

Tesis Doctoral

Emergencia, evolución y eyección de flujo magnético en la atmósfera solar

Luoni, María Luisa

2011

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:

Luoni, María Luisa. (2011). Emergencia, evolución y eyección de flujo magnético en la atmósfera solar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Luoni, María Luisa. "Emergencia, evolución y eyección de flujo magnético en la atmósfera solar". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2011.

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, evolución y eyección
de flujo magnético en la atmósfera solar*

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por *María Luisa Luoni*

Directora de Tesis: Dra. C. Mandrini

Consejero: Dr. Daniel Gómez

Lugar de trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE),
CONICET-UBA

Agosto de 2011

*A mi madre: faro que guía mi vida,
y a mi padre, que aunque no estés ya con nosotros,
ésto te habría alegrado.*

Resumen

A lo largo de esta Tesis se ha estudiado la emergencia y evolución de estructuras magnéticas (tubos de flujo) en la atmósfera solar; estas estructuras son los componentes básicos de las regiones activas.

La dinámica coronal de estos tubos de flujo da lugar a fenómenos violentos de liberación de energía, tales como las fulguraciones solares y las eyecciones coronales de masa. Sólo los tubos de flujo que poseen torsión sobreviven al cruce de la zona convectiva y emergen a través de la fotosfera. Esta torsión conserva el signo que tenía el tubo de flujo cuando se generó en la tacaclina. La presencia de torsión en un tubo de flujo resulta en una elongación de las polaridades fotosféricas, a la que se llama *lengua magnética*. Esta elongación se debe a la contribución de la componente azimutal al campo en la dirección de la visual. La distribución espacial de estas elongaciones está relacionada con el signo de la helicidad magnética de la región activa, mientras que su extensión indica el grado de torsión del tubo. Por lo tanto, la identificación de las lenguas magnéticas constituye una herramienta útil para determinar el signo de la helicidad magnética usando únicamente observaciones. El signo de la helicidad dado por las lenguas ha sido verificado por comparación con el determinado por otros indicadores en 40 regiones activas.

Como contribución al estudio de la dinámica coronal, se ha modelado el campo magnético de una región activa compleja. Se calculó su topología, encontrando que la misma está determinada por la presencia de un punto de campo magnético nulo en la corona. Las observaciones de tres fulguraciones homólogas, que ocurrieron en un lapso de 29 horas en esta región, sugieren que las mismas se deben a un proceso de reconexión magnética que ocurre en el entorno de este punto. Este proceso de reconexión es forzado por la emergencia continua de flujo magnético.

Por último, se calculó la variación de la helicidad magnética coronal debida a un evento eyectivo y se la ha comparado con el contenido de helicidad de la nube magnética asociada. Se encontró que ambos valores estaban en buen acuerdo, lo que muestra que la helicidad es una magnitud bien conservada aún en condiciones de no idealidad. Este tipo de comparaciones cuantitativas, así como la más cualitativa usando las lenguas magnéticas, son de gran utilidad cuando se trata de identificar la fuente solar de un evento interplanetario.

Palabras claves: Campo magnético solar – Helicidad magnética – Topología magnética – Fulguraciones solares – Eyecciones coronales de masa – Nubes magnéticas interplanetarias

Emergence, evolution and ejection of magnetic flux in the solar atmosphere

Abstract

In this Thesis we study the emergence and evolution of magnetic structures (flux tubes), that are the basic components of active regions, into the solar atmosphere. The coronal dynamics of these flux tubes lies at the origin of violent energy release phenomena, such as solar flares and coronal mass ejections. Only twisted flux tubes survive the crossing of the convective zone and emerge through the photosphere. The flux tube twist preserves the sign with which it was created in the tachocline. The presence of twist in the tube is seen at the photospheric level as an elongation of the polarities, which we call *magnetic tongues*. This elongation is due to the contribution of the flux tube azimuthal field component to the line-of-sight magnetic field. The spatial distribution of these elongations is related to the active region magnetic helicity sign, while their extensions indicate the degree of torsion in the tube. Therefore, the identification of magnetic tongues is a useful tool to determine the helicity sign of a magnetic configuration, based only in observations. The helicity sign given by the tongues has been verified by comparing it with that determined by other features in 40 active regions. As a contribution to the understanding of the coronal dynamics, we have modeled the magnetic field of a complex active region. We have calculated its topology finding that it is determined by the presence of the coronal magnetic null point. The observations of three homologous flares, that occurred along 29 hours, suggest that they originated by magnetic field reconnection in the null point neighborhood. This reconnection process is forced by continuous flux emergence. Finally, we have computed the magnetic helicity variation due to an ejective event, and we have compared this value to the helicity content in the associated interplanetary magnetic cloud. We have found that both values were in good agreement, indicating that magnetic helicity is a well preserved quantity even under non ideal conditions. These quantitative comparisons, as the more qualitative ones using tongues, are useful tools to find the solar source of an interplanetary event.

