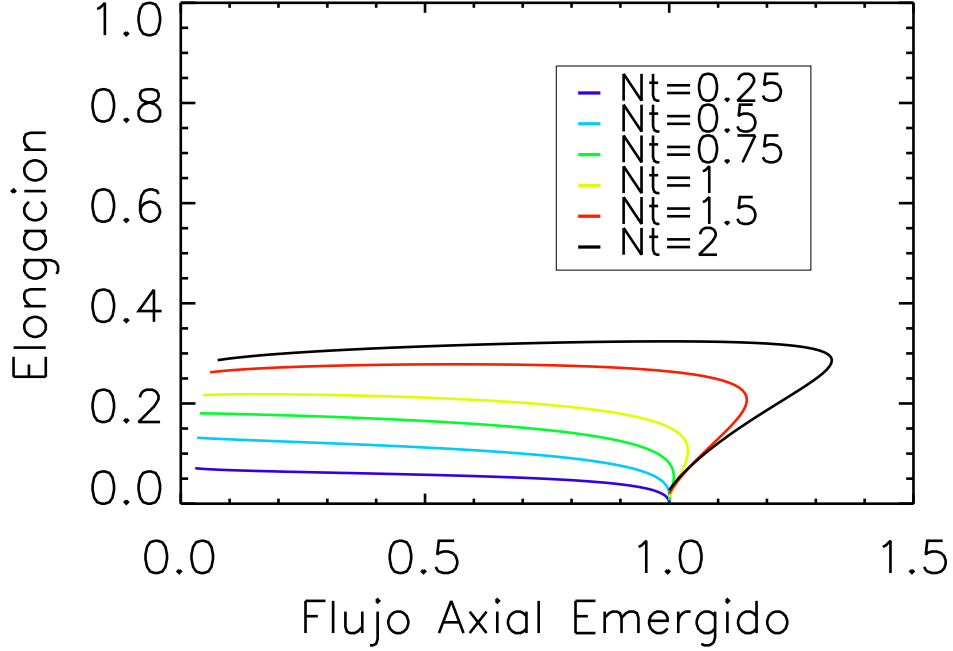


Figura 2.7: Elongación de la polaridad positiva en función de la fracción de flujo magnético emergido para el modelo analítico con torsión uniforme. Los colores indican distintos valores del número de vueltas N_t usados en el modelo (azul: $N_t = 0,25$, cian: $N_t = 0,5$, verde: $N_t = 0,75$, amarillo: $N_t = 1$, rojo: $N_t = 1,5$, negro: $N_t = 2$).

normalizado al máximo y vemos que es un parámetro que crece con la torsión del tubo. Para un número de vueltas entre 0 y 1, la elongación es máxima al comienzo de la emergencia y disminuye a cero una vez que alcanza el flujo máximo. Cuando la torsión es mayor, la contribución del flujo de las lenguas al flujo total de la región modelada provoca un máximo de flujo antes de que el tubo haya emergido completamente. Esto explica la convergencia que tienen las curvas con $N_t = 1,5$ (roja) y $N_t = 2$ (negra) en la Figura 2.7. Este parámetro fue utilizado para caracterizar la evolución y la asimetría de lenguas magnéticas en RAs bipolares, complementando el procedimiento desarrollado en el Capítulo 3.

2.3.2. Toroide con torsión no uniforme

En este caso, estudiamos el efecto de una torsión no uniforme agregando al número de vueltas N_t una dependencia con ρ :

$$N_t(\rho) = N_{t,0} \max(1 + h (\rho/a)^2, 0), \quad (2.14)$$

en donde h es un parámetro definido de manera tal que para $h = 0$, el tubo de flujo posee una torsión uniforme. El valor de $h > 0$ implica que la torsión está más concentrada en el borde del tubo; por ejemplo, si $h = 1$ la torsión en $\rho = a$ duplica su valor en el centro. De manera opuesta, $h < 0$ corresponde a un tubo de flujo en donde la torsión decrece desde el eje hasta el borde del tubo de flujo. Tomando el máximo de la expresión entre paréntesis en la ecuación (4.3) evitamos el cambio de signo de $N_t(\rho)$ dentro del tubo de flujo, lo que produciría fuertes lenguas magnéticas de signo opuesto en el centro de las polaridades (no observado en RAs). Utilizamos valores para $h \geq -1$ de tal manera que el campo magnético dentro del tubo, $\rho < a$, no se vea afectado.

En un segundo caso estudiamos el efecto de una torsión que varía a lo largo de la dirección azimutal. La ecuación (2.10) permite definir una forma general para la componente del campo axial B_ϕ incorporando una dependencia en θ (con $f_\phi(\rho, \theta)$). Debido a que B_θ y B_ϕ son independientes (con la simplificación de que ambas divergencias sean nulas), escogimos la dependencia más simple en θ para realizar nuestro modelo:

$$\begin{aligned} B_\phi(\rho, \theta) &= B_0 \text{asy}(\theta) e^{-(\rho/a)^2}, \\ \text{con } \text{asy}(\theta) &= (1 + g \cos \theta), \end{aligned} \quad (2.15)$$

en donde g es un parámetro que controla el grado de asimetría axial de B_ϕ . El término $\cos \theta$ introduce una variación espacial lineal de B_ϕ en la dirección $\hat{\mathbf{u}}_R$ (ortogonal al eje del tubo de flujo). También tiene la propiedad de preservar el flujo total de B_ϕ ; por lo cual, cambiar el valor de g sólo redistribuye B_ϕ dentro del tubo de flujo.

En este caso la ecuación de la línea de campo se escribe como:

$$\frac{d\theta}{d\phi} = \frac{R + \rho \cos \theta}{\rho} \frac{B_\theta}{B_\phi} = \frac{2N_t(\rho)}{1 + g \cos \theta}. \quad (2.16)$$

Esto implica que la torsión local del tubo de flujo, $d\theta/d\phi$, es menor en la parte superior del tubo ($\theta \approx 0$) y mayor en la parte inferior ($\theta \approx \pi$) para $g > 0$, siendo de forma contraria cuando $g < 0$.

El magnetograma del modelo, incluyendo los efectos de la asimetría axial (asy) y el perfil radial de torsión ($N_t(\rho)$), queda definido por la componente del campo magnético normal a la fotosfera en $z = 0$:

$$B_z(x, y) = B_0 (x \text{ asy} - 2 y N_t(\rho) d / u) e^{-(\rho/a)^2} / u, \quad (2.17)$$

en donde hemos utilizado el mismo procedimiento que se uso para obtener la ecuación (2.13). En la Figura 2.8 mostramos los magnetogramas que corresponden a un tubo de flujo con torsión positiva ($N_t = 0,5$) y valores de los parámetros h y g extremos.

La LIP corresponde al contorno sobre el magnetograma en donde $B_z = 0$, por lo tanto, de la ecuación (2.17) se obtiene:

$$x = 2 y N_t d / (\text{asy} \sqrt{x^2 + d^2}). \quad (2.18)$$

En la parte central del magnetograma, o sea donde $|x| \ll d$, la ecuación (2.18) es aproximadamente:

$$x \approx 2 y N_{t,0} (1 + h \rho^2 / a^2) / (1 + g \cos \theta), \quad (2.19)$$

en donde ρ y θ pueden ser expresadas en función de (x, y, d) (en $z = 0$). Con lo cual la ecuación de la LIP se simplifica a:

$$x \approx 2 y N_{t,0} \quad \text{ó} \quad \tan \tau_c = 2 N_{t,0}, \quad (2.20)$$

en donde τ_c es el ángulo que entre la LIP y la dirección x sobre el magnetograma. Para un tubo de flujo con torsión uniforme ($h = g = 0$), la ecuación (2.18) implica que $x \propto y$ para $|x| \ll d$, con lo cual la LIP es recta y τ_c es constante durante la emergencia. Esta relación se cumple en una zona del área central del bipolo que disminuye con d durante la

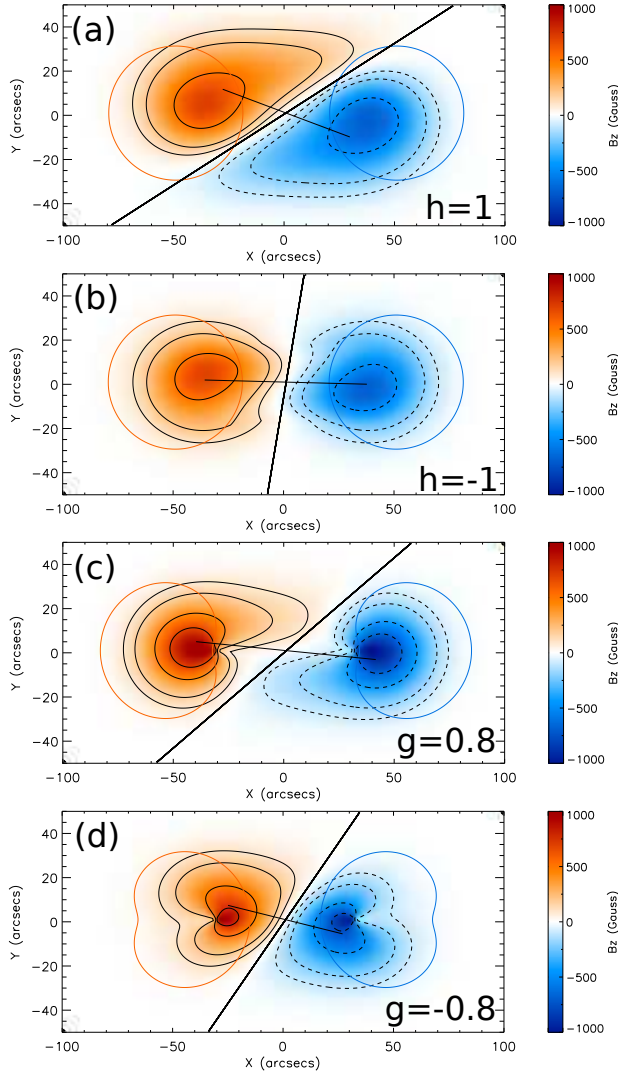


Figura 2.8: Magnetogramas sintéticos producidos por la proyección del campo magnético normal al plano $z = 0$ de un toro con torsión no uniforme. Los contornos continuos (discontinuos) y el área en escalas de color rojo (azul) corresponden al campo magnético normal saliente (entrante). (a) y (b) corresponden al modelo con un perfil de torsión con variación radial ($g = 0$; $h = 1$ y $h = -1$ respectivamente). (c) y (d) describen el modelo con torsión azimutal no uniforme ($h = 0$; $g = 0,8$ y $g = -0,8$ respectivamente).

emergencia. Luoni et al. (2011) mostraron que la inclinación de la LIP puede ser utilizada para inferir el signo de la helicidad magnética ya que su inclinación es proporcional al número de vueltas N_t .

Para un tubo con torsión no uniforme ($h \neq 0$) y/o una asimetría axial ($g \neq 0$) a lo largo del tubo, la LIP está curvada de acuerdo con el perfil descrito en la ecuación (2.19). Además es función de d , por lo que la LIP evoluciona durante la emergencia. En el Capítulo 5 presentamos los resultados que describen la evolución de las lenguas magnéticas para este modelo.

Capítulo 3

Evolución del campo fotosférico de las regiones activas

Las lenguas magnéticas, que afectan la distribución fotosférica del campo magnético, se observan como una elongación de las polaridades en los modelos analíticos, en las simulaciones de emergencia de tubos de flujo y en los magnetogramas de las RAs (ver Secciones 2.2 y 2.3). Esta elongación está vinculada con la torsión del tubo de flujo y tiene una influencia directa en la inclinación de la línea de inversión de polaridad (LIP). Basándonos en un procedimiento que utiliza la inclinación de la LIP, en este capítulo describimos las herramientas utilizadas para estudiar la evolución de las lenguas magnéticas en las RAs bipolares observadas en datos del campo magnético en la dirección de la visual (magnetogramas longitudinales). Los procedimientos desarrollados a lo largo de este capítulo están publicados en Poisson et al. (2012, 2015b).

3.1. Selección de regiones activas

Como vimos en el capítulo anterior, las lenguas magnéticas se deben a un efecto de proyección y se observan durante la emergencia parcial del ápice del tubo de flujo que da origen a la RA. Por lo tanto, su presencia será más notoria en esta fase. Para nuestro análisis, escogimos RAs que aparecen en el disco solar antes de cruzar el meridiano central

y que están a una longitud menor que 30° este del centro del disco. También limitamos la latitud a lo largo de un cinturón menor a 35° del ecuador solar para cada hemisferio. De esta manera, la mayor parte de la fase de emergencia de las RAs puede observarse cerca del centro del disco y se reduce el efecto de proyección del campo magnético en la línea o dirección de la visual (LOS, por sus siglas en inglés), así como los efectos de perspectiva (*foreshortening*; Poisson et al., 2015b; van Driel-Gesztelyi & Green, 2015) por la cercanía al limbo. Además, como nuestro objetivo es determinar la evolución del campo fotosférico desde las primeras emergencias de flujo, buscamos RAs aisladas de remanentes de campo que puedan afectar la detección y la evolución de las polaridades.

Restringimos la selección a RAs bipolares debido a que en estos casos particulares la LIP está bien definida y las lenguas magnéticas no se ven afectadas severamente por múltiples emergencias. Además, estas regiones son fácilmente comparables con los modelos de emergencia de flujo de la Sección 2.3. A pesar de que estas restricciones sobre las características de las RAs limitan el alcance estadístico de nuestros resultados, el principal objetivo es la aplicación de un método para estimar el efecto de la torsión en la distribución de campo de este tipo de RAs.

La selección de RAs se realizó por la visualización de magnetogramas diarios en la base de datos disponible a través del sitio web *www.helioviewer.org* entre julio de 1996 y enero de 2011. Ese período cubre por completo el Ciclo Solar 23 y parte del comienzo del 24. Entre los datos disponibles de magnetogramas longitudinales, utilizamos los obtenidos por el instrumento *Michelson Doppler Imager* (MDI) a bordo de la nave SOHO y del *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) que se encuentra a bordo del SDO.

3.1.1. Magnetogramas longitudinales

El MDI fue el primer instrumento en generar mapas de campo magnético fotosférico desde el espacio (Scherrer et al., 1995). El MDI está compuesto por un filtro Lyot y dos interferómetros de Michelson que transmiten luz de la línea de Ni I ($6768 \text{ \AA}$) formada en la fotosfera. Los magnetogramas longitudinales son obtenidos al medir el corrimiento Doppler entre los dos estados de polarización circular de la luz recibida. Este corrimiento está relacionado con el efecto de desdoblamiento Zeeman y es proporcional a la densidad

de flujo magnético. La CCD posee 1024 x 1024 píxeles y cada píxel una resolución de 1,98". Los magnetogramas sinópticos utilizados en este trabajo son construidos cada 96 minutos mediante el promedio de magnetogramas de disco completo de un minuto o de cinco minutos y tienen un error en la densidad de flujo por píxel de 16 G y 9 G respectivamente.

Para cada RA seleccionada, obtuvimos los magnetogramas desde el momento de la primer emergencia de flujo hasta el momento en que la RA alcanza su flujo magnético máximo, o bien cuando supera la condición de 30° de longitud oeste. En cada día se cuenta con 15 magnetogramas longitudinales de disco completo. Sobre estos datos, aplicamos correcciones a la densidad de flujo en cada píxel debido a la diferencia entre la dirección de la visual y la dirección radial (ver Green et al., 2003, para una mejor descripción del procedimiento de radialización). Al radializar el campo despreciamos la contribución de las componentes que son paralelas al plano de la fotosfera; esta contribución puede ser importante cuando la RA se encuentra alejada del centro del disco, sin embargo, no es el caso de las RA seleccionadas. Por lo tanto, luego de esta corrección, la distribución de campo magnético de la RA corresponde aproximadamente a la componente del campo normal a la fotosfera.

Para poder seguir la evolución propia de la RA de interés, rotamos los magnetogramas de disco completo a la fecha en la que la RA se encuentra en el meridiano central. Esta rotación tiene en cuenta la rotación diferencial de la fotosfera solar a distintas latitudes (ver Sección 1.1). El procesamiento fue llevado a cabo usando el paquete de programas de procesamiento y análisis de datos solares *Solar Software* que funciona sobre la plataforma de lenguaje de alto nivel *Interactive Data Language* (IDL).

Una vez radializados y rotados los magnetogramas de disco completo correspondientes a la evolución de cada RA, realizamos una selección y recortamos zonas rectangulares que contienen a la RA de interés durante toda su evolución. El objetivo de este primer recorte es la reducción de la cantidad de datos para su posterior procesamiento para agilizar el seguimiento de las RAs. Para optimizar los códigos y eliminar el flujo magnético que no pertenece a la RA, realizamos una segunda selección rectangular variable en el tiempo (ver Figura 3.2). Esta selección se hace ubicando visualmente los vértices

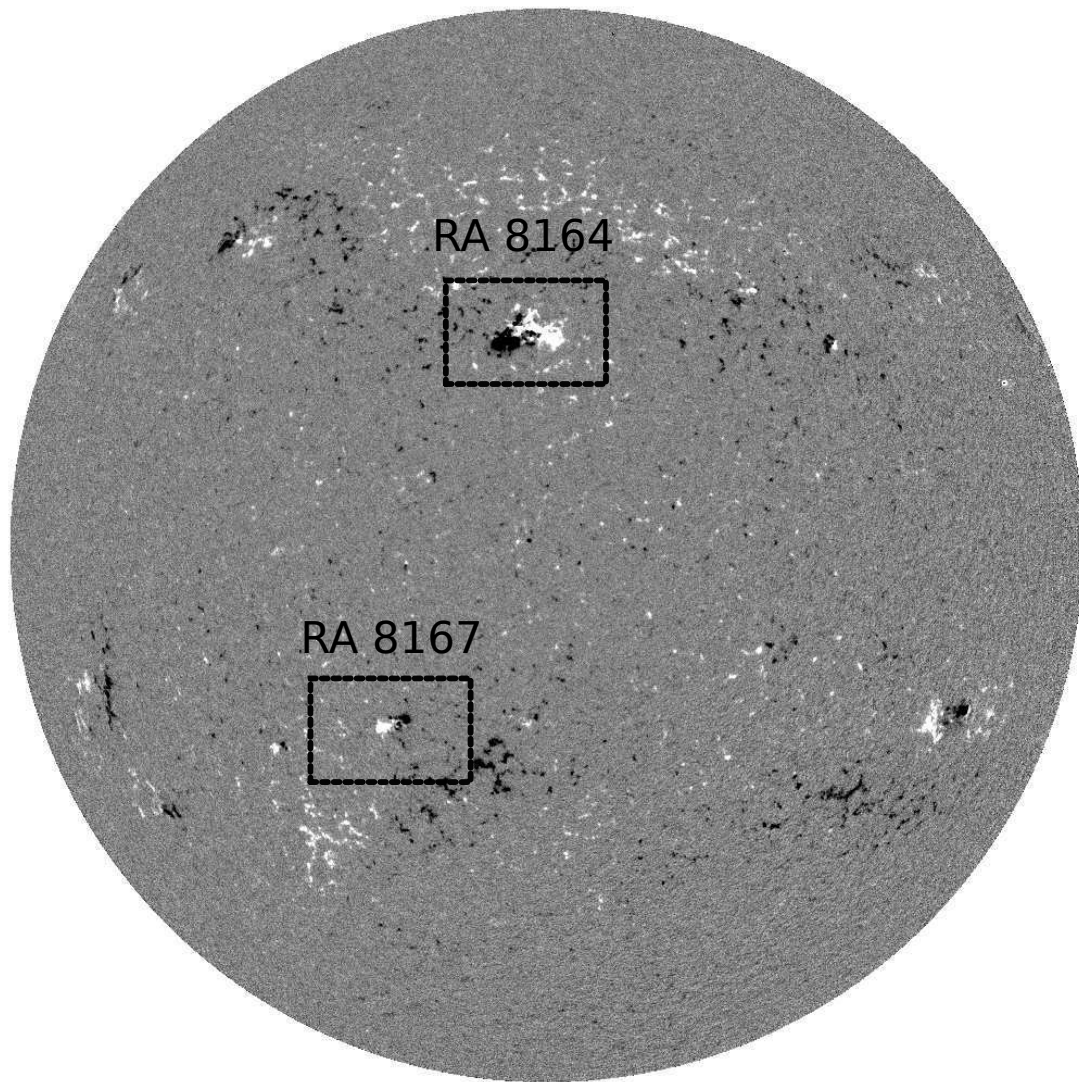


Figura 3.1: Magnetograma longitudinal de disco completo tomado el 24 de febrero de 1998 por el MDI. Los dos rectángulos muestran la ubicación de las RAs 8164 y 8167, las cuales satisfacen las condiciones de emergencia previa al cruce del meridiano central y en zonas sin campo magnético intenso.

del rectángulo que contiene el flujo magnético total de la RA en tres momentos de su evolución: el primer magnetograma considerado, cuando se alcanza la mitad del flujo magnético máximo y en el último magnetograma. Usando una interpolación polinomial de las coordenadas de los vértices seleccionados obtenemos los vértices de los rectángulos en tiempos intermedios de la evolución de la RA. Finalmente producimos animaciones de la evolución del campo magnético fotosférico de la RA y de los rectángulos obtenidos para verificar que el flujo magnético total de la RA se encuentra dentro de estos en todo momento. De no encontrarse contenida en todo tiempo, redefinimos los vértices utilizando magnetogramas intermedios para la interpolación.

Sólo los píxeles contenidos dentro de estos rectángulos se usan para calcular los parámetros estudiados en cada RA (*e.g.* el flujo magnético, el ángulo de *tilt* y la línea de inversión de polaridad de la RA, ver Secciones 3.2 y 3.3). El intervalo temporal de análisis de cada RA se extiende desde la primera emergencia de las polaridades hasta el tiempo en que se alcanza el flujo máximo, o en caso de estar cerca del limbo, hasta que los efectos de proyección sean significativos ($\sim 30^\circ$ de longitud).

3.2. Estimación del ángulo de *tilt*

En el Capítulo 1 mencionamos la existencia de un ángulo de *tilt* entre el segmento del bipolo de las RAs y la dirección E-O (ley de Joy). Se han propuesto varios mecanismos para explicar esta inclinación y su aparente dependencia con la latitud de emergencia de las RAs, con lo cual la determinación de este ángulo a partir de las observaciones es relevante para comprender la acción del dínamo solar y la evolución de los tubos de flujo durante su tránsito por la zona convectiva (ver Kosovichev & Stenflo, 2008; McClintock & Norton, 2013; Wang & Sheeley Jr, 1991, y citas en el Capítulo 2).

El segmento que define la dirección del bipolo de una RA se obtiene a partir de definir la posición media de las polaridades o baricentros magnéticos. Los baricentros están definidos por la distribución promedio de cada una de las polaridades pesada con la intensidad del campo magnético, equivalente a obtener el centro de masa de un cuerpo en mecánica. En un sistema cartesiano con el plano (x, y) paralelo a la fotosfera definimos

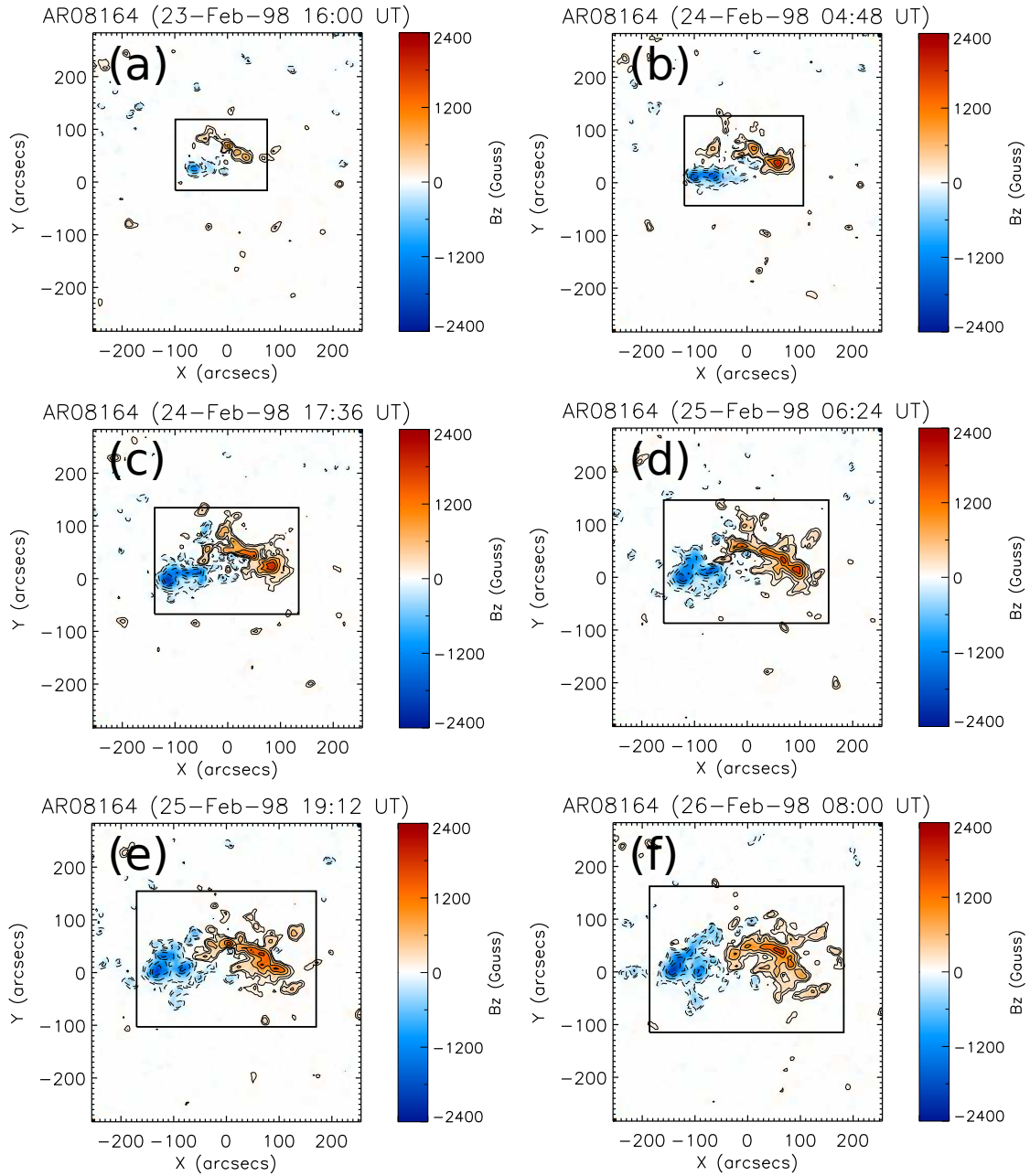


Figura 3.2: Magnetogramas tomados por el MDI. Los rectángulos negros muestran la selección de datos que varía con la evolución de la RA 8164. Los contornos continuos (discontinuos) y el área en escala de color rojo (azul) corresponde al flujo magnético positivo (negativo).

X_p e Y_p (X_n e Y_n) como las coordenadas cartesianas de la posición del baricentro de la polaridad positiva (negativa), es decir:

$$X_{p,n} = \frac{\sum x B_z}{\sum B_z}, \quad Y_{p,n} = \frac{\sum y B_z}{\sum B_z}, \quad (3.1)$$

en donde B_z corresponde al campo magnético vertical a la fotosfera y los subíndices p y n refieren a las polaridades positiva y negativa respectivamente. La suma se realiza sobre todos los píxeles dentro del área de selección y las posiciones se definen en el sistema cartesiano (x, y) , donde x e y corresponden al número de píxel sobre el mapa multiplicado por el tamaño del píxel dado por la resolución del instrumento. En lugar de considerar en el cálculo todo el campo observado en el magnetograma nos restringimos a los valores de B_z mayores a un cierto valor umbral de campo B_{min} . Por lo general fijamos este valor de umbral en 10 G que coincide con la incerteza media por píxel de la densidad de flujo magnético del MDI. Otros valores de B_{min} pueden utilizarse para restringir la intensidad del campo magnético de la RA en el cálculo de sus parámetros.

Definimos el tamaño medio del bipolo de la RA, S_{RA} , como la distancia entre los baricentros de las polaridades positiva y negativa:

$$S_{RA} = \sqrt{(X_p - X_n)^2 + (Y_p - Y_n)^2}, \quad (3.2)$$

Y definimos al ángulo de *tilt*, ϕ , como:

$$\phi = \arctan(Y_p - Y_n)/(X_p - X_n), \quad (3.3)$$

en donde el ángulo ϕ está medido desde la dirección este-oeste y en sentido antihorario. En la Figura 3.3 indicamos la posición de los baricentros y la inclinación del segmento bipolar que define el ángulo de *tilt* de las RAs 8164 y 8167.

3.3. Estimación de la línea de inversión de polaridad

En magnetogramas longitudinales, las RAs bipolares muestran una clara separación entre las contribuciones de campo magnético positivo y negativo. Definimos a la línea de

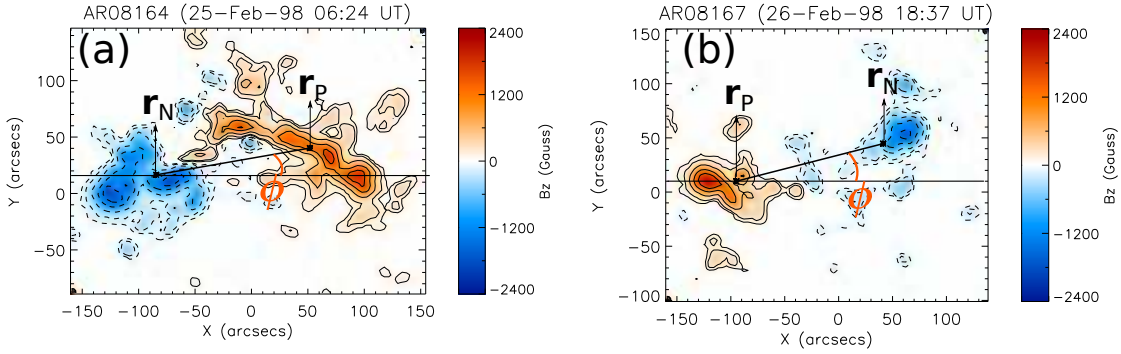


Figura 3.3: Selección de los magnetogramas tomados por el MDI para las RAs 8164 (a) y 8167 (b). Con puntos negros indicamos la posición de los baricentros, $\mathbf{r}_N = (X_n, Y_n)$ y $\mathbf{r}_P = (X_p, Y_p)$, y el segmento del bipolo con una línea negra entre estas posiciones. El ángulo de *tilt* ϕ marcado en naranja está definido por el ángulo entre el segmento del bipolo y la dirección este-oeste.

inversión de polaridad (LIP) como la curva que divide el magnetograma en dos regiones, cada una conteniendo campo de un mismo signo (ver la Figura 3.4). La LIP suele estar representada por una o varias curvas complejas al ser afectada por remanentes de campo magnético o por emergencias de flujo secundarias. Por lo tanto, es difícil realizar mediciones sistemáticas de la LIP con unos pocos parámetros que representen sus características y variaciones. Sin embargo, como veremos en las siguientes estas secciones sólo es necesario conocer la dirección global de la LIP para caracterizar la evolución de las lenguas magnéticas.

Luoni et al. (2011) desarrollaron un procedimiento sistemático para aproximar con una recta la ubicación de la LIP de una RA. Esto se consigue ajustando una función lineal de la forma $ax + by + c$ sobre un magnetograma ($B_o(x, y)$), en donde a , b y c son parámetros determinados por un ajuste por cuadrados mínimos, x e y son las coordenadas cartesianas sobre el magnetograma. En particular, la distribución de flujo de las polaridades principales de una región activa tiene un efecto significativo en la orientación de la LIP. Suponiendo que el efecto de las lenguas sobre la LIP es menor que el de la distribución principal de flujo de la RA, se realizó el ajuste de los parámetros sobre una región del magnetograma en la que las lenguas eran predominantes. Esto limita el alcance

del procedimiento, debido a que para cada tiempo la región de ajuste era seleccionada por estimación visual. El procedimiento propuesto aquí busca resolver esta dependencia con el observador.

Definimos a la función $D(a, b, c)$ como:

$$D(a, b, c) = \int_{x,y} |\text{sign}(ax + by + c) |B_o| - B_o|^2 dx dy, \quad (3.4)$$

en donde $B_o = B_o(x, y)$ es el campo magnético observado en el magnetograma y la integración se realiza sobre los recortes de la RA descriptos en la Sección 3.1 (evitando la mayor cantidad posible de campo magnético circundante a la RA). El cuadrado en el integrando se eligió para que el procedimiento no sea demasiado sensible a la emergencia de polaridades de bajo flujo o ruido en el magnetograma. Como la contribución a la función D de cada píxel sobre el magnetograma es proporcional al cuadrado del valor del campo en ese píxel, los píxeles en donde el campo es menor contribuyen menos.

Proponemos un procedimiento sistemático que incluya sólo el signo de la función lineal $ax + by + c$, evitando que los valores grandes de esta función lejos de la LIP introduzcan una dependencia espacial sobre el valor de D . Al minimizar la función D podemos obtener los parámetros (a, b, c) que mejor aproximan a la LIP sobre el magnetograma.

El procedimiento descrito separa al magnetograma en dos regiones, una predominantemente positiva y la otra negativa. Por la forma en que está definida D , los píxeles en el magnetograma, en los que el signo del campo magnético coincide con el signo de la región en la que se encuentra, no contribuyen a la función D . En esas posiciones la función $\text{sign}(ax + by + c) |B_o| - B_o = 0$, anulando el integrando de la ecuación (3.4). Por lo tanto, el ajuste se obtiene al minimizar la contribución del flujo de signo opuesto al predominante (o flujo “incorrecto”) a cada lado de la LIP. En particular, las regiones de campo intenso de una RA bipolar no contribuyen a $D(a, b, c)$ debido a que el signo del campo coincide con el signo predominante de la región en la que se encuentran. De esta manera, se pueden incluir en el cálculo los píxeles de toda la RA. Los píxeles que se encuentran alejados de la LIP estimada, pueden no contribuir a D en el caso de encontrarse en el lado de signo “correcto” de la LIP, o pueden tener una contribución constante en el caso opuesto (en el lado “incorrecto”). Dado que en este último caso cualquier pequeña

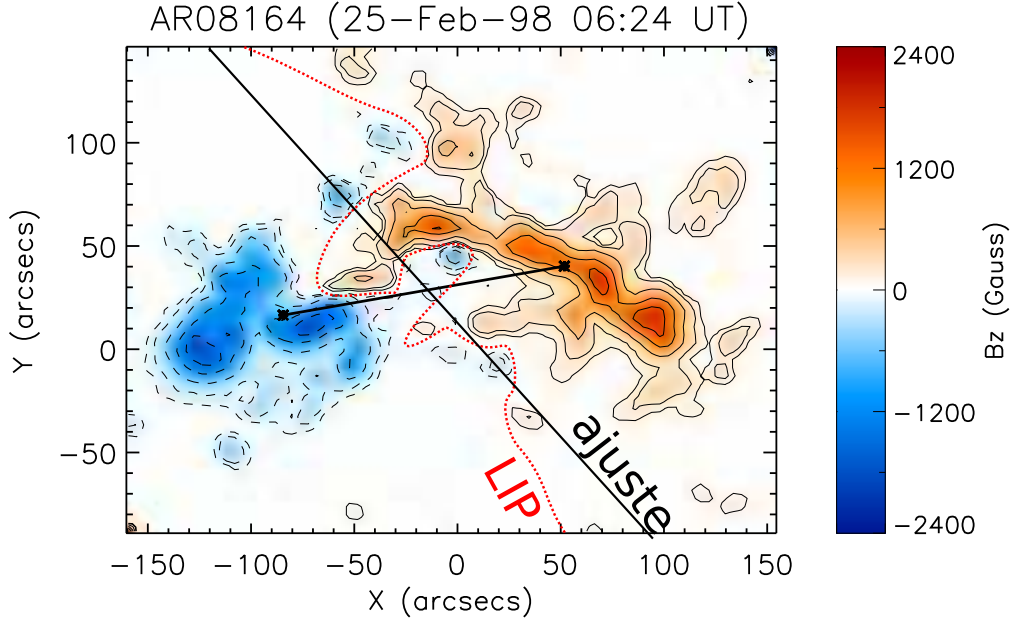


Figura 3.4: Magnetograma correspondiente a la RA 8164. La fecha de observación se indica sobre el panel. Indicamos con una línea discontinua roja la línea de inversión de polaridad que separa ambas contribuciones de flujo de la RA bipolar. La línea negra muestra la aproximación lineal de esta curva obtenida de la minimización de la ecuación (3.4). La representación de los contornos y colores es la misma que en la Figuras 3.2 y 3.3.

variación de la LIP los sigue dejando del lado “incorrecto”, la minimización de $D(a, b, c)$ sobre el magnetograma completo implica un compromiso que involucra sólo a los píxeles que se encuentran cercanos a la LIP. Este método tiene la ventaja de poder ser aplicado sistemáticamente a toda la extensión de la RA bipolar. La principal desventaja que encontramos es que la minimización de $D(a, b, c)$ no se reduce a un método típico de ajuste por cuadrados mínimos como en Luoni et al. (2011), y por lo tanto el método es numéricamente más costoso.

Una manera práctica de reducir el número de parámetros libres en la ecuación (3.4) es reescribir la función $ax + by + c$ usando como parámetros la posición en donde la LIP interseca al segmento del bipolo (ver Sección 3.2) y el ángulo de la LIP respecto de la horizontal. Si $\mathbf{r}_P$ y $\mathbf{r}_N$ son los vectores posición de los baricentros de las polaridades

positiva y negativa, respectivamente (ver Figura 3.3), el punto en donde la LIP interseca al vector $\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_N$ está definido usando un parámetro s , tal que $0 \leq s \leq 1$ con $s = 0$ en $\mathbf{r}_N$ y $s = 1$ en $\mathbf{r}_P$. Entonces, la intersección está ubicada en:

$$\mathbf{r}(s) = (x_s, y_s) = \mathbf{r}_N + s(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_N). \quad (3.5)$$

En donde (x_s, y_s) son las coordenadas cartesianas sobre el magnetograma en donde la LIP interseca el segmento bipolar de la RA. El otro parámetro es el ángulo que forma la LIP con la horizontal, θ . Por lo tanto, la función $ax + by + c$ puede reescribirse como: $(x - x_s) \sin \theta + (y - y_s) \cos \theta$. Finalmente, la ecuación (3.4) se reescribe como:

$$D(s, \theta) = \int_{x,y} \left| \text{sign}((x - x_s) \sin \theta + (y - y_s) \cos \theta) |B_o| - B_o \right|^2 dx dy, \quad (3.6)$$

la cual depende sólo de los parámetros s y θ . Utilizando esta expresión, el objetivo es encontrar un mínimo global para $D(s, \theta)$. Lo realizamos discretizando el espacio de parámetros, (s_n, θ_m) , de tal manera que dos puntos consecutivos s_n and s_{n+1} , no estén más alejados entre si que un cuarto de la resolución del magnetograma y que el paso en θ_m sea del orden de un grado. Calculamos la ecuación (3.6) sobre la grilla y encontramos un mínimo global para $D(s_n, \theta_m)$.

3.4. Descripción de las lenguas con el ángulo τ

Para ilustrar las principales características de las lenguas magnéticas, en particular su vínculo con la torsión de los tubos de flujo, estudiamos las propiedades del modelo simple de emergencia de una RA (ver Sección 2.3). Este modelo muestra como la inclinación de la LIP nos permite caracterizar la evolución de las lenguas magnéticas durante la fase de emergencia.

En la Figura 3.5 definimos una serie de ángulos en relación al *tilt* y la inclinación de la LIP para modelos de emergencia de un tubo flujo magnético con torsión positiva y negativa. El ángulo ϕ varía desde -90° a 90° entre la dirección este-oeste y el segmento del bipolo, y corresponde al *tilt* de la RA (ver Sección 3.2). La inclinación de la LIP,

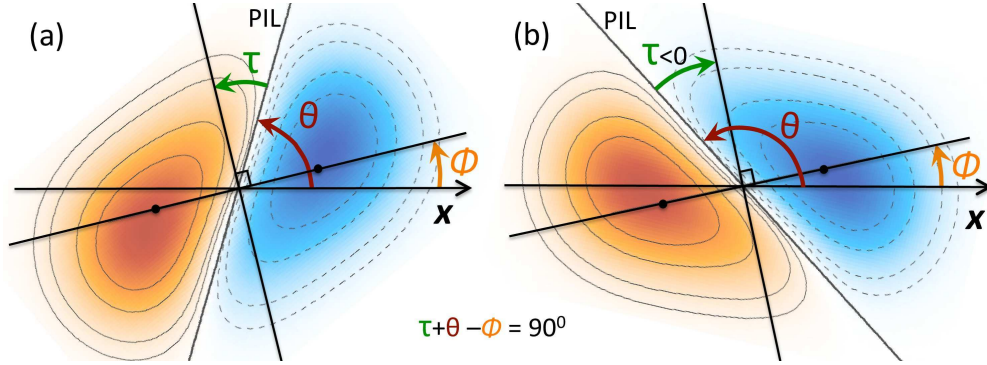


Figura 3.5: Esquema de las polaridades magnéticas de un tubo de flujo con torsión uniforme positiva (a) y negativa (b). Todos los ángulos están definidos positivos en la dirección antihoraria. ϕ es el *tilt* del bipolo de la RA y θ define la inclinación de la LIP, ambos ángulos están tomados desde la dirección este-oeste (eje x). El ángulo de las lenguas magnéticas, τ , está definido como el ángulo agudo entre la dirección de la LIP y la dirección ortogonal al segmento del bipolo.

descrita por el ángulo θ , está definida entre la dirección este-oeste y la recta obtenida por el método descrito en la Sección 3.3. Tomamos al ángulo θ dentro de los primeros dos cuadrantes (cuadrantes superiores) de modo que $\theta - \phi$ varíe entre 0° y 180° . Finalmente definimos el ángulo de las lenguas, τ , como el ángulo agudo entre la dirección de la LIP y la dirección ortogonal al segmento del bipolo de la RA (ver Figura 3.5). Entonces, τ está relacionado con θ y ϕ de la siguiente manera:

$$\tau = \phi - \theta + 90^\circ. \quad (3.7)$$

El rango seleccionado para $\theta - \phi$ implica que τ varía entre -90° y 90° . Esta definición de τ usa el segmento del bipolo como dirección de referencia debido a que esta dirección se calcula directamente de los magnetogramas, sin embargo es sólo una primera aproximación de la orientación del eje de la RA. Más adelante veremos que esta selección no es del todo conveniente ya que el *tilt* es afectado por la presencia de las lenguas magnéticas durante la fase de emergencia.

Cuando el campo magnético del tubo de flujo no tiene torsión la LIP es ortogonal al

segmento del bipolo (ver Figura 3.5), equivalentemente, $\tau = 0$ durante toda la emergencia. Cuando la torsión (N_t) es positiva, las lenguas magnéticas presentan la elongación de las polaridades como se ve en la Figura 3.5a. Entonces τ es positivo y crece monótonamente con la torsión (debido al incremento de la contribución del campo azimutal del tubo en la dirección normal a la fotósfera). Cuando el campo posee una torsión negativa ($N_t < 0$), las lenguas modifican las polaridades como se muestra en la Figura 3.5b; en este caso, τ toma valores negativos que son monótonamente menores (mayores en módulo) a medida que la magnitud de la torsión negativa aumenta. Con esta definición, τ es una función monótonamente creciente de la torsión (como del número de vueltas N_t) y posee siempre el mismo signo que la helicidad magnética del tubo de flujo modelado.