Keywords: Solar magnetic field – Magnetic helicity – Magnetic topology – Solar flares – Coronal mass ejections – Interplanetary magnetic clouds.

Índice general

Lista de Abreviaturas	v
Lista de Figuras	xii
Introducción	1
1 El Sol y la actividad solar	5
1.1 Anatomía solar	5
1.1.1 Interior	6
1.1.2 Atmósfera	7
1.2 Campo magnético solar	9
1.2.1 Manchas solares	10
1.2.1.1 Breve historia de la observación de las manchas	11
1.2.1.2 Características de las manchas	11
1.2.1.3 Formación de una mancha	13
1.2.1.4 Ciclos de actividad solar	15
1.2.2 Dínamo solar.	16
1.2.2.1 Rotación del interior solar	16
1.2.2.2 Generación del campo magnético	18
1.2.2.3 Distintos mecanismos de dínamo	19
1.3 Actividad solar transitoria	21
1.3.1 Fulguraciones solares	22
1.3.1.1 Características espectrales	25
1.3.1.2 Clasificación de las fulguraciones	27
1.3.1.3 Modelo clásico de fulguración eyectiva	28
1.3.2 ECMs	29

1.3.2.1	ECMS: modelos de inicio	31
1.3.3	Eyecciones coronales de masa interplanetarias (ECMIs)	35
2	Marco teórico aplicable a los fenómenos solares	39
2.1	Ecuaciones básicas de la MHD	39
2.2	Parámetros relevantes de la MHD	42
2.3	Campo libre de fuerzas.	44
2.4	Helicidad magnética	45
2.4.1	Campo magnético coronal: modelado y cálculo de su helicidad	47
2.5	Reconexión magnética	52
2.5.1	Mecanismo de Sweet-Parker	54
2.5.2	Mecanismo de Petschek	56
2.5.3	Reconexión magnética en 3D.	57
2.5.3.1	Características de los puntos de campo nulo en 3D	62
3	Emergencia de tubos de flujo con torsión	65
3.1	Tubos de flujo con torsión: características	66
3.2	Modelo básico de un tubo de flujo con torsión	69
3.2.1	Descripción del modelo	69
3.2.2	Configuraciones fotosféricas básicas	70
3.2.3	Evolución con la altura del tubo	72
3.2.4	Orientación de la línea de inversión de la polaridad	73
3.2.5	Elongación de las lenguas magnéticas	75
3.3	Análisis de las lenguas magnéticas en regiones activas	76
3.3.1	Selección de las RAs	76
3.3.2	Descripción de los instrumentos usados	77
3.3.3	Evolución de la RA 8203	78
3.3.4	Evolución de la RA 8011	79
3.3.5	Evolución de la AR 8015	81
3.3.6	Evolución de la AR 8171	84
3.3.7	Evolución de la AR 8757	86
3.3.8	Evolución de otras regiones activas	87
3.4	Interpretación de las observaciones según el modelo propuesto	90
3.4.1	Emergencia de un tubo de flujo con torsión	90

3.4.2	Helicidad magnética y su signo	91
3.4.3	Análisis cuantitativo de las lenguas magnéticas	92
3.5	Conclusiones	95
4	Fulguraciones homólogas en una región activa compleja	99
4.1	Escenario de los eventos del 27 de octubre de 2003	100
4.1.1	Descripción de los datos utilizados	101
4.1.2	Evolución del campo magnético fotosférico	103
4.1.3	Análisis de los eventos cromosféricos	103
4.1.4	Análisis de los eventos a nivel coronal	107
4.2	Modelo del campo magnético coronal	109
4.3	Topología del campo magnético coronal	111
4.4	Discusión y conclusiones	113
5	Seguimiento de la helicidad magnética entre el Sol y el medio inter-planetario	117
5.1	Introducción	118
5.2	Instrumentos utilizados	120
5.3	Análisis y resultados del evento solar	121
5.3.1	Evolución de la RA 7912 y eyección del sigmoide	121
5.3.2	Modelado del campo magnético coronal	123
5.3.3	Helicidad magnética contenida en la corona	127
5.4	Análisis del evento interplanetario	128
5.4.1	Descripción de las observaciones	128
5.4.2	Sistema de referencia y orientación de la nube	130
5.4.3	Evidencias de la conexión entre la nube magnética y el Sol	132
5.4.4	Modelado de la nube magnética y cálculo de sus magnitudes in-variantes	132
5.5	Discusión y conclusiones	135
6	Conclusiones	141
	Bibliografía	145
	Agradecimientos	172

Abreviaturas

Abreviación	Detalles
AR	Región Activa
ECM	Eyección coronal de masa
NM	Nube magnética
EIT	Extreme Ultraviolet Telescope
SoHO	Solar Heliospheric Observatory
MDI	Michelson Doppler Imager
TRACE	Transition Region and Coronal Explorer
2-D / 3-D	2 / 3 Dimensiones
ZCV	Zona convectiva
SVST	Swedish Vacuum Solar Telescope
HMI	Helioseismic and Magnetic Imager
SDO	Solar Dynamic Observatory
TU	Tiempo universal
UA	Unidad astronómica
secarc	segundo de arco