La Figura 3.6 muestra como ejemplo del modelo un tubo de flujo con $N_t = 1$ en emergencia a través del plano de la fotósfera. El eje del tubo de flujo se encuentra a lo largo de la dirección x . La deformación de las polaridades debido a la presencia de torsión en las líneas de campo produce lenguas magnéticas (Figura 3.6a). A medida que el tubo emerge, las polaridades de la RA tienden a separarse y las lenguas magnéticas se contraen (Figura 3.6b). Para un modelo simple sin torsión, $N_t = 0$, ambas polaridades conservan una forma circular (simétrica en la dirección y) durante toda la evolución, por lo que las lenguas magnéticas no están presentes (ver Figura 2.6a en la Sección 2.3). En los paneles a y b de la Figura 3.6 marcamos con líneas continuas negras el segmento que une los baricentros de cada polaridad y la ubicación de la LIP, la cual calculamos con el método descrito en la Sección 3.3. Al comenzar la emergencia del tubo de flujo aparecen las lenguas magnéticas y la LIP se encuentra aproximadamente en la dirección este-oeste. Cuando todo el tubo de flujo ha emergido y las polaridades se separan, la LIP tiende a ubicarse perpendicularmente al segmento del bipolo.

En las Figura 3.6c,d presentamos los resultados del análisis aplicado al modelo de emergencia de la misma forma que en los capítulos siguientes. Mostramos la evolución del ángulo de *tilt*, ϕ (línea anaranjada), el flujo magnético (línea violeta) y τ (línea verde) para cada paso temporal del modelo. Las figuras muestran que hay una evolución característica de estos parámetros asociada a la formación de lenguas magnéticas. La incorporación del flujo magnético de las lenguas a las polaridades afecta la estimación

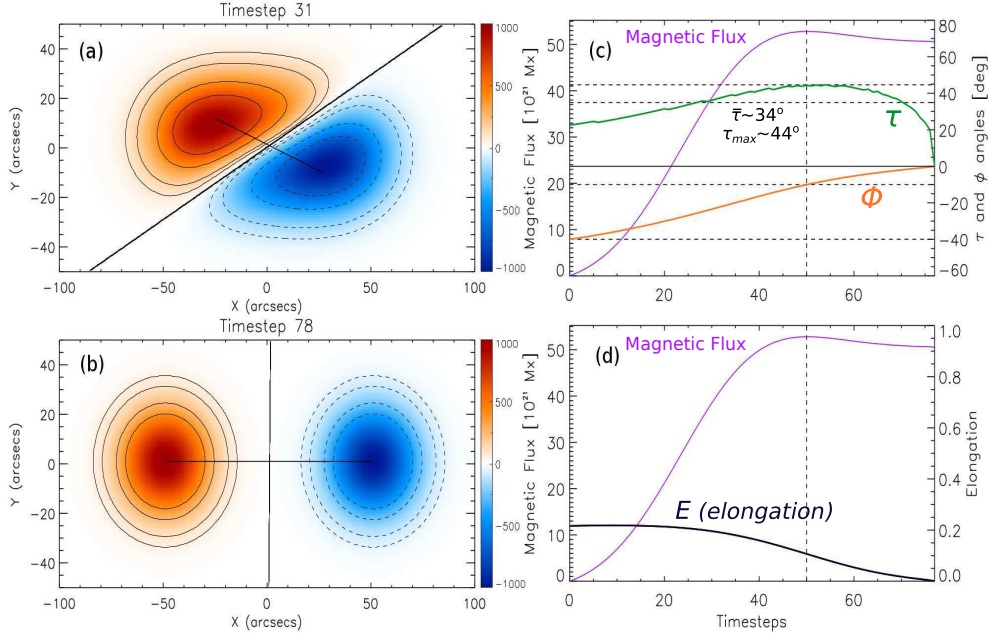


Figura 3.6: Magnetograma sintético obtenido a partir de un modelo de emergencia de RAs basado en un tubo de flujo magnético toroidal con torsión positiva. El campo posee un número de vueltas $N_t = 1$ alrededor del eje del toro y un cociente entre el radio menor y el mayor de $a/R = 0,4$. (a) y (b) corresponden a dos pasos de tiempo distintos en la emergencia. Los contornos continuos (discontinuos) de la polaridad positiva (negativa) corresponden a valores del campo magnético normal a la fotosfera tomados en 10, 25, 50 y 70 % del campo axial ($B_{\text{max}} = 1000$ G). En rojo y azul se representa la intensidad del campo magnético de la polaridad positiva y negativa, respectivamente. (c) y (d) muestran la evolución del flujo magnético (línea violeta), τ (línea verde), ϕ (línea anaranjada) y la elongación de las lenguas para ambas polaridades (línea negra) para la RA modelada. Los ángulos τ y ϕ están definidos en la Figura 3.5. El panel (c) muestra los valores de τ promedio, $\bar{\tau}$, y máximo, τ_{max} , calculados entre las línea vertical y el primer paso temporal. En el Capítulo 4 describimos con detalle la importancia de estos valores para la estimación de la torsión del tubo de flujo. La línea discontinua vertical marca el paso temporal correspondiente al flujo máximo. Las líneas horizontales indican los valores promedio y máximos de τ (arriba) y ϕ (abajo).

de los baricentros de cada polaridad, variando el valor de ϕ . En este ejemplo, el *tilt* es inicialmente cercano a -40° ; luego disminuye monótonamente a cero, implicando una significativa rotación del bipolo (Figura 3.6c). Esta rotación es espuria ya que el eje del tubo de flujo está de hecho siempre en la dirección x . La presencia de torsión en el campo tiene también una consecuencia en la evolución del flujo magnético, el cual alcanza un máximo debido a la contribución de la componente azimutal del campo en la dirección ortogonal a la fotosfera (ver la curva violeta en la Figura 3.6c). A medida que la emergencia continúa, la contribución del flujo azimutal disminuye y desaparece cuando la mitad del toro cruza el plano de la fotosfera, momento en el que las patas del tubo de flujo son ortogonales a la misma. Observando magnetogramas longitudinales, ese decrecimiento podría ser erróneamente interpretado como una cancelación de flujo. Finalmente, vemos que el signo de τ está bien definido a lo largo de toda la fase de emergencia, como muestra la Figura 3.6c, y tiende a cero cuando las lenguas se retraen y desaparecen.

Otro parámetro que caracteriza la presencia de lenguas magnéticas es la elongación de las polaridades de la RA (E). La Figura 3.6d muestra la evolución de la elongación de las polaridades, calculada como fue definida por Luoni et al. (2011). Es máxima al comienzo de la fase de emergencia y decrece monótonamente a medida que tubo de flujo emerge. El efecto de las lenguas sobre la elongación disminuye más rápido que sobre τ , como vemos en la Figura 3.6d. Sin embargo, al disminuir el efecto de las lenguas (y ser menor la elongación E) más incierta es también la determinación de τ , debido a que el ángulo es afectado en mayor medida por la presencia de flujo magnético no perteneciente al tubo de flujo emergente (por ejemplo, remanentes de flujo de fondo en RAs). En la siguiente sección estudiamos el efecto que tienen la distribución de flujo no homogénea y la incerteza en la determinación del flujo magnético sobre la estimación de la LIP y de τ .

En el modelo simple de la Figura 3.6 no observamos fluctuaciones en los cálculos de τ y de ϕ . Esto se debe a que el modelo sólo reproduce la evolución global de las polaridades despreciando efectos turbulentos como los movimientos convectivos e inestabilidades hidrodinámicas. En la Figura 3.7 mostramos los resultados de aplicar nuestro procedi-

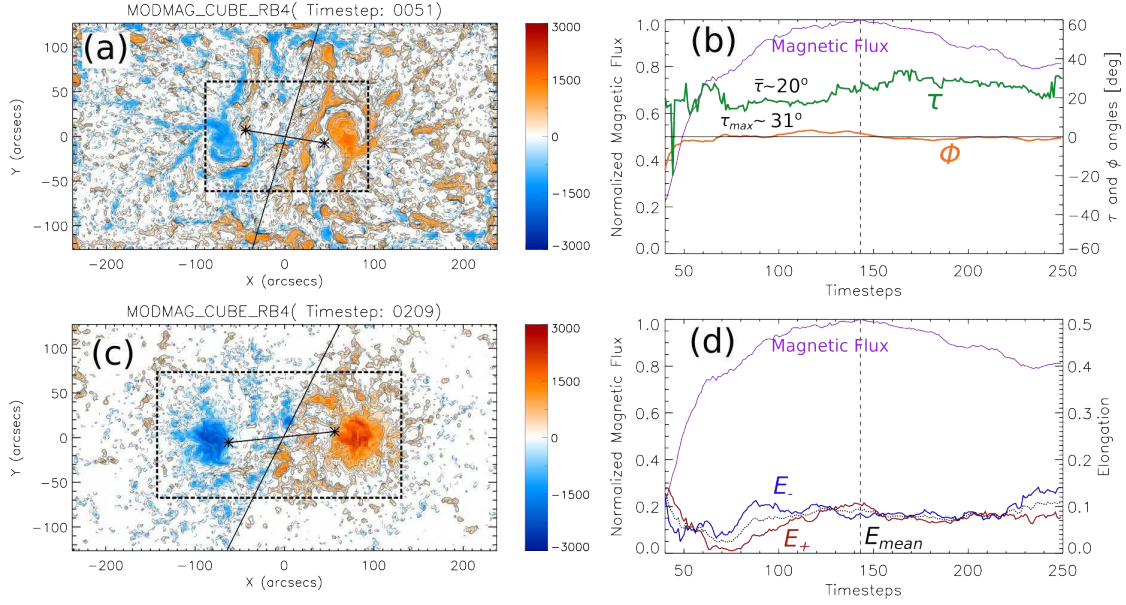


Figura 3.7: Magnetogramas correspondientes a la evolución del campo magnético fotosférico para la simulación numérica presentada en la Sección 2.2. En los paneles (a) y (c) mostramos la intensidad del campo magnético normal a la fotosfera para dos pasos temporales distintos. La convención de contornos y colores es la misma que en la Figuras 3.2–3.3. La simulación consiste en la emergencia de un tubo de flujo magnético con torsión que asciende desde la base del recinto de integración ubicada a 10 Mm por debajo de la fotosfera. En los paneles (b) y (d) mostramos la evolución del flujo magnético (violeta), los ángulos τ (verde) y ϕ (anaranjado) y la elongación de las polaridades. La elongación de la polaridad positiva (E_+) y la negativa (E_-) fueron calculadas como está indicado en el apéndice de Luoni et al. (2011). E_{mean} corresponde a la elongación promedio de ambas polaridades. En el panel (b) indicamos el valor promedio de τ ($\bar{\tau}$) y el valor máximo ($\tau_{\max}$) calculados a lo largo de la fase de emergencia. En el Capítulo 4 utilizamos estos valores para la estimación de la torsión del tubo de flujo.

miento sobre la simulación de emergencia de flujo de Cheung et al. (2010) presentada en la Sección 2.2. En esta simulación, el campo está definido por medio toro con torsión uniforme ($N_t = 0,5$) que es advechado a través de la base del recinto de integración y luego asciende por flotación a través de una zona convectiva. La zona convectiva tiene 10 Mm de espesor y 10 niveles de estratificación en la presión, desde la base hasta la superficie. La distribución de campo magnético normal en la superficie define los magnetogramas que vemos en los paneles a y c de la Figura 3.7.

En los primeros 40 pasos temporales se produce una acumulación del campo magnético en los bordes de las celdas convectivas, este efecto reproduce bien las condiciones de emergencia de una RA en el sol quieto. Los pequeños bipolos presentes durante el comienzo de la emergencia del tubo afectan la evolución de τ generando fluctuaciones en la determinación de la LIP, lo cual reproduce lo observado en las RAs. Sin embargo, tanto la orientación de la LIP como el ángulo τ están bien definidos a lo largo de toda la fase de emergencia. También se observa que el signo de τ coincide con el signo de la torsión del tubo de flujo usado como condición inicial.

3.5. Evolución de las lenguas en las regiones activas

En esta sección describimos la evolución de τ y otros parámetros de las RAs, que pueden verse afectados por la presencia de lenguas magnéticas. En las Figuras 3.8–3.9 mostramos algunos ejemplos de un conjunto de RAs observadas entre 2003 y 2011 para probar el procedimiento y estudiar la evolución de las lenguas con la LIP. Estos ejemplos fueron seleccionados para mostrar una variedad de casos presentes en el conjunto total de la muestra. Para una mejor apreciación de la evolución del flujo, el valor mínimo de flujo magnético en los primeros rectángulos de selección variable fue restado al flujo total en los magnetogramas siguientes, por lo cual todas las curvas de evolución del flujo magnético comienzan en cero.

Algunos problemas intrínsecos a la emergencia de flujo fotosférico pueden complicar nuestro análisis. Por este motivo fue necesario en algunos casos limitar el número de magnetogramas usados para cada RA. En cada caso identificamos las fluctuaciones

producidas, tanto por datos malos o por emergencias secundarias que afectaban la distribución bipolar de las RAs, para excluir de forma parcial o total el magnetograma de nuestro análisis.

En las Figuras 3.8 y 3.9 mostramos dos ejemplos de RAs, una con helicidad magnética positiva y otra negativa. La RA 10664 (Figura 3.8) emerge en el hemisferio sur (S11) el 19 de agosto de 2004. Las lenguas magnéticas son claramente visibles desde el comienzo de la emergencia hasta mediados del día 21. El flujo magnético alcanza un máximo y luego continúa aumentando más lentamente. El valor de τ comienza fluctuando debido a que la ubicación de la LIP es afectada por este lento incremento de flujo magnético que aparece entre las dos polaridades principales de la RA. Para el día 24 de agosto la LIP de la RA es ortogonal a la dirección este-oeste (Figura 3.8b). Luego del 25 de agosto, el flujo magnético de la emergencia secundaria aumenta más rápido pero las lenguas ya no son claramente visibles. El signo de τ durante la primera fase de emergencia corresponde a la de un tubo de flujo con torsión positiva (Figura 3.8c). Tanto la evolución de τ como la de ϕ siguen el mismo comportamiento que observamos en el modelo de la Figura 3.6 durante el período marcado con las líneas verticales. En ese intervalo, la distancia entre las curvas de τ y ϕ permanece prácticamente constante. En el Capítulo 4 veremos que esa distancia está relacionada con un valor corregido de τ .

La RA 10547 (Figura 3.9) aparece también en el hemisferio sur (S9) desde el 29 de enero de 2004. Esta RA emerge lentamente alcanzando un flujo magnético de 7×10^{21} Mx en seis días de emergencia. Desde el final del 30 de enero hasta el comienzo del 3 de febrero observamos lenguas magnéticas claras con la apariencia típica de la emergencia de tubos de flujo con torsión negativa (imagen espejada de la Figura 3.6). La distancia entre τ y ϕ permanece aproximadamente constante y disminuye suavemente a medida que la RA emerge completamente y las lenguas desaparecen (Figura 3.9c), como ocurre en el modelo sencillo de emergencia. Sin embargo, el ángulo ϕ permanece aproximadamente constante durante toda la emergencia y esto implica que la evolución de las lenguas no afecta en este caso la dirección del *tilt* de la RA (no hay una rotación aparente de las polaridades principales). En este caso, el análisis no pudo realizarse hasta alcanzar el flujo máximo debido a que, pasado el 3 de febrero, la RA se encontraba lejos del centro

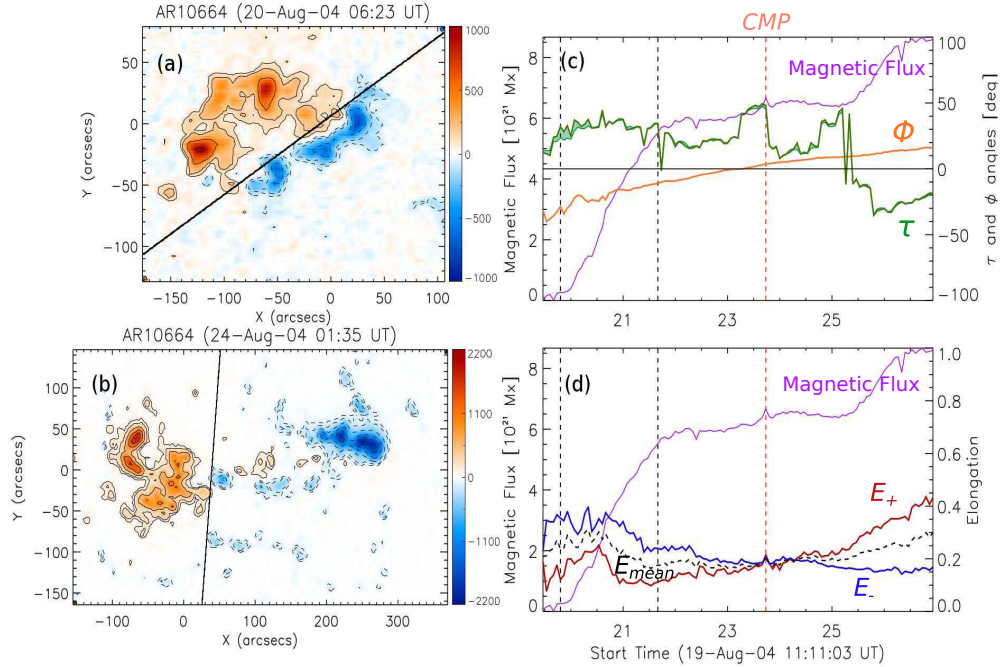


Figura 3.8: Emergencia de la RA 10664 observada por MDI. (a) y (b) son los magnetogramas correspondientes a la RA en dos tiempos diferentes de su evolución. Las zonas en niveles de rojo y azul corresponden a la distribución de flujo magnético positivo y negativo, respectivamente. Los contornos continuos (discontinuos) de la polaridad positiva (negativa) indican la intensidad de campo magnético normal a la fotosfera con valores de 100 G, 500 G, 1000 G y 1500 G. En estos paneles, los ejes horizontales (x) y verticales (y) corresponden a las direcciones este-oeste y sur-norte en el Sol. (c) Evolución del flujo magnético (línea violeta), el ángulo de las lenguas τ (línea verde) y el ángulo de *tilt* ϕ (línea anaranjada) como están definidos en la Figura 3.5. (d) En rojo (azul) mostramos la elongación de la polaridad positiva (negativa) y con una línea discontinua negra la elongación promedio entre las dos polaridades. Las dos líneas discontinuas verticales muestran el período de emergencia en donde se analizaron los valores medios de τ y ϕ . La línea punteada anaranjada vertical muestra el tiempo en el que la RA se encuentra en el meridiano central.

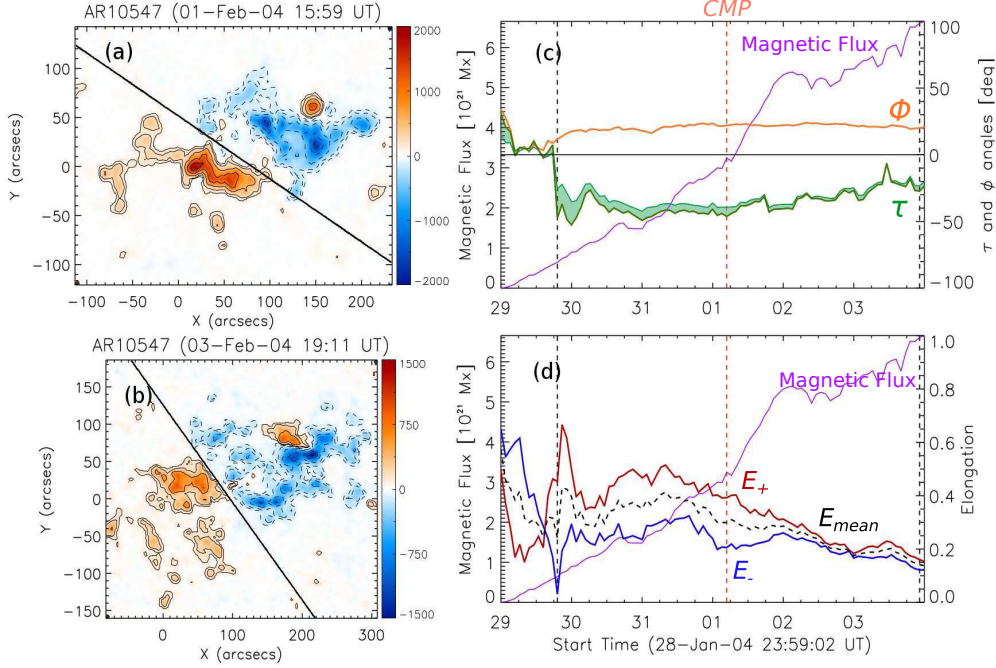


Figura 3.9: Emergencia de la RA 10547 observada por MDI. (a) y (b) son los magnetogramas correspondientes a la RA en dos tiempos diferentes de su evolución. Las zonas en niveles de rojo y azul corresponden a la distribución de flujo magnético positivo y negativo, respectivamente. Los contornos continuos (discontinuos) de la polaridad positiva (negativa) indican la intensidad de campo magnético normal a la fotosfera con valores de 100 G, 500 G, 1000 G y 1500 G. En estos paneles, los ejes horizontales (x) y verticales (y) corresponden a las direcciones este-oeste y sur-norte en el Sol. (c) Evolución del flujo magnético (línea violeta), el ángulo de las lenguas τ (línea verde) y el ángulo de *tilt* ϕ (línea anaranjada) como están definidos en la Figura 3.5. (d) En rojo (azul) mostramos la elongación de la polaridad positiva (negativa) y con una línea discontinua negra la elongación promedio entre las dos polaridades. Las dos líneas discontinuas verticales muestran el período de emergencia en donde se analizaron los valores medios de τ y ϕ . La línea punteada anaranjada vertical muestra el tiempo en el que la RA se encuentra en el meridiano central.

del disco, superando el límite de longitud impuesto en nuestro criterio de selección.

Como las polaridades no están igualmente elongadas, como ocurre en el modelo, las Figuras 3.8d y 3.9d muestran la elongación de la polaridad positiva (E_+), la negativa (E_-) y su promedio (E_{mean}) por separado. La definición de estos parámetros es la misma que usa Luoni et al. (2011) en su ecuación (14) y E_{mean} es simplemente el promedio entre E_+ y E_- . En ambos casos, la elongación de las lenguas dentro del período de análisis de cada RA es consistente con la evolución de las polaridades del modelo (Figura 3.6d). Luego de las fluctuaciones observadas al comienzo de la emergencia (en especial para la RA 10547), ambos casos muestran una clara asimetría entre la elongación de sus polaridades. Esto está relacionado con la conocida asimetría en regiones bipolares, en donde la polaridad precedente está más concentrada y la siguiente más dispersa (Fan et al., 1993; van Driel-Gesztelyi & Green, 2014; van Driel-Gesztelyi & Petrovay, 1990). Como mencionamos antes, el modelo simple de emergencia utilizado en este trabajo no tiene en cuenta los efectos que dan origen a estas asimetrías. Sin embargo, encontramos que las mismas no afectan la aplicación del método para determinar la dirección de la LIP. Como ya dijimos, en general, la elongación de las polaridades es un parámetro que disminuye marcadamente a medida que la RA alcanza su flujo máximo, mientras que el ángulo τ puede continuar dando una medida significativa de la presencia de lenguas magnéticas.

3.5.1. Incerteza en la determinación τ

Usando el procedimiento discutido para obtener la aproximación de la LIP, encontramos RAs en las que el flujo disperso o la presencia de polaridades complejas dan múltiples mínimos locales de D . Estos mínimos pueden tener valores similares al mínimo global que seleccionamos. En la Figura 3.10 mostramos dos LIPs diferentes calculadas a partir de valores similares de D , ya que ambas líneas acumulan cantidad de flujo similares en la región “incorrecta” (u opuesta) del magnetograma. Por lo tanto, necesitamos obtener una estimación de cuán estable es el mínimo global encontrado en cada caso para poder estimar el error en la inclinación de la LIP y por consiguiente en τ .

En primer lugar, identificamos aquellos píxeles que contribuyen a D en la ecua-

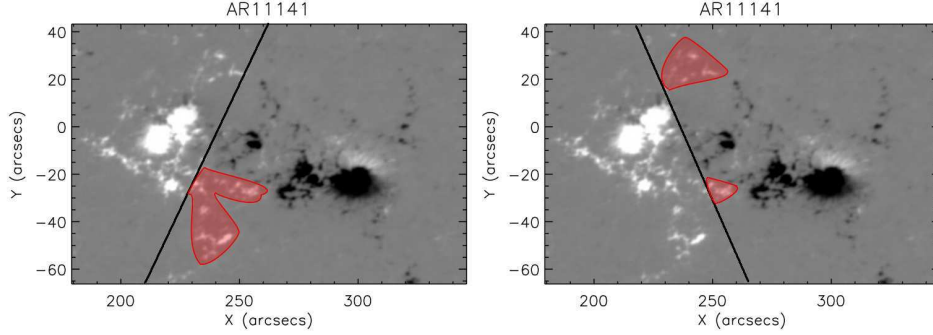


Figura 3.10: Magnetograma de la RA 11141 tomado por el HMI donde mostramos dos líneas de inversión de polaridad obtenidas a partir de la minimización de D . Para ambos casos resaltamos en rojo las zonas de flujo magnético positivo que aparecen del lado de flujo negativo respecto de la LIP.

ción (3.6). Como esperamos que esos píxeles sean producto de emergencias que no están asociadas al tubo de flujo principal de la RA, fijamos su valor de campo a cero y construimos así un magnetograma modificado. Estos nuevos magnetogramas tienen distintas características que el original, por ejemplo, los baricentros de las polaridades positiva y negativa están en distintas posiciones. Entonces, calculamos el segmento del bipolo y una nueva LIP, obteniendo así un nuevo conjunto de parámetros s_1 y θ_1 . El número de píxeles del lado “incorrecto” de la nueva LIP será distinto que en el caso original. Luego, podemos realizar una iteración sobre este procedimiento hasta que el flujo magnético que contribuye en D sea lo suficientemente bajo. En otras palabras, realizamos esta iteración hasta que el flujo magnético del lado “incorrecto” de la LIP sea $\leq 10\%$ del flujo neto total de la RA. Fijamos este porcentaje para ahorrar tiempo de cálculo y probamos que tomar valores menores al 10% no afecta significativamente los resultados. Además, si el cambio del ángulo τ en un paso de la iteración es del orden de la discretización usada en θ , la iteración se detiene y consideramos que el mínimo encontrado es estable.

Finalmente, las iteraciones nos permiten definir un rango del error sistemático en τ , $[\tau_m, \tau_M]$, dentro del cual se encuentran todos los valores estimados de τ . Este procedimiento provee de un intervalo de confianza para el parámetro τ y se ve representado

en las Figuras 3.8b y 3.9b por la línea verde de espesor variable dado por el ancho del intervalo $\Delta\tau_{\text{range}}$. La Figura 3.13 muestra como varía $\Delta\tau_{\text{range}}$ durante la evolución de las RAs 10547 y 11141.

A continuación estudiamos la influencia de la resolución espacial del instrumento en nuestros resultados. Al tener mayor detalle en la estructura de las polaridades magnéticas es de esperar que aumente el número de mínimos locales de D (al aumentar a su vez la grilla en la que se discretizan s y θ) y por lo tanto podríamos tener una LIP que sea más sensible a la presencia de bipolos parásitos o estructuras observadas durante las primeras emergencias de flujo. Para ello estudiamos a las RA 11141 y 11142 correspondientes a pequeñas RAs bipolares observadas a finales del 2010 con el *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) a bordo del *Solar Dynamics Telescope* (SDO). Los magnetogramas de disco completo de HMI poseen una resolución espacial de $0.5''$ y una cadencia de 45 segundos (Schou et al., 2012). La precisión en la densidad de flujo magnético por píxel en las mediciones de campo longitudinal es de 10 G.

Para poder comparar los resultados obtenidos con cada instrumento (HMI y MDI), reducimos, en primer lugar, la cadencia de los datos del HMI a 96 minutos conservando la misma resolución espacial y, en un segundo análisis, promediamos la resolución espacial del HMI para que coincida con la de los magnetogramas del MDI. En ambos casos los datos fueron procesados de manera idéntica a como se hizo con los magnetogramas del MDI (ver Sección 3.1.1).

En las Figuras 3.11a,b y 3.12a,b mostramos los resultados para la primera prueba. Es difícil identificar una larga y clara evolución de las lenguas magnéticas en ambas RAs debido a su bajo flujo magnético que es fácilmente contaminado por el flujo de fondo. El efecto del ruido es más marcado en el caso de la RA 11142, en donde τ muestra fuertes fluctuaciones al comienzo de la emergencia. Sin embargo, ambas RAs tienen un signo de τ predominante claro, negativo para la RA 11141 y positivo para la 11142, que es detectable durante la mayor parte de la fase de emergencia (Figuras 3.11c y 3.12c). Para ambas RAs, el valor de ϕ permanece constante, indicando que el flujo de las lenguas es muy bajo y por lo tanto no afecta la dirección del segmento del bipolo. La elongación de las polaridades es aproximadamente constante para la RA 11141, mientras que decrece

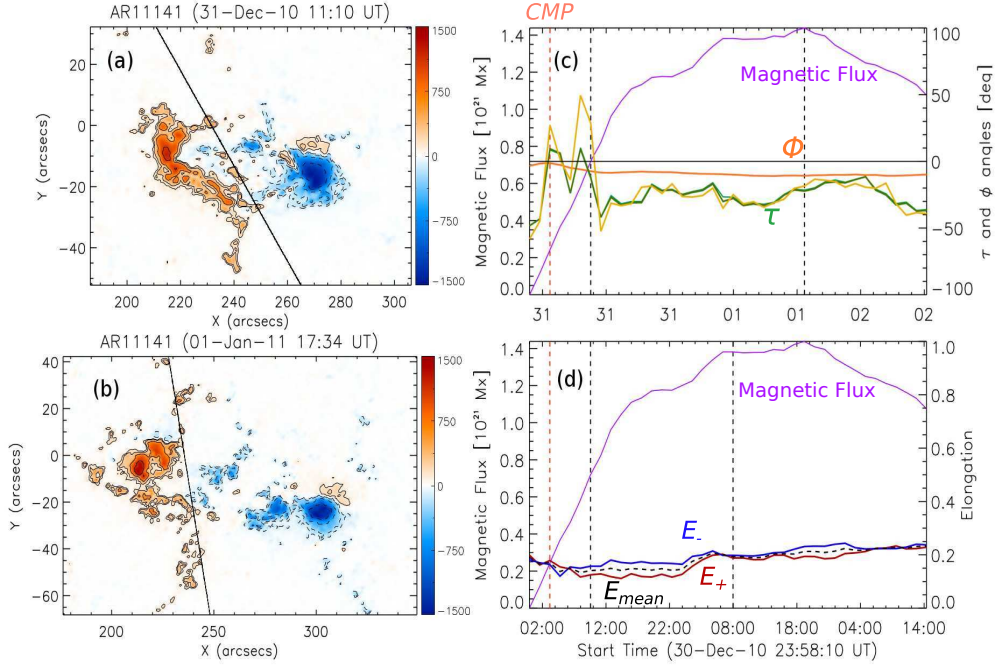


Figura 3.11: Gráficos similares a la Figura 3.8 para la RA 11141 observada con el HMI. Esta RA tiene bajo flujo magnético, al menos cuatro veces menor que la RA 10664. En el panel (c) mostramos la evolución de τ con la resolución del HMI en verde y en amarillo con una resolución similar a la del MDI (cuatro veces menor).

con el tiempo para la RA 11142. En este último caso la polaridad precedente tiene una elongación menor que la siguiente.

En resumen, a pesar del incremento en la resolución espacial (las imágenes de HMI tienen cuatro veces mayor resolución que el MDI), en ambos casos la detección de las lenguas magnéticas es consistente con el método propuesto y los modelos de emergencia de flujo. Al reducir la resolución de los magnetogramas del HMI a los del MDI no vemos ningún cambio significativo en la dirección de la LIP y su evolución. El promedio del ángulo τ durante la fase de emergencia, $\bar{\tau}$, varía en menos de 2° ante el cambio de la resolución espacial (ver Figuras 3.11c y 3.12c).

Otra fuente de error en la determinación de τ es la presencia de ruido en las mediciones del campo magnético fotosférico. Para estudiar el efecto que puede tener sobre los

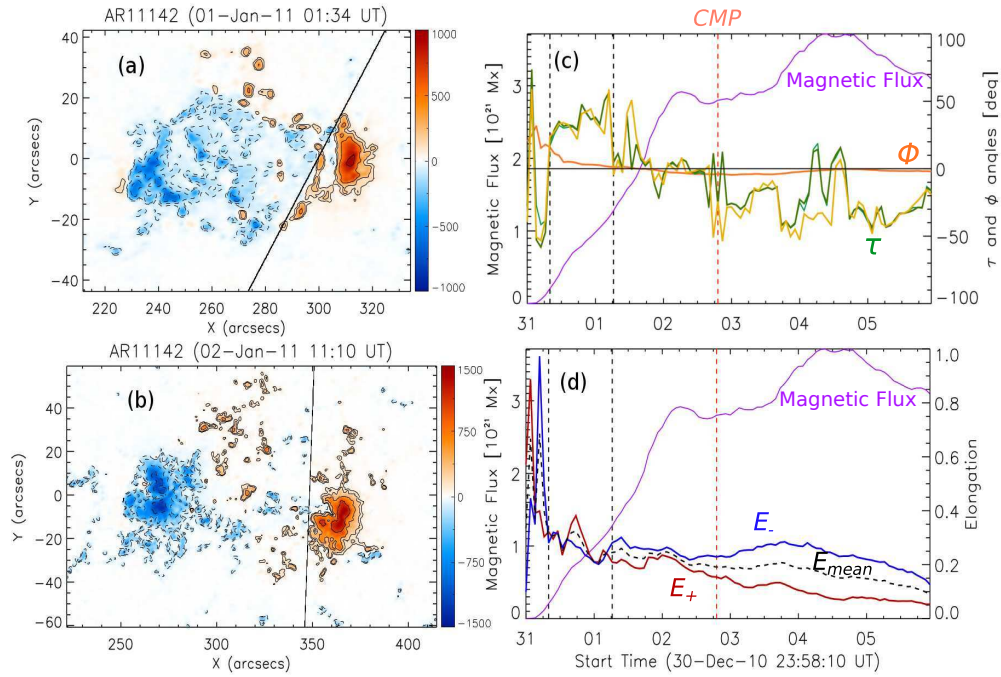


Figura 3.12: Similar a los paneles de la Figura 3.11 para la RA 11142 observada con el HMI.

resultados, agregamos una plantilla de ruido semialeatoria a los magnetogramas sintéticos generados a partir de los modelos de emergencia de flujo y también a los magnetogramas observados. Introducimos en los magnetogramas un ruido aleatorio con un rango de variación del campo entre $[-10 \text{ G}, 10 \text{ G}]$ y como trabajamos con la expresión integral de la ecuación (3.6), esperamos que el efecto estadístico del error sea pequeño o despreciable en la determinación de la LIP. El error va a estar dado por la desviación estándar de τ , $\Delta\tau_{\text{noise}}$. Para el magnetograma del modelo el error en τ permanece, en general, menor al paso angular tomado para la discretización de θ ($0,9^\circ$). Por el otro lado, en el caso de las RAs, el error estadístico máximo en τ es típicamente 25 % menor que el error sistemático debido a la presencia de polaridades en el lado “incorrecto” a ambos lados de la LIP calculada. La Figura 3.13 muestra los errores estimados a lo largo de la emergencia de dos RAs, una observada con MDI y otra con HMI. El error sistemático está reportado como el rango en el que puede variar τ y está representado por la línea verde de grosor

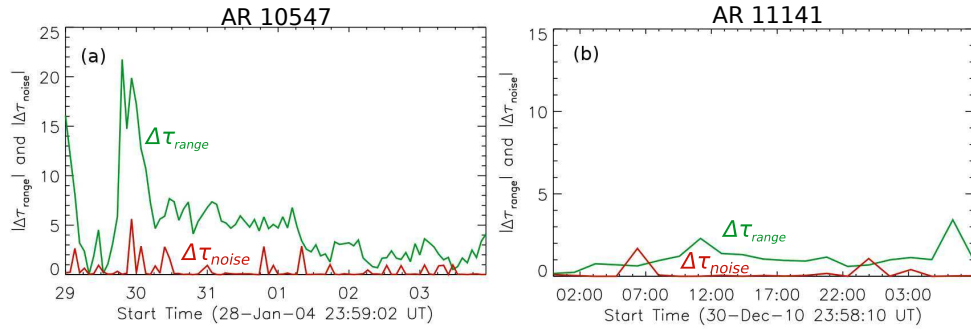


Figura 3.13: Rango del error sistemático en τ , $\Delta\tau_{\text{range}} = \tau_{\text{M}} - \tau_{\text{m}}$ (línea verde), debido a flujo magnético del lado “incorrecto” de la LIP. Con una línea roja mostramos la variación en τ al incorporar una plantilla de ruido aleatorio sobre los magnetogramas. (a) RA 10547 observada por el MDI (ver Figura 3.9). (b) RA 11141 observada por el HMI (ver Figura 3.11). Estos errores fueron estimados sólo durante el período definido por las líneas verticales discontinuas mostradas en las Figuras 3.9 y 3.11 (paneles c y d).

variable en las Figuras 3.8c y 3.9c.

En este capítulo presentamos el método utilizado caracterizar la presencia y evolución de las lenguas magnéticas basado en el cálculo del ángulo τ . Para esto, fue necesario desarrollar un procedimiento para obtener una aproximación de la LIP, que demostró ser ágil y versátil en su aplicación a un conjunto de RAs bipolares. Calculando sistemáticamente el ángulo de *tilt* y la LIP en estas regiones, encontramos que el signo de τ , obtenido desde el comienzo de la emergencia de las regiones activas, es un estimador temprano del signo de la torsión del tubo de flujo y, por lo tanto, del signo de la helicidad magnética usando solamente magnetogramas longitudinales. Tanto el modelo analítico simple como la simulación numérica de Cheung et al. (2010) reproducen la evolución de τ observada en las RA, confirmando que la evolución de las lenguas corresponde a una característica global del campo de las regiones. Además, esto demuestra que el modelo simple es representativo de emergencias en las que se incluye toda la física involucrada. Los resultados obtenidos en este capítulo muestran que las lenguas están bien caracterizadas por el ángulo τ y concluimos, al analizar el error de τ , que el procedimiento desarrollado para obtener una LIP de manera sistemática es estable.

Capítulo 4

Las lenguas magnéticas como estimador del signo de la helicidad

El procedimiento desarrollado en la Sección 3.4 nos permite estudiar de forma sistemática la evolución del patrón de campo fotosférico generado por la presencia de lenguas magnéticas. La relación entre el ángulo τ y la torsión está bien definida en el caso del modelo simple de emergencia presentado en la Sección 2.3. En este capítulo estudiamos la emergencia de 41 RAs bipolares con el fin de definir un parámetro asociado a la torsión, de manera similar al modelo de emergencia. Proponemos el cálculo del número de vueltas N_t como estimador de la torsión. La ventaja de estimar el contenido de helicidad usando este parámetro es que está determinado sólo por la distribución de campo magnético fotosférico en la dirección de la visual. Finalmente correlacionamos el parámetro N_t fotosférico con la torsión inferida a partir de extrapolaciones libres de fuerzas del campo coronal. Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en Poisson et al. (2015b) y Poisson et al. (2015a).

4.1. Estimación de la torsión en regiones activas

Con el objetivo de comparar la evolución de RAs con distintas características y alcanzar conclusiones generales sobre el efecto de las lenguas magnéticas sobre la distribución

de flujo fotosférico, usamos los valores promedio y máximo de los parámetros calculados durante la fase de emergencia de las RAs. Por ejemplo, $\bar{\tau}$ es el promedio de τ calculado durante un período delimitado de la emergencia, durante el cual el flujo de las lenguas magnéticas es dominante sobre el flujo de fondo y la mezcla de polaridades formadas al comienzo de cada emergencia (ver las figuras en la Sección 3.5). En la Figura 4.1 presentamos el histograma del valor absoluto de este promedio, $|\bar{\tau}|$, para un conjunto de 41 RAs observadas entre 2003 y 2010. También definimos para estos casos $|\tau_{\max}|$ como el valor máximo de $|\tau|$ durante el período indicado. De manera similar, calculamos el ángulo de *tilt* promedio, $\bar{\phi}$, y el valor máximo de la diferencia entre el *tilt* a lo largo de la fase de emergencia ϕ y la inclinación en el momento que la RA alcanza el flujo magnético máximo, $\phi_{\max \text{ flux}}$. El valor de $|\phi_{\max} - \phi_{\max \text{ flux}}|$ representa el máximo apartamiento de este ángulo respecto de la inclinación del segmento del bipolo del tubo de flujo. De la misma manera, introducimos el valor del número de vueltas promedio y máximo asociado a la torsión de las líneas de campo del tubo de flujo a lo largo de medio toro usando como referencia el modelo analítico simple descrito en la Sección 2.3. Luego de corregir el ángulo τ por la influencia de las lenguas en la determinación del ángulo de *tilt*, el signo de estos parámetros será utilizado como medida de la torsión de las RAs observadas. Los resultados para estas 41 RAs están listados en la Tabla 4.1 de la Sección 4.2.

Todos estos valores definidos son calculados sólo en el intervalo de tiempo correspondiente a la emergencia de flujo magnético principal de las RAs, indicado con líneas verticales discontinuas en las Figuras 3.8–3.9. Definimos un criterio para la selección de estos intervalos: En primer lugar, identificamos la fase de emergencia como el intervalo temporal en el cual el flujo magnético aumenta de manera pronunciada. Luego, mirando directamente los magnetogramas, ajustamos el intervalo minimizando el efecto del flujo de fondo y emergencias secundarias dentro de los rectángulos de selección. En algunos casos, el flujo de fondo tiene un importante efecto al comienzo de la emergencia de la RA y por consiguiente sobre la inclinación de la LIP. Para esos casos removimos del análisis los primeros magnetogramas hasta el momento en el que el flujo de las polaridades de la RA alcanza suficiente intensidad como para despreciar el flujo de fondo. Además, durante la emergencia de flujo, el desarrollo de la inestabilidad que da origen a cadenas de

pequeños dipolos (ver el Capítulo 2) contamina la determinación de la LIP. En los casos en los cuales observamos emergencias secundarias (por ejemplo, la Figura 3.8), la estructura de las RAs aumenta su complejidad haciendo que la determinación de la LIP no sea confiable. En esos casos, incluimos en el análisis sólo la fase principal de la emergencia. Aplicamos este criterio a las 41 RAs estudiadas.

En la Figura 4.1 mostramos los histogramas de los valores absolutos del promedio y del máximo de τ durante la emergencia de 41 RAs bipolares. El promedio de $|\bar{\tau}|$ (Figura 4.1a) es de aproximadamente 24° , similar al valor de la mediana ($\sim 23^\circ$). En la Figura 4.1b, $|\tau_{\max}|$ tiene un valor promedio de 40° , con una mediana de 41° . A pesar de que la distribución de $|\tau_{\max}|$ es más dispersa, porque depende de una única medición de τ para cada RA, su apariencia es más Gaussiana que la distribución de $|\bar{\tau}|$. Esta consistencia de los valores de $|\tau_{\max}|$ es debida en parte al criterio de selección del intervalo de análisis en cada caso, evitando contribuciones de flujo ajenas a la emergencia principal de la RA que pueden provocar saltos y medidas erróneas de la LIP. Los valores de $|\bar{\tau}|$ y $|\tau_{\max}|$ para un modelo simple de emergencia con $N_t = 1$ (rectángulo azul en los histogramas de la Figura 4.1) son ligeramente mayores a los promedios observados en las RAs. Esta correspondencia indica que el modelo simple representa bien el comportamiento global de τ para las RAs bipolares durante la fase de emergencia.