“Magnetic fields in Astronomy are just like sex in psychology. For many years these two great forces were completely ignored in their respective subjects, but now people try to explain everything using them”.

van de Hulst, 118th Meeting of the AAS, March 1965

Lista de Figuras

1.1	Regiones del Sol	6
1.2	Densidad electrónica y temperatura en función de la altura	8
1.3	“Disco solar en colores” del EIT	9
1.4	Región activa vista en distintas capas solares	12
1.5	Magnetograma del HMI/SDO distinguiendo polaridades. Tilt de una región bipolar.	13
1.6	Diagrama de la base de una emergencia de tubo de flujo	14
1.7	Diagrama de mariposa	15
1.8	Máximo-mínimo solar según EIT	15
1.9	Rotación superficial en función de la latitud	17
1.10	Rotación diferencial.	17
1.11	Diferentes etapas en el proceso de dínamo	19
1.12	Fulguración de Carrington de 1859	23
1.13	Fulguración en luz blanca	23
1.14	Fulguración del 5 de Noviembre de 1998	24
1.15	Fases de una fulguración	26
1.16	Gráfico del flujo en rayos X blandos según GOES del 26 al 28 de Octubre de 2003	28
1.17	Modelo CSHKP de fulguración	29
1.18	Filamento y eyección coronal de masa del 4 de enero de 2002 observada por el EIT, LASCO C2 y C3	30
1.19	Esquema de una arcada y de un tubo de flujo	32
1.20	Imágenes diferencia de una ECM del 18 de noviembre de 2003 obtenida por el LASCO C2	33
1.21	Esquema de una ECM expandiéndose al medio interplanetario	35

2.1	Esquema de conexión y reconexión de líneas de campo magnético	53
2.2	Modelos de Sweet-Parker y de Pestchek	54
2.3	Reconexión magnética en un punto X según distintos modelos	58
2.4	Punto nulo en 2D y 3D	59
2.5	Fulguración del 6 de abril de 1980 en la RA 2372	60
2.6	Evidencia de un punto nulo coronal visto por el TRACE.	61
2.7	Líneas de campo en el entrono de un punto de campo magnético nulo mostrando el abanico (fan) y la espina (spine)	62
3.1	Esquema del tubo de flujo de la evolución de la RA 7912 a partir de las observaciones fotosféricas	68
3.2	Esquema de un tubo de flujo con torsión positiva con forma de medio toroide	69
3.3	Esquema de las configuraciones posibles de las lenguas magnéticas	71
3.4	Evolución temporal de las lenguas magnéticas a partir de magnetogramas sintéticos durante la emergencia de un tubo de flujo con torsión uniforme	72
3.5	Orientación de la componente vertical de un magnetograma variando su torsión	73
3.6	Evolución de la elongación relativa de la lengua magnética	74
3.7	Magnetogramas fotosféricos de la RA 8203 e imagen del EIT en 195 Å.	78
3.8	Evolución del flujo magnético de la RA 8203	79
3.9	Magnetogramas fotosféricos de la RA 8011 e imagen del Yohkoh	80
3.10	Evolución del flujo magnético de la RA 8011	81
3.11	Evolución del flujo magnético de la RA 8015	81
3.12	Magnetogramas fotosféricos de la RA 8015 (2do bipolo) e imagen del Yohkoh	82
3.13	Magnetogramas fotosféricos de la RA 8015 (3er bipolo) e imagen del Yohkoh	83
3.14	Evolución del flujo magnético de la RA 8171	84
3.15	Magnetogramas fotosféricos de la RA 8171 e imagen del EIT	85
3.16	Magnetogramas fotosféricos de la RA 8757 e imagen del Yohkoh	86
3.17	Evolución del ángulo δ_{LI}	90
3.18	Evolución de las elongaciones relativas de las lenguas magnéticas para 6 RAs	93
4.1	Magnetograma fotosférico del 27 de octubre de 2003	101
4.2	Curva de luz del GOES	102