La manera en la que el flujo magnético de las lenguas puede influir sobre la variación del ángulo de *tilt* de la RA puede verse en la Figura 4.2, en donde mostramos los histogramas de $|\bar{\phi} - \phi_{\max \text{ flux}}|$ y $|\phi_{\max} - \phi_{\max \text{ flux}}|$ para las 41 RAs. Llamamos $\phi_{\max \text{ flux}}$ al ángulo de *tilt* que tiene la RA cuando ha alcanzado su flujo magnético máximo, por lo general, cuando el bipolo ha emergido completamente. Es claro en ambos histogramas que para la mayoría de los casos estudiados el flujo magnético de las lenguas tiene un leve efecto en la inclinación del *tilt*. Esto es evidente en los valores medios de cada una de las distribuciones (6° en la Figura 4.2a y 14° en la Figura 4.2b). Sin embargo, algunas RAs presentan valores alejados de la media de la distribución. Además, a pesar de que los valores de $|\bar{\tau}|$ y $|\tau_{\max}|$ para el modelo de emergencia son similares a los promedios calculados para las observaciones, el flujo magnético en las lenguas es mucho mayor que en la mayoría de los casos observados. Los rectángulos azules en los histogramas de la Figu-

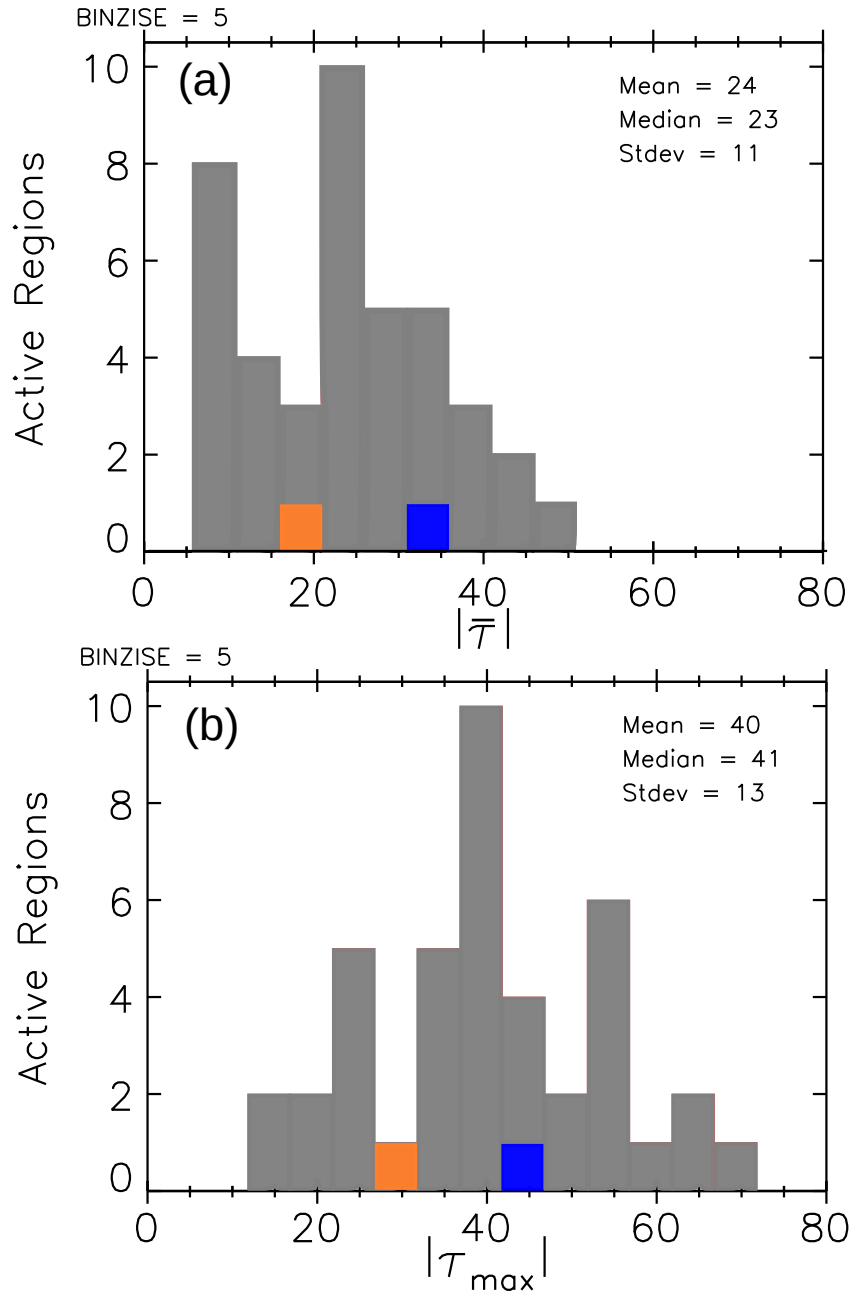


Figura 4.1: Histogramas: (a) del valor absoluto del promedio de τ , $|\bar{\tau}|$, y (b) del valor máximo, $|\tau_{\max}|$, a lo largo de la fase de emergencia de las 41 RAs estudiadas. En cada panel mostramos los valores medios, mediana y la desviación estándar de cada distribución. Los valores de $|\bar{\tau}|$ y $|\tau_{\max}|$ correspondientes al modelo de emergencia de la Sección 2.3 con $N_t = 1$ están indicados con un rectángulo azul dentro de los histogramas. En naranja indicamos los valores obtenidos para la simulación numérica de la Figura 3.7.

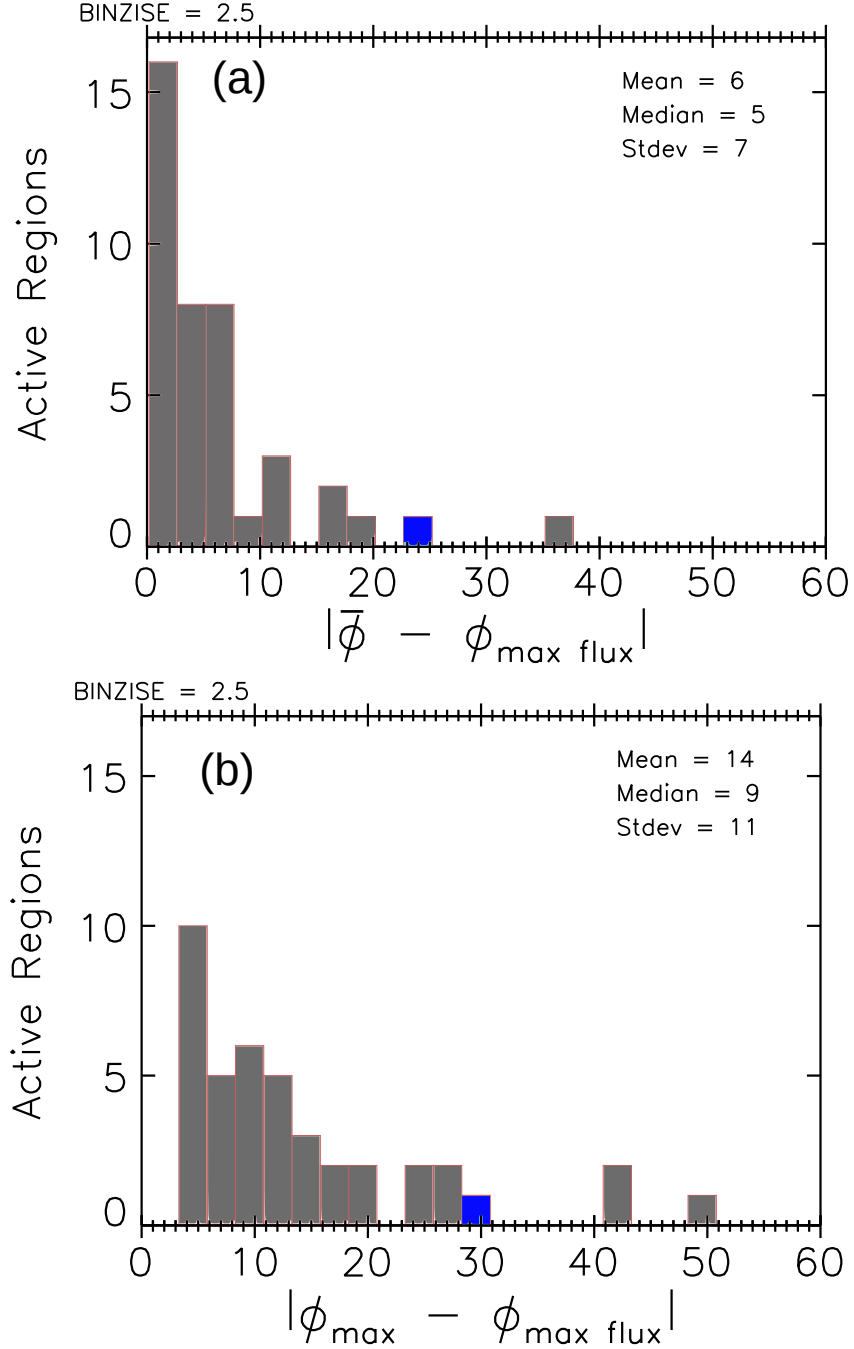


Figura 4.2: Histogramas: (a) del valor absoluto del promedio del ángulo de *tilt* corregido por el *tilt* al flujo máximo $|\bar{\phi} - \phi_{\max \text{ flux}}|$ y (b) del ángulo de *tilt* máximo corregido de la misma forma $|\phi_{\max} - \phi_{\max \text{ flux}}|$ para las 41 regiones estudiadas. En cada panel mostramos los valores medios, mediana y la desviación estándar de cada distribución. Los valores correspondientes al modelo de emergencia de la Sección 2.3 con $N_t = 1$ están indicados con un rectángulo azul dentro de los histogramas.

ra 4.2 están ubicados en valores altos, lo que implica que las lenguas afectan fuertemente el *tilt* del modelo.

Es decir, la componente azimutal del campo magnético del tubo de flujo genera una contribución adicional al flujo total de las polaridades causando una rotación aparente del segmento del bipolo, en contraste con la rotación real del eje del tubo de flujo. Para cuantificar este efecto, investigamos cómo el ángulo de *tilt* del bipolo, ϕ , evoluciona durante la emergencia. Para el 83 % de las RAs, la variación media de ϕ es menor a 10° respecto de su valor en el momento de flujo magnético máximo (ver Figura 4.2). Sin embargo, la variación puede ser grande para algunos casos, con rotaciones aparentes de $\sim 50^\circ$. Concluimos entonces que en varios casos las lenguas tienen un efecto sobre la determinación del ángulo de *tilt*.

4.1.1. Corrección sobre los parámetros por el efecto de la lenguas

Para independizarnos del efecto mencionado en la sección anterior, definimos el ángulo de las lenguas corregido por la orientación final del bipolo. Suponemos que el tubo de flujo no está rotando significativamente de manera intrínseca durante la emergencia, por lo tanto la dirección de su eje puede ser inferida a partir del ángulo de *tilt* luego de que las lenguas dejan de ser notorias y antes de que otra emergencia o la dispersión modifiquen el bipolo de la RA. Consideramos que el momento en el que la RA alcanza el flujo máximo satisface ambas condiciones. Entonces, definimos los ángulos corregidos τ_c y ϕ_c como:

$$\tau_c(t) = \tau(t) - \phi_c(t), \quad (4.1)$$

$$\phi_c(t) = \phi(t) - \phi_{\text{max flux}}, \quad (4.2)$$

en donde $\tau_c(t)$ es el ángulo de las lenguas a tiempo t respecto de la dirección definida por el segmento del bipolo al momento en que el flujo es máximo $\phi_{\text{flujo max}}$ y $\phi_c(t)$ es el ángulo de *tilt* corregido por la inclinación del bipolo al momento en que el flujo es máximo.

Luego, calculamos los valores promedio, $\overline{\tau_c}$, y máximo, $|\tau_{c,\text{max}}|$, como hicimos anteriormente para τ . Una fracción importante de RAs se encuentran cercanas a las líneas

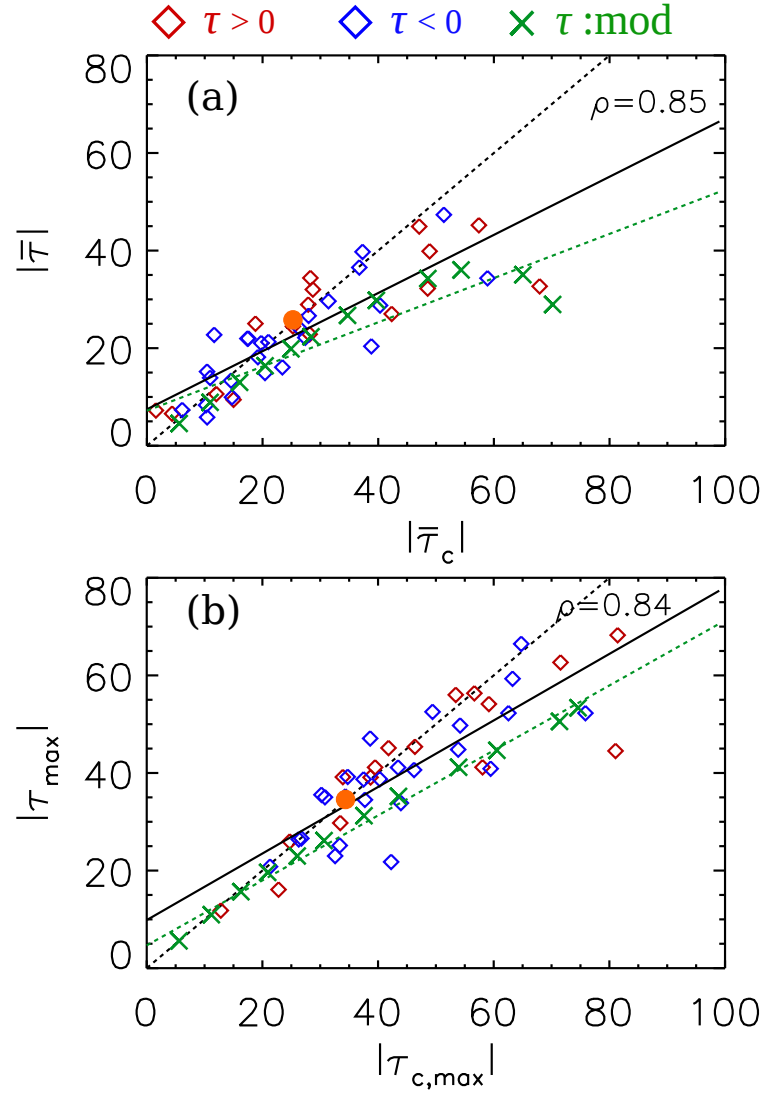


Figura 4.3: (a) $|\bar{\tau}|$ versus $|\bar{\tau}_c|$ y (b) $|\tau_{\max}|$ versus $|\tau_{c,\max}|$ para las 41 RAs estudiadas. La línea discontinua negra corresponde a la igualdad de la abscisa y la ordenada. La línea negra continua corresponde al ajuste por cuadrados mínimos de todos los datos, los rombos azules y rojos corresponden a las RAs con $\bar{\tau} < 0$ y $\bar{\tau} > 0$, respectivamente. Con cruces verdes mostramos los resultados del modelo analítico (el caso con $N_t = 1$ se muestra en la Figura 3.6) para $N_t = 0,05, 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,3, 0,4, 0,5, 0,75, 1, 2, 4$. La recta discontinua verde muestra el ajuste por cuadrados mínimos para estos valores. Esto indica una tendencia global comparable entre el modelo y las observaciones. Los círculos naranjas en cada panel muestran los valores correspondientes a la simulación numérica de Cheung et al. (2010).

definidas por $\overline{\tau_c} = \overline{\tau}$ y $|\tau_{c,\max}| = |\tau_{\max}|$ (ver la Figura 4.3). La dispersión alrededor de estas líneas se interpreta por la rotación intrínseca de los bipolos (por ejemplo, debidas a deformaciones globales intrínsecas de los tubos de flujo). Sin embargo, algunas RAs tienen valores de $\overline{\tau_c}$ significativamente mayores que de $\overline{\tau}$, al igual que con los valores máximos. En efecto, el ajuste por cuadrados mínimos de la línea negra en la Figura 4.3 muestra que estos resultados son cercanos a los valores del modelo cuando se varía el número de vueltas N_t (ver la ubicación de las cruces verdes en la figura). Esta correlación es buena para una fracción de las RAs estudiadas. Esto muestra que el modelo simple describe bien la evolución de RAs en relación a la orientación de la LIP durante la emergencia. Vemos que es necesario usar un rango amplio de valores de N_t para interpretar a la mayoría de las RAs analizadas.

En el Capítulo 6 analizamos con mayor detalle el efecto de las lenguas en la determinación del ángulo de *tilt* durante la fase de emergencia de RAs. También proponemos un método para identificar cada contribución de flujo y minimizar la rotación aparente del segmento del bipolo debida al efecto de las lenguas.

4.1.2. Torsión del campo y lenguas magnéticas

Usando la relación:

$$N_{t,c} = \frac{\tan \tau_c}{2}, \quad (4.3)$$

derivada en la Sección 2.3 podemos relacionar τ_c obtenido en las observaciones con la torsión asociada al parámetro N_t del modelo. Para el conjunto de 41 RAs, calculamos dos valores extremos del número de vueltas, $\overline{N_{t,c}}$ y $N_{t,c,\max}$, remplazando el valor de τ_c en la ecuación (4.3) por los de $\overline{\tau_c}$ y $\tau_{c,\max}$ respectivamente. De esta manera, la torsión de las RAs observadas está caracterizada por $N_{t,c}$ que, como está definida, es una función monótonamente creciente de τ_c . Esta relación depende fuertemente del modelo y puede ser puesta a prueba con simulaciones numéricas de emergencia de tubos de flujo, en donde tanto τ_c como $N_{t,c}$ pueden obtenerse de manera independiente.

Los magnetogramas sintéticos para la simulación numérica de Cheung et al. (2010) (ver los paneles a y c de la Figura 3.7) muestran unas lenguas magnéticas que se extienden

hacia el centro de la emergencia. Esta distribución de flujo provoca un efecto sobre la inclinación de la LIP que se puede ver durante la fase de emergencia (Figura 3.7b). Sin embargo, no modifica la inclinación del segmento del bipolo ya que los baricentros cambian su posición principalmente a lo largo de esta dirección. Para esta distribución del flujo de las lenguas, observada en varios casos de RAs (por ejemplo, la RA 10547 en la Figura 3.9), $\overline{\tau_c} \sim \bar{\tau}$ y $\tau_{c,\max} \sim \tau_{\max}$. En la Figura 4.3 indicamos esta igualdad con un círculo naranja en cada panel. Con estos valores medios y máximos de τ_c , obtuvimos el número de vueltas para la simulación de $\overline{N_{t,c}} = 0,2$ y $N_{t,c,\max} = 0,3$. Estos valores son consistentes con la condición inicial del tubo ($N_t = 0,5$).

En la Figura 4.4 vemos que todos los valores de $\overline{N_{t,c}}$, excepto uno, están por debajo de la unidad y que la mediana de la distribución es sólo 0,2. La mayoría de las RAs tiene a su vez un valor de $N_{t,c,\max}$ menor que la unidad y la mediana para todos los casos es 0,4. Esto muestra que la parte emergente de los tubos de flujo tiene en general poca torsión y que los tubos de flujo que tengan una fuerte torsión en el campo son raros. Estos resultados sirven como cota para la torsión de los tubos de flujo de las simulaciones numéricas, en especial, para aquellos que fijan la formación de los tubos de flujo en la base de la zona convectiva. Finalmente, la diferencia entre los histogramas de $\overline{N_{t,c}}$ y $N_{t,c,\max}$ es importante ya que $\tau_c(t)$ evoluciona durante la emergencia de las RAs. Esto puede deberse a la existencia de un perfil de torsión variable a lo largo de la sección del tubo de flujo, contrario al modelo simple utilizado con torsión uniforme. En el Capítulo 5 exploramos los efectos que puede tener un perfil de torsión variable en la evolución de las lenguas y el valor de $\tau_c(t)$.

El cálculo de τ_c nos permite estimar la torsión de las RAs si comparamos el valor equivalente de $N_{t,c}$ para el modelo analítico de emergencia de un tubo de flujo. Vimos con este método que todas las RAs estudiadas poseen al menos una leve cantidad de torsión en la parte del tubo emergida, aunque a veces estos valores sean relativamente bajos (en promedio debajo de 0,2). Hay otros métodos para inferir el grado de torsión en las RAs emergentes que pueden ser más complejas que simples regiones bipolares, por ejemplo, calculando las corrientes eléctricas fotosféricas a partir de magnetogramas vectoriales (Gosain et al., 2014; Zhang, 2001; Zhang et al., 2012). Nuestro método está basado en la

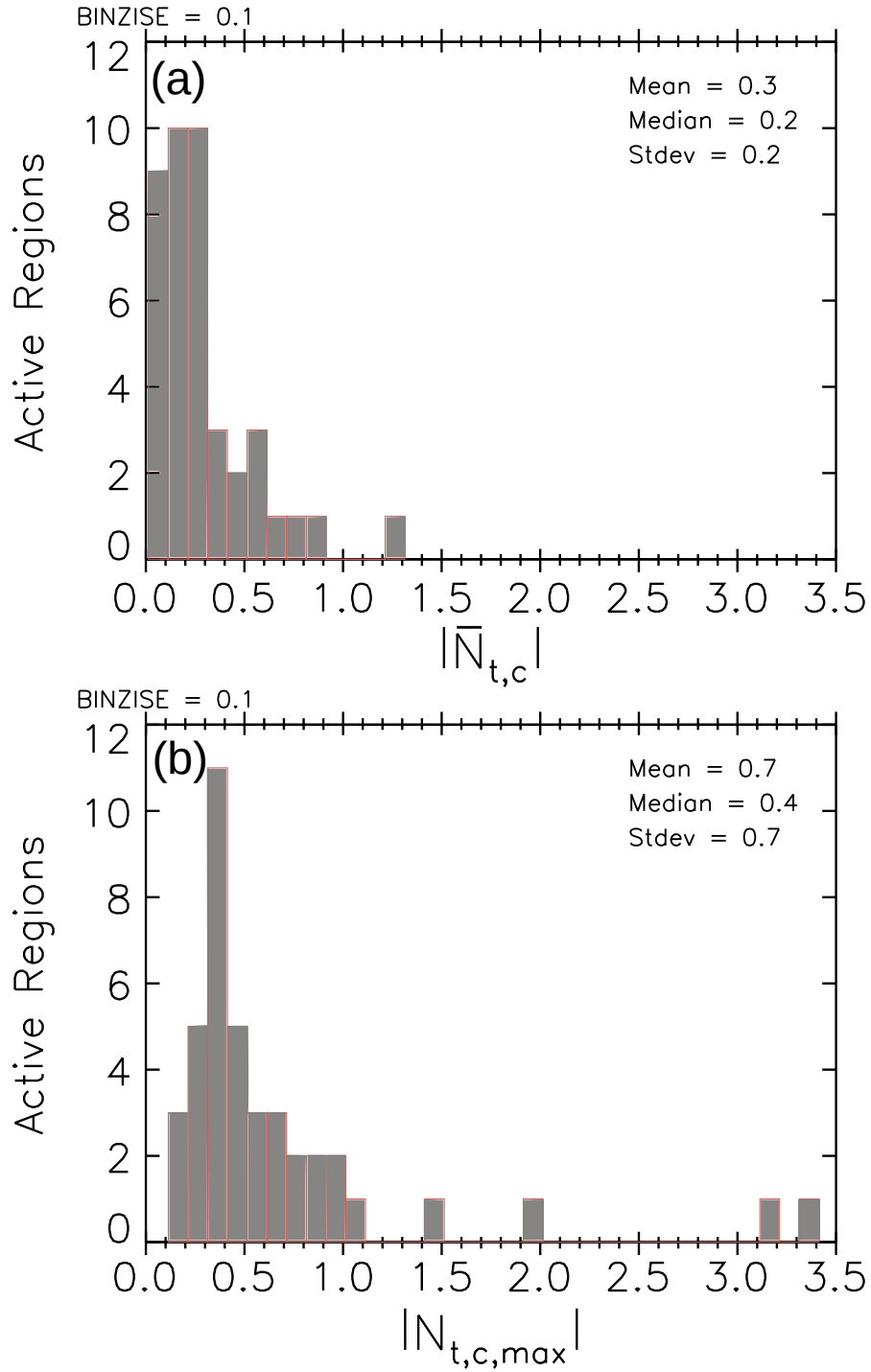


Figura 4.4: (a) Histogramas de $|\bar{N}_{t,c}|$ y (b) $|N_{t,c,max}|$ para las 41 RAs estudiadas. Cada valor fue calculado al reemplazar τ_c de la ecuación (4.3) por $|\bar{\tau}_c|$ y $|\tau_{c,max}|$, respectivamente. La media, la mediana y la desviación estándar se indican en cada panel.

determinación de un ángulo durante las primeras etapas de emergencias de flujo de las RAs, y por lo tanto, tiene la ventaja de dar una primera estimación cuantitativa de la torsión directamente derivada de magnetogramas del campo en la dirección de la visual.

Tal como se ha encontrado en trabajos previos, el resultado obtenido muestra una baja torsión en la parte emergente del tubo de flujo que es consistente con la helicidad magnética estimada en las RAs bipolares (LaBonte et al., 2007; Tian & Alexander, 2008; Yang et al., 2009). El flujo de helicidad fotosférica se deriva usualmente estudiando la evolución temporal de las polaridades en los magnetogramas. Este flujo, normalizado por el cuadrado del flujo magnético total (en un modelo de tubo de flujo con torsión uniforme), provee un estimador del número de vueltas que varía en un rango entre 0,01 y 0,1 (Jeong & Chae, 2007; Liu & Zhang, 2006; Nindos et al., 2003). Por otra parte, la helicidad magnética contenida en un determinado momento en el campo coronal puede ser estimada a partir de extrapolaciones del campo observado en la fotosfera. Esto puede hacerse usando un modelo libre de fuerzas que ajuste los arcos coronales observados en EUV. El procedimiento provee una estimación independiente de la inyección de helicidad y del número de vueltas equivalente que varía entre 0,1 y 0,2 (Démoulin et al., 2002a; Green et al., 2002; Lim et al., 2007; Mandrini et al., 2005). En la Sección 4.2 realizamos este tipo de análisis en nuestro conjunto de 41 RAs bipolares y comparamos la estimación del número de vueltas obtenido con cada método.

4.2. Helicidad magnética de extrapolaciones del campo coronal

En esta sección nos enfocamos nuevamente en el análisis de la torsión de las 41 RAs bipolares seleccionadas con el criterio presentado en la Sección 3.1. En este caso, la motivación es comparar el parámetro del número de vueltas obtenido a partir de la distribución de campo fotosférico en la dirección de la visual con un parámetro equivalente obtenido a partir de modelos del campo magnético coronal. La base fundamental de este análisis está en suponer que las RAs son producto de la emergencia de tubos de flujo con torsión.

4.2.1. Modelo libre de fuerzas lineal

A continuación describimos el método seguido para determinar el parámetro α que será utilizado para cuantificar la torsión de las RAs. El procedimiento consiste en realizar una extrapolación libre de fuerzas lineal del campo magnético coronal a partir del campo medido en la fotosfera. El cálculo utiliza el método de la transformada rápida de Fourier (FFT) para resolver la condición libre de fuerzas del campo magnético:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (4.4)$$

en donde $\mathbf{B}$ es el campo magnético y α es una constante. En el Apéndice A describimos en detalle la aplicación del método para integrar la ecuación (4.4) (ver también Alissandrakis, 1981).

Usando los magnetogramas fotosféricos como condición de contorno y con un parámetro α dado, el código de extrapolación calcula las tres componentes del campo magnético en cada punto de la grilla del recinto de integración que corresponde al volumen que ocupa la RA en la corona. A partir de los modelos obtenidos con los distintos valores de α se integran y trazan conjuntos de líneas de campo que son comparadas con los arcos corales observados en imágenes en EUV. Para cuantificar la torsión de las RAs usamos el valor de α que mejor ajusta los arcos corales observados. El procedimiento permite seleccionar un conjunto de puntos a lo largo de los arcos observados en EUV y luego ajustar los valores de α de manera que se minimice la distancia entre estos puntos y las líneas de campo integradas con el modelo (ver también Gosain et al., 2014; Green et al., 2002; López Fuentes et al., 2006).

Debido a que en el campo coronal de las RAs la condición libre de fuerzas (ecuación (4.4)) es no lineal (por ejemplo, α varía entre una línea de campo y otra), el mejor valor de este parámetro (α_{best}) resulta del mejor ajuste en promedio sobre distintos arcos observados. Consideramos que para cuantificar de manera global la torsión de una RA, la aproximación lineal es apropiada. Además, las RAs analizadas están restringidas a simples configuraciones de campo bipolar seleccionadas por el criterio presentado en la Sección 3.1. El hecho de que estas RAs no sean complejas justifica el uso de un α

constante, pudiendo ser esta aproximación insuficiente en RAs complejas.

El código de extrapolación usa como condición de contorno la componente del campo magnético normal a la fotosfera (ver Sección 3.1.1). La determinación de esta componente del campo es más confiable cuando la RA se encuentra cerca del centro del disco, en esos casos la proyección en la dirección de la visual del campo transversal es despreciable frente a la componente normal. Por lo tanto, cuanto más cercana esté la RA al centro del disco mejor será la aproximación de proyectar el campo en la dirección vertical local. Entonces, el primer criterio tenido en cuenta consiste en usar como condición de contorno al magnetograma para el cual la RA se encuentra más próxima al meridiano central (MC).

El segundo criterio considera la cantidad de flujo magnético emergido de la RA. Es de esperar que la torsión estará mejor definida en la corona para los momentos cercanos al flujo fotosférico máximo, cuando la mayor parte del tubo emergió y el volumen coronal ocupado por la RA es máximo. Antes de alcanzar el flujo máximo la RA aún está en la fase de emergencia y la helicidad magnética no ha sido transportada en su totalidad hacia la corona. Luego, durante la fase de decaimiento de las RAs, las estructuras coroneales se relajan progresivamente disminuyendo la torsión del campo. Estos cambios en la topología del campo coronal son debidos en parte a la dispersión del campo magnético fotosférico y a la posible liberación de energía magnética libre en eventos como fulguraciones o ECMs. Es importante considerar que las ECMs pueden tener un rol importante al remover parte de la helicidad magnética durante la fase de emergencia de las RAs. Sin embargo, aún considerando todos estos efectos, esperamos obtener la mejor determinación de la torsión realizando nuestro análisis en fechas cercanas al flujo magnético máximo de la RA.

La combinación de ambos criterios implica que para nuestro análisis debemos escoger la fecha más cercana al flujo magnético máximo siempre que la RA no se encuentre apartada del MC en más de 30° de longitud heliográfica. Si en la fecha correspondiente al flujo máximo de la RA, esta se encuentra fuera de este rango espacial, escogemos la fecha más cercana dentro de ese rango. De todas maneras, consideramos que el flujo magnético de la región en esa fecha no puede ser menor que el 70% del flujo máximo. Las RAs que cumplen con estos criterios están listadas en la Tabla 4.1.

Para la mayoría de las RAs analizadas, usamos datos del MDI (ver Sección 3.1.1)

y del *EUV Imaging Telescope* (EIT, Delaboudinière et al., 1995) a bordo de la nave SOHO. Para las dos regiones de las Figuras 3.11–3.12 usamos los datos del HMI (ver Sección 3.5.1) y del *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA, Lemen et al., 2012), a bordo del SDO. EIT y AIA proveen imágenes en EUV (171, 195, and 284 Å) que son adquiridas de manera casi simultánea con los magnetogramas utilizados para realizar la extrapolación. Estas imágenes permiten comparar los arcos coronales observados con la estructura de los arcos modelados para ajustar el valor de α en el modelo. Los magnetogramas y las imágenes EUV fueron superpuestas usando herramientas en IDL disponibles en el paquete del *Solar Software*.

Las Figuras 4.5–4.7 muestran ejemplos de estructuras coronales modeladas para algunas de las RAs listadas en la Tabla 4.1. Cada figura posee dos RAs (paneles superiores e inferiores, respectivamente). Para cada RA el panel izquierdo corresponde a la imagen EUV y el panel derecho muestra la estructura modelada representada por las líneas de campo (en rojo) integradas usando la ecuación (4.4) con el mejor α que ajusta los arcos coronales observados. La Figura 4.5 muestra dos ejemplos de RAs con helicidad magnética negativa: la RA 10440 (paneles a y b) y la RA 10569 (paneles c y d). La Figura 4.6 corresponde a RAs con helicidad positiva: la RA 10900 (paneles a y b) y la RA 10987 (paneles c y d). En todos los casos notamos que la forma de las líneas de campo y los arcos coronales están determinados por el signo de la helicidad magnética. Finalmente, en la Figura 4.7, los paneles superiores (a y b) corresponden a la RA 10664 cuya estructura de arcos es casi potencial, y los paneles inferiores (c y d) muestran el ejemplo de la RA 11141 observada con SDO/AIA y modelada a partir de magnetogramas obtenidos con el SDO/HMI.

Siguiendo el procedimiento y el criterio de selección descrito en esta sección, determinamos el valor de α que mejor ajusta los arcos coronales para todas las RA analizadas de la lista en la Tabla 4.1. Es importante aclarar que no todas las RAs estudiadas en la Sección 4.1 fueron incluidas en este análisis. Las RAs 10727, 10828 y 11005 fueron excluidas debido a que los datos de EIT no estaban disponibles para las fechas requeridas en el criterio de selección o porque la visibilidad de los arcos coronales no era suficiente como para determinar de manera confiable el mejor valor de α para ajustar las observaciones.

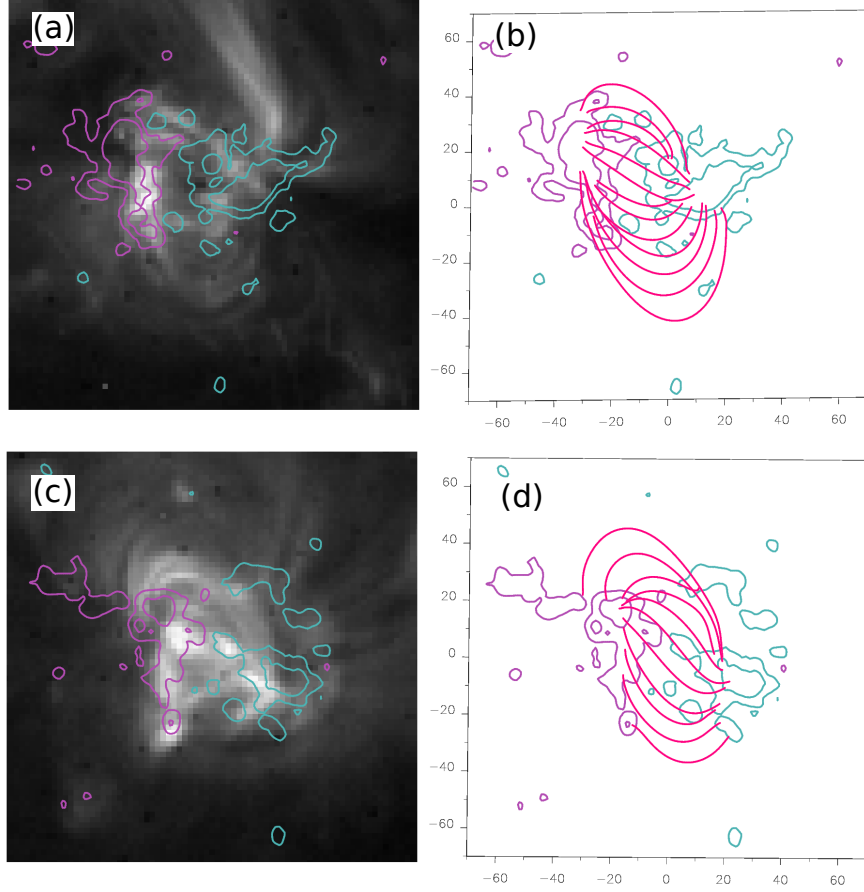


Figura 4.5: Ejemplo de RAs con helicidad magnética negativa. (a) Imagen tomada por SOHO/EIT de la RA 10440 en el canal de $195 \text{ \AA}$, obtenida el 22 de agosto de 2003 a las 19:11 (UT). (b) Modelo de la estructura coronal que mejor ajusta a las observaciones con $\alpha = -1,9 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$. (c) Imagen en EUV de la RA 10569 en $195 \text{ \AA}$, obtenida el 7 de marzo de 2004 a las 08:03 (UT). (d) Modelo de la extrapolación del campo coronal con $\alpha = -2,4 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$. En todos los paneles los contornos corresponden a los valores del campo magnético fotosférico de 100 G y 500 G. Los contornos en color magenta corresponden al campo magnético positivo y los contornos en cian al campo negativo sobre la fotosfera. En los paneles b y d las líneas de campo extrapoladas son mostradas en color rojo. Los ejes de los paneles (b) y (d) están en Mm.

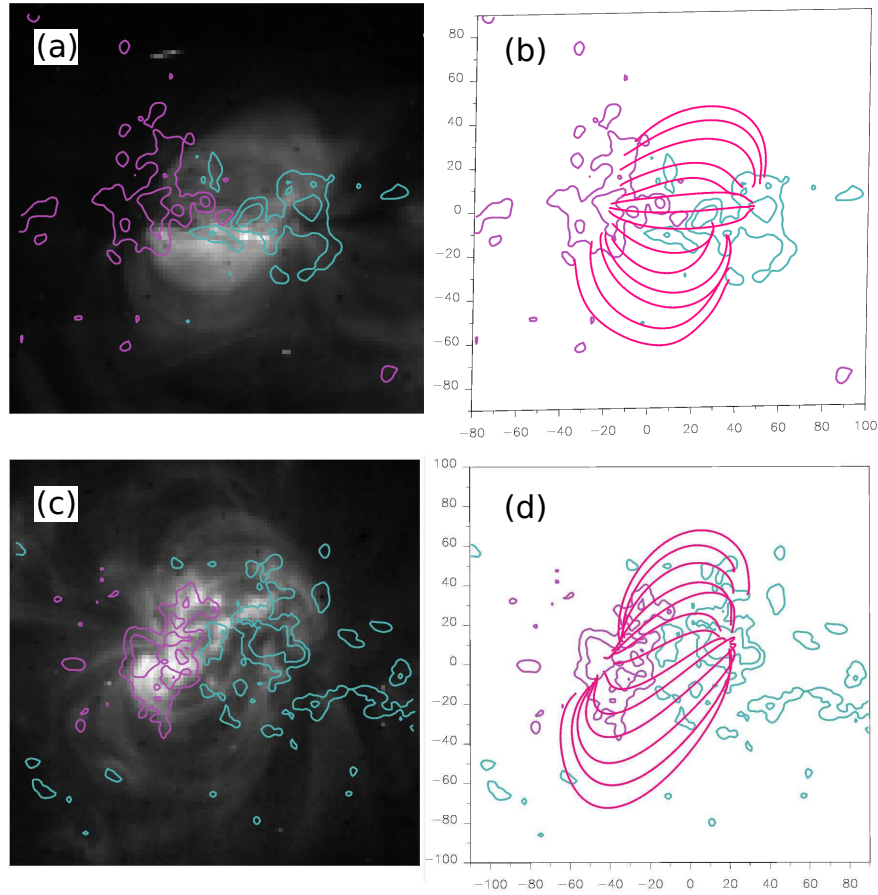


Figura 4.6: Ejemplo de RAs con helicidad magnética positiva. (a) Imagen tomada por el EIT a bordo de SOHO en $284 \text{ \AA}$ de la RA 10900, corresponde al 19 de julio de 2007 a las 01:36 (UT). (b) Modelo de los arcos corales extrapolados con $\alpha = 6,3 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$. (c) Imagen en EUV tomada por EIT de la RA 10987 en $195 \text{ \AA}$, corresponde al 27 de marzo de 2008 a las 12:47 (UT). (d) Modelo de los arcos corales usando $\alpha = 1,6 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$ en la extrapolación. En todos los paneles los contornos muestran la distribución de campo magnético fotosférico con 100 G y 500 G. Los contornos en color magenta corresponden al campo magnético positivo y los contornos en cian al campo negativo sobre la fotosfera. En los paneles b y d las líneas de campo extrapoladas son mostradas en color rojo. Los ejes de los paneles (b) y (d) están en Mm.

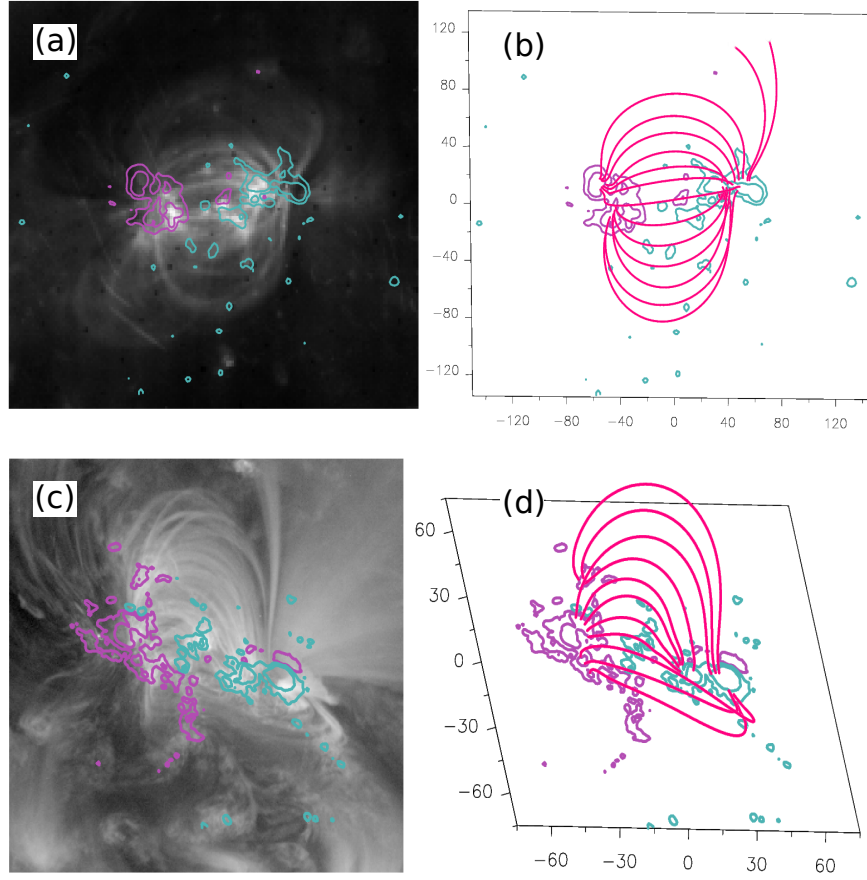


Figura 4.7: (a) Imagen de la RA 10664 tomada por el EIT a bordo de SOHO en $195 \text{ \AA}$ el 23 de agosto de 2004 a las 11:11 (UT). Esta es una RA con una estructura de arcos coronales cercana a una configuración potencial. (b) El mejor ajuste de los arcos se obtuvo con un modelo de $\alpha = 3,1 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$. (c) Imagen de la RA 11141 tomada por AIA a bordo del SDO en una banda de $171 \text{ \AA}$, corresponde al 1 de enero de 2011 a las 19:00 (UT). (d) El modelo de arcos coronales corresponde a $\alpha = -9,4 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$. En todos los paneles los contornos muestran la distribución de campo magnético fotosférico con 100 G y 500 G. Los contornos en color magenta corresponden al campo magnético positivo y los contornos en cian al campo negativo sobre la fotosfera. En los paneles b y d las líneas de campo extrapoladas son mostradas en color rojo. Los ejes de los paneles (b) y (d) están en Mm.