LISTA DE FIGURAS

4.3	Magnetogramas del 25, 26 y 27 de octubre de 2003 de la RA 10486	104
4.4	Fulguración solar del 27 de octubre de 2003 a las 9:23 TU en H α observada en el Kanzelhöhe Solar Observatory	105
4.5	Fulguración solar del 27 de octubre de 2003 a las 12:30:49 TU en H α observada por el H α Solar Telescope for Argentina (HASTA).	105
4.6	Fulguración cromosférica observada por TRACE en 1600 Å del 27 de octubre de 2003 a las 9:23 TU	106
4.7	Fulguración cromosférica homóloga observadas por el TRACE en 1600 Å a las 12:30 TU	107
4.8	Abrillantamientos de los arcos coronales del 27 de octubre de 2003 a las 9:35 TU observados por el TRACE en 195 Å	108
4.9	Abrillantamientos de los arcos coronales correspondientes a la fulguración M del 27 de octubre de 2003 a las 12:36 TU	108
4.10	Modelo de campo magnético coronal con las líneas de campo pre-reconectadas, y punto de campo magnético nulo de la RA 10486	109
4.11	Modelo de campo magnético coronal con las líneas de campo post-reconexión, y punto de campo magnético nulo de la RA 10486	109
4.12	Modelo de campo magnético y punto nulo desde el punto de vista del observador	111
4.13	Modelo de campo magnético y punto nulo	112
5.1	Evolución del campo magnético fotosférico de la RA 7912 del 13 y del 15 de octubre de 1995	122
5.2	Flujo integrado de la emisión en rayos X blandos en el rango de 1-8 Å (GOES-7) entre el 12 y el 14 de octubre de 1995	123
5.3	Magnetograma de Kitt Peak del 14 de octubre de 1995 e imágenes del Yohkoh de la RA 7912	124
5.4	Evolución de las estructuras en rayos X blandos del 14 de octubre de 1995	125
5.5	Observación de la RA 7912 el 14 de octubre de 1995 a las 7:30 TU, y su modelo del campo coronal	126
5.6	Observación de la RA 7912 el 14 de octubre de 1995 a las 11:58 TU y su modelo de campo magnético coronal.	127
5.7	Campo magnético en coordenadas Geocentric Solar Ecliptic observado por la sonda WIND a 1 UA en nT	129

5.8	Orientación de una nube magnética genérica	130
5.9	Campo magnético en el sistema local de la nube, observado por la sonda WIND	131
5.10	Modelos de campo superpuestos a la componente B_z del campo magnético interplanetario provisto por el WIND	134
5.11	Modelos de campo superpuestos a la componente B_y del campo magnético interplanetario provisto por el WIND	134

Introducción

La proximidad de la Tierra al Sol revela detalles de su superficie exterior visible con una resolución, tanto espacial como temporal y espectral, que no es posible alcanzar en cualquier otra estrella. Aunque impulsada por el mecanismo de dínamo en el interior solar, la actividad se manifiesta en su atmósfera a través de una gran variedad de fenómenos dinámicos. Tanto el campo magnético como el campo de velocidad se manifiestan a través de numerosos trazadores, y cuantitativamente se miden en general utilizando el *efecto Zeeman* y el *efecto Doppler* en las líneas espectrales solares, respectivamente. La compleja interacción entre el campo magnético y el plasma se revelan en las observaciones, mostrando que cada región de la atmósfera solar, aún el llamado Sol calmo, es turbulenta y altamente estructurada.

La actividad solar y los fenómenos transitorios energéticos afectan al clima espacial, el cual implica modificaciones en las condiciones interplanetarias y en las magnetósferas planetarias. De hecho, la predicción del clima espacial radica en la continua observación y comprensión de la actividad solar. A lo largo de los años, las observaciones han mostrado que tanto la *torsión* como el *shear* del campo magnético, es decir, su no potencialidad, son casi tan importantes como su intensidad en cuanto a la producción de eventos solares energéticos.

El campo magnético en la mayor parte de la atmósfera solar está congelado al plasma. La excepción se da en pequeñas regiones de intensa concentración de corrientes donde el campo magnético puede difundirse, esta difusión da lugar a una reestructuración del mismo. El proceso se denomina reconexión magnética y se cree que da origen a una amplia variedad de fenómenos en la corona, desde la rápida liberación de energía en las fulguraciones solares hasta el calentamiento coronal.

La investigación científica desarrollada en esta Tesis consiste en el estudio de la evolución de las estructuras magnéticas (o tubos de flujo) en la atmósfera solar desde su emergencia, continuando por su dinámica coronal manifestada en forma de eventos de liberación de energía violentos (fulguraciones y eyecciones coronales de masa). En el Capítulo 1, se describen las características generales acerca del Sol, la generación del campo magnético y los fenómenos activos transitorios. En el Capítulo 2 se presenta el marco teórico necesario, en la aproximación magnetohidrodinámica, para comprender los eventos que se estudiarán en los capítulos siguientes. En el Capítulo 3 se discuten las condiciones necesarias para la emergencia de tubos de flujo que luego darán origen a las regiones activas. Se presenta un modelo simple de tubo de flujo con torsión que permite describir características globales de la emergencia en la fotosfera. Allí se analizan las llamadas lenguas magnéticas (formadas por la elongación de las polaridades durante su emergencia) como herramienta para inferir el signo de la helicidad magnética. Como aplicación se analizan 40 regiones activas comprobando la utilidad de dicha herramienta, la que también es aplicable a todos los ejemplos analizados en los siguientes capítulos de esta Tesis. En el Capítulo 4 se analizan, interpretan y modelan las observaciones de una serie de fulguraciones homólogas confinadas que tuvieron lugar en una región activa compleja. El modelo del campo magnético coronal y el cálculo de su topología revela la existencia de un punto de campo magnético nulo. La comparación de las observaciones coronales con la conectividad del campo en las cercanías del mismo, sugiere que las fulguraciones se originan por reconexión en su entorno. La serie de fulguraciones ocurren en un plazo de 29 horas, lo cual muestra la estabilidad de este punto y su separatriz asociada. Por otra parte, si se comparan los resultados de este trabajo con los encontrados por otros autores, se ve que este punto nulo (u otro en la configuración magnética global) no está vinculado al evento eyectivo que ocurrió en simultaneidad con la última fulguración homóloga, como lo requieren algunos modelos que describen el inicio de una eyección coronal de masa. En el Capítulo 5 se describe el primer ejemplo de comparación cuantitativa entre la variación de la helicidad magnética coronal debida a un evento eyectivo típico y el contenido de la misma en la nube magnética interplanetaria asociada al mismo. Los valores determinados en ambos casos están en buen acuerdo. Esto confirma que esta magnitud prácticamente se conserva aún en el caso no ideal y, por otra parte, ratifica su utilidad como herramienta para vincular eventos que ocurren en medios tan distintos como la corona y el espacio interplanetario. Finalmente, se resumen las conclusiones de

este trabajo de Tesis y se enfatizan sus aportes fundamentales.

Capítulo 1

El Sol y la actividad solar

If it were not for its variable magnetic field, the Sun would have been a rather uninteresting star. - E. N. Parker

El Sol es una de las miles de millones de estrellas que habitan la Vía Láctea. Su proximidad a la Tierra hace que sea la estrella estudiada con mayor detalle. En un contexto más amplio, el Sol provee un laboratorio para el aprendizaje de una gran variedad de procesos que ocurren en los plasmas astrofísicos.

En este capítulo se describirán las distintas capas en las que se divide el interior y la atmósfera solar, su campo magnético y los fenómenos transitorios dan marco referencial a los temas presentados en esta tesis.

1.1 Anatomía solar

El Sol es una estrella que se encuentra en la secuencia principal, su tipo espectral es G2 V y tiene $\approx 4.5 \times 10^9$ años (aproximadamente la mitad de su tiempo de vida). Está ubicado a $\approx 1.5 \times 10^8$ km (1 unidad astronómica, UA) de la Tierra y su radio (R_{\odot}), distancia desde su centro al borde interno de la primera capa de su atmósfera (la fotosfera), es de 696.000 km. Su atmósfera se extiende $\approx 10 R_{\odot}$ en forma de estructuras coronales de gran escala llamadas *coronal streamers*. Sin embargo, no es posible dar un límite preciso

a la atmósfera solar ya que el viento solar lleva material desde la estrella hacia más allá del sistema solar.

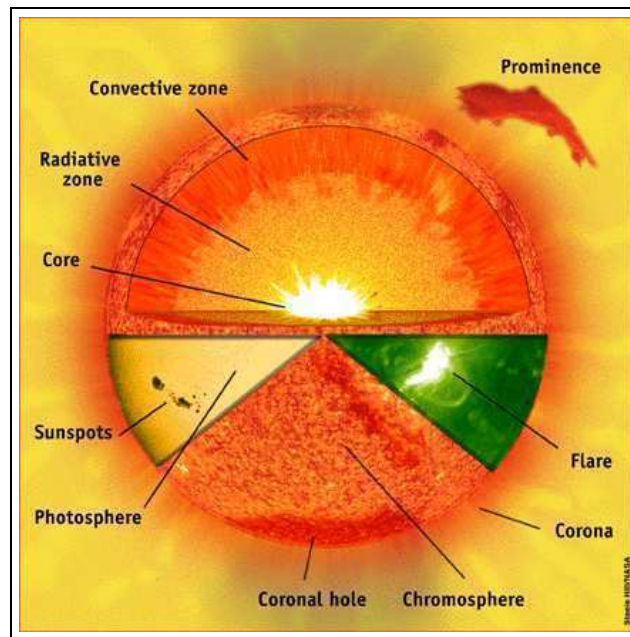


Figura 1.1: Regiones del interior y de la atmósfera solar. Cortesía del consorcio Solar and Heliospheric Observatory (SoHO). SoHO es un proyecto de cooperación internacional entre la Agencia Espacial Europea (ESA) y la Administración Nacional de Aeronáutica Espacial (NASA).

1.1.1 Interior

El interior del Sol puede separarse en tres regiones: el *núcleo*, la *zona radiativa* y la *zona convectiva*, como se muestra en la Figura 1.1.