4.2.2. Helicidad magnética a partir del campo coronal

La helicidad magnética, H , puede estimarse directamente a partir del campo obtenido mediante el modelo libre de fuerzas lineal (LFFF por sus siglas en inglés) de los arcos coronales (ver Berger, 1985). El cálculo fue presentado en Démoulin et al. (2002b) y Green et al. (2002). En este último trabajo, analizaron la dependencia de la helicidad magnética como función de α y la contribución de las componentes de los diferentes modos de Fourier utilizados para integrar la ecuación (4.4). La expresión de la helicidad presentada en ese artículo corresponde a la helicidad relativa respecto de la solución potencial del campo ($\alpha = 0$) con la misma condición de contorno fotosférica (componente vertical del campo magnético). El uso de la helicidad relativa evita la dependencia de Gauge del problema cuando se calcula H (ver la ecuación (2.1), Berger, 1985). Démoulin et al. (2002b) y Green et al. (2002) introducen una expresión linealizada de la helicidad para evitar un crecimiento no realista de H cuando α se acerca a su valor de resonancia (ver Apendice A.1). Remarcamos que todos los valores de α que mejor ajustan a los arcos coronales en los modelos LFFF de este trabajo permanecen por debajo de los valores de resonancia. La ecuación presentada en Green et al. (2002) fue corregida en Mandrini et al. (2005) por la siguiente expresión:

$$H = \alpha \sum_{n_x=0}^{N_x} \sum_{n_y=0}^{N_y} \frac{|\tilde{B}_{n_x, n_y}^2|}{(k_x^2 + k_y^2)^{3/2}}, \quad (4.5)$$

en donde el modo $n_x = n_y = 0$, correspondiente al campo uniforme, no tiene contribución, $\tilde{B}_{n_x, n_y}$ es la amplitud del modo de Fourier (n_x, n_y) , $k_x = 2\pi n_x/L$, $k_y = 2\pi n_y/L$ y L es la extensión de la integración en el plano fotosférico. En este trabajo, usamos esta forma linealizada para calcular H a partir del valor de α (ver Tabla 4.1).

Por otra parte, la helicidad magnética de un tubo de flujo magnético con torsión uniforme puede cuantificarse por el número de vueltas N que da una línea de campo alrededor del eje del tubo. Considerando entonces que un tubo con simetría axial tiene flujo magnético axial (Φ), la helicidad magnética en este caso está dada por $N\Phi^2$ (Berger, 1999). Esta expresión de la helicidad desprecia la contribución asociada a la deformación del eje del tubo (*writhe*). Definimos entonces el número de vueltas asociado a la helicidad

calculada a partir de un modelo libre de fuerzas lineal:

$$N_H = H/\Phi^2. \quad (4.6)$$

Usamos la notación N_H para diferenciar esta definición del número de vueltas N_t presentado en la Sección 4.1.2. La Tabla 4.1 muestra los valores de N_H calculados usando la ecuación (4.6) y las helicidades listadas en la correspondiente columna.

El flujo magnético Φ usado corresponde al valor medio entre el flujo positivo y el módulo del negativo de la RA. Para calcularlo seleccionamos cajas con tamaños similares para todas las RAs. En todos los casos, calculamos Φ considerando solo el flujo perteneciente a la RA, por lo que las cajas fueron escogidas con el tamaño mínimo que incluyera el flujo relevante de las polaridades principales de la región. Por supuesto, debido a que el flujo magnético observado de las polaridades positivas y negativas de una RA no se encuentra nunca perfectamente balanceado, se espera un error sobre el cálculo del flujo medio. Para caracterizar el desbalance típico del flujo de una RA en nuestra selección, definimos el desbalance relativo como el valor absoluto de la diferencia de flujos dividido el flujo medio calculado ($|\Phi_+ - |\Phi_-||/\Phi$). Si consideramos el error relativo en el flujo como la mitad del desbalance relativo en el flujo ($\Delta\Phi = |\Phi_+ - |\Phi_-||/2$), entonces el error medio relativo del flujo para las 38 RAs en nuestra selección es aproximadamente 0,05; 26 RAs están por debajo de ese valor y sólo 5 están por encima de 0,1. Si consideramos sólo el efecto de Φ (despreciando el efecto de H) en el error de N_H , una propagación simple de la ecuación (4.6) indica que el error relativo en N_H es igual al doble del error relativo en Φ . Por lo tanto, como una estimación simple, el error relativo medio en N_H debido al desbalance del flujo, para las RAs seleccionadas en este trabajo es de aproximadamente 0,1.

Es importante indicar aquí que el cálculo de H se realiza en una caja mayor que la utilizada para calcular Φ . Esto es así porque las condiciones periódicas del método de Fourier requieren una zona de campo bajo alrededor del magnetograma observado para evitar efectos de *aliasing* (Alissandrakis, 1981). Por lo tanto, el cálculo de H , realizado sobre toda la caja de extrapolación, sobrestima el contenido real de la helicidad magnética de la RA. Por otra parte, debido a que en el modelo libre de fuerzas lineal las

estructuras grandes son los mayores contribuyentes a la helicidad, todas las líneas de campo largas que son incluidas artificialmente en la caja contribuirán a incrementar aún más la sobrestimación de la helicidad. En la Sección 4.3 discutimos las consecuencias de esta aproximación en la validez de N_H como estimador de la torsión de la RA.

Por último, estudiamos la relación entre el parámetro α y la torsión para un tubo de flujo cilíndrico. Para esto, usamos la solución clásica para un tubo magnético cilíndrico libre de fuerzas con α constante, conocida como la solución de Lundquist (ver Sturrock, 1994). Aproximando las funciones de Bessel para valores de $\alpha r \lesssim 1$, obtenemos una relación para el número de vueltas de las líneas de campo por unidad de longitud en función del parámetro libre de fuerzas (ver Apendice A.2). Llamamos a este parámetro N_α para distinguirlo de N_H y N_t (ver la ecuación (A.11)). Este resultado es una aproximación puramente geométrica ya que desprecia la redistribución de la torsión al modificar la forma del tubo recto (solución de Lundquist) a la forma Ω característica de las RAs.

En la última columna de la Tabla 4.1 listamos los valores de N_α calculado con la ecuación (A.11) para el conjunto de RA estudiadas. En la Figura 4.8 comparamos los valores de este parámetro con el valor N_H en todos los casos.

RA	Fecha Obs.	Posición	α	H	Φ	D	N_t	N_H	N_α
Número	[UT]	[Long.,Lat.]	$[10^{-2}\text{Mm}^{-1}]$	$[10^{42}\text{Mx}^2]$	$[10^{22}\text{Mx}]$	[Mm]			
10268	23-ene-2003 17:38	(02,13)	-1.88	-0.52	0.32	17.4	-0.83	-0.05	-0.04
10274	04-feb-2003 01:35	(10,-07)	1.26	1.03	0.38	32.9	0.57	0.07	0.05
10311	13-mar-2003 06:27	(00,-12)	-0.31	-0.94	0.68	45.0	-0.18	-0.02	-0.02
10319	29-mar-2003 06:24	(20,12)	0.00	0.00	1.92	82.9	-0.09	0.00	0.00
10323	31-mar-2003 19:15	(28,-08)	0.63	26.7	1.86	78.7	0.24	0.08	0.06
10344	27-abr-2003 19:12	(-01,16)	0.63	8.24	1.46	52.7	0.11	0.04	0.04
10349	01-may-2003 06:27	(00,-15)	-0.13	-12.8	3.13	76.3	-0.13	-0.01	-0.01
10381	13-jun-2003 12:46	(-02,-18)	-1.88	-6.12	0.83	40.4	-0.31	-0.09	-0.10
10385	18-jun-2003 06:26	(00,28)	0.31	0.89	0.54	56.2	0.26	0.03	0.02
10391	24-jun-2003 22:22	(10,15)	-0.31	-1.00	0.65	50.3	-0.30	-0.02	-0.02
10415	20-jul-2003 12:46	(-21,13)	0.94	2.98	0.71	48.1	-0.19	0.06	0.06
10440	22-ago-2003 19:11	(05,-08)	-1.88	-4.19	0.57	42.8	-0.17	-0.13	-0.10
10441	25-ago-2003 06:27	(-02,12)	-0.63	-1.85	0.74	40.0	-0.16	-0.03	-0.03
10445	27-ago-2003 01:35	(-20,08)	-0.63	-1.76	0.71	36.5	-0.26	-0.03	-0.03
10456	12-sep-2003 06:24	(37,-08)	0.94	10.9	1.17	56.4	0.26	0.08	0.07

Tabla 4.1: Lista de las RAs estudiadas y los correspondientes parámetros usados en nuestro análisis (Ver la Sección 4.3 para una descripción detallada del contenido de la tabla). Continúa en la Tabla 4.2

RA	Fecha Obs.	Posición	α	H	Φ	D	N_t	N_H	N_α
Número.	[UT]	[Long.,Lat.]	$[10^{-2}\text{Mm}^{-1}]$	$[10^{42}\text{Mx}^2]$	$[10^{22}\text{Mx}]$	[Mm]			
10488	29-oct-2003 15:59	(12,07)	0.31	22.7	3.60	55.2	-0.06	0.02	0.02
10495	01-nov-2003 09:35	(-00,-22)	-1.57	-8.82	0.81	62.8	-0.63	-0.13	-0.12
10547	01-feb-2004 19:11	(10,-10)	-1.76	-1.98	0.52	36.4	-0.40	-0.07	-0.08
10565	26-feb-2004 12:51	(02,-04)	0.63	6.43	0.96	67.5	0.46	0.07	0.05
10569	07-mar-2004 08:03	(03,-12)	-2.45	-1.76	0.35	46.9	-0.10	-0.15	-0.14
10617	19-May-2004 19:11	(15,-10)	-0.31	-1.19	0.59	45.5	-0.05	-0.03	-0.02
10664	23-ago-2004 11:11	(-04,-10)	0.31	2.06	0.76	82.6	1.23	0.04	0.03
10692	27-oct-2004 01:39	(00,-18)	-0.31	-0.51	0.39	75.7	-0.40	-0.03	-0.03
10747	05-abr-2005 01:39	(34,-07)	-0.63	-4.02	0.71	58.7	-0.05	-0.08	-0.05
10837	20-dic-2005 19:12	(16,-10)	-1.26	-8.96	0.89	61.4	-0.10	-0.11	-0.10
10879	03-may-2006 12:47	(-00,16)	-0.94	-0.58	0.31	34.6	-0.22	-0.06	-0.04
10900	19-jul-2006 01:36	(13,-04)	0.63	1.51	0.52	57.3	0.57	0.06	0.04
10955	11-may-2007 11:11	(-01,-09)	0.63	1.45	0.55	54.6	0.19	0.05	0.04
10971	29-sep-2007 12:51	(00,02)	0.63	0.10	0.19	29.4	0.27	0.03	0.02
10987	27-mar-2008 12:47	(-01,-07)	1.57	6.51	0.74	59.5	0.04	0.12	0.12

Tabla 4.2: Continuación de la Tabla 4.1. Finaliza en la Tabla 4.3.

RA	Fecha Obs.	Posición	α	H	Φ	D	N_t	N_H	N_α
Número	[UT]	[Long.,Lat.]	[10 ⁻² Mm ⁻¹]	[10 ⁴² Mx ²]	[10 ²² Mx]	[Mm]			
11007	02-nov-2008 19:15	(22,36)	-1.26	-1.20	0.34	45.0	-0.38	-0.11	-0.07
11010	12-ene-2009 07:59	(01,20)	-1.51	-0.82	0.30	43.0	-0.16	-0.09	-0.08
11024	07-jul-2009 06:24	(30,-25)	-0.94	-8.31	0.79	73.3	-0.19	-0.13	-0.09
11027	25-sep-2009 12:47	(03,23)	-0.94	-0.82	0.33	60.6	-0.13	-0.07	-0.07
11043	02-feb-2010 19:15	(03,25)	1.57	0.96	0.26	47.8	0.54	0.14	0.09
11049	20-feb-2010 12:51	(32,-20)	-0.31	-0.92	0.50	55.2	-0.09	-0.04	-0.02
11141	01-ene-2011 19:00	(20,35)	-0.94	-0.79	0.28	58.2	-0.25	-0.10	-0.07
11142	04-ene-2011 15:01	(00,-14)	0.31	0.58	0.45	59.1	0.27	0.03	0.02

Tabla 4.3: Final de la Tabla 4.1.

4.3. Comparación de la torsión en la corona y la fotósfera

En esta sección analizamos y comparamos nuestros resultados con los presentados en la Sección 4.1. La Tabla 4.1 presenta la lista de RAs ordenadas por número (Catálogo de NOAA), las fechas y horarios de los magnetogramas utilizados como condiciones de contorno en los modelos LFFF, las coordenadas heliográficas de la RA, el valor de α que ajusta los arcos corales observados, la helicidad relativa H calculada a partir del modelo, el flujo magnético de la RA (Φ), la distancia entre los baricentros de la polaridad positiva y la negativa (D), el número de vueltas obtenido a partir de las lenguas magnéticas (N_t : Sección 4.1.2), el número de vueltas obtenido a partir de H con la ecuación (4.6) y el número de vueltas calculado directamente con α usando la ecuación (A.11). Los valores de la helicidad, el flujo magnético y la distancia entre las polaridades encontrados son consistentes con los obtenidos para RAs en otros trabajos (Holder et al., 2004; López Fuentes et al., 2006; Yang et al., 2009, ver también referencias en Démoulin & Pariat 2009 y Pevtsov et al. 2014).

En la Figura 4.8 mostramos la relación entre los dos parámetros obtenidos a partir de los modelos LFFF (N_α y N_H). La clara relación lineal entre ambos parámetros muestra que las aproximaciones consideradas sobre N_α son razonables. El ajuste lineal por cuadrados mínimos da una pendiente cercana a 1 (0,82). Este resultado implica que ambas definiciones del número de vueltas obtenidas del campo coronal, dadas por las ecuaciones (4.6) y (A.11), podrían ser utilizadas de forma equivalente dentro de las limitaciones de su estimación. Sin embargo, el valor de N_H depende del tamaño de la selección usada para calcular Φ y H . Como vimos en la Sección 4.2, el cálculo de H puede ser arbitrario debido a la elección de la caja de extrapolación, que a su vez da una sobrestimación del valor de H . Esto se ve confirmado estudiando el efecto que tiene la caja de extrapolación seleccionada sobre N_H para un pequeño subconjunto de RAs. Para cinco RAs, un incremento de cuatro veces del tamaño de la caja utilizada produce en promedio una reducción de N_H a la mitad. Debemos remarcar que esta variación de N_H es un efecto combinado de la variación de H y de Φ , ya que ambos se encuentran afectados por el cambio. De las cinco RAs estudiadas, en algunos casos el cambio era debido a la variación de Φ y en otros

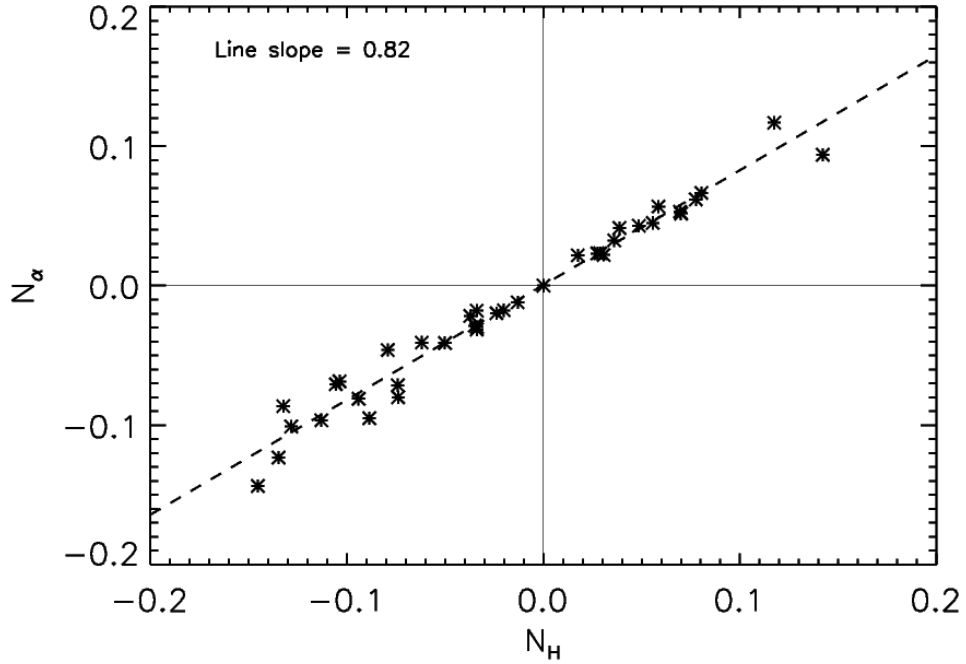


Figura 4.8: Número de vueltas N_α obtenido de la ecuación (A.11), en función de N_H , obtenido de la ecuación (4.6), para el conjunto de RAs listadas en la Tabla 4.1. La línea discontinua corresponde a un ajuste lineal por cuadrados mínimos de los datos con una pendiente de 0,82.

por el cambio tanto en Φ como en H . Por lo tanto, no es posible encontrar un sólo valor de N_H aplicable en todos los casos, el valor de N_α no tiene este tipo de limitación aunque depende de fuertes aproximaciones. Lo consideramos, por lo tanto, como indicador del número de vueltas coronal. A continuación utilizamos el parámetro N_α para comparar con el número de vueltas fotosférico (N_t) obtenido a partir de las lenguas magnéticas.

El parámetro N_t mostrado en la Tabla 4.1 corresponde a $\bar{N}_{t,c}$, calculado a partir del valor medio del ángulo de las lenguas corregido τ_c , durante la fase de emergencia de las RAs (ver la Sección 4.1). En la Figura 4.9 mostramos la relación entre N_α y N_t . Más allá de la dispersión apreciable, el gráfico indica una correlación entre ambos parámetros. En primer lugar, el sentido de la torsión, provisto por el signo de N_α y de N_t , es el mismo para la mayoría de las RAs. Es importante destacar que de las pocas excepciones,

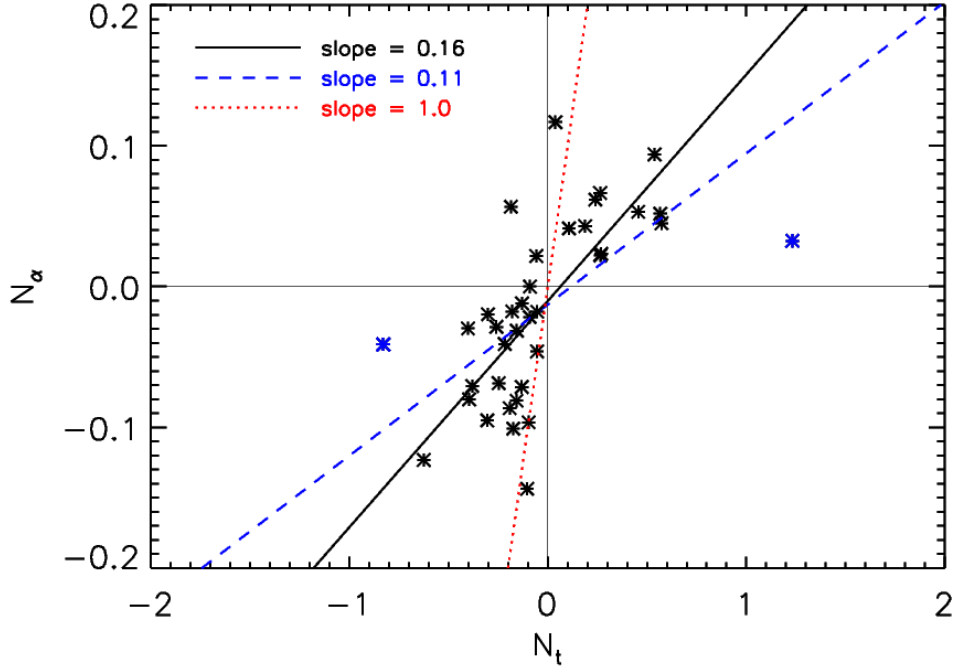


Figura 4.9: Relación entre el número de vueltas N_α calculado con la ecuación (A.11) y N_t obtenido de la evolución del ángulo de las lenguas (Sección 4.1.2) para 38 RAs bipolares. Los asteriscos marcados en azul muestran dos casos extremos que son responsables de la baja pendiente obtenida en el ajuste lineal por cuadrados mínimos (línea discontinua azul). La línea continua negra representa el ajuste lineal de los datos indicados con asteriscos negros (36 RAs). En el panel mostramos los valores de las correspondientes pendientes. La línea discontinua roja tiene una pendiente unitaria y fue incluida como referencia.

dos de ellas corresponden a RAs con valores pequeños de N_α y N_t (uno de ellos con $\alpha = 0$), indicando que sus configuraciones son aproximadamente potenciales. El caso restante (RA 10415) es el único en todo el conjunto estudiado que muestra un claro signo opuesto entre ambos parámetros. No fue posible determinar si esta diferencia es debida a errores en la determinación de α o en el procedimiento de las lenguas. Considerando la tendencia observada en la mayoría de los casos, concluimos que la relación entre N_α y N_t es razonable dentro de los errores asociados a la determinación de la torsión en ambos procedimientos.

La regresión lineal de la Figura 4.9 que incluye todo el conjunto de datos (línea discontinua azul) posee una pendiente de 0,11. Esta pendiente parece ser demasiado pequeña considerando la distribución de los puntos. Como el ajuste por cuadrados mínimos es fuertemente afectado por los puntos externos a la tendencia central de la distribución, incluimos otra regresión lineal (en negro) en la cual removimos los dos casos extremos indicados en azul. También utilizamos otro ajuste que minimiza el valor absoluto de la distancia de los puntos a la línea recta de la regresión (mientras que el procedimiento anterior minimiza el cuadrado de esta distancia). El resultado de este ajuste más robusto, para todos los puntos, es cercano al que obtuvimos excluyendo a los dos puntos exteriores. Esto confirma el efecto parcial introducido por los puntos marginales en el ajuste por cuadrados mínimos.

Los resultados presentados en la Figura 4.9 implican que N_t tiende a ser un orden de magnitud mayor que N_α , siendo en promedio, seis veces mayor de acuerdo con la pendiente de del ajuste (línea negra). Asociamos esta diferencia a dos posibles escenarios.

En primer lugar, suponemos que $\overline{N_t}$ es el número de vueltas total de un tubo de flujo hipotético definido por medio toro que emerge. En contraste, el parámetro N_α considera solamente el número de vueltas de la parte que ya ha emergido hacia la corona, en el volumen en donde se realiza la extrapolación del campo. Esta parece ser la principal razón de la diferencia en un factor seis encontrada entre N_α y N_t . Además, el hecho de estar analizando RAs que corresponden a tubos de flujo que emergieron en distintas proporciones, puede ser el motivo que explique la dispersión observada en el gráfico de la Figura 4.9. También hay un efecto dispersivo debido al error asociado a cada

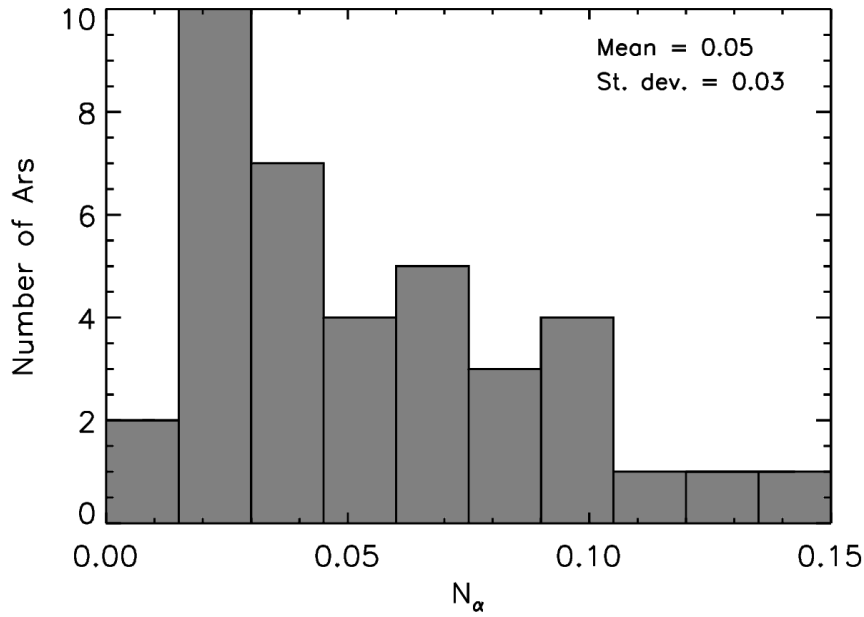


Figura 4.10: Histograma de N_α , obtenido de la ecuación (A.11), para el conjunto de RAs listadas en la Tabla 4.1. La media y la desviación estandar de los datos se muestran en el panel.

procedimiento para determinar cada parámetro.

En segundo lugar, la dispersión observada puede estar causada por la relajación parcial de la torsión de los arcos magnéticos debido a la producción de fulguraciones y ECMs durante la evolución de las RAs analizadas. Mientras que N_t es un valor promedio calculado a lo largo de la fase de emergencia de la RA, N_α está calculado en fechas cercanas a la emergencia del flujo máximo (ver la Sección 4.2.1). Entonces, si la RA produce eventos activos en los días u horas anteriores al cálculo de N_α , este parámetro puede ser menor que el que tendría sin actividad. Analizamos esta posibilidad estudiando la relación entre N_α y N_t en función del flujo total en rayos-X, medido por el GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellite*), asociado a todas las fulguraciones producidas por cada RA durante el período analizado. Aunque no encontramos una correlación que apoye esta posibilidad, no podemos descartar completamente este escenario y este efecto podría estar parcialmente presente.

Comparando la distribución estadística de ambas determinaciones del número de vueltas (coronal y fotosférico), la Figura 4.10 muestra que N_α tiene una distribución dispersa y asimétrica (extendida hacia los valores mayores) que es similar al histograma de N_t mostrado en la Figura 4.4. La distribución de N_α tiene una media de 0,05 y una desviación estándar de aproximadamente 60 % de este valor medio, que también es similar a los valores obtenidos para N_t (ver Sección 4.1.2).

En este capítulo realizamos una estimación cuantitativa de la torsión de los tubos de flujo que dan origen a las regiones activas. Encontramos que los valores medios de N_t son consistentes con otras estimaciones del número de vueltas. Sin embargo, una de las ventajas del procedimiento usado en esta Tesis, comparado con otros métodos que estiman la torsión de las RAs, es su simplicidad. Además, N_t provee una buena estimación de la torsión aun durante la fase de emergencia de las RAs. Para corroborar esto, comparamos la estimación de la torsión obtenida con las lenguas y el número de vueltas N_α derivado de la estructura coronal de las regiones activas. La diferencia entre ambos valores corrobora que la torsión de las estructuras coronales disminuye con la altura como lo muestran resultados de trabajos anteriores que usan observaciones en distintas longitudes de onda (Gosain et al., 2014). Los resultados de las Figuras 4.9 y 4.10 indican una relación directa entre las determinaciones fotosféricas y coronales de la torsión y confirman la validez del método de las lenguas magnéticas.

Capítulo 5

Estudio de la emergencia de regiones activas a lo largo de un ciclo solar

En este capítulo exploramos las propiedades de la torsión de los tubos de flujo que forman las RAs durante un ciclo solar completo utilizando el procedimiento presentado en el Capítulo 3. En el Capítulo 4 pusimos a prueba este procedimiento y encontramos una relación directa entre el parámetro τ y la torsión del tubo de flujo magnético emergente. Nuestro objetivo ahora es buscar cualquier relación que exista entre los parámetros que caracterizan a las lenguas magnéticas y las diferentes fases del ciclo solar, a su vez expandimos nuestros resultados estadísticos al usar una muestra mayor de RAs. Además, realizamos un análisis de la intensidad de las lenguas en diferentes momentos del proceso de emergencia y comparamos los perfiles de evolución de las lenguas con modelos de emergencia con torsión no uniforme para obtener más información de como la torsión está distribuida en los tubos de flujo. Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en Poisson et al. (2016).

5.1. Ciclo Solar 23

El Ciclo Solar 23 tuvo una duración promedio de 11.7 años, comenzando en junio de 1996 y finalizando en enero de 2008. El máximo del promedio mensual del número

de manchas (suavizado en un período de 13 meses) observado durante el ciclo fue de 120.8 en marzo de 2000. Con un mínimo de 1.7, este índice fue el menor registrado de los últimos 100 años de actividad (ver Hathaway, 2010, y citas allí referidas).

Seleccionamos RAs observadas en el disco solar durante el período completo de funcionamiento del MDI, desde el comienzo del Ciclo Solar 23 (en junio de 1996) hasta los primeros dos años del Ciclo 24 (enero de 2010). La selección sistemática fue realizada con los criterios presentados en la Sección 3.1, en el cual consideramos RAs con configuraciones bipolares y aisladas de remanentes de campo de fondo. Luego de la selección obtuvimos los magnetogramas correspondientes a la evolución de cada RA de la base de datos del MDI y realizamos el mismo procesamiento que describimos en la Sección 3.1.1.

Como mencionamos anteriormente, necesitamos estudiar la evolución de las lenguas a lo largo de la mayor parte de la fase de emergencia pero minimizando los efectos de proyección del campo cuando la RA está cercana al limbo. Entonces, las RAs seleccionadas comienzan su emergencia entre los 30° de longitud este y el meridiano central (MC). Con todas estas restricciones encontramos 187 RAs bipolares en los 13 años de observaciones. A pesar de que estas condiciones sobre las RAs seleccionadas limitan el alcance estadístico de nuestro análisis, el objetivo es tener un conjunto de RAs en las que la distribución de flujo durante la fase de emergencia puede ser observada con claridad.

Las películas correspondientes a la serie de magnetogramas del campo fotosférico (≈ 18000 magnetogramas) en la dirección de la visual para cada RA, nos permitieron calcular de manera sistemática la evolución del flujo magnético, el ángulo de *tilt* y la inclinación de la LIP como indicamos en el Capítulo 3. Desarrollamos todas las herramientas para el cálculo y el análisis estadístico de los parámetros mencionados con programas basados en IDL.

5.1.1. Efecto de las lenguas sobre la distribución de flujo

En el Capítulo 4 mostramos que las lenguas magnéticas afectan la distribución de flujo magnético fotosférico ya que son creadas por la proyección del campo azimutal en la dirección de la vertical local (o en general a lo largo de la línea de la visual). Sin embargo, tanto la componente del campo azimutal como la axial en el tubo de flujo contribuyen a

B_z en distintas proporciones que varían continuamente en los magnetogramas a lo largo de la evolución de la RA. Esto implica que la contribución del campo azimutal al flujo observado no puede ser estimada. Sólo es posible estimar el flujo axial total cuando el tubo de flujo ha emergido completamente a través de la fotosfera y las lenguas magnéticas están reducidas o completamente retraídas.

A pesar de esto, la ubicación de la LIP resulta del balance entre las componentes azimutal y axial del campo magnético y su orientación caracteriza la importancia de las lenguas (ver Sección 4.1). El análisis realizado muestra que las lenguas están ausentes para $\tau_c \approx 0$ y comienzan a ser intensas cuando el $|\tau_c|$ es cercano a 90° , límite en el cual el flujo azimutal domina sobre el flujo axial (caso de un tubo de flujo con mucha torsión). Una evolución coherente de τ_c , con un único signo predominante, está presente en la mayoría de las RAs (ver ejemplos en la Sección 3.5). Sin embargo, en algunas RAs encontramos fuertes variaciones de $\tau_c(t)$ durante la fase de emergencia, debidas principalmente a la presencia de flujo de fondo adicional o emergencias secundarias de dipolos que evolucionan en el centro de la emergencia principal. Por este motivo, separamos del análisis 38 casos con estas características de las 187 RAs seleccionadas. Entonces consideramos 149 RAs en donde un ajuste lineal de $\tau_c(t)$ da una buena aproximación de su evolución en al menos 50% de la duración total de la emergencia. En la Sección 5.2 damos una explicación más detallada sobre la elección de este criterio.

En la Figura 5.1a mostramos los histogramas del valor medio de τ_c durante la emergencia ($\overline{\tau_c}$) de las 149 RAs bipolares. De la misma manera, en el panel (b) mostramos la distribución que corresponde al valor absoluto máximo de τ_c durante la emergencia de las mismas regiones ($\tau_{c,\max}$). En ambos paneles separamos los histogramas por el signo de $\overline{\tau_c}$ para mostrar que las características encontradas en cada distribución (media y desviación estándar) no dependen del signo de la torsión. Si consideramos el conjunto de las 149 RAs independientemente del signo de la torsión, tenemos que el valor medio de $|\overline{\tau_c}|$ es aproximadamente 30° y la media de $|\tau_{c,\max}|$ es de 50° . Con este resultado, inferimos que las lenguas magnéticas tienen un efecto claramente detectable en la mayoría de las RAs bipolares. Estas distribuciones confirman los resultados obtenidos en la Sección 4.1 para un mayor número de RAs y nos permite concluir que las RAs bipolares están típicamente

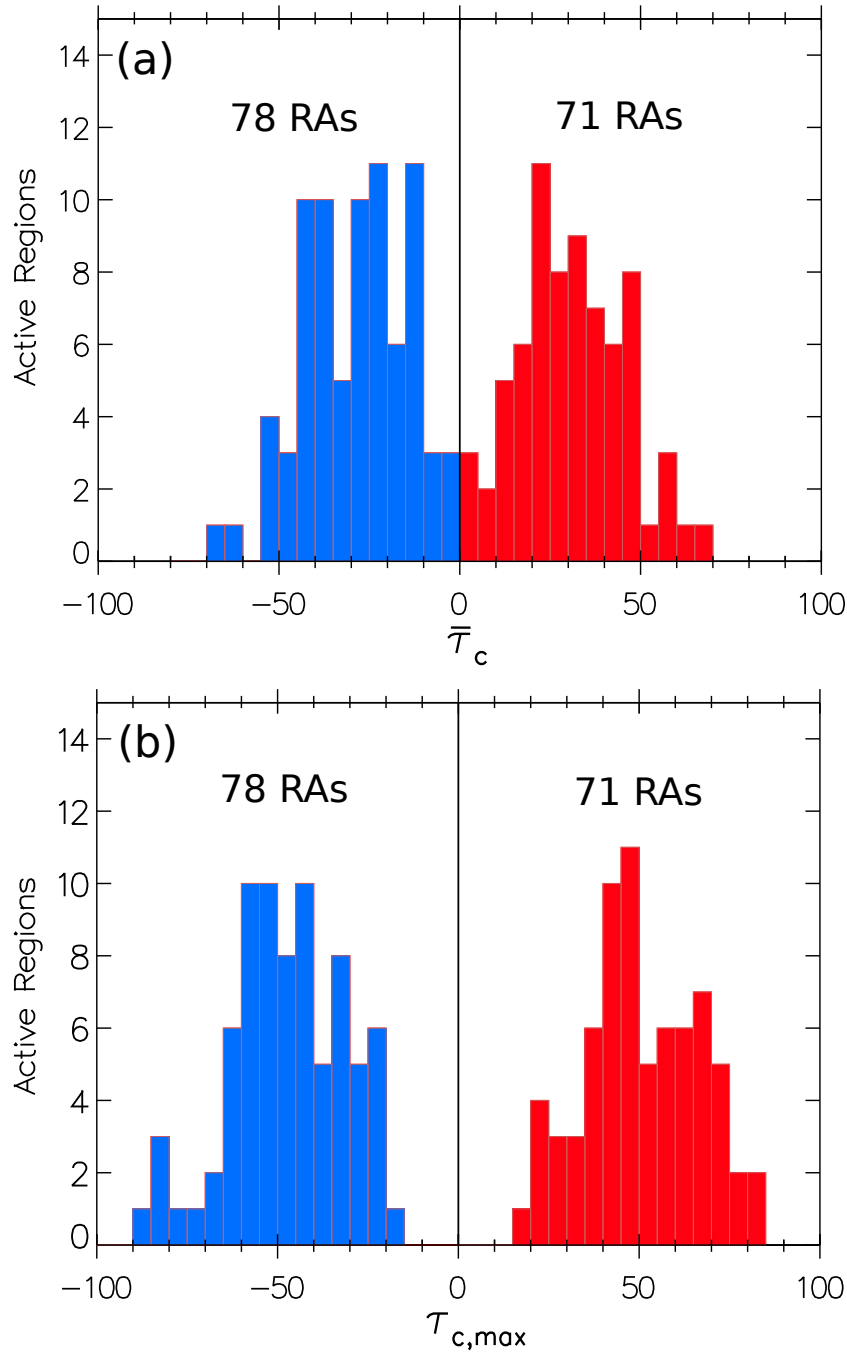


Figura 5.1: Histogramas del ángulo de las lenguas promedio ($\bar{\tau}_c$) y su valor máximo ($\tau_{c,max}$) calculados durante la emergencia de 149 RAs. Mostramos sólo las RAs en las que la evolución de τ_c admite un ajuste lineal en al menos un 50 % del tiempo de emergencia de la RA (representamos estos casos con triángulos llenos en la Figura 5.2).

formadas por la emergencia de tubos de flujo magnético con torsión.

El signo de τ_c es un estimador directo del signo de la helicidad magnética (Luoni et al., 2011; Poisson et al., 2012). Aún considerando las fluctuaciones estadísticas de τ_c vemos que las distribuciones correspondientes a RAs con helicidad positiva y negativa son similares (ver los histogramas de $\overline{\tau_c}$ y $\tau_{c,\max}$ en la Figura 5.1). La media en de $\overline{\tau_c}$ es aproximadamente 31° para la distribución positiva y -29° para la negativa, ambas con la misma desviación estándar ($\approx 14^\circ$). Encontramos la misma correspondencia para las distribuciones de $\tau_{c,\max}$. Esto implica que las RAs con helicidad positiva y negativa tienen propiedades estadísticas similares para los parámetros $\overline{\tau_c}$ y $\tau_{c,\max}$.

5.1.2. Distribución de las lenguas con la latitud

La distribución en latitud de las RAs estudiadas a lo largo del ciclo solar muestra el clásico diagrama de mariposa (Figura 5.2). Nuestra selección está basada en condiciones sobre la distancia al MC y la ausencia de flujo magnético de fondo durante la emergencia de la RA. Por lo tanto no restringimos la latitud ni el tiempo de emergencia salvo para algunas pocas RAs en las cuales la distribución de campo fotosférico era fuertemente afectada por remanentes de campo intenso, en especial durante el máximo de actividad del ciclo. Durante el máximo de actividad no incluimos las RAs que aparecían cercanas, o incluso coincidentes con regiones preexistentes, resultando en configuraciones de campo complejas que no satisfacían el criterio definido en la Sección 3.1. Aún así el número de RAs seleccionadas por año durante el máximo es estadísticamente relevante.

En la Figura 5.2 representamos con triángulos de color (azul y rojo) el signo de la torsión de las RAs, inferida con el signo de $\overline{\tau_c}$, a lo largo del ciclo solar. Puede verse que los signos de $\overline{\tau_c}$ están mezclados en latitud y tiempo sin un signo de helicidad dominante claro en cada hemisferio. La Figura 5.3a muestra la proporción de regiones signo de torsión positivo y negativo encontradas en cada hemisferio, confirmando cuantitativamente en el conjunto de RAs analizado que la regla hemisférica del signo de la helicidad es débil. Este resultado, derivado sólo del análisis de RAs bipolares, concuerda con otros estudios (ver la Sección 2.1.1) en los que la separación por hemisferio del signo de la helicidad magnética es débil para estructuras magnéticas jóvenes. Esta regla, con $H < 0$ en el hemisferio

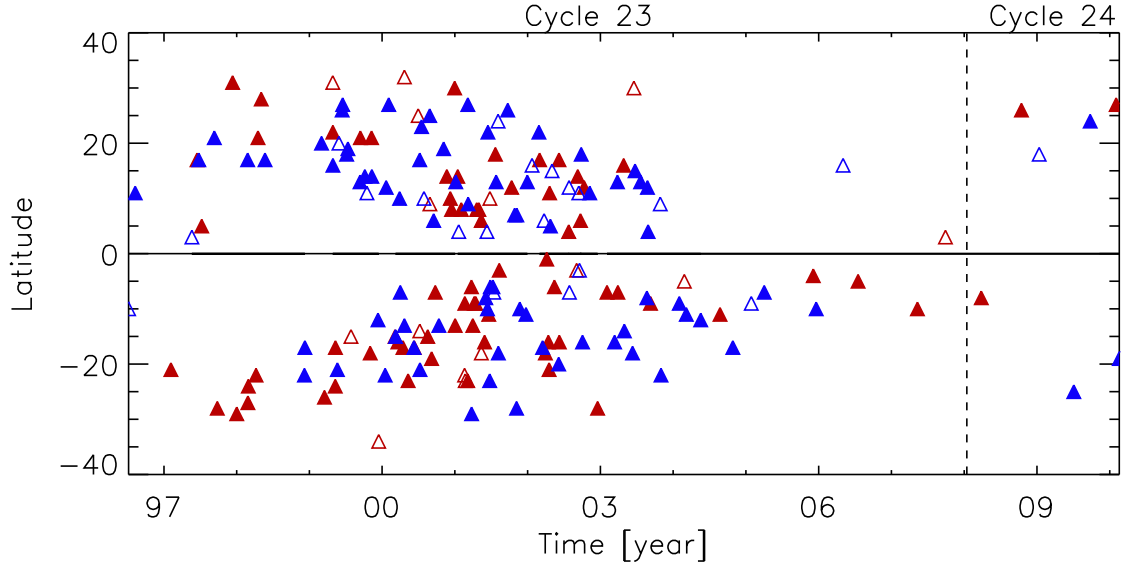


Figura 5.2: Latitud de las RAs estudiadas a lo largo del Ciclo Solar 23 completo. El signo de helicidad positivo (negativo), inferido a partir de las lenguas magnéticas, está indicado con triángulos rojos (azules). Los triángulos rellenos marcan las RAs en las que la evolución de τ_c admite un ajuste lineal en al menos un 50 % del tiempo de emergencia de la RA (149 RAs del total de 187 seleccionas).

norte y $H > 0$ en el sur, comienza a ser más importante a medida que las estructuras son más antiguas, como en el caso de los filamentos en donde el signo hemisférico de la helicidad predomina en hasta un 90 % en cada hemisferio (Pevtsov, 2002; Pevtsov et al., 2008). Para el campo magnético de RAs avanzadas en su evolución esta regla tiene una validez del 60 – 70 %.