El *núcleo*, denso y caliente, se extiende hasta $0.25 R_{\odot}$ y es la región donde tienen lugar los procesos termonucleares (átomos de H se fusionan para generar He). Se calcula que el 90% está constituido por H, 10% por He en estado ionizado, y por otros elementos (C, O, N, etc) que actúan como catalizadores de las reacciones nucleares. En estas reacciones de fusión hay una pérdida de masa, ésto es, el H consumido pesa más que el He producido. Esa diferencia de masa se transforma en energía según la ecuación de Einstein ($E = mc^2$), donde E es la energía, m la masa y c la velocidad de la luz. Estas reacciones

nucleares transforman el 0,7% de la masa afectada en fotones, con una longitud de onda muy corta y, por lo tanto, muy energéticos y penetrantes. La energía producida mantiene al *núcleo* solar a temperaturas $\approx 1.5 \times 10^7$ K. Como en cualquier cuerpo masivo toda la materia que lo constituye es atraída hacia el centro del objeto por su propia fuerza gravitatoria. Sin embargo, el plasma que forma el Sol se encuentra en equilibrio hidrostático ya que la creciente presión en el interior solar compensa la atracción gravitatoria. Existe además de la contribución puramente térmica una de origen fotónico. Se trata de la presión de radiación que es causada por el flujo de fotones emitidos desde el centro del Sol.

La *zona radiativa* es el mayor dominio interior, llega hasta $\approx 0.86 R_{\odot}$ (Schrijver & Zwaan, 2000), y yace por encima del *núcleo*. Es aquí donde la energía y el calor son transportados predominantemente en forma de radiación electromagnética. La densidad del plasma es alta y casi la totalidad de la energía generada como rayos γ en el *núcleo* se va transformando por colisiones hasta llegar al rango visible en la parte superior de esta capa.

La zona más exterior del interior solar es la *zona convectiva*, la cual ocupa la región desde $0.86 R_{\odot}$ hasta la base de la fotosfera. En ella el gradiente de temperatura en esta región es demasiado grande como para que el plasma permanezca en equilibrio y se vuelve convectivamente inestable. Por lo tanto, el transporte de energía se realiza fundamentalmente por convección. Las corrientes convectivas crean y mantienen distintos tipos de celdas, básicamente la *granulación* (longitud típica $\approx 10^3$ km) y la *supergranulación* 3×10^4 km.

1.1.2 Atmósfera

Así, caracterizada por el perfil de temperatura y la variación de densidad, la atmósfera solar comprende cuatro capas: la fotosfera, la cromósfera, la región de transición y la corona.

La fotosfera es la capa de la atmósfera que yace por encima de la zona convectiva, donde la temperatura disminuye con la altura. Se la considera la “superficie” solar, vista a través de un telescopio en el visible, se presenta formada por gránulos brillantes. La

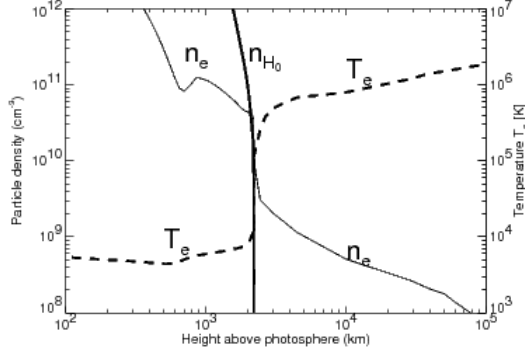


Figura 1.2: Esquema de la temperatura y la densidad electrónica en la cromósfera y corona, n_e indica la densidad de electrones, n_{H_0} la densidad de H neutro y T_e la temperatura de los electrones. (Fontenla et al., 1990; Gabriel, 1976)

Tabla 1.1: Parámetros de la atmósfera solar (Schrijver & Zwaan, 2000)

Región	$n(\text{m}^{-3})$	n_e/n_H	T(K)	B(G)	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}

Símbolos: n indica el número de protones, n_e/n_H es la proporción entre electrones y protones, T es la temperatura, B es la intensidad de campo magnético y β indica la relación de la presión del plasma con respecto al campo magnético

fotósfera puede ser observada hasta una profundidad de unos cientos de kilómetros antes de volverse completamente opaca, emite la mayor parte de la radiación que proviene del interior. La altura promedio de la fotósfera es de ≈ 300 km, tiene una temperatura de $\approx 6 \times 10^3 \text{K}$, densidad de $\approx 10^{17} \text{cm}^{-3}$, y su campo magnético puede variar entre 1 G y 1.500 G (Schrijver & Zwaan, 2000). La temperatura disminuye hasta 4.400 K a unos ≈ 500 km de su base.

En contraste, la cromósfera está caracterizada por un incremento de la temperatura con la altura, de 10.000 K a 20.000 K, con una densidad de 10^{13}cm^{-3} y un campo magnético de 10 – 100 G.

A unos 2.300 km, la temperatura aumenta rápidamente desde 10.000 K a 1MK. Esta capa es la región de transición, arriba de la cual se encuentra la corona a 10^6 K, con una

densidad de 10^8 cm^{-3} . Las razones por las cuales la temperatura de la corona es tan elevada están aún en debate, los candidatos más fuertes son la disipación de ondas o la reconexión (ver Sección 2.5).