Es importante destacar que los resultados encontrados para la regla hemisférica no son debidos a un predominio de los valores bajos de $|\tau_c|$, que podrían ser sensibles al ruido, sino que la mezcla de signos está igualmente presente para los distintos valores de $|\tau_c|$, al igual que para todas las latitudes (Figura 5.3b). Además, no encontramos evidencia de una evolución de los valores de $|\tau_c|$ a lo largo del ciclo solar.

En la Figura 5.4 vemos que el valor medio de τ_c y su dispersión son prácticamente independientes del tiempo. Para ser más precisos, la variación temporal de $|\tau_c|$ es sólo

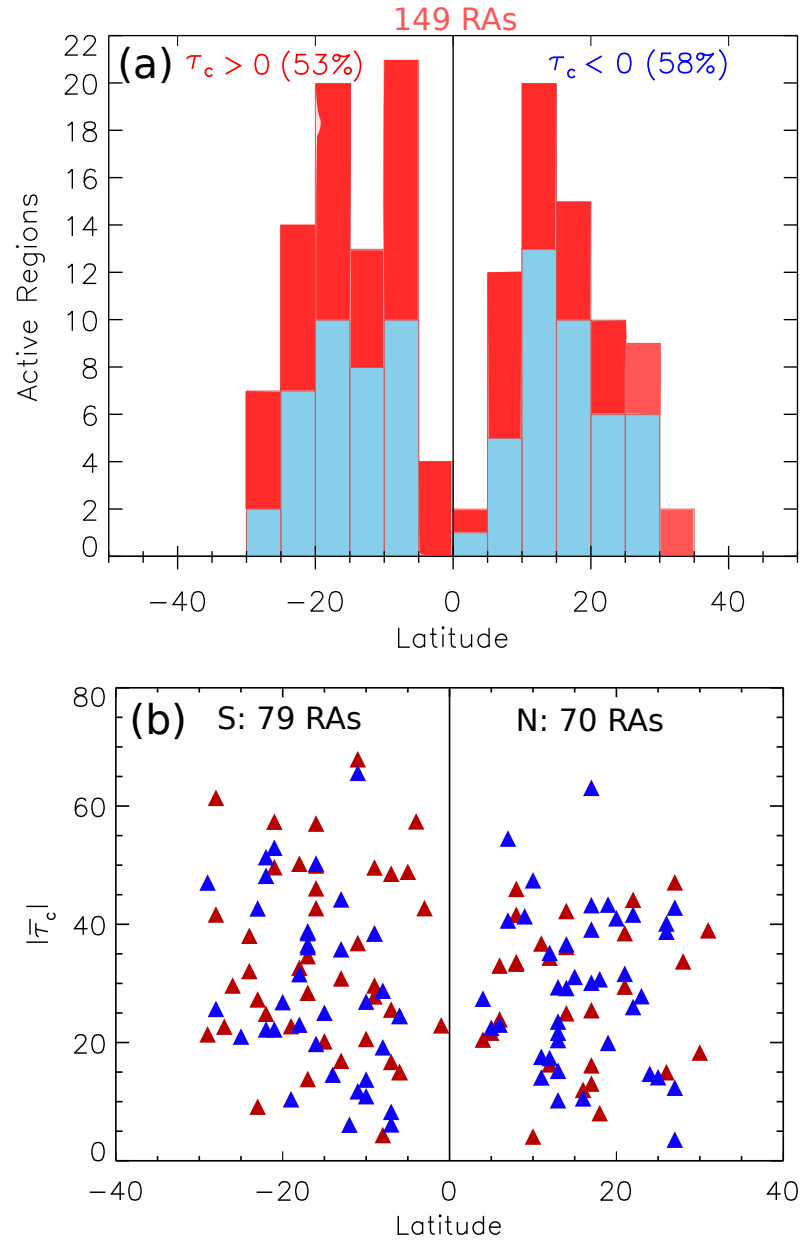


Figura 5.3: Dependencia del signo de la helicidad magnética con la latitud. (a) El histograma en rojo claro, en el fondo, muestra la latitud para las 149 RAs estudiadas. El histograma azul muestra las RAs con helicidad negativa ($\tau_c < 0$), con lo cual la parte en rojo claro que queda visible muestra la fracción de regiones con helicidad positiva. (b) Valor medio absoluto del ángulo de las lenguas, $|\tau_c|$, en función de la latitud para las RAs con helicidad positiva (triángulos rojos) y negativa (triángulos azules). El 53 % de las RAs del hemisferio sur tienen signo positivo de τ_c , mientras que el 58 % de las regiones del hemisferio norte tienen τ_c negativo.

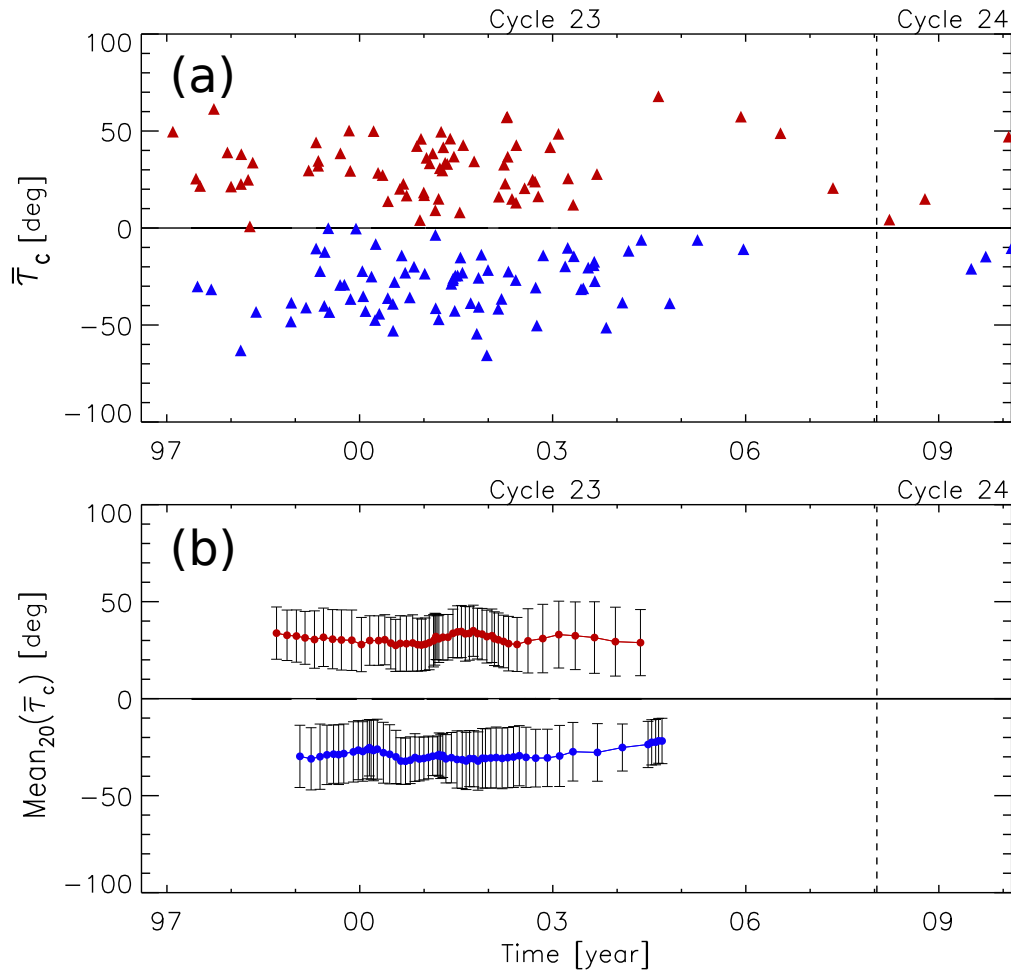


Figura 5.4: (a) Ángulo medio de las lenguas, $\bar{\tau}_c$, calculado durante la fase de emergencia de las 149 RAs a lo largo del Ciclo Solar 23 (en rojo: $\bar{\tau}_c > 0$, en azul: $\bar{\tau}_c < 0$). (b) Promedio temporal cada 20 puntos del gráfico en el panel (a). Las barras de error representan la desviación estándar de cada promedio de 20 puntos.

del orden de 10° y está dentro del rango definido por la desviación estándar del promedio temporal (ver las barras de error negras en la Figura 5.4b).

Estos resultados no se limitan al subconjunto de 149 RAs, seleccionadas por la evolución clara de τ_c en al menos 50 % del tiempo total de emergencia. Obtuvimos resultados similares para la regla hemisférica para el conjunto completo de 187 RAs (≈ 54 % en el hemisferio sur y ≈ 60 % en el norte), mostrando que este umbral del 50 % impuesto en la emergencia y que sólo deja afuera al 20 % de las RAs seleccionadas, no tiene impacto en la débil dependencia hemisférica encontrada. Aumentando este umbral, de manera de considerar RAs con intervalos mayores al 75 % de la emergencia total, reduce la muestra en más de un 45 % y modifica levemente la dependencia hemisférica del signo de la helicidad (resultando en un ≈ 49 % en el hemisferio sur y ≈ 60 % en el norte). Por lo tanto, la condición escogida para realizar el análisis no afecta significativamente nuestros resultados y aún garantiza una muestra estadística grande.

5.1.3. Características globales de las regiones

El valor absoluto del ángulo medio de las lenguas ($|\overline{\tau_c}|$) tiene una distribución ancha para ambos signos de helicidad (ver la Figura 5.1) y presenta, a su vez, una distribución de tipo gaussiana. A partir de este resultado buscamos, en esta sección, si existe alguna relación entre $|\overline{\tau_c}|$ y los parámetros globales que caracterizan a las RAs, como el flujo magnético, el tamaño medio de las polaridades y el ángulo de *tilt*.

La Figura 5.5a muestra una correlación débil y una gran dispersión entre el flujo magnético máximo de la RA y el valor de $|\overline{\tau_c}|$. Entonces, mientras que la dependencia media es la misma para las RAs con signo de helicidad positivo y negativo, sólo vemos una dependencia débil entre ambos parámetros. De la misma manera, no encontramos correlación entre $|\overline{\tau_c}|$ o $|\tau_{c,\max}|$ con la distancia entre los baricentros de las polaridades (tamaño medio de la RA) o la extensión de las polaridades al momento de máxima emergencia de flujo. Por ejemplo, para la correlación de $|\overline{\tau_c}|$ con el tamaño de la RA y la extensión de las polaridades encontramos que los coeficientes de correlación son de 0,0004 y 0,004, con desviaciones estándar residuales de 14,7 y 14,4 respectivamente (valores similares fueron encontrados usando el parámetro $|\tau_{c,\max}|$). Además, ni $|\overline{\tau_c}|$ ni $|\tau_{c,\max}|$

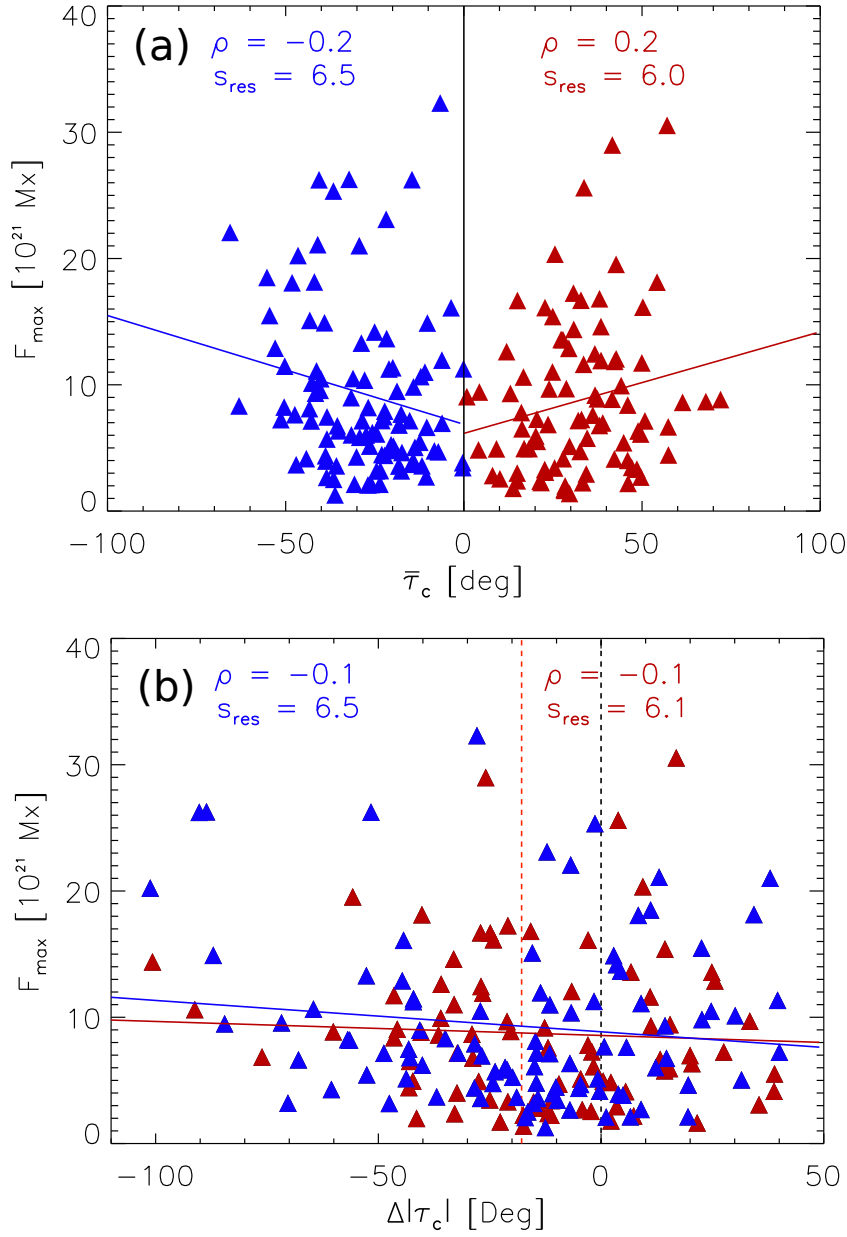


Figura 5.5: (a) Flujo magnético máximo en función de $\bar{\tau}_c$ durante la emergencia de 149 RAs. Los triángulos rojos y azules representan los valores positivos y negativos de $\bar{\tau}_c$, respectivamente. (b) Flujo magnético máximo en función de la variación de $|\tau_c|$ ($\Delta|\tau_c|$) a lo largo de la fase de emergencia de las RAs. En rojo (azul) mostramos el ajuste lineal por cuadrados mínimos de los puntos con helicidad positiva (negativa). Para ambos ajustes incluimos el coeficiente de correlación de Pearson (ρ) y la desviación estándar residual (S_{res}).

muestran relación alguna con el ángulo de *tilt* medio o la duración de la emergencia. En este último caso, la correlación es de 0,07 y 0,12 con desviaciones estándar de 14,7 y 14,6, respectivamente.

Entonces concluimos que en el caso de las RAs bipolares, los valores de $|\overline{\tau_c}|$ y $|\tau_{c,\max}|$ son independientes de la mayoría de las características de la RA. Esto implica que el contenido y la distribución de torsión magnética en una RA no tiene un efecto cuantificable sobre otras propiedades globales de la región.

5.2. Análisis de la evolución de las lenguas magnéticas

Durante la emergencia de flujo cada RA puede tener diferentes perfiles de evolución de $\tau_c(t)$. En general, las fluctuaciones presentes, causadas por la emergencia de bipolos pequeños en el centro de la configuración de las RAs, cambian localmente la LIP. Estos bipolos son consecuencia de los fuertes gradientes en la presión del plasma a niveles fotosféricos (ver la Sección 2.1). Este efecto es parcialmente filtrado por la resolución espacial del MDI y por el método de ajuste de la LIP (Sección 3.5), pero aun así produce fluctuaciones que ocasionalmente pueden resultar en una inversión en el signo de τ_c . En este capítulo evitamos estas fluctuaciones al estudiar el perfil global de las lenguas usando un ajuste lineal de la evolución de τ_c .

En la Figura 5.6 presentamos el análisis de la evolución de τ_c de dos RAs bipolares con torsión positiva. Mostramos la evolución del *tilt* ϕ (línea anaranjada), el flujo magnético (violeta), τ (verde) y τ_c (magenta) calculados durante la emergencia de cada RA. En estos casos, el signo de τ_c está bien definido durante toda la emergencia (Figura 5.6b,d) y corresponde a tubos de flujo con torsión positiva (ver la Figura 3.6a). En ambas regiones vemos una evolución continua de la dirección de la LIP y del ángulo de *tilt* a medida que las lenguas se contraen. La RA 8913 (Figura 5.6b) tiene una variación pequeña del *tilt* durante la emergencia para luego estabilizarse rápidamente una vez alcanzado el flujo magnético máximo. El efecto de las lenguas en la determinación del *tilt* puede verse en la diferencia entre τ y τ_c en la Figura 5.6b. El bajo flujo magnético de las lenguas en la RA 8753 implica que $\tau_c \approx \tau$ (Figura 5.6d). Finalmente, el valor de $|\tau_c|$ es significativo

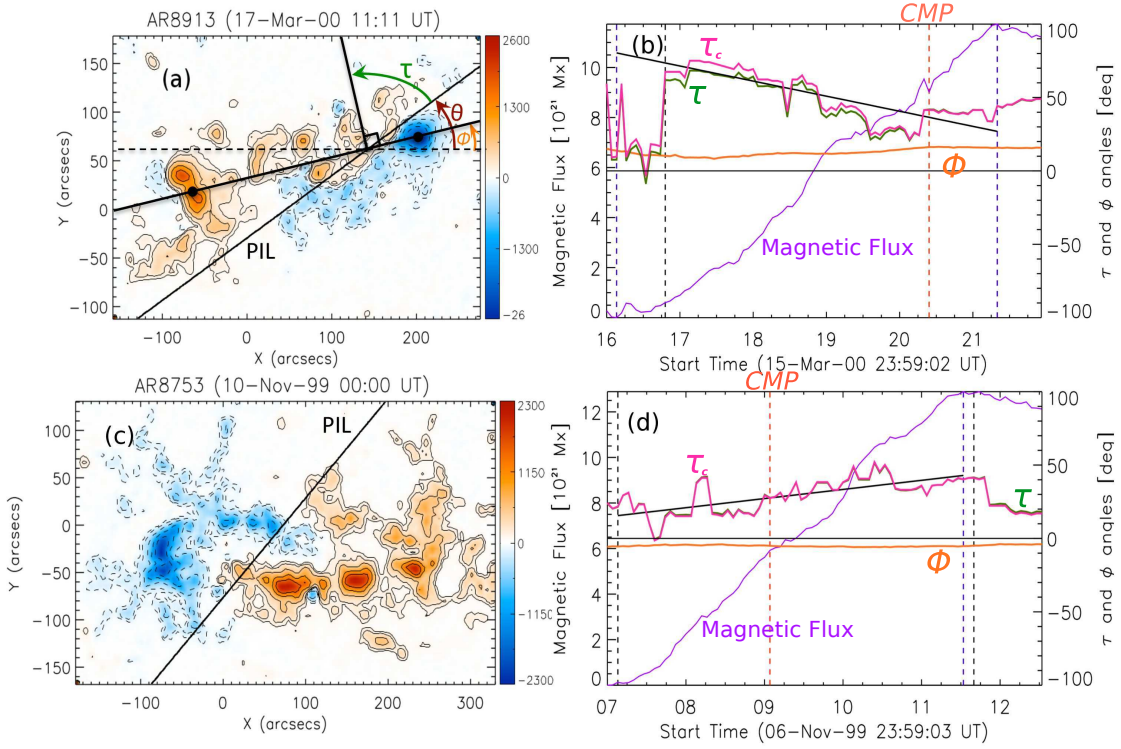


Figura 5.6: (a,c) Magnetogramas correspondientes a las RAs 8913 y 8753 observadas por el MDI. Las zonas en niveles de rojo y azul corresponden a la distribución de flujo magnético positivo y negativo, respectivamente. Los contornos continuos (discontinuos) de la polaridad positiva (negativa) indican la intensidad del campo magnético normal a la fotosfera con valores de 100 G, 500 G, 1000 G y 1500 G. En estos paneles, los ejes horizontales (x) y verticales (y) corresponden a las direcciones este-oeste y sur-norte en el Sol. Los ángulos θ , ϕ y τ están definidos a partir de estos ejes y la dirección aproximada de la LIP (indicada con una línea negra continua). (b,d) Evolución del flujo magnético (línea violeta), el ángulo de las lenguas τ (línea verde), el ángulo de las lenguas corregido τ_c (línea magenta) y el ángulo de *tilt* ϕ (línea anaranjada) para las RAs de los paneles (a) y (c), respectivamente. El ajuste lineal de $\tau_c(t)$ está graficado con una recta negra continua. Las dos líneas discontinuas verticales negras muestran el período total de emergencia y las líneas púrpuras muestran el intervalo en el que realizamos el ajuste por cuadrados mínimos de τ_c (en (b) los tiempos finales y en (d) los iniciales están superpuestos). La línea punteada anaranjada vertical corresponde al momento en el que la RA se encuentra en el meridiano central.

para ambas RAs y toma valores típicos a los observados en el resto de las RAs estudiadas (20–50 °, ver la Figura 5.1a).

Para estudiar la evolución del ángulo de las lenguas (τ_c), definimos el intervalo de tiempo de emergencia como $[t_{\text{start}}, t_{\text{Fmax}}]$, entre el comienzo de la emergencia y el momento en el que la RA alcanza el flujo máximo. Definimos $[t_{\text{init}}, t_{\text{end}}]$ al intervalo de la fase de emergencia de las RAs durante el cual las lenguas magnéticas son claras y la LIP tiene una evolución suave. Dentro de este intervalo calculamos los parámetros derivados de τ_c (por ejemplo, $\overline{\tau_c}$ y $\tau_{c,\text{max}}$). En la Figura 5.6 (paneles b y d) indicamos ambos intervalos entre las líneas verticales punteadas, $[t_{\text{init}}, t_{\text{end}}]$ en color negro y $[t_{\text{start}}, t_{\text{Fmax}}]$ en color púrpura (al igual que lo hicimos en las Figuras 3.8–3.12). Las mediciones erróneas de campo magnético obtenidas en los magnetogramas o las fluctuaciones importantes debidas a la emergencia de bipolos secundarios (sobre todo al principio de la fase de emergencia) hace que el intervalo $[t_{\text{init}}, t_{\text{end}}]$ pueda ser menor que la duración de toda la fase de emergencia de la RA:

$$t_{\text{start}} \leq t_{\text{init}} < t_{\text{end}} \leq t_{\text{Fmax}}. \quad (5.1)$$

Caracterizamos la evolución de las lenguas magnéticas durante la fase de emergencia usando un ajuste lineal de τ_c dentro del intervalo $[t_{\text{init}}, t_{\text{end}}]$ dado por:

$$\tau_{c,\text{L.fit}}(t) = a + b t, \quad (5.2)$$

en donde a y b son la ordenada al origen y la pendiente del ajuste lineal. En la Figura 5.6b,d mostramos gráficamente (con líneas continuas negras) ejemplos de este ajuste para las dos regiones mostradas. Hemos intentado ajustes polinomiales de segundo orden sin obtener mayor información. Todos los demás valores derivados de la evolución de τ_c , como el promedio y el máximo ($\overline{\tau_c}$ y $\tau_{c,\text{max}}$), también se calculan dentro de este intervalo.

Hasta ahora el signo de la helicidad magnética de las RAs está definido por el valor promedio de τ_c , siendo positiva para $\overline{\tau_c} > 0$ y negativa para $\overline{\tau_c} < 0$. Nuestro objetivo ahora es comparar la evolución temporal de las lenguas independientemente del signo de la helicidad, para lo cual estudiamos el perfil de $|\tau_c|$ (manteniendo la información del

signo de la helicidad con colores rojo y azul en las figuras mostradas). Para ello definimos a la variación de $|\tau_c|$ como:

$$\Delta|\tau_c| = \text{sign}(\overline{\tau_c}) \, b \, (t_{\text{Fmax}} - t_{\text{start}}). \quad (5.3)$$

En lugar de utilizar directamente la pendiente b , usamos la variación dada por $\Delta|\tau_c|$, que permite identificar si las lenguas son más intensas al principio o al final de la evolución. Esto es así independientemente del signo de $\overline{\tau_c}$, por lo que $\Delta|\tau_c|$ es un parámetro comparable entre las distintas RAs.

Podemos repetir el mismo procedimiento al ajustar de forma lineal τ_c dentro del intervalo $[t_{\text{init}}, t_{\text{end}}]$, pero redefiniendo a τ_c como función del flujo magnético normalizado F/F_{max} (en donde F_{max} es el flujo máximo en t_{Fmax}). Realizamos de esta manera el ajuste lineal de $\tau_c(F/F_{\text{max}})$:

$$\tau_{c,\text{L.fit}}(F) = a' + b' \, F/F_{\text{max}}, \quad (5.4)$$

en donde a' y b' son la ordenada al origen y la pendiente de este nuevo ajuste entre los tiempos t_{init} y t_{end} . En este caso la variación de $|\tau_c|$ queda redefinida como:

$$\Delta|\tau_c| = \text{sign}(\overline{\tau_c}) \, b'. \quad (5.5)$$

De esta manera removemos la dependencia de $\Delta|\tau_c|$ con la tasa y la duración de la emergencia, obteniendo así un conjunto de parámetros más conveniente para comparar entre las distintas RAs. La cantidad de flujo magnético de fondo (remanente en el sol quieto) varía mucho dependiendo del caso estudiado, de modo que el intervalo de tiempo $[t_{\text{init}}, t_{\text{end}}]$ puede corresponder a una fracción muy variable de $[t_{\text{start}}, t_{\text{Fmax}}]$. Dado que la definición de la ecuación (5.5) supone que $\tau_c(t)$ mantiene la misma tendencia durante toda la fase de emergencia de la RA y que F/F_{max} varía en el intervalo $[0, 1]$, continuamos realizando el cálculo de $\Delta|\tau_c|$ dentro del intervalo $[t_{\text{start}}, t_{\text{Fmax}}]$ para minimizar el efecto de las perturbaciones presentes durante la emergencia del flujo magnético de la RA.

En la ecuación (5.5) incluimos el signo de $\overline{\tau_c}$ en la definición de $\Delta|\tau_c|$ para comparar directamente las RAs con signo positivo y negativo de τ_c . Entonces, para ambos casos,

cuando $\Delta|\tau_c| > 0$ las lenguas son más débiles al comienzo de la emergencia e incrementan su influencia al acercarse al flujo máximo; siendo de forma opuesta cuando $\Delta|\tau_c| < 0$. La Figura 5.6 muestra dos ejemplos con el mismo signo de $\overline{\tau_c}$ pero signos opuestos en $\Delta|\tau_c|$, donde $\Delta|\tau_c| = -54^\circ$ para la RA 8913 y $\Delta|\tau_c| = 28^\circ$ para la RA 8753.

5.2.1. Perfil de la torsión de las regiones activas

Al igual que como ocurre para $|\tau_c|$, encontramos una distribución ancha para la variación definida por $\Delta|\tau_c|$ (ecuación (5.5)). Realizando un análisis similar al de las Secciones 5.1.2 y 5.1.3 no encontramos ninguna dependencia clara entre $\Delta|\tau_c|$ y las características globales de las RAs (en la Figura 5.5b mostramos la relación con el flujo magnético máximo). De la misma forma, sólo vemos una débil dependencia entre $\Delta|\tau_c|$ y la intensidad de las lenguas, caracterizada por los valores de $\overline{\tau_c}$ o $\tau_{c,\max}$ (Figura 5.7).

Es importante resaltar que $\Delta|\tau_c|$ está distribuida de manera normal (ver la Figura 5.8). En efecto, al apartar los puntos exteriores correspondientes a $\Delta|\tau_c| < -80^\circ$, la distribución se vuelve simétrica respecto a su mediana. Lo más notorio de esta distribución es el pico angosto ubicado en el valor medio, que es tres veces más alto que las fluctuaciones esperadas para una distribución normal. Las fluctuaciones estadísticas alrededor de este pico están estimadas como $\sqrt{N} \approx \pm 3$, en donde N es el número de casos por intervalo. Esto parece sugerir la presencia de un mecanismo que favorece la formación de RA con este valor medio de $\Delta|\tau_c|$, mientras que otro mecanismo produce una distribución normal de $\Delta|\tau_c|$. El modelo considerado de un tubo de flujo simple con torsión uniforme (ver Sección 2.3), está cercano a este valor de $\Delta|\tau_c|$; sin embargo, no explica por que este valor debe ser el más frecuente.

5.2.2. Comparación con modelos con torsión no uniforme

En las Secciones 3.4 y 3.5, utilizamos el modelo analítico de emergencia de un tubo de flujo con torsión para obtener un método para caracterizar de manera cuantitativa la evolución de las lenguas durante la emergencia de las RAs. A partir de este modelo podemos relacionar, usando la ecuación (2.20), el número de vueltas $N_{t,0}$ con el ángulo de las lenguas τ_c obtenido de los magnetogramas sintéticos. En la Sección 4.1 encontramos

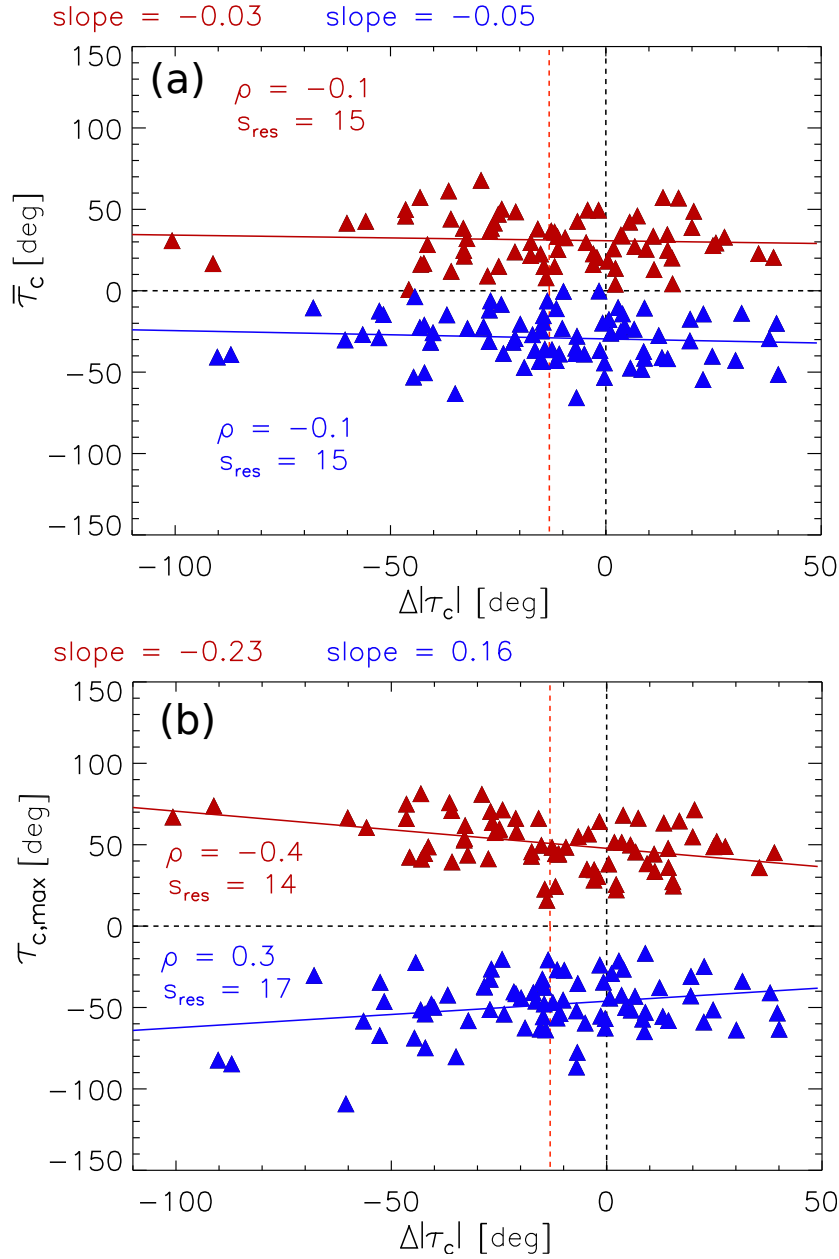


Figura 5.7: (a) Correlación entre el ángulo corregido medio de τ ($\bar{\tau}_c$) y la variación de $|\tau_c|$ ($\Delta|\tau_c|$) calculados durante la fase de emergencia de 149 RAs. (b) Correlación entre el ángulo corregido máximo de τ ($\tau_{c,max}$) y el valor de $\Delta|\tau_c|$. Los ajustes lineales mostrados en rojo (azul) corresponden a RAs con helicidad positiva (negativa). Para todos los ajustes de cuadrados mínimos incluimos el valor del coeficiente de correlación (ρ) y la desviación estándar residual (S_{res}).

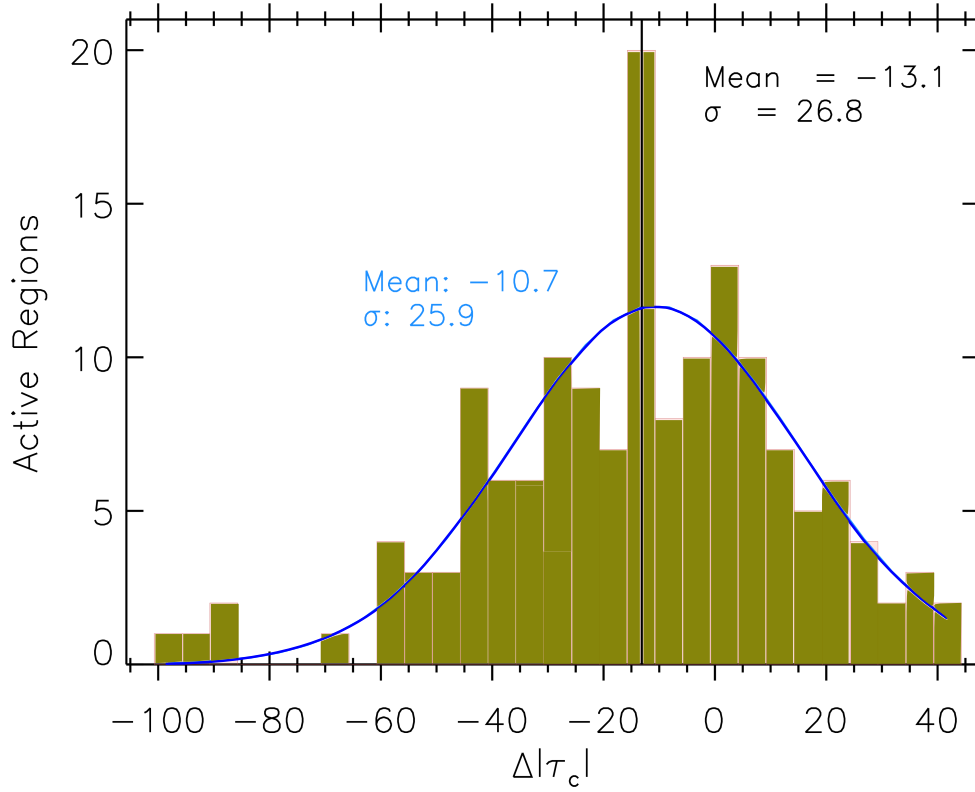


Figura 5.8: Histograma de la variación de $|\tau_c|$ ($\Delta|\tau_c|$) durante la fase de emergencia de 149 RAs. La línea negra vertical muestra el valor medio de $\Delta|\tau_c|$. Ajustamos la distribución usando una función Gaussiana con el método de cuadrados mínimos (curva en azul claro).

que este parámetro $N_{t,0}$ caracteriza la torsión del campo en las RAs. En el histograma de la Figura 5.1a vemos que la distribución de $\bar{\tau}_c$ está contenida en el rango $[0^\circ, 70^\circ]$. La variación correspondiente del parámetro $|N_{t,0}|$ se encuentra dentro del intervalo $[0, 1,3]$ para las 149 RAs bipolares estudiadas.

En la Figura 5.9b mostramos los mismos parámetros estudiados para las observaciones (ver la Figura 5.6b,c), aquí derivados del modelo con $N_{t,0} = 0,5$. La corrección entre τ y τ_c es relativamente importante debido a que el flujo magnético presente en las lenguas es dominante en la primera parte de la emergencia. Esto induce a una aparente rotación del bipolo, de modo que el *tilt* ϕ tiene una fuerte variación a medida que el tubo de flujo emerge. También implica que τ_c decrece levemente con el tiempo (incluso cuando

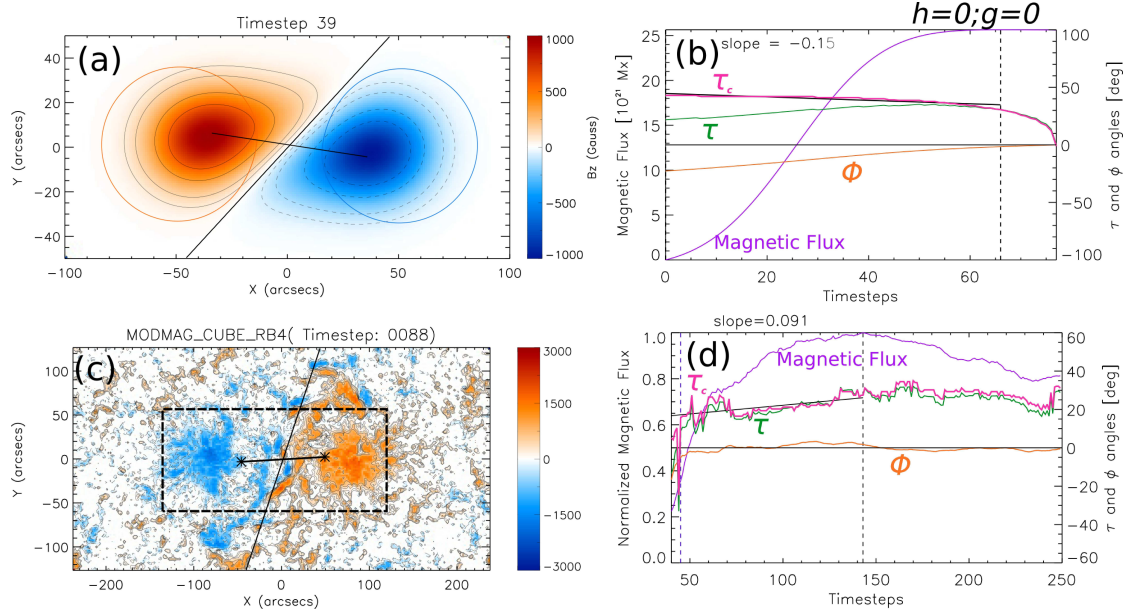


Figura 5.9: (a) Magnetograma sintético del modelo de emergencia de un tubo de flujo toroidal con torsión positiva y uniforme, $N_{t,0} = 0,5$, y una relación entre los radios del toroide de $a/R = 0,4$. La LIP está indicada con una línea recta negra. Las líneas continuas (discontinuas) son contornos de la componente positiva (negativa) del campo magnético normal a la fotosfera, que representan cuatro intensidades diferentes del campo tomadas al 10, 25, 50 y 75 % de la intensidad del campo magnético axial ($B_{\max} = 1000$ G). Las regiones en rojo y azul indican las polaridades positiva y negativa respectivamente. (b) Evolución del flujo magnético (línea continua violeta), del ángulo de las lenguas τ (verde), su valor corregido τ_c (magenta) y el ángulo de *tilt* ϕ (anaranjada), para el modelo de un tubo de flujo toroidal con torsión uniforme. (c) Magnetograma obtenido con la simulación numérica de emergencia de flujo (Cheung et al., 2010, ver la Sección 2.2;). (d) Como en el panel (b) mostramos la evolución de cada variable para la simulación numérica. El ajuste lineal está limitado a los pasos de tiempo entre la línea discontinua vertical (azul) y la línea negra vertical, correspondiente al momento del flujo magnético máximo.

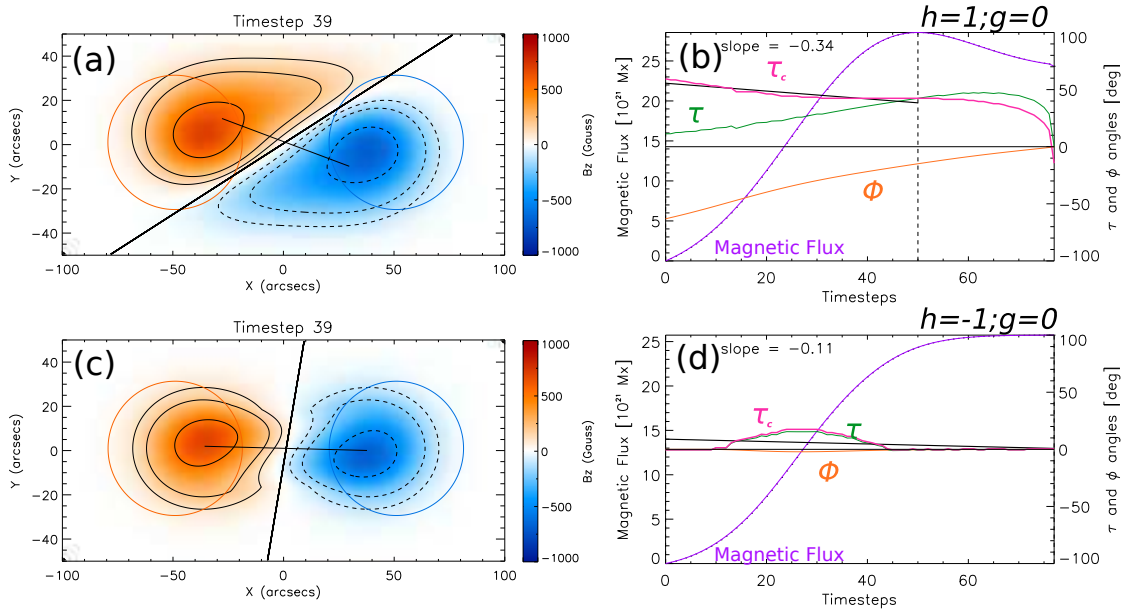


Figura 5.10: (a)–(c) Magnetogramas sintéticos obtenidos en un paso de tiempo intermedio de la evolución para el modelo de un tubo de flujo toroidal con torsión no uniforme y distintos valores de los parámetros h (ver la Sección 2.3). Los magnetogramas corresponden a dos casos extremos del perfil de torsión radial ($N_t(\rho)$ en la ecuación (2.14)) con $h = 1$ y $h = -1$. (b)–(d) Evolución del flujo magnético (línea continua violeta), del ángulo de las lenguas τ (verde), su valor corregido τ_c (magenta) y el ángulo de *tilt* ϕ (anaranjado) correspondientes a la evolución completa de los modelos de los paneles a y c.

la torsión es uniforme). Cambiando el valor de $N_{t,0}$ en el modelo podemos explorar los distintos valores medios de τ_c corroborando la distribución de este parámetro en casos observados (Figura 5.1). Sin embargo, al hacerlo sólo podemos interpretar cualitativamente una fracción de las RAs observadas y es necesario extender el modelo simple para poder interpretar una mayor variedad de pendientes de τ_c (Figura 5.8).

La simulación numérica presentada anteriormente en la Sección 2.2 nos permite estudiar el efecto que tiene la convección sobre el perfil de torsión observado en la evolución de τ_c . La condición inicial de este modelo es similar a la geometría usada en el modelo analítico simple (medio semi toro con torsión uniforme, Figura 5.9c). Sin embargo, la

emergencia en este caso es consecuencia del equilibrio hidrostático y considera deformaciones asociadas a la expansión del tubo a medida que este atraviesa los distintos niveles de presión del plasma. Por otra parte, la convección tiene un efecto sobre la torsión local observada ya que puede producir el arrastre de líneas de campo reforzando o disipando el flujo de las lenguas. En la Figura 5.9d vemos que la evolución de τ_c es similar a la de la RA 8753 (Figura 5.6d) en donde las lenguas son más intensas al final de la emergencia que al comienzo. Veremos más adelante que este comportamiento puede reproducirse por un modelo analítico de torsión no uniforme en donde el campo axial B_ϕ presenta una asimetría entre la parte superior e inferior del tubo.

En primer lugar estudiamos el efecto que produce sobre la pendiente de τ_c un modelo con torsión no uniforme a lo largo de la sección del semi-toro. Introducimos una dependencia parabólica de N_t a lo largo del radio menor del toro, ρ , modificada por un único parámetro h de acuerdo a la ecuación (2.14) de la Sección 2.3. De tal manera que si $h = 0$ la torsión es uniforme ($N_t = N_{t,0}$) al igual que el caso mostrado en la Figura 5.9. Con $h > 0$ la torsión está más concentrada en la periferia del tubo, siendo el doble sobre la periferia respecto del centro para $h = 1$. De manera opuesta, para $h < 0$ la torsión es máxima en el centro del tubo de flujo y se anula en la periferia para $h = -1$. Como indica la ecuación (2.14), a valores grandes de ρ la torsión se fija en cero. En la Figura 5.10a,c mostramos dos magnetogramas sintéticos de este modelo con valores extremos y opuestos del parámetro h .

Como puede verse en la Figura 5.10 (paneles b y d), el valor medio de τ_c es afectado por el valor de h , pero este cambio puede producirse también al modificar el valor de $N_{t,0}$ en el modelo con torsión uniforme. En las siguientes figuras mantenemos el valor de $N_{t,0} = 0,5$ a menos que se indique explícitamente otro valor. La pendiente de τ_c se vuelve ligeramente más negativa, con respecto al modelo con torsión uniforme, a medida que incrementamos positivamente el valor de h , mientras que la pendiente toma valores cercanos a cero cuando $h = -1$. Debido a que el perfil de torsión es simétrico respecto del eje del tubo de flujo (ver la ecuación (2.14)), el valor de h afecta la orientación de la LIP de manera similar a cuando el ápice y la base del tubo atraviesan el plano $z = 0$, por lo que el perfil observado debería ser el mismo al comienzo y al final de la fase de emergencia. Por

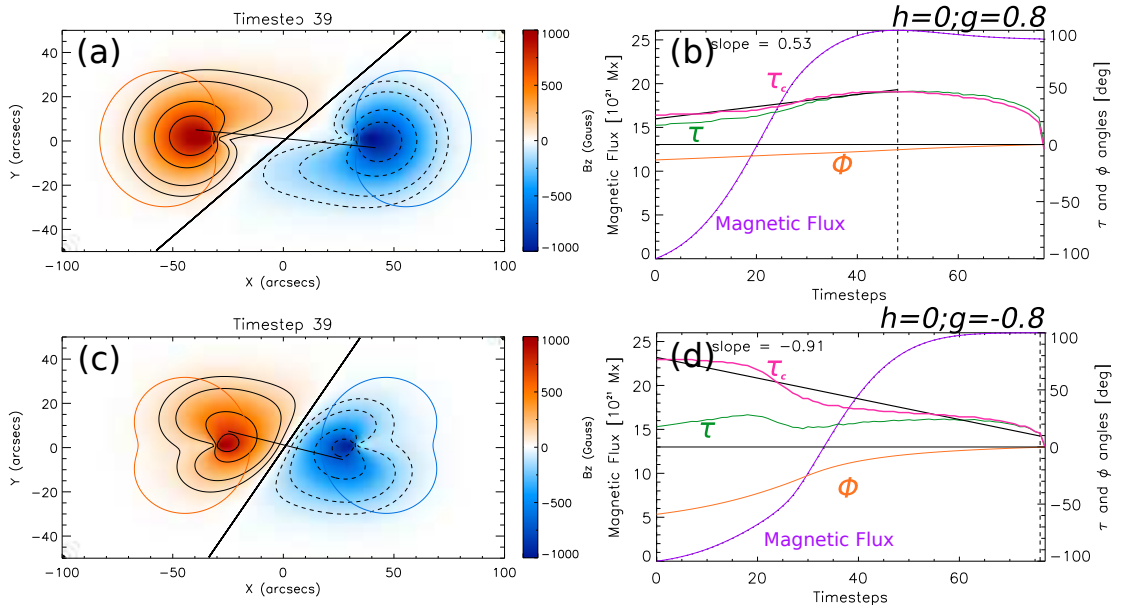


Figura 5.11: (a)–(c) Magnetogramas sintéticos obtenidos con el modelo en dos casos extremos del perfil de torsión con dependencia de la componente axial del campo ($g = 0,8$ y $g = -0,8$). (b)–(d) Evolución del flujo magnético (línea continua violeta), del ángulo de las lenguas τ (verde), su valor corregido τ_c (magenta) y el ángulo de *tilt* ϕ (anaranjada), para el modelo de un tubo de flujo toroidal con torsión no uniforme y distintos valores de los parámetros g .

lo tanto, cambiar el parámetro h no debería modificar sustancialmente la dependencia observada en $\tau_c(t)$. Para tener una mayor variedad de perfiles $\tau_c(t)$ necesitamos entonces una torsión concentrada en la parte superior o en la inferior del tubo de flujo.

Aún introduciendo un perfil de torsión radial a lo largo de la sección del tubo, este modelo necesita ser extendido para poder interpretar la variedad de casos observados (por ejemplo el de la Figura 5.8). Analizando diferentes modificaciones, encontramos que la forma más indicada de hacerlo es incluir una dependencia en la componente axial del campo con la dirección vertical local como la propuesta en ecuación (2.15) de la Sección 2.3). Este cambio introduce una redistribución del campo axial dentro de la sección del tubo de flujo que a su vez satisface la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ y conserva el flujo magnético total.

La asimetría de la componente axial del campo, definida en la ecuación (2.15), está caracterizada por un único parámetro g , el cual varía dentro del intervalo $[-1, 1]$ para evitar la inversión del campo axial en alguna parte dentro del tubo de flujo (ver la Sección 2.3). El parámetro g tiene un efecto importante sobre $\tau_c(t)$ ya que introduce una fuerte asimetría entre la parte superior y la inferior de la sección transversal en el ápice del tubo de flujo; Por lo tanto, esta extensión del modelo puede afectar fuertemente la evolución de las lenguas magnéticas. En la Figura 5.11 vemos que un valor negativo de g provoca una fuerte pendiente negativa de $\tau_c(t)$, mientras que un valor positivo de g puede inducir una pendiente positiva significativa como se observa también para algunas RAs (por ejemplo en la Figura 5.6d, y más general en la Figura 5.8).

En resumen, el modelo con torsión no uniforme (Sección 2.3) explorado en esta sección tiene dos nuevos parámetros adimensionales, h y g . Estos parámetros varían dentro del intervalo $[-1, 1]$ para conservar en los magnetogramas sintéticos las principales características observadas durante la emergencia de RAs. Esta extensión del modelo simple (con torsión uniforme) es un requisito mínimo para interpretar la variedad de perfiles observados en la evolución de $\tau_c(t)$ durante la fase de emergencia de las RAs. A continuación buscamos comparar la evolución de las características de las RAs con los modelos obtenidos de la combinación de h y g .

Los modelos de emergencia contienen varios parámetros (como el radio del toro, el grosor del tubo, la resolución temporal de la emergencia y la intensidad del flujo axial, entre otros) que pueden ajustarse a las características observadas en las RAs. Por otra parte, cambiando la orientación del toro respecto del eje x podemos considerar cualquier valor para el ángulo de *tilt*. Los parámetros que definen la evolución y propiedades de las lenguas magnéticas son: el número de vueltas $N_{t,0}$, y los valores de h y g que modifican el perfil de torsión del campo azimutal y axial, respectivamente. Estos últimos parámetros definen la magnitud y la evolución relativa de la orientación de la LIP (o de $\tau_c(t)$) al igual que la variación del ángulo de *tilt* $\phi_c(t)$ debido a la contribución del flujo de las lenguas en el cálculo de la posición de los baricentros de las polaridades.

Las configuraciones con τ_c y $-\tau_c$, o equivalentemente con N_t y $-N_t$, son imágenes espejadas una respecto de la otra (Luoni et al., 2011). Esto puede verse al graficar $|\tau_c|$ y

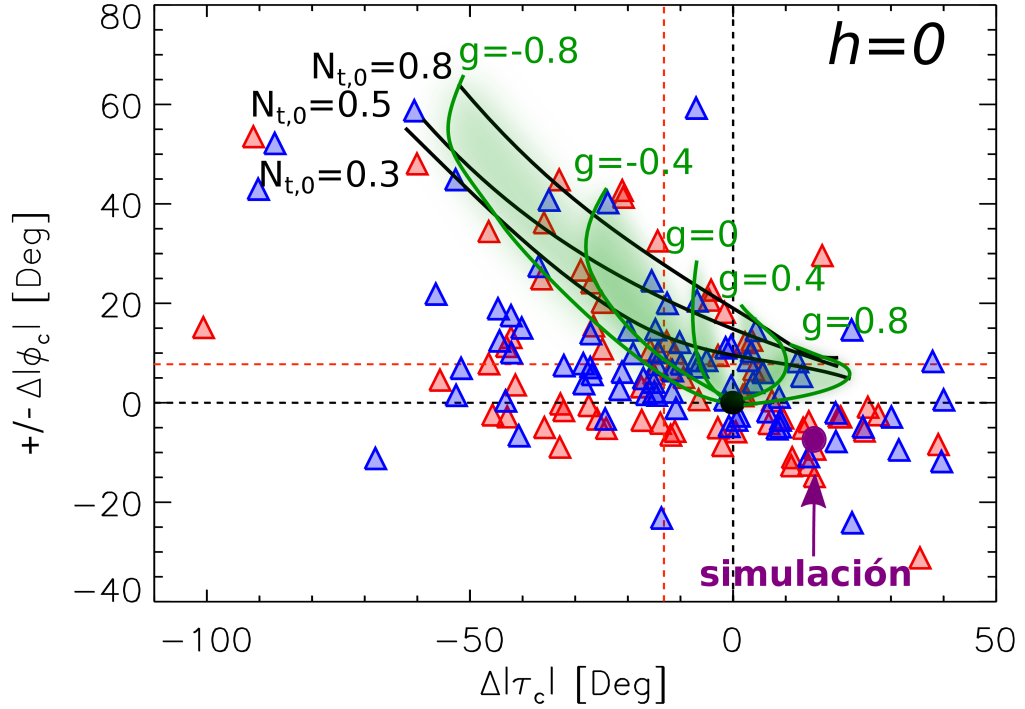


Figura 5.12: Efecto del modelo de campo toroidal con un número de vueltas $N_{t,0}$ y una asimetría vertical del campo axial (ecuación (2.15)) variable con g . Comparamos este modelo con las observaciones en el espacio de parámetros que describen la variación del ángulo de *tilt*, $\Delta|\phi_c|$, y la variación del ángulo de las lenguas corregido, $\Delta|\tau_c|$, durante la fase de emergencia de las RAs. Las RAs con torsión positiva están representadas con triángulos rojos y las negativas con azules. Se invirtió el signo a $\Delta|\phi_c|$ para los casos de torsión positiva para superponer todas las RAs estudiadas en una misma figura independientemente del signo de la helicidad. Las líneas superpuestas negras y verdes corresponden al modelo con $h = 0$ y diferentes valores de $N_{t,0}$ (0,3, 0,5 y 0,8) y g (-0,8, -0,4, 0, 0,4, 0,8), respectivamente. El punto violeta corresponde a los valores obtenidos para la simulaciones de Cheung et al. (2010).

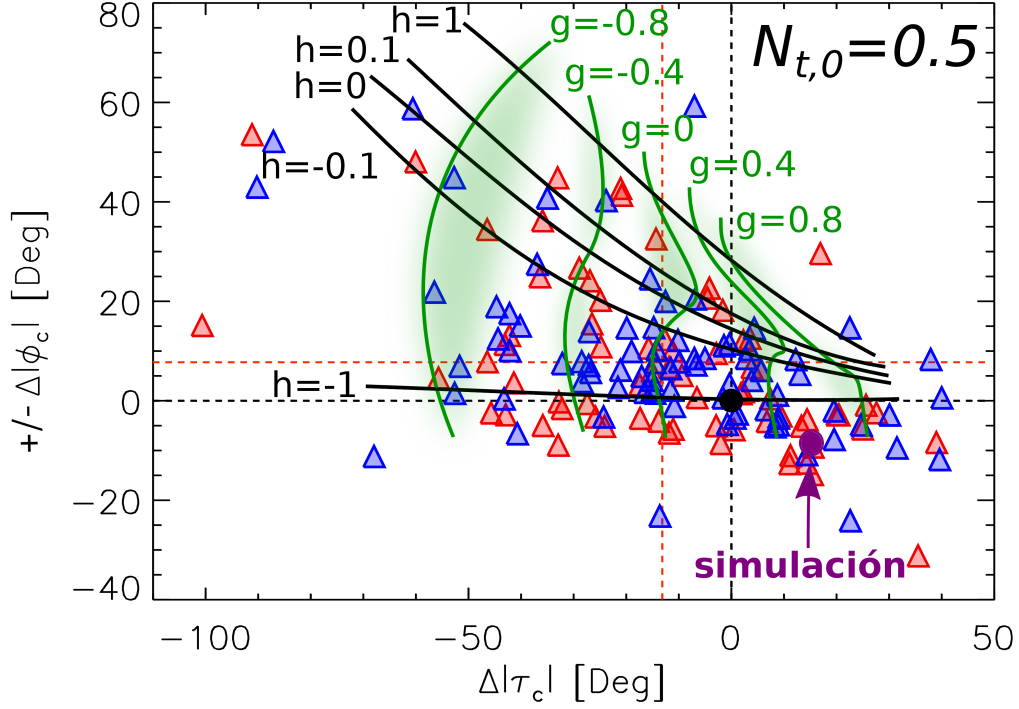


Figura 5.13: Efecto del modelo con un perfil de torsión no uniforme definido por los parámetros h y g (ecuaciones (2.14) y (2.15)). Comparamos este modelo con las observaciones en el espacio de parámetros que describen la variación del ángulo de *tilt*, $\Delta|\phi_c|$, y la variación del ángulo de las lenguas corregido, $\Delta|\tau_c|$, durante la fase de emergencia de las RAs. Las RAs con torsión positiva están representados con triángulos rojos y las negativas con azules. Se cambió el signo a $\Delta|\phi_c|$ para los casos de torsión positiva para superponer todas las RAs estudiadas en una misma figura independientemente del signo de la helicidad. Las líneas superpuestas corresponden al modelo con $N_{t,0} = 0,5$. Los curvas indicando la variación de h y g se encuentran graficadas en negro y verde respectivamente y los valores correspondientes se muestran en el panel. El punto violeta corresponde a los valores obtenidos para la simulaciones de Cheung et al. (2010).

$\Delta|\tau_c|$. También vemos en ambos casos una evolución opuesta del ángulo de *tilt* causada por la contracción de las lenguas luego de que el flujo de estas haya dominado la evolución fotosférica durante la primera parte de la fase de emergencia. En la ecuación (4.2) definimos el ángulo de *tilt* corregido, ϕ_c , que toma como referencia el *tilt* en el momento de flujo máximo de la RA. Definimos a $\Delta|\phi_c|$ como la variación del ángulo de *tilt* durante la fase de emergencia. Este parámetro se calcula de manera similar a como se hizo con $\Delta|\tau_c|$, a partir de un ajuste lineal de la evolución de ϕ . Usando $\Delta|\phi_c|$, comparamos la variación del *tilt* en regiones con helicidad magnética positiva y negativa. Las Figuras 5.12–5.13 muestran que las regiones con ambos signos de $\overline{\tau_c}$ (triángulos rojos y azules) están igualmente dispersas en el gráfico de $\Delta|\phi_c|$ en función de $\Delta|\tau_c|$. Esto implica que las RAs tienen propiedades similares durante la fase de emergencia, independientemente del signo de la helicidad magnética. Esta es la misma conclusión a la que llegamos en la Sección 5.1 al analizar los otros parámetros de las RAs (Figuras 5.4–5.5).

En primer lugar describimos los resultados para el modelo con torsión uniforme, $h = g = 0$, como se muestra en la curva $g = 0$ de la Figura 5.12. Este conjunto de modelos definido por la variación del número de vueltas $N_{t,0}$ corresponde a sólo una pequeña fracción de las RAs observadas. El caso sin torsión ($N_{t,0} = 0$), identificado en el origen del gráfico con un punto negro, no tiene una relevancia especial en las observaciones ya que no vemos a las RAs agrupadas entorno a este caso. Introduciendo un perfil de torsión radial ($h \neq 0$) podemos interpretar otros pocos casos de RAs, sólo una fracción ligeramente mayor que para la curva $g = 0$ de la Figura 5.13. Por lo tanto, combinando los parámetros $N_{t,0}$ y h con $g = 0$, el modelo sólo nos permite interpretar una fracción menor de la emergencia de RAs; siendo estas las RAs que presentan una evolución suave de τ_c ($\Delta|\tau_c|$ ligeramente negativa en las Figuras 5.12 y 5.13).

Sólo cuando variamos el parámetro g dentro del rango permitido logramos reproducir la gran variedad de los resultados observados en las RAs. En la Figura 5.13 vemos que con g variando en el intervalo $[-0,8, 0,8]$ ocupamos una gran parte del espacio de parámetros $\Delta|\phi_c|$ ($\Delta|\tau_c|$). Esto indica que durante la emergencia de algunas RAs el campo axial es más intenso al principio de la emergencia y en otras lo es al final, con un amplio espectro entre ambos casos. Esto es equivalente a tener una torsión local que es más débil (o más

fuerte en el caso contrario) en el ápice del tubo de flujo que en la parte inferior (ver la ecuación (2.9) para la definición de la torsión local). Esta variedad de tubos de flujo es de las propiedades más curiosas observadas. No es posible identificar ninguna otra característica de las RAs que este relacionada con el valor de g ya que no hay ninguna dependencia entre el flujo total de la RA y $\Delta|\tau_c|$, como se ve en la Figura 5.5. Además cualquier posible interacción entre el campo magnético preexistente a la emergencia y las polaridades de la RA está restringida por nuestro criterio de selección (debido a que las RA emergen en un entorno libre de campo intenso).

La amplia distribución de g puede tener su origen en los procesos del dínamo que forman los tubos de flujo o durante el transporte a lo largo de la zona convectiva, especialmente en la fase de acumulación debajo de la fotósfera y antes de la emergencia. El proceso involucrado tiene un efecto aleatorio intrínseco como se desprende de la distribución prácticamente gaussiana de $\Delta|\tau_c|$ (Figura 5.8), mientras que en muchos casos este proceso parece inhibido (pico central muy angosto). Esto apunta a un posible efecto de flujos convectivos convergentes y divergentes que actúan de forma diferencial a lo largo de la sección del tubo de flujo. Por ejemplo, en el caso en el cual el tubo de flujo en emergencia está sometido a un patrón de flujo convectivo divergente localizado en la parte superior del ápice del tubo, tendrá una menor torsión por unidad de longitud en esa parte que en la inferior; entonces, $|\tau_c|$ aumentará durante la emergencia. El caso inverso ocurriría cuando la parte superior esta dominada por un flujo convergente. Por lo tanto, la evolución de $\tau_c(t)$ durante la fase de emergencia dependerá de la ubicación de la RA dentro del patrón de la celda convectiva.

Los resultados obtenidos para la simulación numérica de Cheung et al. (2010), $\Delta|\tau_c| \approx 14$ y $\Delta|\phi_c| \approx -11$, corroboran esta interpretación. Estos valores están en la periferia de los observados para las RAs en las Figuras 5.12–5.13 y pueden reproducirse usando el modelo con asimetría del campo axial con valores de g positivos (ver las Figuras 5.9c,d y 5.11c,d). Entonces inferimos que la convección del plasma provoca sobre un tubo de flujo con torsión uniforme una deformación local del campo que puede ser detectada en las observaciones y reproducida en los modelos analíticos.

En este capítulo analizamos la fase de emergencia de 187 RAs bipolares observadas durante el Ciclo Solar 23. Encontramos que en el 80 % de los casos estudiados, las lenguas tienen una evolución clara durante en al menos el 50 % del tiempo de duración de la emergencia. Definimos el valor medio y máximo del ángulo corregido de las lenguas, τ_c , durante la emergencia de cada región ($\overline{\tau_c}$ y $\tau_{c,\max}$, respectivamente). Los valores absolutos medios de estos parámetros ($\sim 30^\circ$ y $\sim 50^\circ$) indican que las lenguas es una característica observable en la mayoría de las RAs bipolares, indicando que estas regiones están formadas por la emergencia tubos de flujo con distintos niveles de torsión. A partir del signo de $\overline{\tau_c}$ obtuvimos una tendencia en el signo de la helicidad de las regiones de cada hemisferios. La regla hemisférica encontrada es de 53 % en el hemisferio sur y 58 % en el norte, corroborando los valores reportados en trabajos anteriores (Pevtsov et al., 2014). Por otra parte, concluimos que los tubos de flujo aislados que forman a las RAs bipolares tienen un amplio rango de perfiles de torsión. Para interpretar estas observaciones es necesario incluir en los modelos de emergencia una asimetría variable entre la cima y la base de la sección transversal del tubo de flujo. De hecho, al agregar un perfil de torsión alrededor del eje del tubo de flujo es posible reproducir la variación de la LIP y del ángulo de *tilt* de manera consistentes con la evolución típica de las lenguas durante la emergencia de las RAs. En particular, la variación de la intensidad de las lenguas magnéticas puede interpretarse cambiando los parámetros h, g dentro del intervalo $[-1,1]$, aunque no es posible excluir la presencia de una torsión variable definida por la variación del número de vueltas $N_{t,0}$. Es importante destacar también que esta característica asociada a la asimetría azimutal no ha sido analizada anteriormente en simulaciones numéricas de emergencia de tubos de flujo.

Capítulo 6

Determinación del ángulo de *tilt* durante la emergencia de las regiones activas

A lo largo de esta tesis hemos estudiado las lenguas magnéticas y su relación con la torsión del campo en los tubos de flujo que dan origen a las RAs. Encontramos que esta torsión puede ser caracterizada usando un único parámetro τ_c derivado de la inclinación de la LIP durante la fase de emergencia. El análisis de la evolución de τ_c en un conjunto de RAs bipolares nos permite inferir que la contracción de las lenguas durante la emergencia de estas RAs puede producir una rotación espuria de la región y una aparente evolución del ángulo de *tilt*. En este capítulo buscamos cuantificar este efecto al analizar la variación del ángulo de *tilt* durante la fase de emergencia. Aquí mostramos que la rotación aparente no necesariamente es causada por la torsión del eje del tubo (conocida como *writhe*) sino que puede ser consecuencia de la presencia de lenguas magnéticas intensas. Además, estudiamos esta variación del *tilt* como una posible causa de la dispersión observada en la ley de Joy y proponemos dos métodos para corregir la determinación del ángulo de *tilt* durante la fase de emergencia de RAs.

6.1. Relación entre el ángulo de *tilt* y la latitud

Como vimos en el Capítulo 1, de acuerdo a la ley de Joy, las regiones activas bipolares emergen sistemáticamente con un ángulo de *tilt* (o inclinación) respecto de la dirección E-O, en donde la mancha precedente está ubicada en una latitud menor que la mancha siguiente. La inclinación tiende a aumentar con la latitud de emergencia del bipolo. Junto con la ley de Hale, que describe la asimetría en la dirección del campo toroidal de cada hemisferio, las propiedades del ángulo de *tilt* son fundamentales en los modelos de dínamo para explicar el mecanismo de inversión del campo poloidal (ver la Figura 1.6 y referencias en la Sección 1.2.3).

En los últimos 20 años, se ha buscado determinar de manera precisa la dependencia del ángulo de *tilt* con la latitud. Wang & Sheeley Jr (1991) analizaron 2700 RAs bipolares identificadas usando magnetogramas tomados en el observatorio de Kitt Peak entre 1976 y 1986 (Ciclo 21) y encontraron que el ángulo de *tilt* tiende a ser mayor para bipolos de bajo flujo magnético. El *tilt* como función de la latitud en estos bipolos tiene además una mayor dispersión que en las RAs con mayor flujo magnético. A pesar de la dispersión, Wang & Sheeley Jr (1991), encontraron una dependencia del *tilt* (ϕ) con la latitud (η) definida por: $\sin \phi = 0,48 \sin \eta + 0,03$, corrigiendo la relación usada por Leighton (1969). Sin embargo, a lo largo de los años, los estudios de la ley de Joy han tenido gran variedad de resultados (ver Fisher et al., 1995; Howard, 1991; Tang et al., 1984).

Los resultados más recientes están basados en el uso de algoritmos automáticos para el procesamiento de grandes bases de datos (magnetogramas del SOHO/MDI y SDO/HMI). Stenflo & Kosovichev (2012) encontraron una dependencia del *tilt* con la latitud a partir del análisis de 160079 regiones bipolares, incluyendo en este conjunto RAs que no satisfacen la ley de Joy, con altos valores de *tilt* o simplemente regiones no cumplen la ley de Hale. Aún así la desviación de sus resultados es relativamente baja comparada con otros trabajos y la dependencia encontrada está definida por: $\phi = 32,1^\circ \sin \eta$. De manera similar, Li & Ulrich (2012), analizaron un conjunto de 30600 RAs observadas entre 1974 y 2010 tomando al menos 90% de RAs con alineación normal E-O ($-90^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$) y respetando la ley de Hale. Para este estudio usaron una combinación de mediciones

de campo magnético (magnetogramas de Mount Wilson) y observaciones de la umbra y penumbra de manchas en luz blanca (ver la Figura 6.1). Encontraron una fuerte dependencia latitudinal, $\phi = 0,5\eta - 0,9$, al igual que una dependencia temporal asociada a la evolución del ciclo solar y una asimetría en la distribución del *tilt* en cada hemisferio (ver también Wang et al., 2015). La asimetría hemisférica de la ley de Joy y la dependencia con el ciclo fueron confirmadas también por McClintock & Norton (2013): $\phi_N = 0,26\eta + 0,58$ y $\phi_S = 0,13\eta + 1,38$, en donde ϕ_N y ϕ_S corresponden al ángulo de *tilt* de las regiones en el hemisferio sur y en el norte, respectivamente.

En resumen, aún no hay un consenso sobre la dependencia latitudinal del ángulo de *tilt* de los bipolos, ya que los diferentes conjuntos de datos y métodos de análisis llevaron a resultados distintos. Una de las posibles razones de la diferencia, resulta de la combinación de bipolos en diferentes estados de evolución.

Esta falta de consenso genera a su vez una discusión sobre el origen del ángulo de *tilt*. Babcock (1961) propuso que el campo toroidal, creado a partir del campo poloidal por la rotación diferencial en la tacoclina (ver la Sección 1.2.3), no sería totalmente toroidal sino espiral, manteniendo una pequeña componente polar. Leighton (1969) sugirió que el *tilt* provenía de inestabilidades tipo *kink* que se desarrollan en tubos de flujo con una fuerte torsión del campo azimutal al eje del tubo. Otros trabajos propusieron que la fuerza de Coriolis actuando sobre el plasma contenido en tubos de flujo puede causar el *tilt* de las regiones (Schmidt, 1968; Wang & Sheeley Jr, 1991). Debido a la expansión del plasma dentro de los tubos que atraviesan la zona convectiva los mismos sufren una rotación (horaria en el hemisferio norte y anti-horaria en el sur) que produce la inclinación de los bipolos hacia el ecuador. Las simulaciones numéricas de emergencia de tubos Ω reproducen esta acción de la fuerza de Coriolis y el perfil del ángulo de *tilt* observado en RAs (Caligari et al., 1995; D'Silva & Choudhuri, 1993; Fan et al., 1993). Sin embargo, a partir del análisis de la evolución del ángulo de *tilt* durante las fases de emergencia, Kosovichev & Stenflo (2008) encontraron que el *tilt* no se relaja completamente a la dirección E-O una vez que la parte superior del tubo emergió completamente. Por lo tanto, el *tilt* puede no estar causado sólo por la acción de la fuerza de Coriolis y, actualmente, se considera que la geometría espiral del campo toroidal también determina el perfil de

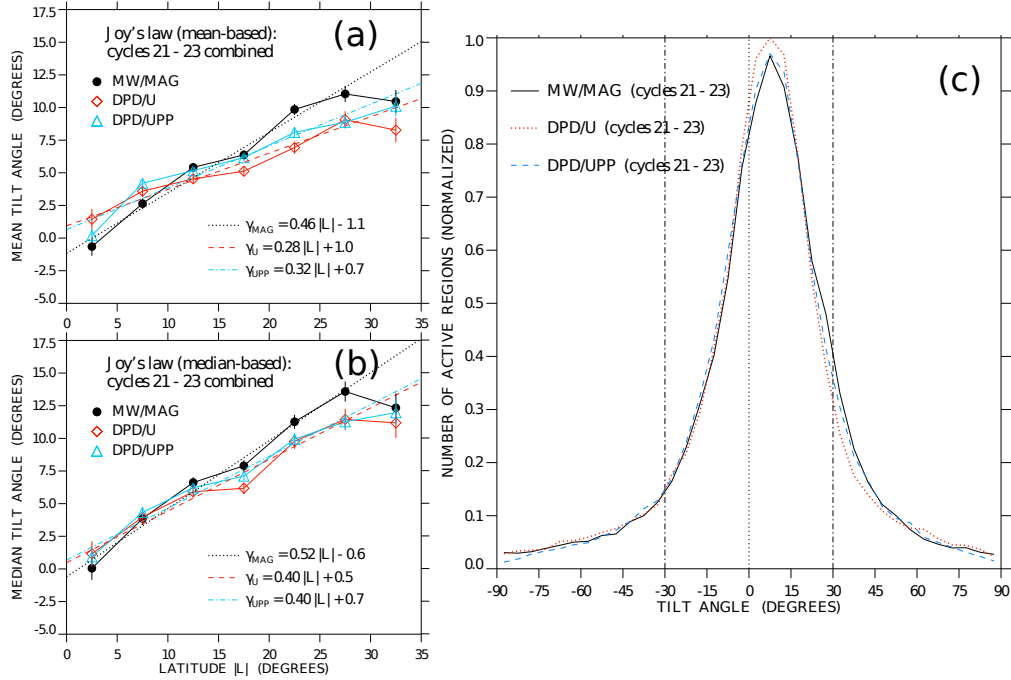


Figura 6.1: Ley de Joy para los Ciclos Solares 21 a 23 obtenida con magnetogramas de Mount Wilson (puntos negros) por Li & Ulrich (2012) e imágenes en luz blanca por Wang et al. (2015) (rombos rojos: análisis sólo de la umbra; triángulo azul claro: umbra, penumbra y poros). (a) ángulo de *tilt* medio tomado dentro de una banda de 5° de ancho en latitud, la ley está derivada a partir del ajuste en cuadrados mínimos de los siete puntos en el rango de 0° a 35° para cada método (líneas discontinuas). (b) Cómo en el panel (a) pero con la mediana del ángulo de *tilt* calculada en bins de 5° . (c) Histograma de la distribución de ángulos de *tilt* para las mediciones entre 1976 y 2008 con un tamaño de bin de 5° .

inclinación observado (McClintock & Norton, 2013).

Aun cuando la dependencia latitudinal del ángulo de *tilt* fue estimada con diferentes métodos y conjuntos de observaciones, la dispersión de esta relación sigue siendo grande. Entre las posibles causas de la dispersión observada en la dependencia latitudinal del ángulo de *tilt* podemos mencionar el efecto de la helicidad magnética contenida en estas estructuras. Por ejemplo, la helicidad asociada a la deformación del eje del tubo de flujo (*writhe*) originada por la acción de la fuerza de Coriolis, o bien, por inestabilidades tipo *kink* puede provocar una rotación del bipolo a lo largo de la fase de emergencia de RAs (ver López Fuentes et al., 2000). Esto introduce una dispersión sistemática del ángulo de *tilt*, dado que si es medido en distintos momentos de la evolución, una misma RA podría estar asociada a un amplio rango de valores de *tilt*. Algunos de los trabajos citados aquí, no tienen en cuenta esta posibilidad.

Además, cómo vimos a lo largo de esta tesis, la torsión debida a las líneas de campo azimutal del tubo producen la aparición de lenguas magnéticas que modifican la distribución de flujo fotosférico durante la emergencia de RAs. La presencia de lenguas cambia la ubicación de los baricentros magnéticos de la región provocando una inclinación que no necesariamente coincide con la dirección del eje del tubo. La misma evolución y contracción de las lenguas resultan en una rotación aparente del bipolo que puede superar los 10° (ver la Figura 4.2). Por lo tanto, la determinación del ángulo de *tilt* podría estar condicionada por la fase de evolución de las RAs.

6.1.1. Inclinación del *tilt* durante la fase de emergencia de RAs

Usando magnetogramas del campo magnético en la dirección de la visual determinamos la evolución del ángulo de *tilt* de las 187 RAs bipolares. Este conjunto es el mismo que el analizado en el Capítulo 5 y ,por lo tanto, cumplen con el criterio de selección presentado en la Sección 3.1. La base de datos del MDI permite seguir la evolución de las RAs con 15 magnetogramas diarios (cada ~ 90 minutos) los cuales fueron procesados con las herramientas descritas en la Sección 3.1.1. Una vez obtenidos los baricentros de cada polaridad, calculamos el *tilt* a partir la ecuación (3.3), definiéndolo positivo cuando la polaridad precedente se encuentra más próxima al ecuador.

Si bien este análisis está limitado tanto por el volumen estadístico (comparado con trabajos similares) como por las características de las regiones seleccionadas, nuestro objetivo no es obtener una expresión para la ley de Joy sino estudiar su variación debida a la evolución del *tilt* durante la fase de emergencia de las RAs. Este conjunto de regiones activas fue estudiado en numerosos trabajos, en los que se encontró una clara dependencia entre la latitud y el ángulo de *tilt* (Li & Ulrich, 2012; McClintock & Norton, 2013; Tlatov et al., 2013; Wang et al., 2015, y citas allí mencionadas). En general, los estudios de la ley de Joy utilizan métodos automáticos para detectar las configuraciones de campo bipolar en magnetogramas sinópticos diarios (por ejemplo, Stenflo & Kosovichev, 2012). El procesamiento y cálculo automatizado incluye varias veces el *tilt* de una misma RA en diferentes fases de su evolución, introduciendo un sesgo en los resultados finales. Al contar con una base de datos de 187 RAs, podemos identificar fácilmente las desviaciones provocadas por la evolución de las RAs ya que el cálculo realizado sobre cada magnetograma puede ser revisado y corregido de forma individual.

En la Figura 6.2 mostramos la relación entre el ángulo de *tilt* y la latitud para el conjunto de RAs. Tomamos al ángulo de *tilt* en el momento del flujo magnético máximo de la región como el valor más representativo de la inclinación del eje del tubo (Figura 6.2a). Suponemos que en este momento el efecto de las lenguas es despreciable. Como vimos, la deformación del eje del tubo (*writhe*) debido a la fuerza de Coriolis, flujos convectivos o al desarrollo de inestabilidades tipo *kink* también pueden afectar de manera significativa la orientación del bipolo. Sin embargo, consideramos que el efecto del *writhe* en la evolución de las polaridades de las RAs alcanza su mínimo una vez que el tubo emergió completamente.

Calculamos los valores medios del *tilt* a flujo máximo de las RAs separadas en intervalos de 5° en latitud y realizamos un ajuste lineal con el valor medio de cada intervalo (siete puntos entre 0° y 35° del módulo de la latitud). El ajuste de estos promedios (rombos azules) está representado por la línea discontinua azul. La relación encontrada, $\phi = 0,55\eta - 2,9$, es similar a la de los trabajos citados anteriormente.

Comparamos esta relación con los resultados derivados al usar el *tilt* promedio a lo largo de la emergencia como la inclinación de referencia de cada RA. El *tilt* promedio

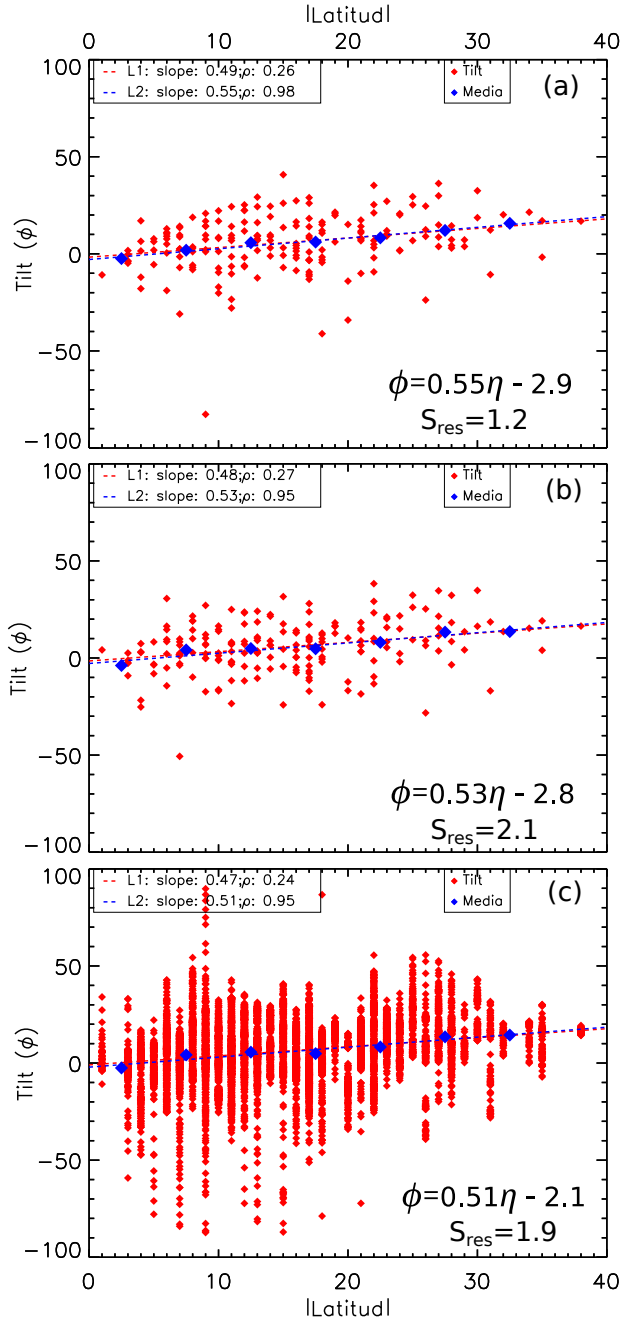


Figura 6.2: Relación entre el ángulo de *tilt* y la latitud de emergencia. Los rombos rojos representan: (a) el *tilt* de las regiones en el momento del flujo máximo, (b) el *tilt* promedio a lo largo de la emergencia de cada RA y (c) todos los valores del *tilt* medidos para cada RA. Para cada panel realizamos el correspondiente ajuste lineal por cuadrados mínimos (línea discontinua roja). Los rombos azules corresponden al valor medio del *tilt* mostrado en cada panel dentro de una banda de 5° de latitud, con estos valores derivamos la correspondiente ley de Joy indicada en cada panel. Además, presentamos la desviación estándar residual, S_{res} , para la regresión lineal que define la ley de Joy en cada panel. La línea discontinua azul muestra el ajuste por cuadrados mínimos de estos siete valores medios. En cada panel mostramos, con el correspondiente color, los parámetros de la pendiente de cada ajuste y el coeficiente de correlación lineal.

está calculado en el intervalo definido por la evolución del flujo de la región, entre el 10 % y el 100 % del flujo máximo. Todo efecto que provoque un cambio en la distribución de flujo magnético, por ejemplo emergencias secundarias o lenguas magnéticas, cambiará la posición de los baricentros de manera tal que el *tilt* calculado durante la emergencia puede diferir significativamente de la inclinación del eje del tubo. Esto se ve reflejado en el promedio y por lo tanto en la dependencia con la latitud mostrada en la Figura 6.2b. Con este método la relación está dada por: $\phi = 0,53\eta - 2,8$.

Finalmente, para estudiar el efecto de la variación del *tilt* durante la emergencia, consideramos todos los valores del *tilt* medidos para las RAs estudiadas (ver Figura 6.2c). Usamos los valores obtenidos en el intervalo durante el cual el flujo se encuentra entre el 10 y 100 % del flujo máximo. Es esperable tener una mayor dispersión entre los puntos de la Figura 6.2c, ya que no sólo incluye todas las fluctuaciones del *tilt* sino que también incorpora una dependencia con la duración de la emergencia de cada RA. Aún así, la relación encontrada, $\phi = 0,51\eta - 2,1$, es comparable, aunque con menor pendiente, a la relación hallada para el *tilt* correspondiente al flujo máximo. Esta diferencia podría indicar que existe una evolución importante del *tilt* durante la fase de emergencia, provocando desviaciones en la ley de Joy. La diferencia entre las curvas de la Figura 6.2a y c podría indicar que las lenguas pueden tener un efecto sobre la determinación del *tilt* y, por lo tanto, en la ley de Joy. En la Sección 6.2 buscamos cuantificar este efecto en un subconjunto de 61 RAs.

Sin embargo, el resultado de la Figura 6.2c es la relación más cercana a la reportada por Li & Ulrich (2012) para un conjunto de 11000 regiones bipolares del Ciclo Solar 23 (ver la Figura 6.1a). El trabajo de Li & Ulrich (2012) usa magnetogramas longitudinales diarios del MDI para calcular el *tilt* de las regiones bipolares a partir de la posición de los baricentros magnéticos de las polaridades. El procedimiento de detección automática de los bipolos realiza el cálculo del *tilt* para cada RA durante toda su evolución en el disco solar, incluyendo el efecto de la variación del *tilt* durante la fase emergencia de la misma manera que lo hace nuestro conjunto de 187 RAs. Es decir, nuestra selección es representativa del comportamiento de todas las RAs con características similares cuyo número no se ha limitado al intervalo de la emergencia ni a su ubicación en el disco solar.

6.2. Efecto de las lenguas magnéticas en la determinación del *tilt*

Existen una variedad de casos en los cuales las lenguas pueden tener un efecto despreciable en la dispersión del ángulo de *tilt*. Si la elongación de las polaridades, en presencia de lenguas, está más extendida hacia el centro de la emergencia (como ocurre en la simulación de la Figura 3.7), los baricentros cambiarán de posición a lo largo de una misma dirección a medida que las lenguas se contraen. Esta evolución puede provocar cambios notorios en la inclinación de la LIP sin modificar significativamente el *tilt* (ejemplo en la Figura 5.6). En las siguientes secciones buscaremos identificar la acción de las lenguas magnéticas en la determinación del *tilt* para aquellas regiones en donde tienen una influencia clara y significativa. Para esto, probamos dos métodos distintos que buscan corregir la variación del *tilt* durante la fase de emergencia de regiones bipolares.