La Figura 1.2 muestra la variación de la temperatura y la densidad electrónica con la altura por encima de la fotosfera; mientras que la Tabla 1.1 lista los parámetros típicos de cada capa atmosférica. Las temperaturas que caracterizan a cada región pueden ser

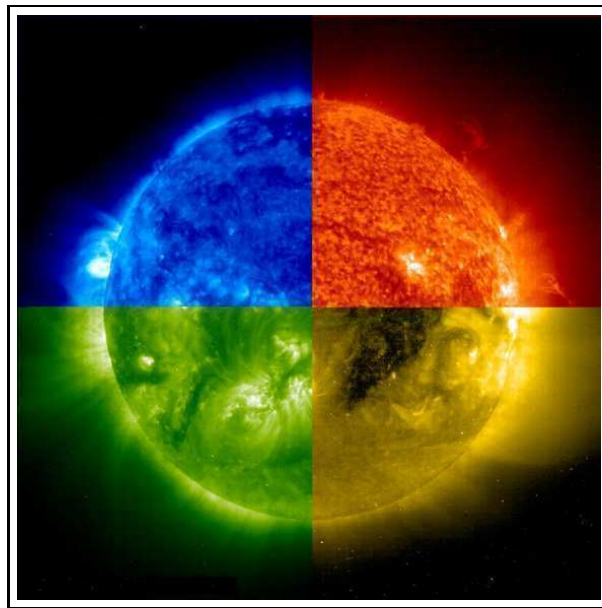


Figura 1.3: Disco solar visto por el Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) en diferentes longitudes de onda. En sentido antihorario, cuadrante superior derecho: cromósfera/región de transición vista en el HeII 304 Å ($\approx 80.000 \text{ K}$), corona solar vista en FeIX/X 171 Å (1 MK) y en FeXII 195 Å (1.5 MK), corona en FeXIV 284 Å (2 MK).Cortesía del consorsio SoHO.

observadas con instrumentos a bordo de satélites utilizando filtros específicos (ver Figura 1.3).

1.2 Campo magnético solar

La investigación del clima espacial (*space weather*) está estrechamente conectada con el estudio de la actividad magnética solar global y transitoria. El campo magnético de la

atmósfera solar y su dinámica son los canales de conducción de la actividad solar, incluyendo a los eventos eyectivos geoefectivos. La dinámica del campo magnético solar abarca un amplio rango de escalas tanto temporales como espaciales. En los últimos años, muchas misiones espaciales (por ej.: Yohkoh, SoHO, Transition Region and Coronal Explorer (TRACE), Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI)), han provisto observaciones que han hecho posible un mejor conocimiento de la evolución de la estructura y dinámica del campo magnético solar. El proceso básico de la actividad solar es la emergencia del flujo magnético en regiones activas (RAs), uno de los temas de estudio de esta tesis, y la modificación del campo coronal en respuesta a esta emergencia. De hecho, la emergencia de flujo puede ser responsable de la aparición de eventos de pequeña escala (por ej. fulguraciones confinadas, abrillantamiento en rayos X asociados a RAs) y de gran escala (por ej. fulguraciones de dos bandas o eyectivas, y eyecciones coronales de masa (ECM)). Si bien se acepta que el campo magnético solar se genera por efecto dínamo en la base de la zona convectiva, no se comprenden aun todos los detalles, y los modelos de dínamo solar sólo reproducen globalmente las observaciones (Miesch, 2005).

En esta sección se describen las manifestaciones observables de la emergencia de flujo magnético en la atmósfera solar y, de manera breve, el mecanismo de generación del campo.

1.2.1 Manchas solares

La corona solar está altamente estructurada por una compleja red de campos magnéticos cuya evolución son la base de la actividad solar. Se cree que los eventos activos (fulguraciones y ECMs) (ver Sección 1.3) se producen debido a cambios bruscos en sus estructuras y conectividad (Machado et al., 1988; Mandrini et al., 1991; Archontis, 2008; Mandrini, 2010). En particular, la emergencia de flujo magnético implica la presencia de estructuras magnetizadas en la atmósfera solar cuyos indicadores observacionales en la fotosfera (en el rango de la luz visible) son las *manchas solares* y otras concentraciones de flujo magnético menos intenso. Las manchas solares son áreas oscuras casi circulares, rodeadas de otras regiones más brillantes llamadas *plages*.

1.2.1.1 Breve historia de la observación de las manchas

Los primeros registros acerca de las manchas solares fueron realizadas por astrónomos orientales hacia el 200 a.C. (Eddy et al., 1989). En la Europa cristiana, la existencia de las manchas fue recién aceptada con la invención del telescopio en 1609, anteriormente se creía que eran planetas o lunas que orbitaban el Sol (Casanovas, 1997). Actualmente, existen reconstrucciones que incluyen observaciones desde 1611, siendo una etapa muy llamativa la que incluye el período 1645-1715, llamada Mínimo de Maunder durante la cual el número de manchas decreció significativamente y hasta desapareció. Spörer fue quien observó este comportamiento que fue resumido en un trabajo de Maunder (Maunder, 1890).