6.2.1. Umbral del campo magnético

En primer lugar estudiamos el efecto que tiene el flujo magnético de las lenguas en la determinación del *tilt* limitando la intensidad de campo magnético utilizado para el cálculo de la posición de los baricentros de las polaridades. De esta manera, suponiendo que el flujo de las lenguas corresponde a una fracción menor del flujo total, los distintos umbrales permiten filtrar en mayor o menor medida el efecto de las lenguas. Para esto definimos un valor umbral de intensidad de campo en cada magnetograma. Tomamos el límite del campo (B_{limit}) como una fracción del menor valor entre el módulo del campo magnético máximo de la polaridad positiva y de la negativa:

$$B_{\text{limit}} = \frac{P}{100} \cdot \min(\max(B_p), \max(|B_n|)), \quad (6.1)$$

en donde P es un parámetro que ajusta el porcentaje del umbral, B_p (B_n) es la intensidad de campo en los píxeles con flujo positivo (negativo). Exploramos el efecto de distintos umbrales al variar el valor del parámetro P (25 %, 50 % y 75 %).

En el modelo analítico de emergencia de tubo de flujo con torsión (Sección 2.3), no es posible separar, al menos de manera visual, las contribuciones de los campos azimutal y

axial del tubo en los magnetogramas obtenidos con el modelo. En los casos observados, en especial durante las primeras emergencias, ambas contribuciones se pueden encontrar espacialmente mezcladas. Si consideramos todo el campo magnético de la RA en el cálculo de los baricentros de las polaridades, el ángulo de *tilt* estará afectado por la evolución y distribución de ambas contribuciones de campo. Entonces, suponemos que el campo axial es predominante en la mayor parte de la fase de emergencia y el umbral en el campo servirá para minimizar el efecto de las lenguas y aproximar el *tilt* a la inclinación real del eje del tubo de flujo.

En la Figura 6.3 mostramos la aplicación del procedimiento a la RA 8056. Esta región emerge en el hemisferio Norte (N-17) a fines de junio de 1997 y alcanza su flujo magnético máximo luego de 3 días de emergencia. La columna 1 de la Figura 6.3 muestra la evolución de la región, indicando la dirección del segmento del bipolo y la LIP calculados sin imponer un límite sobre el campo ($B_{\text{limit}} = 0$). Durante el primer día de emergencia presenta un ángulo de *tilt* opuesto a la orientación esperada por la ley de Joy que luego se corrige a medida que la región alcanza el final de la emergencia (ver el segmento negro que une los baricentros de las polaridades en los paneles 1-a y 1-b). La variación del *tilt* ($\sim 70^\circ$) es consistente con una clara contracción de las lenguas y la evolución de la LIP corresponde a la de un tubo de flujo con helicidad negativa (ver columna 1 de la Figura 6.3). En la columna 2 de la Figura 6.3 mostramos la ubicación de los baricentros y la inclinación del bipolo calculados con un umbral del campo del 75 %. En estos magnetogramas indicamos con un contorno negro el área que incluye los píxeles utilizados en el cálculo. Para la primera mitad de la emergencia, comparando los paneles a y b de cada columna, vemos que no hay un cambio significativo en la inclinación del bipolo al usar un umbral del campo. Esto indica que el flujo de las lenguas predominan sobre el flujo axial del tubo al comienzo de la emergencia. Avanzada la fase de emergencia, el flujo axial comienza a ser dominante y la ubicación de los baricentros se estabiliza acercándose a la posición en el flujo máximo (paneles c – e). En este caso, la corrección del *tilt* es parcial ya que se mantiene una importante variación durante la primera parte de la emergencia.

En la Figura 6.4 mostramos la evolución de la RA 9070 observada en el hemisferio

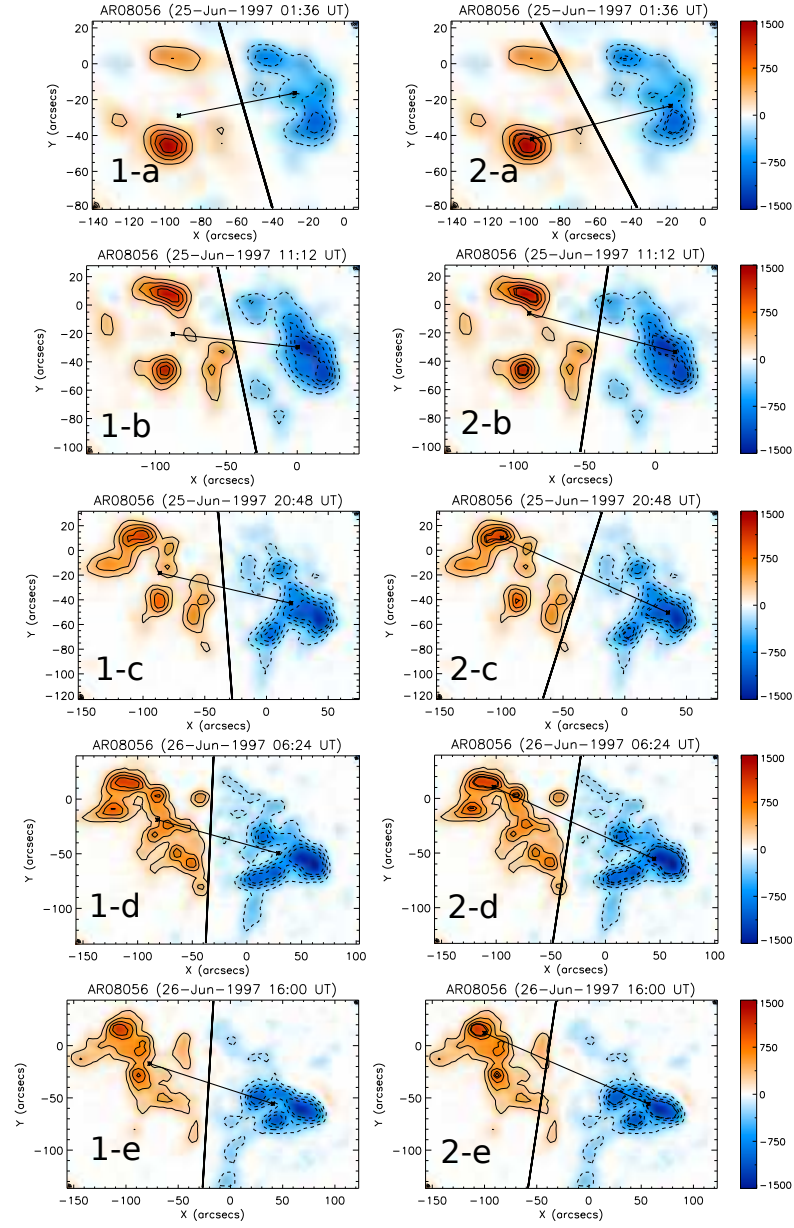


Figura 6.3: Magnetogramas de la evolución de la RA 8056 ($N-17^\circ$) durante la fase de emergencia. En la columna 1 mostramos la LIP (línea negra) y la inclinación del bipolo (segmento negro) calculados sobre todos los píxeles de la RA. La columna 2 muestra los mismos parámetros calculados con un umbral de campo del 75 % del flujo máximo en cada magnetograma. Los contornos negros más gruesos en los magnetogramas de la columna 2 indican el área que corresponde al campo limitado por el umbral del 75 % del flujo máximo.

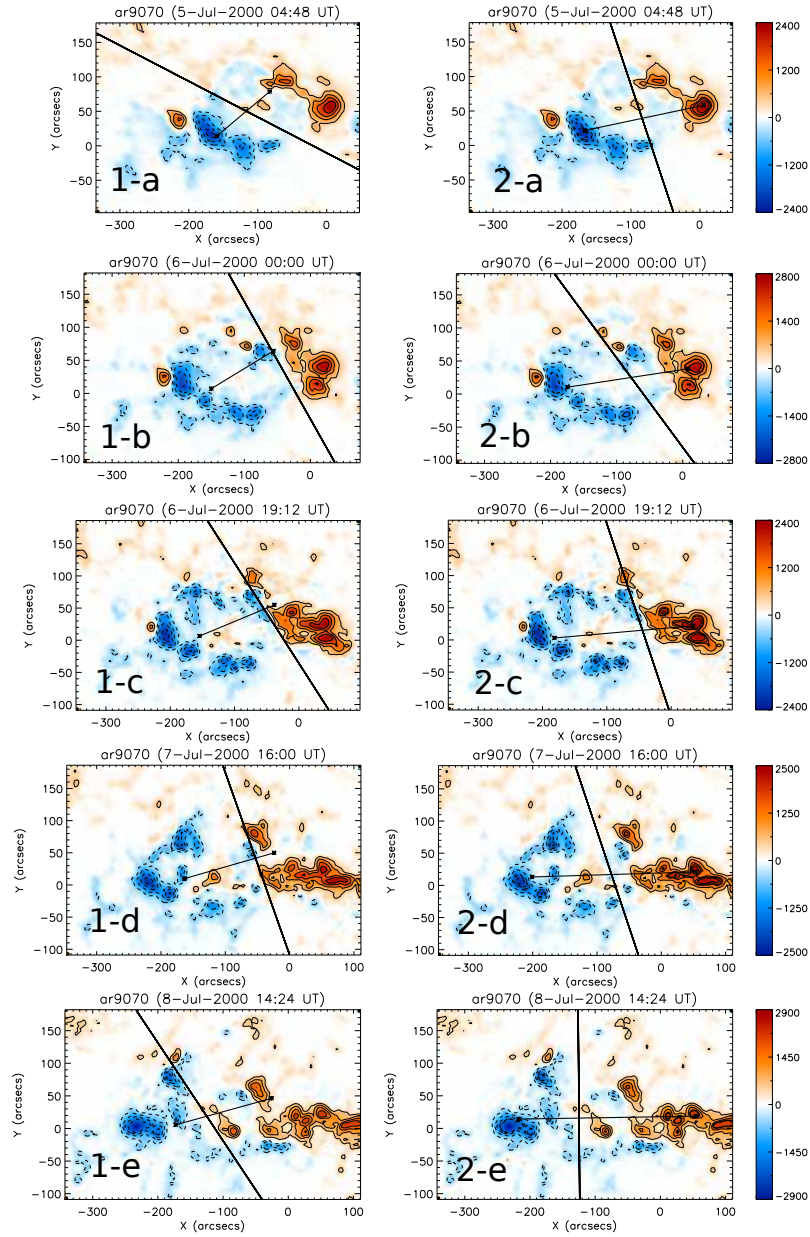


Figura 6.4: Magnetogramas de la evolución de la RA 9070 (N-17°) durante la fase de emergencia. En la columna 1 mostramos la LIP (línea negra) y la inclinación del bipolo (segmento negro) calculados sobre todos los píxeles de la RA. La columna 2 muestra los mismos parámetros calculados con un umbral de campo del 75 % del flujo máximo en cada magnetograma. Los contornos negros más gruesos en los magnetogramas de la columna 2 indican el área que corresponde al campo limitado por el umbral del 75 % del flujo máximo.

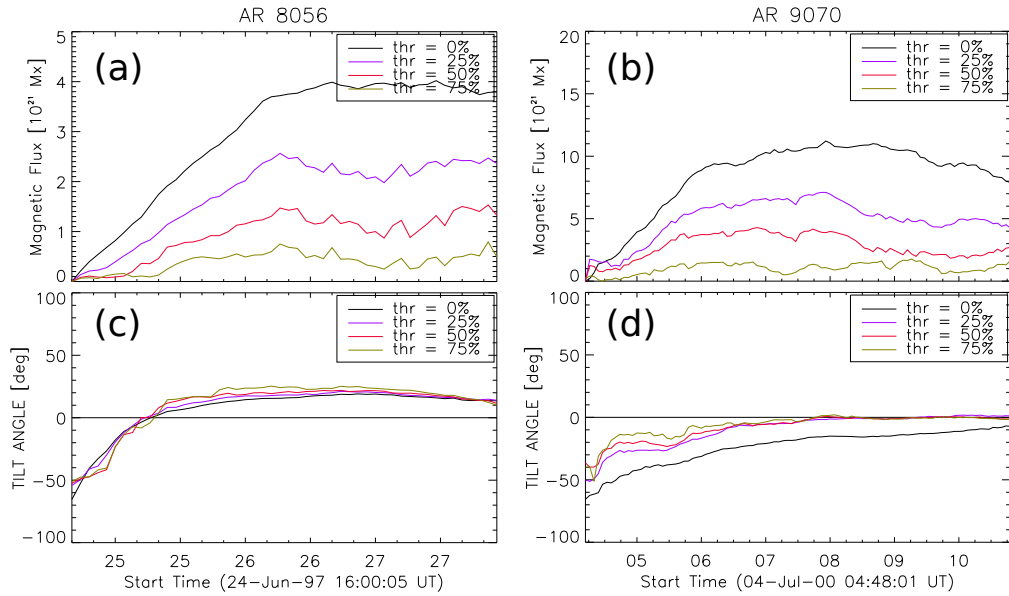


Figura 6.5: Evolución del flujo magnético y del ángulo de *tilt* calculados con distintos valores de umbral para el campo magnético. Cada color representa el umbral del campo utilizado (0 %: Negro, 25 %: Azul, 50 %: Rojo, 75 %: Amarillo). Estos resultados corresponden a las RAs 8056 (paneles a y c) y 9070 (paneles b y d). En las Figuras 6.3 y 6.4 mostramos los magnetogramas con la evolución de estas regiones.

norte durante cuatro días a comienzos de julio del 2000. Como en la Figura 6.3, la columna 1 muestra el segmento del bipolo y la LIP calculados sin usar un umbral para el campo. En los paneles 1-a a 1-e, podemos ver que el ángulo de *tilt* tiene una orientación contraria a la esperada de acuerdo a la ley de Joy. Presenta una fuerte rotación horaria del bipolo de unos $\sim 55^\circ$ y una configuración de las lenguas que corresponde a un tubo de flujo con helicidad negativa. El umbral del campo, fijado al 75 %, columna 2 en la Figura 6.4, produce un cambio significativo de la inclinación del eje del bipolo desde el comienzo de la emergencia hasta el momento del flujo máximo. Para este caso, el flujo axial domina sobre el flujo presente en las lenguas durante toda la fase de emergencia.

En la Figura 6.5 mostramos la evolución del flujo magnético (paneles a y b) y el ángulo de *tilt* (paneles c y d) calculados con distintos umbrales de campo para las mismas regiones. Vemos que la corrección parcial del *tilt* ocurre luego del 25 de junio para la RA

8056 y que al comienzo de la emergencia las polaridades mantienen una clara rotación independientemente del umbral de campo utilizado (ver la variación del *tilt* de $\sim 70^\circ$ en la Figura 6.5c). Al inspeccionar los magnetogramas vemos que en este caso el método es insuficiente para remover el efecto de la evolución de las lenguas, ya que al comienzo de la emergencia (panel 2-a en la Figura 6.3), el umbral del campo limita el cálculo de los baricentros al flujo de las lenguas. Sólo después de superar la mitad de la fase de emergencia (panel 2-c de la Figura 6.3), vemos que con la aplicación del umbral se logra una selección acotada del flujo axial máximo. La corrección muestra ser importante en el caso de la RA 9070 obteniendo valores del *tilt* más cercanos a la orientación final de bipolo durante la mayor parte de la emergencia. Sin embargo, la evolución del *tilt* es similar para todos los porcentajes de umbral sugiriendo una rotación intrínseca del eje del tubo (Figura 6.5d).

El procedimiento falla al momento de suponer que la influencia de las lenguas, en la distribución de flujo fotosférico, es menor que la contribución del flujo axial del tubo. Esto no es necesariamente válido durante la primera parte de la fase de emergencia. En varios casos el flujo de las lenguas domina sobre el flujo axial en al menos el 50 % de la emergencia, determinando la posición de los baricentros de las polaridades y, por lo tanto, el ángulo de *tilt* calculado.

6.2.2. Distribución angular del flujo magnético de regiones activas

A continuación describimos otro procedimiento para identificar automáticamente la contribución del flujo magnético axial en la distribución de campo fotosférico de las RAs. El objetivo es nuevamente reducir el efecto de las lenguas en la determinación del ángulo de *tilt* a lo largo de la fase de emergencia. Como vimos en la sección anterior, el flujo de las lenguas puede ser dominante sobre la contribución del flujo axial del tubo, por lo tanto, con este procedimiento buscamos reconocer de manera aproximada la ubicación de los píxeles asociados a las lenguas para omitirlos en el cálculo de los baricentros de las polaridades.

En primer lugar, definimos el centro de la RA como el punto de intersección entre la LIP y el segmento que une los baricentros de las polaridades. A pesar de que la posición

de este punto varía en cada magnetograma al ser afectado por la evolución de las lenguas, lo usamos como el centro de flujo aproximado de la región ya que puede ser calculado de manera automática y además nos asegura una separación clara de cada polaridad en el análisis subsiguiente. Luego realizamos un análisis de la distribución angular del flujo magnético de la RA en torno a este punto calculando el flujo magnético sobre secciones triangulares con un ancho angular de $\Delta\theta \sim 7^\circ$ y radio R variable en cada magnetograma. Tomamos el valor de R como $1,5S_{RA}$, en donde S_{RA} es la distancia entre los baricentros obtenida de la ecuación (3.2).

En la Figura 6.6 mostramos un ejemplo de esta sección angular sobre un magnetograma de la RA 8056. Definimos la posición angular (θ) de esta sección respecto de la dirección este-oeste y realizamos un barrido en torno al punto central con pasos de $\theta_{\text{step}} \sim 3,6^\circ$, registrando el flujo magnético en cada una de las 100 secciones que quedan definidas alrededor del centro. Escogimos el paso θ_{step} de manera tal que sea la mitad del ancho angular $\Delta\theta$ para superponer el flujo magnético calculado entre secciones adyacentes y suavizar así la distribución angular obtenida. En el panel derecho de la Figura 6.6 mostramos un ejemplo de la distribución obtenida para el magnetograma que corresponde a la RA 8056. Entonces, para cada magnetograma obtenemos un gráfico correspondiente al flujo magnético calculado en cada una de estas secciones angulares en función del ángulo θ (que indica la dirección central de cada sección respecto de la dirección E-O). Sobre estos gráficos buscamos identificar de manera automática los picos que corresponden al flujo axial y al azimutal de cada polaridad.

Antes de hacer el barrido sobre cada magnetograma hacemos un procesamiento previo que consiste en fijar el valor de todos los píxeles exteriores al rectángulo de selección de la RA a cero (es el mismo rectángulo definido en la Sección 3.1). También fijamos a cero todos los píxeles que tienen un valor opuesto al campo que define la LIP. Esto último lo hacemos para no tener píxeles con flujo positivo y negativo dentro de una misma sección angular. Luego hacemos una transformación del magnetograma a coordenadas polares $[r, \theta]$ y construimos un mapa periódico en estas coordenadas. De esta manera el flujo magnético dentro de cada sección angular es calculado dentro de rectángulos $(r, \theta^{(i)})$ sobre este mapa tal que:

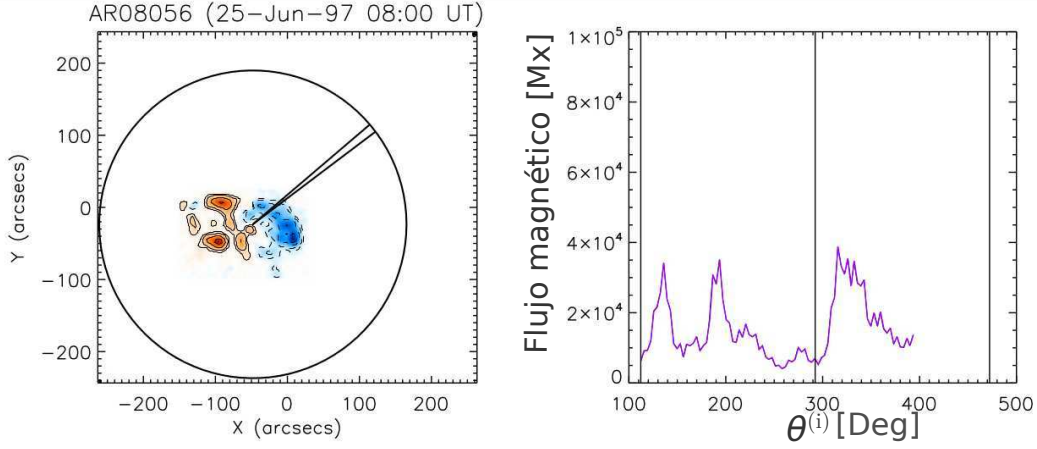


Figura 6.6: Izquierda: Magnetograma correspondiente a la fase de emergencia de la RA 8056. El triángulo negro muestra la sección angular ($\Delta\theta$) dentro de la cual realizamos el cálculo del flujo en un paso $\theta^{(i)}$. La circunferencia muestra el límite radial del cálculo fijado, para este caso, como el doble de la distancia entre los baricentros. Derecha: Gráfico de la distribución angular de flujo magnético en torno al centro de la RA. El centro de la RA esta definido por la intersección entre la LIP y el segmento que une los baricentros de las polaridades.

$$0 \leq r \leq R \text{ y } \theta^{(i)} - \Delta\theta/2 \leq \theta^{(i)} \leq \theta^{(i)} + \Delta\theta/2, \quad (6.2)$$

en donde $\theta^{(i)}$ es el paso angular i -ésimo que varía entre $\theta^{(0)}$ y $\theta^{(0)} + 360^\circ$. En todos los magnetogramas, tomamos la posición angular inicial, $\theta^{(0)}$, como el ángulo que define la dirección de la LIP.

Una vez calculado el flujo avanzamos el paso en la mitad del ancho angular de la sección hasta completar un ciclo en torno al punto central. Este procedimiento es aplicado a todos los magnetogramas que corresponden a la emergencia de la RA. Por lo tanto, para cada magnetograma de la evolución de una RA tendremos una distribución angular del flujo como las mostradas en la Figura 6.7.

En la Figura 6.7 mostramos la distribución angular del flujo magnético para dos magnetogramas distintos de la RA 8056. Usando el mismo patrón de colores que en los magnetogramas representamos el flujo de las diferentes polaridades, con rojo y azul el

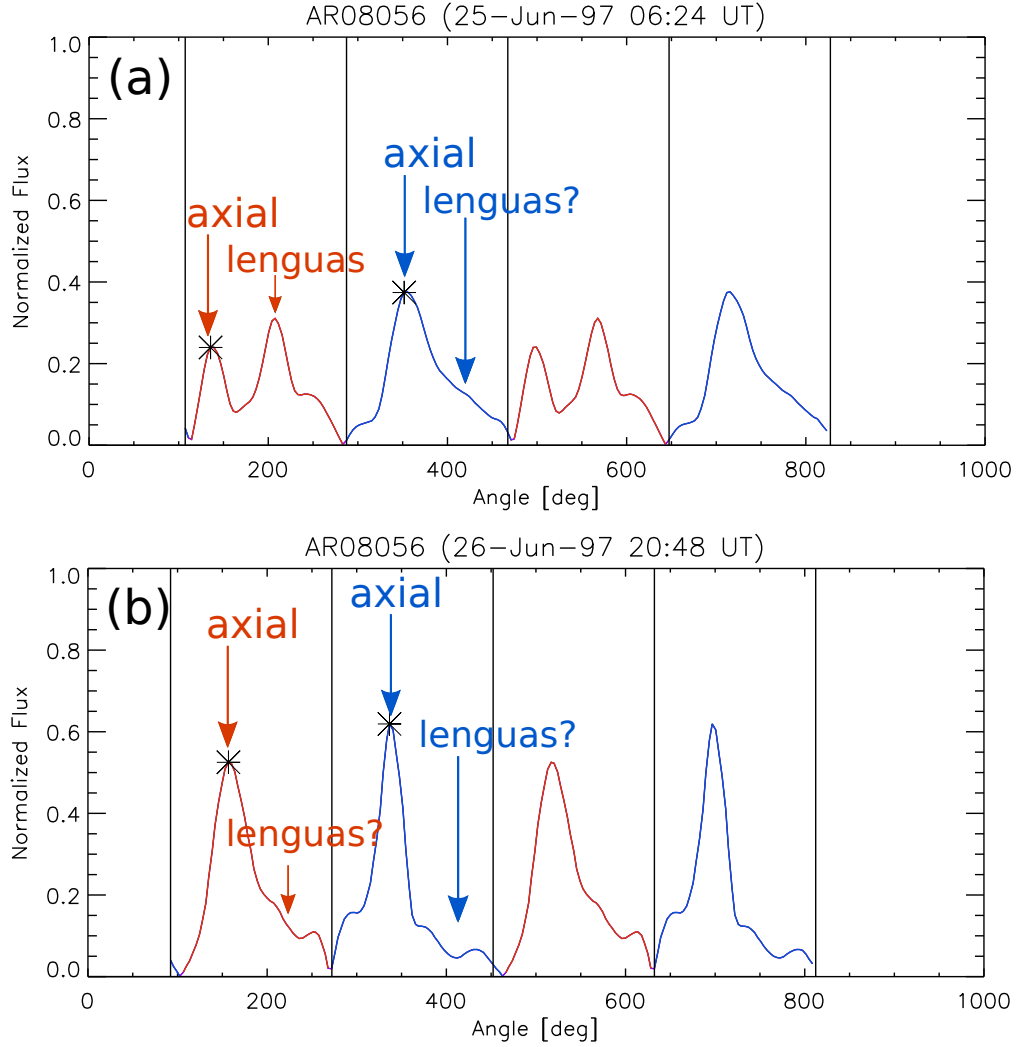


Figura 6.7: Distribución angular de flujo magnético en torno al centro de la RA 8056 para dos tiempos distintos de la fase de emergencia. Los colores de las curvas corresponden al barrido angular sobre cada una de las polaridades, en rojo para la positiva y en azul para la negativa. Las líneas verticales negras muestran el ángulo correspondiente a la LIP. Los asteriscos negros indican la posición del pico que corresponde a la contribución del campo magnético axial.

flujo magnético positivo y el negativo, respectivamente. Las curvas fueron suavizadas con el uso de *splines* para eliminar discontinuidades entre los distintos pasos angulares. El suavizado nos permite identificar los picos de la curva usando la derivada obtenida con una interpolación Lagrangiana de tres puntos de la distribución. Obtenemos los extremos de la derivada con un método de bisección e identificamos aquellos con mayor intensidad de flujo en cada polaridad. En el caso de encontrar más de un máximo, como en la polaridad positiva de la Figura 6.7a, conservamos los dos con mayor flujo para definir un criterio que permita distinguir entre la contribución del campo axial y azimutal.

En el ejemplo de la Figura 6.7 vemos que la distribución angular de flujo puede tener un único pico para cada polaridad (ver el máximo correspondiente a la polaridad negativa en ambos paneles). Para estos casos es necesario definir un criterio que nos permita delimitar la extensión angular del campo axial y de esta manera reducir el efecto de las lenguas. Aplicamos el procedimiento al modelo analítico de emergencia de un tubo toroidal para poner a prueba distintos criterios de selección. Cómo vemos en la distribución angular del flujo de la Figura 6.8 (paneles b y d), en este caso tenemos un único pico claro ubicado en $\theta_{\max}$ durante toda la emergencia que va desplazándose a medida que el tubo emerge. Para esta situación no es posible remover totalmente el flujo de las lenguas y la corrección será sólo parcial. Lo que hacemos para limitar la influencia de las lenguas es conservar un ancho angular en torno a este ángulo de flujo máximo, acotando los píxeles considerados en el cálculo de los baricentros. Escogemos esta cota de manera que los valores alrededor del pico tengan un flujo superior al 70 % del flujo de la distribución en $\theta_{\max}$. Debido a la oblicuidad de la curva, en especial para las primeras emergencias (ver la Figura 6.8b), vamos a tener dos anchos angulares distintos a cada lado el máximo ($\Delta\theta_{\text{left}}$ y $\Delta\theta_{\text{right}}$). Entre estos, elegimos el menor y definimos la sección angular $[\theta_{\max} - \Delta\theta_{\max}, \theta_{\max} + \Delta\theta_{\max}]$, que delimita el área del magnetograma sobre la que realizamos el cálculo de los baricentros de cada polaridad.

Suponemos entonces que el ángulo obtenido $\theta_{\max}$ representa la dirección en la cual se encuentra el máximo del flujo axial. El ancho angular $\Delta\theta_{\max}$ indica que tan disperso está el flujo axial a lo largo a esta dirección. En la Figura 6.8 (paneles a y c) mostramos un ejemplo del área obtenida para cada polaridad en los magnetogramas sintéticos del

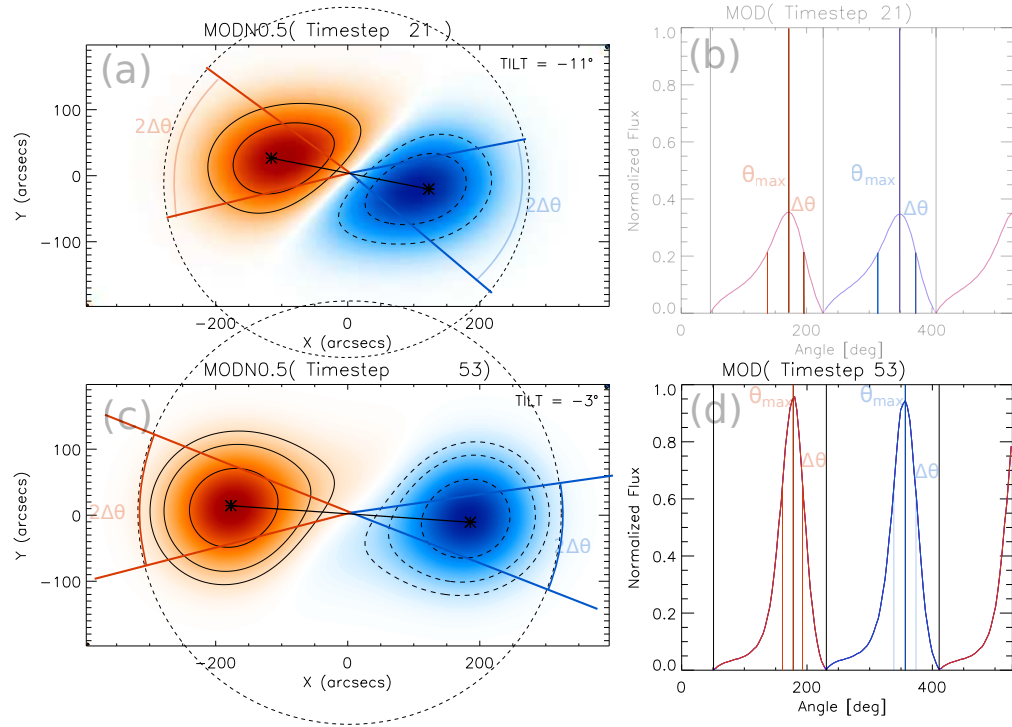


Figura 6.8: Aplicación del procedimiento de corrección del ángulo de *tilt* al modelo analítico de emergencia de un tubo de flujo Ω con torsión uniforme. En los paneles (a) y (c) mostramos los magnetogramas sintéticos indicando a su vez la sección angular final sobre la que se calculan los baricentros de cada polaridad. En (b) y (d) mostramos la distribución angular de flujo magnético en torno al centro de la RA para los magnetogramas de los paneles (a) y (c) respectivamente. Los colores de las curvas corresponden al barrido angular sobre cada una de las polaridades, en rojo para la positiva y en azul para la negativa. Las líneas verticales negras muestran el ángulo correspondiente a la LIP. Las líneas verticales azules y rojas corresponden al ángulo θ en donde el flujo barrido es máximo. Indicamos en la distribución angular, el ancho angular ($\Delta\theta$) utilizado para el cálculo de los baricentros sombreado en la figura con el color correspondiente.

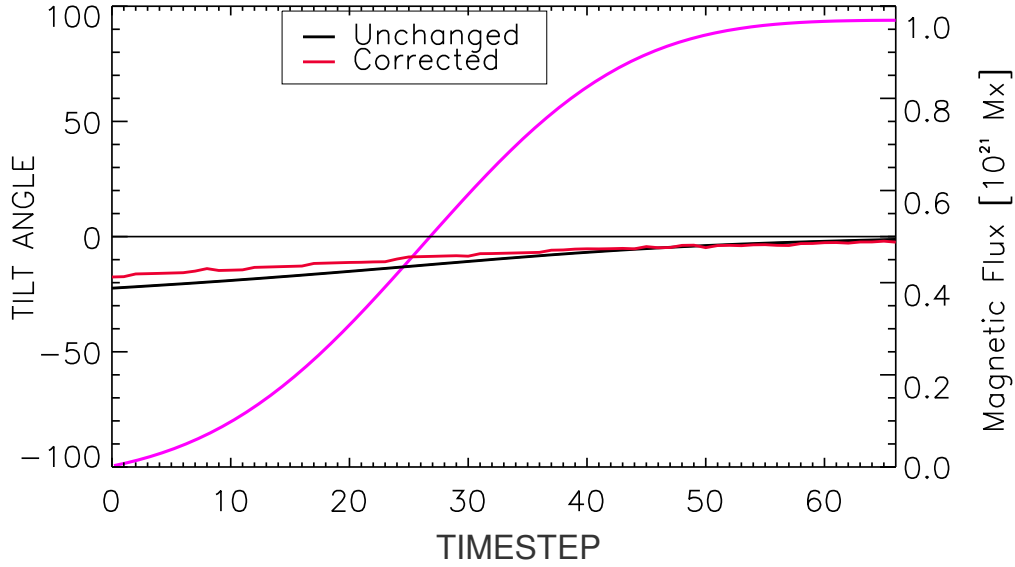


Figura 6.9: Resultado de la aplicación del método de corrección del ángulo de *tilt* para el modelo analítico de emergencia de un tubo de flujo Ω con torsión uniforme. En cada panel mostramos la evolución del flujo magnético (en magenta, referencia al eje vertical derecho), el ángulo de *tilt* sin corregir (en negro) y el ángulo corregido (en rojo). Ejemplos de la selección angular del flujo axial y el ancho angular alrededor de $\theta_{\max}$ se muestran en la Figura 6.8.

modelo. Sobre estas secciones angulares calculamos la posición de los baricentros y el ángulo de *tilt* corregido por la influencia de las lenguas. En la Figura 6.9 vemos que de esta manera el *tilt* es corregido parcialmente, ya que la diferencia entre ambas curvas es de $\sim 4^\circ$ en la primera parte de la fase de emergencia. Al no poder discriminar entre ambas componentes del tubo de flujo proyectadas en la dirección vertical, los baricentros de cada polaridad estarán determinados por un promedio de ambas contribuciones. La limitación de la aplicación de este procedimiento al magnetograma del modelo es la misma que al usar el umbral en la sección anterior, ya que no podemos distinguir espacialmente entre ambas contribuciones (al tener siempre un único pico) y, además, el flujo de las lenguas es dominante durante la mayor parte de la emergencia. Sin embargo, es de esperar que al menos una de estas dos limitaciones no esté presente al analizar los magnetogramas de RAs y que el procedimiento sea más eficiente en estos casos.

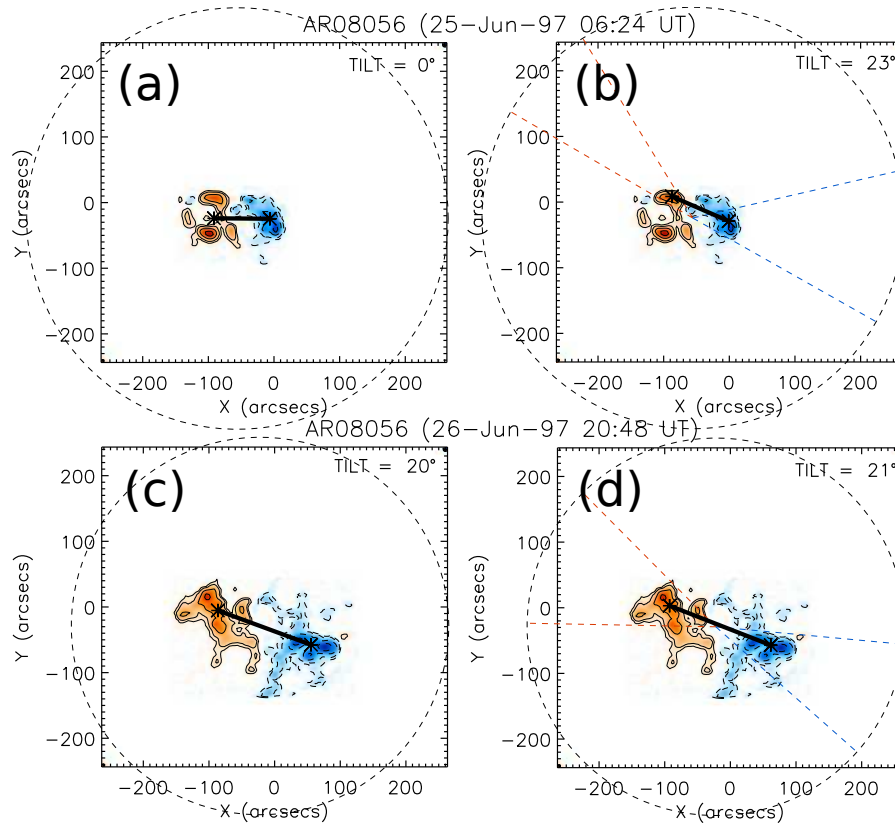


Figura 6.10: Magnetogramas correspondientes a la fase de emergencia de la RA 8056. (a) y (c) muestran la posición de los baricentros de cada polaridad sin la aplicación del método para dos momentos distintos de la emergencia de la región. (b) y (c) muestran la respectiva corrección de los paneles (a) y (d). En la Figura 6.11a mostramos la evolución del ángulo de *tilt* corregido para toda la fase de emergencia de la RA 8056.

En contraste con el modelo analítico, las polaridades de las RAs tienen una asimetría clara, por la difusión del campo fotosférico y por emergencias de flujo secundarias. Estas irregularidades se ven reflejadas en la distribución angular de flujo y pueden generar la aparición de múltiples picos, como es el caso de la polaridad positiva de la RA 8056 (Figura 6.7a). Para estas situaciones necesitamos un criterio para discernir el máximo que corresponde al flujo axial del azimutal o al menos el más representativo. Como vimos en la Sección 6.2.1, el flujo en las lenguas puede ser dominante al comienzo de la emergencia, por lo tanto, el pico con mayor flujo no necesariamente corresponderá al flujo axial en estos casos. Luego, exploramos un método simple para discernir entre los dos máximos

basados en la ubicación angular del flujo axial en el último magnetograma de la fase de emergencia de la RA, en el cual suponemos que el flujo axial es dominante.

Llamemos $\theta_{\max}^f$ al pico de la distribución angular de flujo del último magnetograma de la emergencia de la RA, o sea cuando la región ha emergido completamente. Suponemos que para este momento el flujo de las lenguas deja de ser importante y el máximo angular corresponde directamente al flujo axial. Entonces, podemos identificar la ubicación del flujo axial en el magnetograma anterior ($\theta_{\max}^{f-1}$), determinando la posición angular del pico que está más cerca de la posición de referencia $\theta_{\max}^f$. Ahora tomamos como referencia a este ángulo $\theta_{\max}^{f-1}$ y repetimos el procedimiento de manera recursiva hasta alcanzar el primer magnetograma de la emergencia de la región. Es importante mencionar que con este método contemplamos una posible rotación intrínseca del bipolo debido a la torsión del eje del tubo de flujo. Sin embargo, suponemos que en esa situación los cambios en la posición de los baricentros será suave entre un magnetograma y el siguiente.

En la Figura 6.11 mostramos la corrección en la determinación del *tilt* para las RAs 8056 y 9070. Ambas regiones presentan una variación significativa del ángulo de *tilt* durante la emergencia como consecuencia de la contracción de las lenguas magnéticas (ver los magnetogramas de la Figuras 6.3 y 6.4). En la RA 8056 encontramos una clara separación del campo axial y las lenguas sobre el magnetograma. Esto se ve reflejado en la distribución angular del flujo de la polaridad siguiente, en donde el algoritmo aplicado fue capaz reconocer uno de los dos máximos de la curva (máximo indicado con un asterisco en la Figura 6.7a). Para este caso la corrección es buena en al menos 70 % de la emergencia total de la región. De la misma manera, la RA 9070 muestra una buena corrección por la aplicación del método durante toda la fase de emergencia. En varias oportunidades el algoritmo demostró ser estable ante las emergencias de flujo secundarias de la región, pudiendo reconocer la posición angular del flujo axial por sobre la aparición de otros picos en la distribución. Aunque la diferencia es significativa entre el *tilt* corregido y el *tilt* medido directamente sobre todo el campo de la región, aún vemos en la Figura 6.11b una rotación de las polaridades. Esto puede estar asociado a la rotación intrínseca del bipolo o, bien al efecto parcialmente corregido de las lenguas magnéticas.

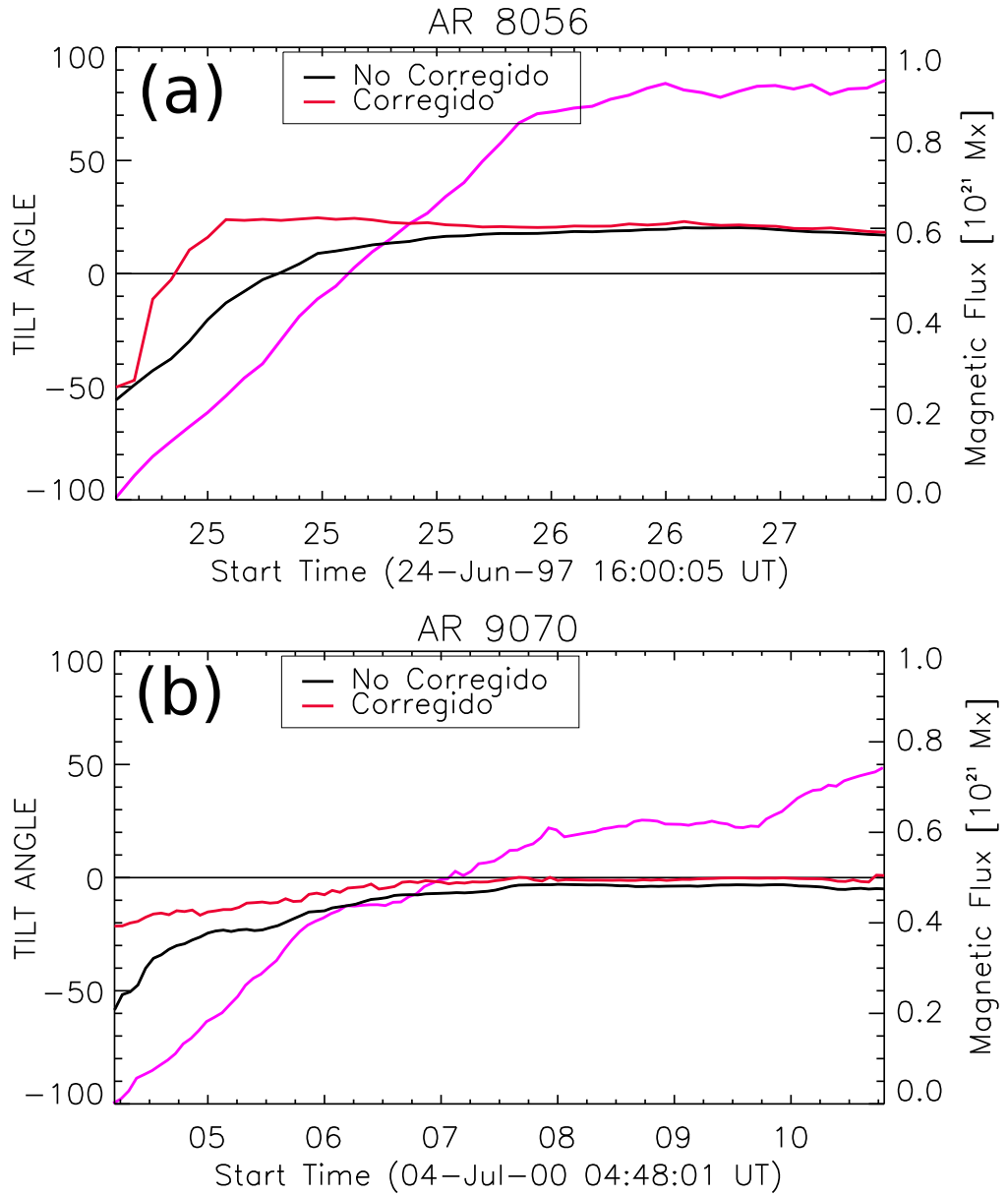


Figura 6.11: Resultados de la aplicación del método de corrección del ángulo de *tilt* para las RAs 8056 (a) y 9070 (b). En cada panel mostramos la evolución del flujo magnético (en magenta, referencia al eje vertical derecho), el ángulo de *tilt* sin corregir (en negro) y el ángulo corregido (en rojo). El procedimiento realiza el barrido angular (como se ve en la Figura 6.6) y la identificación de la posición angular del flujo axial (ver los asteriscos en la curva de la Figura 6.7) de manera automática usando el criterio definido en esta sección. Ejemplos de la selección angular sobre el magnetograma se pueden ver en la Figura 6.10 para la RA 8056.

6.2.3. Corrección del efecto de las lenguas

Aplicamos el procedimiento en un conjunto de 61 RAs bipolares, escogidas por tener una evolución del *tilt* asociada a la presencia de lenguas. Seleccionamos estas regiones del conjunto analizado en la Sección 6.1.1. Para cada región calculamos el ángulo de *tilt* promedio ($\bar{\phi}$) durante la emergencia y el *tilt* al momento del flujo máximo (ϕ_{maxflux}). Luego, repetimos el cálculo usando un umbral del campo del 75 % de la intensidad de campo máxima (como describimos en la Sección 6.2.1). Finalmente, aplicamos la corrección usando el procedimiento de la distribución angular de flujo.

Para comparar el efecto de las lenguas en la determinación del *tilt* en estos tres casos, calculamos el valor absoluto de la diferencia entre $\bar{\phi}$ y ϕ_{maxflux} . Esta diferencia nos da una medida de cuan grande es la variación del *tilt* en comparación con la orientación intrínseca del segmento del bipolo. Como en todos los casos observados el *tilt* tiene una evolución monótona, reducir la distancia entre su valor promedio y la dirección final del tubo es una medida de la corrección del efecto de las lenguas.

En la Figura 6.12 mostramos los histogramas correspondientes a $|\bar{\phi} - \phi_{\text{maxflux}}|$ para las 61 regiones analizadas. El panel (a) corresponde al *tilt* sin corregir, el (b) al cálculo realizado con el umbral y el (c) al *tilt* corregido con la distribución angular. La distribución en el panel (a) tiene un promedio de $6,1^\circ$ y una desviación estándar de $6,1^\circ$. En al menos 10 casos, el efecto de las lenguas provoca cambios en el *tilt* superiores a los 15° (ver los puntos exteriores del histograma de la Figura 6.12a). El histograma que corresponde al cálculo realizado con el umbral no muestra muchas diferencias con el anterior. El procedimiento modifica de manera parcial la evolución del *tilt* de algunos casos cercanos al promedio de la distribución y no modifica a los puntos externos con mayor variación del *tilt*. Por el contrario, en la Figura 6.12c vemos que la corrección en la determinación del *tilt* al usar el procedimiento de la distribución angular de flujo es importante. En este caso, el promedio se reduce a $4,7^\circ$ y la desviación estándar a $5,3^\circ$. Además, reduce los puntos exteriores ($\geq 15^\circ$) a cuatro casos y aumenta el pico de la distribución (centrado en 1°) en casi el doble comparado con las otras dos distribuciones.

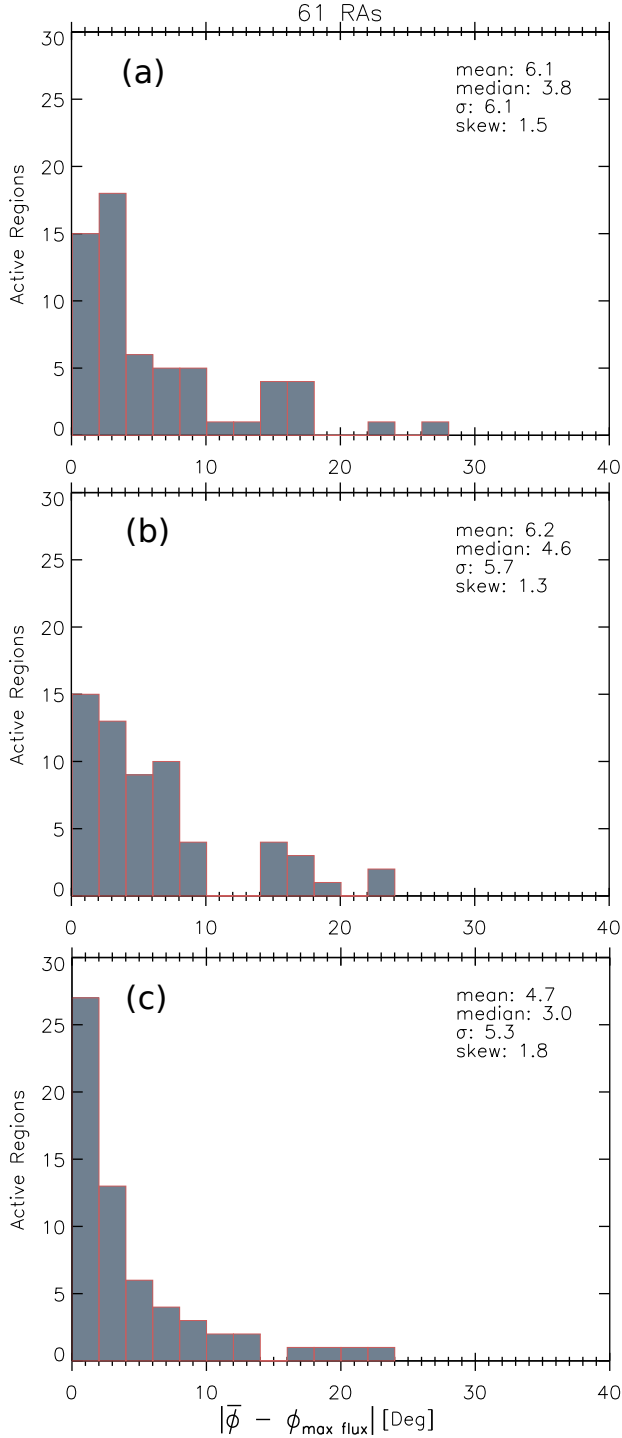


Figura 6.12: Histogramas del valor absoluto de la diferencia entre el *tilt* promedio calculado durante la fase emergencia y el *tilt* al momento del flujo máximo. El tamaño de cada intervalo es de 2° . (a) Histograma correspondiente a la distribución de $|\bar{\phi} - \phi_{\max \text{ flux}}|$ para 61 RAs bipolares. (b) Igual que en el panel (a) pero usando el *tilt* calculado con un umbral del campo del 75 % del campo máximo. (c) Igual que en (a) pero con el *tilt* obtenido con la corrección del método de la distribución angular de flujo. En cada panel indicamos el valor medio, la mediana, la desviación estándar y la oblicuidad de la correspondiente distribución.

En este capítulo analizamos el efecto que tiene la presencia de lenguas magnéticas en la determinación del ángulo de *tilt* calculado sobre magnetogramas longitudinales. En primer lugar, tomamos un conjunto de RAs bipolares observadas a lo largo del Ciclo Solar 23 y encontramos que estas satisfacen la dependencia latitudinal del ángulo de *tilt* reportada por distintos trabajos. La diferencia ente la dependencia encontrada para el *tilt* al momento del flujo máximo y el *tilt* durante la emergencia completa de las regiones indica que existe una variación de este ángulo durante la fase de emergencia. Al considerar la fase de emergencia en nuestros cálculos encontramos una relación similar a la reportada por Li & Ulrich (2012), que utilizaron RAs con las mismas características y durante el mismo período de nuestra selección. En general, los métodos que utilizan un número grande de RAs utilizan algoritmos automáticos que desprecian el efecto de la evolución del *tilt* durante la emergencia. Al no estar caracterizado este efecto, realizamos una primera corrección del *tilt* sobre 61 RAs. Aunque la cantidad analizados es insuficiente para realizar conclusiones sobre el efecto de las lenguas sobre la ley de Joy, encontramos que este procedimiento puede corregir el ángulo de *tilt* durante la fase de emergencia de las RAs. Para continuar con este trabajo, nos proponemos aplicar la corrección sobre el conjunto completo de 187 RAs.

Capítulo 7

Conclusiones

Los resultados presentados en esta Tesis buscan responder cuál es el origen de las asimetrías observadas en las concentraciones de campo magnético fotosférico que constituyen a las regiones activas (RAs), así como también comprender las causas de la gran dispersión observada en leyes bien establecidas desde hace casi 100 años. Una de estas asimetrías, conocida como lenguas magnéticas, está caracterizada por la elongación de las polaridades magnéticas debido a la proyección en la dirección de la visual de la componente azimutal del campo de los tubos de flujo que dan origen a las regiones activas. Otra asimetría tiene que ver con la orientación de las polaridades de las RAs respecto del ecuador solar (ley de Joy), la cual presenta una gran dispersión cuando se la estima usando distintos observables. Con estos objetivos, este trabajo de Tesis incorpora herramientas novedosas para analizar la emergencia de flujo magnético en la fotosfera solar.

En primer lugar, desarrollamos un modelo analítico simple basado en la emergencia cinemática de un tubo de flujo con torsión que nos permite reproducir e interpretar la evolución de las lenguas magnéticas durante la emergencia de flujo en las regiones activas. En este modelo, la torsión está caracterizada por el número de vueltas que da una línea de campo alrededor del eje del tubo. Caracterizamos la presencia de las lenguas magnéticas usando la medición del ángulo de las lenguas, definido como el ángulo entre la línea de inversión de polaridad (LIP) y la dirección ortogonal al segmento del bipolo de la

región. Calculando este parámetro sobre magnetogramas sintéticos, obtenidos a partir del modelo analítico, encontramos que este ángulo es una función creciente de la torsión del tubo de flujo y que su signo coincide con el signo de la helicidad magnética del tubo. A pesar de que este modelo se basa en fuertes simplificaciones, encontramos que logra reproducir las asimetrías globales del campo observadas tanto en simulaciones numéricas como en las observaciones de regiones activas.

Para cuantificar la torsión de las regiones activas a partir de la evolución de las lenguas, diseñamos y aplicamos un procedimiento para determinar la ubicación de la LIP en magnetogramas del campo fotosférico y así calcular el ángulo de las lenguas. Con estos valores, obtuvimos el número de vueltas, equivalente al parámetro de la torsión del modelo, para un conjunto de 41 regiones bipolares. Encontramos que la torsión estimada para estos casos es baja, siendo estos valores consistentes con otras estimaciones de la torsión que utilizan métodos más complejos, por ejemplo, el cálculo de la helicidad de corriente fotosférica que requiere de magnetogramas vectoriales (Gosain et al., 2014; Zhang, 2001; Zhang et al., 2012). Sin embargo, nuestro método usa la determinación de un único ángulo, medido durante las primeras etapas de la emergencia de flujo, y tiene la ventaja de dar una primera estimación de la torsión de la RA a partir de observaciones de magnetogramas longitudinales. A partir de estos resultados, concluimos que el ángulo de lenguas puede ser utilizado como un indicador temprano del signo y contenido de la helicidad magnética de regiones activas bipolares.

Relacionando la helicidad magnética calculada a partir de modelos de extrapolación del campo coronal con la torsión de un único tubo de flujo, podemos obtener el número de vueltas correspondiente a la estructura coronal de las RAs. Comparamos esta estimación calculada en la corona con el número de vueltas derivado directamente de los magnetogramas fotosféricos. Encontramos una relación lineal, en la que la torsión coronal es un orden de magnitud menor que la obtenida en la fotosfera. Esta diferencia es consistente con distintos trabajos que muestran que la torsión del campo observado en la atmósfera solar disminuye con la altura (Gosain et al., 2014; Schmieder et al., 1996). Concluimos que, además de la expansión natural de las estructuras magnéticas que puede llevar a una disminución de la torsión con la altura, esta diferencia puede deberse a que la tor-

si3n fotosf3rica derivada de las lenguas es el n3mero de vueltas total del tubo de flujo que emerge mientras que al usar modelos del campo coronal consideramos solamente el n3mero de vueltas de la parte que ya ha emergido hacia la corona. En otras palabras, la diferencia est3 en la proporci3n del tubo emergido. Aun as3, la correlaci3n encontrada confirma que el procedimiento de las lenguas es un buen estimador de la torsi3n de las RAs.

Analizamos la fase de emergencia de 187 RAs bipolares observadas durante el Ciclo Solar 23 y encontramos que las lenguas son una caracter3stica observable en la mayor3a de las RAs bipolares. Este resultado muestra que las regiones est3n formadas por la emergencia tubos de flujo con distintos niveles de torsi3n. Por otra parte, estimando el signo de la helicidad magn3tica para este conjunto de regiones, encontramos una d3bil tendencia del signo de la helicidad con el hemisferio donde se encuentra la RA; la validez obtenida para esta regla es de 53 % en el hemisferio sur y 58 % en el norte. Estos porcentajes confirman la regla hemisf3rica obtenida en trabajos anteriores a partir de estimaciones del signo de la helicidad usando distintos observables (ver Pevtsov et al., 2014, y citas all3 mencionadas).

Estudiamos el perfil de torsi3n a partir de la variaci3n del 3ngulo de las lenguas durante la emergencia completa de las regiones. Este par3metro indica el momento de la emergencia en el cual las lenguas son m3s intensas independientemente del signo de la torsi3n. Un resultado destacable muestra que esta variaci3n tiene una distribuci3n Gaussiana, con un m3ximo pronunciado en su valor medio. Buscando interpretar esta distribuci3n normal y al ver que el modelo anal3tico simple era insuficiente para interpretar la variedad de perfiles de torsi3n observados, desarrollamos un nuevo modelo de emergencia que admite una torsi3n variable en el perfil transversal del tubo. Con un barrido del espacio de par3metros libres que tienen estos modelos pudimos interpretar los valores de la variaci3n del 3ngulo de las lenguas y la correspondiente variaci3n del 3ngulo de *tilt*, para m3s del 90 % de las regiones observadas. Al encontrar un perfil similar en la simulaci3n num3rica, concluimos que los cambios de la torsi3n local a lo largo del tubo pueden estar ocasionados por una combinaci3n de factores que se incluyen en la simulaci3n de Cheung et al. (2010): por la acci3n turbulenta del plasma, la expansi3n

adiabática del tubo durante el ascenso y/o por la compresión del ápice del tubo de flujo contra la superficie subadiabática a nivel de la fotosfera. Es importante destacar que este análisis del perfil de torsión variable de los tubos de flujo no ha sido analizada ni en modelos analíticos ni numéricos de emergencia.

Por último, estudiamos el efecto que tienen las lenguas sobre la determinación del ángulo de *tilt*. Tomamos un conjunto de RAs bipolares que es representativo de la ley de Joy obtenida en distintos trabajos (Li & Ulrich, 2012; Stenflo & Kosovichev, 2012; Wang et al., 2015). Encontramos una relación latitudinal del *tilt* similar a la obtenida por Li & Ulrich (2012) cuando consideramos en el cálculo los efectos de la evolución del *tilt* durante la fase de emergencia de las 187 RAs seleccionadas. Tomamos, de nuestro conjunto original, 61 RAs cuya evolución del *tilt* es afectada de manera significativa por la presencia de lenguas magnéticas y ponemos a prueba dos procedimientos para reducir este efecto. En primer lugar, implementamos un método que utiliza un valor umbral de la intensidad de campo para limitar los píxeles del magnetograma usados en el cálculo del *tilt*. Mostramos que este método es insuficiente para remover el efecto de las lenguas y encontramos que el flujo de las mismas es, en ciertos casos, dominante durante la mayor parte de la fase de emergencia. Por lo tanto, propusimos y desarrollamos otro procedimiento que distingue espacialmente la ubicación angular aproximada del flujo axial a cada momento de la emergencia. Encontramos que este último procedimiento logra una corrección sobre la mayoría de los 61 casos estudiados. A pesar de que la estadística sobre los casos corregidos no es suficiente para llegar a conclusiones firmes sobre los cambios en la ley de Joy, hemos encontrado la manera de cuantificar el efecto de las lenguas sobre el *tilt*. De esta manera podremos corregirlo y sentar las bases para trabajos futuros.

Nuestros resultados aportan información relevante sobre el proceso de emergencia de flujo en las regiones activas que puede ser utilizada para acotar los parámetros de futuros modelos de emergencia. Además, incorporan una nueva descripción de parámetros que claramente permitirán restringir los modelos de emergencia actuales y futuros. observables en modelos de emergencia actuales y en regiones activas bipolares.

Apéndice A

Modelos del Campo Coronal

La gran variedad de fenómenos observados en la atmósfera solar, tanto en la cromósfera como en la corona, están fuertemente dominados por la configuración y dinámica de los campos magnéticos. En la actualidad, no existen métodos directos para medir el campo magnético en la corona. Una manera de inferir la estructura magnética de las RAs es a través de la extrapolación del campo observado a niveles fotosféricos. Las extrapolaciones libre de fuerzas lineales y no lineales, complementadas con modelos analíticos del campo coronal han provisto de importante información acerca de la dinámica de las RAs, su actividad y evolución. En este apéndice introducimos los modelos utilizados para estimar la helicidad magnética de una RA a partir de extrapolaciones libre de fuerzas lineal del campo coronal.

A.1. Extrapolación libre de fuerzas lineal

Las condiciones del plasma en la parte coronal de las RAs son consistentes con la aproximación de campo libre de fuerzas, dado que la presión del plasma es despreciable frente a la presión magnética (Sturrock, 1994). Esta condición, con $\beta \ll 1$, es equivalente a tener corrientes eléctricas nulas en el plasma o bien paralelas al campo magnético en cada punto del espacio. La condición libre de fuerzas se puede escribir como:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \tag{A.1}$$

en donde $\mathbf{B}$ es el campo magnético y α es una constante (Alissandrakis, 1981). Entonces, el campo magnético puede obtenerse a partir de la resolución de la ecuación (A.1) para un valor dado de α y usando como condición de contorno el campo observado en la fotosfera.

Uno de los métodos utilizados para resolver las ecuaciones diferenciales (A.1) es mediante el uso de funciones transformadas de Fourier. Tomando el eje z perpendicular al plano de la fotosfera (ubicado en $z = 0$), definimos las componentes de la transformada de Fourier del campo como: $\hat{B}_x(u, v, z)$, $\hat{B}_y(u, v, z)$ y $\hat{B}_z(u, v, z)$, en donde $\{x, y, z\}$ son las coordenadas cartesianas del espacio ocupado por la RA y $\{u, v\}$ son coordenadas del espacio de Fourier. Suponiendo que las tres componentes del campo deben tender a cero al alejarse de la fotosfera, consideramos soluciones que decaen exponencialmente en z :

$$\hat{\mathbf{B}}(u, v, z) = \exp(-kz)\hat{\mathbf{B}}(u, v, 0), \quad (\text{A.2})$$

en donde k es un parámetro a determinar y $\hat{\mathbf{B}}(u, v, 0)$ corresponde a la transformada de Fourier del campo magnético sobre la fotosfera. Debido a que deseamos obtener el campo en la corona solar, estudiamos sólo las soluciones dentro de una caja rectangular por encima de la fotosfera ($z > 0$). Aplicando la transformación de Fourier a la ecuación (A.1) y utilizando la expresión (A.2) con condiciones periódicas en los contornos laterales obtenemos:

$$\begin{aligned} \alpha\hat{B}_x - k\hat{B}_y - i2\pi v\hat{B}_z &= 0, \\ k\hat{B}_x + \alpha\hat{B}_y + i2\pi u\hat{B}_z &= 0, \\ i2\pi v\hat{B}_x + i2\pi u\hat{B}_y + \alpha\hat{B}_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Existen soluciones de (A.3) cuando el determinante del sistema es igual a cero. Esta condición implica que $k^2 = 4\pi^2 q^2 - \alpha^2$, con $q^2 = u^2 + v^2$. Reemplazando la expresión de la ecuación (A.2) en (A.3) podemos ver que la solución del campo magnético en $z > 0$ se puede escribir en función de la componente normal en $z = 0$:

$$\hat{\mathbf{B}}(u, v, z) = \hat{\mathbf{G}}(u, v, z)\hat{\mathbf{B}}_z(u, v, 0). \quad (\text{A.4})$$

Los valores de α dan lugar a dos tipos de soluciones para $\hat{\mathbf{G}}(u, v, z)$ en el volumen dado, para las cuales k toma valores reales o imaginarios. Las soluciones con k real satisfacen que $q \geq |\alpha|/2\pi$. Podemos ver que $\hat{\mathbf{G}}(u, v, z)$ queda definida como:

$$\begin{aligned}\hat{G}_x &= -i(uk - v\alpha) \exp(-kz)/2\pi q^2, \\ \hat{G}_y &= -i(vk + u\alpha) \exp(-kz)/2\pi q^2, \\ \hat{G}_z &= \exp(-kz).\end{aligned}\tag{A.5}$$

Finalmente, las componentes del campo magnético pueden obtenerse al hacer la transformación de Fourier inversa de (A.4). La rutina utilizada realiza una suma discreta de los modos de Fourier ($\{n_x, n_y\}$) definiendo a $u = n_x/L_x$ y a $v = n_y/L_y$, en donde L_x y L_y es el tamaño de la caja que contiene de contorno a la fotosfera. El número de nodos máximo ($\{N_x, N_y\}$) limita la resolución espacial del método. Los modelos realizados en este trabajo cuentan con 256 modos de Fourier en cada coordenada $\{x, y\}$ y 300 puntos de grilla en z .

La condición sobre α para obtener soluciones con k real queda determinada por la longitud de la caja utilizada para la extrapolación, definiendo un valor de α máximo para un dado L_x y L_y :

$$\alpha_{\max}^2 = \pi^2 \left(\frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} \right).\tag{A.6}$$

Usando los magnetogramas fotosféricos como condición de contorno, el código de extrapolación provee, para un valor del parámetro α , las tres componentes del campo magnético en cada punto de la grilla rectangular correspondiente al volumen que ocupa la RA en la corona. Usando modelos con diferentes valores de α podemos integrar y trazar líneas de campo y compararlas con el trazo de los arcos coroneles observados en EIT o AIA.

Como vimos en el Capítulo 1, los magnetogramas longitudinales dan la intensidad de campo magnético fotosférico proyectado en la dirección de la visual. Por lo tanto, lejos del centro del disco la componente longitudinal del campo (B_l) difiere de la componente normal a la fotosfera (B_z). Es posible expresar a B_l como función de las componentes

del campo local en $\{x, y, z\}$ usando una transformación lineal con cosenos directores: $B_1 = aB_x + bB_y + cB_z$; en donde $\{a, b, c\}$ dependen de la latitud y la longitud heliográfica en donde se encuentre la región activa. De esta manera se corrige la condición de contorno del modelo para cualquier ubicación sobre el disco. Para comparar las líneas de campo del modelo con los arcos observados se proyecta la caja en la dirección de la visual.

A.2. Tubo de flujo libre de fuerzas: Modelo de Lundquist

En esta sección obtenemos una relación entre el parámetro α del modelo libre de fuerzas lineal y la helicidad magnética de un tubo de flujo cilíndrico recto con torsión dada por número de vueltas N_t (ver ecuación (2.7)) de las líneas de campo alrededor del eje del tubo. El objetivo es compararlo con el resultado obtenido de la ecuación (4.6).

Usamos la para solución un campo magnético cilíndrico libre de fuerzas con α constante, conocida como la solución de Lundquist (ver Sturrock (1994)):

$$\mathbf{B} = (B_r, B_\theta, B_z) = B_0(0, J_1(\alpha r), J_0(\alpha r)), \quad (\text{A.7})$$

en donde B_0 es la intensidad de campo magnético en el eje del tubo; J_0 y J_1 son las funciones de Bessel de orden 0 y 1, respectivamente. Dadas las componentes radial y azimutal del campo, la torsión (expresada como el ángulo por unidad de longitud) del tubo puede escribirse como:

$$b(r) = \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{r} \frac{B_\theta}{B_z}. \quad (\text{A.8})$$

Entonces, para la solución de Lundquist:

$$b(r) = \frac{J_1(\alpha r)}{r J_0(\alpha r)} \quad (\text{A.9})$$

La ecuación anterior diverge a medida que J_0 se acerca a su primera raíz ($\alpha r \approx 2.4$), pero para valores menores de r ($\alpha r \lesssim 1$), puede demostrarse que $b(r) \approx \alpha/2$ (ver Longcope & Welsch (2000)). Debido a que $b(r)$ es el ángulo en radianes por unidad de longitud, el número de vueltas en un tubo de flujo de largo L es

$$N_\alpha = \frac{bL}{2\pi} \approx \frac{\alpha L}{4\pi}. \quad (\text{A.10})$$

Aquí usamos el subíndice α para distinguir este valor de N_H en la ecuación (4.6) y N_t de la ecuación (2.7).

El cálculo realizado considera el caso simple de un tubo de flujo recto. Sin embargo, los tubos de flujo emergentes que forman las RAs tienen una geometría toroidal (similar a la letra griega Ω). Calcular la torsión en el caso de un tubo doblado en forma de Ω resulta más complicado, debido a que en ese caso las líneas de campo se deformarían al redistribuir la tensión magnética y los torques asociados a la torsión del eje del tubo. Sin embargo, para proveer una relación simple entre la torsión y el parámetro α en nuestro análisis, consideramos que la expresión de la ecuación (A.10) es suficiente. Como simple aproximación, es posible doblar geoméricamente el tubo de flujo estudiado hacia la estructura de medio toro. Entonces, para una RA bipolar ideal con sus polaridades principales separadas una distancia D , el largo de medio toro es $\pi D/2$. Modificando la ecuación (A.10),

$$N_\alpha = \frac{\alpha D}{8}. \quad (\text{A.11})$$

La separación de las polaridades D es calculada como la distancia entre los centros de flujo de las polaridades positiva y negativa (ver Sección 3.2) para valores del campo magnético longitudinal superiores a 10 G. La expresión en la ecuación (A.11) puede compararse con un resultado similar de Pevtsov et al. (2003) (Ecuación (1)), con sólo reemplazar el 8 del denominador por 2π . Para comparar este resultado, en la siguiente sección analizamos el caso de un tubo de flujo con torsión uniforme, conocido como el modelo de Gold–Hoyle. Mostramos que a pesar de que en el modelo de Gold–Hoyle α es una función de la posición a lo largo del radio del tubo, bajo ciertas condiciones la ecuación (A.11) es válida. En la última columna de la Tabla 4.1 listamos los valores de N_α calculados con la ecuación (A.11) para un conjunto de RA.

A.3. Modelo de Gold-Hoyle

Consideremos el caso de tubo de flujo con torsión uniforme, o sea con b constante en la ecuación (A.8). Esto corresponde al modelo desarrollado por Gold & Hoyle (1960). En este modelo analítico, α es una función de r . El campo magnético del tubo de flujo en coordenadas cilíndricas es $\mathbf{B} = (0, B_\theta(r), B_z(r))$. Escribiendo la ecuación libre de fuerzas ecuación (A.1) en la forma:

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \quad (\text{A.12})$$

y usando la ecuación (A.8) se pueden obtener las componentes del campo:

$$B_z = \frac{B_0}{(1 + b^2 r^2)}, B_\theta = \frac{B_0 r b}{(1 + b^2 r^2)}. \quad (\text{A.13})$$

Remplazando estas expresiones en la ecuación libre de fuerzas escrita en su forma usual: $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, y resolviendola para α en cualquiera de las dos componentes de la ecuación, obtenemos:

$$\alpha(r) = \frac{2b}{(1 + b^2 r^2)}. \quad (\text{A.14})$$

Esta expresión muestra la dependencia de α con r . Definimos el valor medio de α a lo largo del tubo de flujo de radio a como:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{a} \int_0^a \frac{2b \, dr}{(1 + b^2 r^2)} = \frac{2}{a} \arctan(ab). \quad (\text{A.15})$$

Resolviendo esta última para b y usando la ecuación (A.10), encontramos que

$$N_{\bar{\alpha}} = \frac{L}{2\pi a} \tan\left(\frac{\bar{\alpha}a}{2}\right). \quad (\text{A.16})$$

Considerando que en general $\bar{\alpha}a$ es pequeño, $\tan\left(\frac{\bar{\alpha}a}{2}\right) \approx \frac{\bar{\alpha}a}{2}$ y luego usando que $L = \pi D/2$:

$$N_{\bar{\alpha}} \approx \frac{\bar{\alpha}D}{8}. \quad (\text{A.17})$$

Reemplazando $\bar{\alpha}$ por α recuperamos el resultado de la ecuación (A.11). Esto demuestra que, considerando aproximaciones razonables, los dos modelos más usuales que describen tubos de flujo proporcionan relaciones similares entre α y el número de vueltas, a pesar de que en naturaleza sean distintos (α es constante para el modelo de Lundquist mientras que depende de r para el de Gold–Hoyle).

bibliografía

- Abbett, W. P. 2007, *Astrophys. J.*, 665, 1469
- Abbett, W. P., Fisher, G. H., & Fan, Y. 2001, *Astrophys. J.*, 546, 1194
- Alissandrakis, C. E. 1981, *Astron. Astrophys.*, 100, 197
- Allende Prieto, C. 2016, Living Reviews in Solar Physics, 13, 1
- Archontis, V., & Hood, A. W. 2010, *Astron. Astrophys.*, 514, A56
- Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., & O'Shea, E. 2004, *Astron. Astrophys.*, 426, 1047
- Babcock, H. W. 1961, *Astrophys. J.*, 133, 572
- Berger, M. A. 1984, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 30, 79
- . 1985, *Astrophys. J.*, 59, 433
- . 1999, Plasma Physics and Controlled Fusion, 41, B167
- Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., & Labonte, B. J. 2002, *Solar Phys.*, 209, 119
- Bothmer, V., & Schwenn, R. 1998, *Annales Geophysicae*, 16, 1
- Brown, A. 2003, Advances in Space Research, 32, 977
- Brunner, W. 1930, Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zurich, 13, 67

- Caligari, P., Moreno-Insertis, F., & Schussler, M. 1995, *Astrophys. J.*, 441, 886
- Caligari, P., Schüssler, M., & Moreno-Insertis, F. 1998, *Astrophys. J.*, 502, 481
- Canfield, R. C., Hudson, H. S., & McKenzie, D. E. 1999, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 627
- Carrington, R. C. 1863, Observations of the spots on the sun: from November 9, 1853, to March 24, 1861, made at Redhill (Williams and Norgate)
- Chae, J. 2001, *Astrophys. J. Lett.*, 560, L95
- Chandra, R., Schmieder, B., Aulanier, G., & Malherbe, J. M. 2009, *Solar Phys.*, 258, 53
- Charbonneau, P. 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 3
- Cheung, M. C. M., & Isobe, H. 2014, *Living Rev. Solar Phys.*, 11, 3
- Cheung, M. C. M., Moreno-Insertis, F., & Schüssler, M. 2006, *Astron. Astrophys.*, 451, 303
- Cheung, M. C. M., Rempel, M., Title, A. M., & Schüssler, M. 2010, *Astrophys. J.*, 720, 233
- Cheung, M. C. M., Schüssler, M., Tarbell, T. D., & Title, A. M. 2008, *Astrophys. J.*, 687, 1373
- Choudhary, D. P., Gosain, S., Gopalswamy, N., et al. 2013, Advances in Space Research, 52, 1561
- Choudhuri, A. R., Schussler, M., & Dikpati, M. 1995, *Astron. Astrophys.*, 303, L29
- Christensen-Dalsgaard, J. 2002, Rev. Mod. Phys., 74, 1073
- Clette, F., Lefèvre, L., Cagnotti, M., Cortesi, S., & Bulling, A. 2016, *Solar Phys.*, 291, 2733
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Schmieder, B., et al. 2009, *J. Geophys. Res.*, 114, 2109
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., et al. 1995, *Solar Phys.*, 162, 291

- Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., et al. 2002a, *Astron. Astrophys.*, 382, 650
- . 2002b, *Astron. Astrophys.*, 382, 650
- Démoulin, P., & Pariat, E. 2009, *Adv. Space Res.*, 43, 1013
- D'Silva, S., & Choudhuri, A. R. 1993, *Astron. Astrophys.*, 272, 621
- Emonet, T., & Moreno-Insertis, F. 1998, *Astrophys. J.*, 492, 804
- Fan, Y. 2009, *Living Rev. Solar Phys.*, 6, 4
- Fan, Y., Fisher, G. H., & Deluca, E. E. 1993, *Astrophys. J.*, 405, 390
- Fan, Y., Fisher, G. H., & McClymont, A. N. 1994, *Astrophys. J.*, 436, 907
- Fang, F., Manchester, W., Abbett, W. P., & van der Holst, B. 2010, *Astrophys. J.*, 714, 1649
- Fisher, G. H., Fan, Y., & Howard, R. F. 1995, *Astrophys. J.*, 438, 463
- Gold, T., & Hoyle, F. 1960, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 120, 89
- Gosain, S., Démoulin, P., & López Fuentes, M. 2014, *Astrophys. J.*, 793, 15
- Green, L. M., Démoulin, P., Mandrini, C. H., & Van Driel-Gesztelyi, L. 2003, *Solar Phys.*, 215, 307
- Green, L. M., López fuentes, M. C., Mandrini, C. H., et al. 2002, *Solar Phys.*, 208, 43
- Hagino, M., & Sakurai, T. 2004, *Pub. Astron. Soc. Japan*, 56, 831
- Hale, G. E. 1908, *Astrophys. J.*, 28, 315
- Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H. 1919, *Astrophys. J.*, 49, 153
- Hale, G. E., & Nicholson, S. B. 1925, *Astrophys. J.*, 62, 270
- Hale, G. E., & Nicholson, S. B. 1938, Washington, DC Carnegie institution of Washington, 1938., 1

- Hansen, C. J., Kawaler, S. D., & Trimble, V. 2004, *Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution*
- Hathaway, D. H. 2010, *Living Rev. Solar Phys.*, 7, doi:10.12942/lrsp-2010-1
- Hathaway, D. H., & Wilson, R. M. 2004, *Solar Phys.*, 224, 5
- Holder, Z. A., Canfield, R. C., McMullen, R. A., et al. 2004, *Astrophys. J.*, 611, 1149
- Hood, A. W., Archontis, V., & MacTaggart, D. 2012, *Solar Phys.*, 278, 3
- Howard, R. F. 1991, *Solar physics*, 136, 251
- Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 634, 1405
- . 2000, *Science*, 287, 2456
- Isobe, H., Proctor, M. R. E., & Weiss, N. O. 2008, *Astrophys. J. Lett.*, 679, L57
- Jeong, H., & Chae, J. 2007, *Astrophys. J.*, 671, 1022
- Jiang, Y., Yang, L., Li, K., & Shen, Y. 2007, *Astrophys. J. Lett.*, 667, L105
- Jouve, L., Brun, A. S., & Aulanier, G. 2013, *Astrophys. J.*, 762, 4
- Kosovichev, A. G., & Stenflo, J. O. 2008, *Astrophys. J. Lett.*, 688, L115
- Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2004, *Astrophys. J.*, 610, 537
- LaBonte, B. J., Georgoulis, M. K., & Rust, D. M. 2007, *Astrophys. J.*, 671, 955
- Leighton, R. B. 1969, *Astrophys. J.*, 156, 1
- Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., & van Driel-Gesztelyi, L. 1996, *Astrophys. J.*, 462, 547
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Solar Phys.*, 275, 17
- Li, H., Schmieder, B., Song, M. T., & Bommier, V. 2007, *Astron. Astrophys.*, 475, 1081
- Li, J., & Ulrich, R. K. 2012, *Astrophys. J.*, 758, 115

- Lim, E.-K., Jeong, H., Chae, J., & Moon, Y.-J. 2007, *Astrophys. J.*, 656, 1167
- Liu, J., & Zhang, H. 2006, *Solar Phys.*, 234, 21
- Longcope, D. W., Fisher, G. H., & Pevtsov, A. A. 1998, *Astrophys. J.*, 507, 417
- Longcope, D. W., & Welsch, B. T. 2000, *Astrophys. J.*, 545, 1089
- López Fuentes, M. C., Démoulin, P., Mandrini, C. H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 540
- López Fuentes, M. C., Klimchuk, J. A., & Démoulin, P. 2006, *Astrophys. J.*, 639, 459
- López Fuentes, M. C., Mandrini, C. H., & Démoulin, P. 2011, in IAU Symposium, Vol. 273, Physics of Sun and Star Spots, ed. D. Prasad Choudhary & K. G. Strassmeier, 153–156
- Luoni, M. L., Démoulin, P., Mandrini, C. H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2011, *Solar Phys.*, 270, 45
- MacTaggart, D. 2011, *Astron. Astrophys.*, 531, A108
- Magara, T. 2006, *Astrophys. J.*, 653, 1499
- Mandrini, C., Van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B., et al. 2000, *Geofísica Internacional*, 39, 73, cited By 11
- Mandrini, C. H., Pohjolainen, S., Dasso, S., et al. 2005, *Astron. Astrophys.*, 434, 725
- Mandrini, C. H., Schmieder, B., Démoulin, P., Guo, Y., & Cristiani, G. D. 2014, *Solar Phys.*, 289, 2041
- McClintock, B. H., & Norton, A. A. 2013, *Solar Phys.*, 287, 215
- Metcalf, T. R., Leka, K. D., & Mickey, D. L. 2005, *Astrophys. J. Lett.*, 623, L53
- Moreno-Insertis, F., Caligari, P., & Schuessler, M. 1994, *Solar Phys.*, 153, 449
- Murray, M. J., & Hood, A. W. 2008, *Astron. Astrophys.*, 479, 567

- Murray, M. J., Hood, A. W., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., & Archontis, V. 2006, *Astron. Astrophys.*, 460, 909
- Nakwacki, M. S., Dasso, S., Démoulin, P., Mandrini, C. H., & Gulisano, A. M. 2011, *Astron. Astrophys.*, 535, A52
- Nandy, D., & Choudhuri, A. R. 2002, *Science*, 296, 1671
- Nindos, A., Zhang, J., & Zhang, H. 2003, *Astrophys. J.*, 594, 1033
- Otsuji, K., Kitai, R., Ichimoto, K., & Shibata, K. 2011, *Pub. Astron. Soc. Japan*, 63, 1047
- Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., et al. 2004, *Astrophys. J.*, 614, 1099
- Pevtsov, A. A. 2002, *Solar Phys.*, 207, 111
- Pevtsov, A. A., & Balasubramaniam, K. S. 2003, *Adv. Space Res.*, 32, 1867
- Pevtsov, A. A., Berger, M. A., Nindos, A., Norton, A. A., & van Driel-Gesztelyi, L. 2014, *Space Sci. Rev.*, 186, 285
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., & McClymont, A. N. 1997, *Astrophys. J.*, 481, 973
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Sakurai, T., & Hagino, M. 2008, *Astrophys. J.*, 677, 719
- Pevtsov, A. A., Maleev, V. M., & Longcope, D. W. 2003, *Astrophys. J.*, 593, 1217
- Poisson, M., Démoulin, P., López Fuentes, M., & Mandrini, C. H. 2016, *Solar Phys.*, doi:10.1007/s11207-016-0926-x
- Poisson, M., López Fuentes, M., Mandrini, C. H., & Démoulin, P. 2012, *Boletín de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, 55, 147
- . 2015a, *Solar Phys.*, 290, 3279
- Poisson, M., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & López Fuentes, M. 2015b, *Solar Phys.*, 290, 727

- Priest, E. 2014, Magnetohydrodynamics of the Sun
- Roberts, B., & Webb, A. R. 1978, *Solar Phys.*, 56, 5
- Scherrer, P. H. 2002, AGU Fall Meeting Abstracts
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Solar Phys.*, 162, 129
- Schmidt, H. 1968
- Schmieder, B., Demoulin, P., Aulanier, G., & Golub, L. 1996, *Astrophys. J.*, 467, 881
- Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Phys.*, 275, 229
- Schrijver, C. J., & Zwaan, C. 2000, Solar and Stellar Magnetic Activity
- Schussler, M., Caligari, P., Ferriz-Mas, A., & Moreno-Insertis, F. 1994, *Astron. Astrophys.*, 281, L69
- Schwabe, H. 1844, *Astron. Nachr.*, 21, 233
- Spruit, H. C. 1981, *Astron. Astrophys.*, 98, 155
- Stein, R. F., & Nordlund, Å. 2006, *Astrophys. J.*, 642, 1246
- Stenflo, J., & Kosovichev, A. 2012, *The Astrophysical Journal*, 745, 129
- Sterling, A. C., & Moore, R. L. 2005, *Astrophys. J.*, 630, 1148
- Strous, L. H., Scharmer, G., Tarbell, T. D., Title, A. M., & Zwaan, C. 1996, *Astron. Astrophys.*, 306, 947
- Sturrock, P. A. 1994, Plasma Physics, An Introduction to the Theory of Astrophysical, Geophysical and Laboratory Plasmas (1994, Cambridge University Press, Cambridge, UK)
- Tandberg-Hanssen, E., & Emslie, A. G. 1988, The physics of solar flares
- Tang, F., Howard, R., & Adkins, J. M. 1984, Solar physics, 91, 75

- Tang, F., & Wang, H. 1991, *Solar Phys.*, 132, 247
- Tarr, L. A., Longcope, D. W., McKenzie, D. E., & Yoshimura, K. 2014, *Solar Phys.*, 289, 3331
- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2003, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 41, 599
- Tian, L., & Alexander, D. 2008, *Astrophys. J.*, 673, 532
- Titov, V. S., & Démoulin, P. 1999, *Astron. Astrophys.*, 351, 707
- Tlatov, A., Illarionov, E., Sokoloff, D., & Pipin, V. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, stt659
- Valori, G., Green, L. M., Démoulin, P., et al. 2012, *Solar Phys.*, 278, 73
- van Driel-Gesztelyi, L., & Green, L. M. 2014, *Living Rev. Solar Phys.*, in press
- . 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 1
- van Driel-Gesztelyi, L., & Petrovay, K. 1990, *Solar Phys.*, 126, 285
- Vargas Domínguez, S., van Driel-Gesztelyi, L., & Bellot Rubio, L. R. 2012, *Solar Phys.*, 278, 99
- Wang, Y.-M., Colaninno, R. C., Baranyi, T., & Li, J. 2015, *Astrophys. J.*, 798, 50
- Wang, Y.-M., & Sheeley Jr, N. 1991, *The Astrophysical Journal*, 375, 761
- Weber, M. A., Fan, Y., & Miesch, M. S. 2011, *Astrophys. J.*, 741, 11
- Yang, S., Zhang, H., & Büchner, J. 2009, *Astron. Astrophys.*, 502, 333
- Zhang, H. 2001, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 326, 57
- Zhang, H., Moss, D., Kleeorin, N., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 751, 47