1.2.1.2 Características de las manchas

El descubrimiento de la naturaleza magnética que tiene una mancha fue hecho por Hale (Hale, 1908), quien estimó que la intensidad del campo era $\approx 3000 \text{ G}^1$ (el promedio en la superficie terrestre es de 0.5 G). Las manchas se caracterizan por tener una *umbra*, núcleo más oscuro y de menor temperatura que su entorno, con un halo menos oscuro llamado *penumbra* (ver panel inferior de la Figura 1.4).

Parker (1978) propuso que, en esas regiones, el plasma está sometido a una inestabilidad térmica conocida como *colapso convectivo*.

Las manchas aparecen en general de a pares y la componente del campo magnético ortogonal a la fotosfera en cada una de ellas tiene sentido opuesto (por convención se considera que la componente fotosférica ortogonal es positiva si el sentido del campo es saliente de la superficie del Sol y negativo si es entrante). A un conjunto de dos o más manchas se lo conoce como región activa (RA). Este término suele también usarse para describir concentraciones de campo magnético más intenso que el entorno, aunque no se las observe como manchas en el visible. En general, cuando se habla de manchas uno se refiere al fenómeno observado a nivel fotosférico; sin embargo, cuando se habla de RA se hace referencia a las manifestaciones de la misma en distintas capas de la atmósfera solar (ver Figura 1.4). El descubrimiento de Hale (1908) se basó en la evidencia del efecto

¹En unidades S.I. es Tesla: $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$

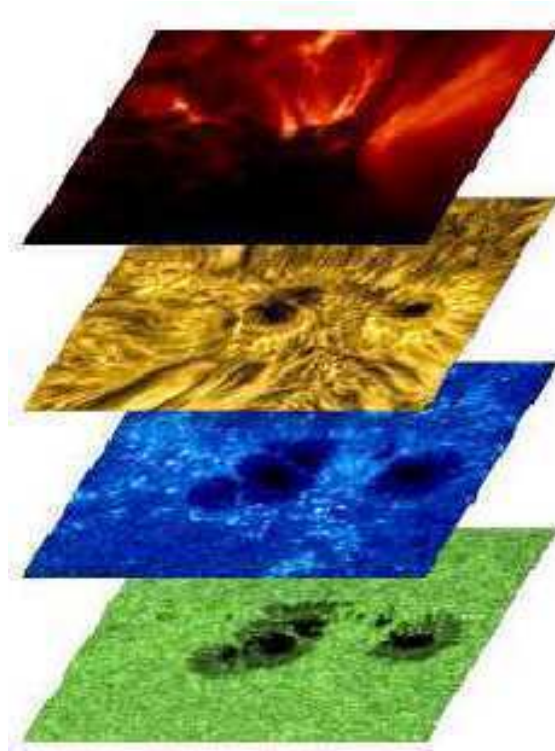


Figura 1.4: Las imágenes en los cuatro paneles corresponden a (desde abajo) imagen en la banda G de un grupo de manchas en fotosfera, imagen de la cromósfera en la línea K del CaII, imagen de la cromósfera en H_{α} , todas tomadas en el SVST en La Palma. La imagen superior corresponde al TRACE en 171 \AA , línea de la región de transición.

Zeeman (Zeeman, 1897) en el espectro de la manchas, debido al cual las líneas espectrales se dividen en una serie de componentes ante la presencia de un campo magnético. Más tarde, Hale et al. (1919) descubrirían que la mayoría de las RAs siguen un ordenamiento en cuanto a polaridad por hemisferio. Durante un *ciclo solar* (ver Sección 1.2.1.4), las polaridades precedentes (p), y la siguiente (f), en el hemisferio norte, en el sentido de rotación del Sol visto desde Tierra, tienen todas el mismo signo, mientras que en el hemisferio sur las polaridades tienen el signo opuesto. También existen RAs, no tan frecuentes, que no cumplen con la ley anterior, y son denominadas *no Hale*.

Hale et al. (1919) describen también el *tilt* o ángulo de inclinación con respecto a la dirección de rotación solar (dirección este - oeste en el Sol)(ley de Joy) donde la polaridad precedente se encuentra más cerca del ecuador (ver Figura 1.5). El tilt aumenta con la

1.2. CAMPO MAGNÉTICO SOLAR

latitud, es decir, un par de manchas que se encuentran dentro de los 10° de latitud tiene un tilt promedio de 2° , mientras que los que se hallan en latitud 30° tienen un tilt de más de 10° (Hale et al., 1919; Brunner, 1930; Wang & Sheeley, 1989). Este efecto es causado por la acción de la fuerza de Coriolis sobre plasma que al ascender el tubo drena de la parte superior del mismo hacia las bases. Una vez que el tubo de flujo atraviesa la fotosfera forma una región activa bipolar.

En el Capítulo 3 de esta Tesis se verá la relación entre el ángulo de tilt y la deformación a nivel fotosférico de las polaridades correspondientes a un tubo en emergencia, denominadas *lenguas magnéticas*.

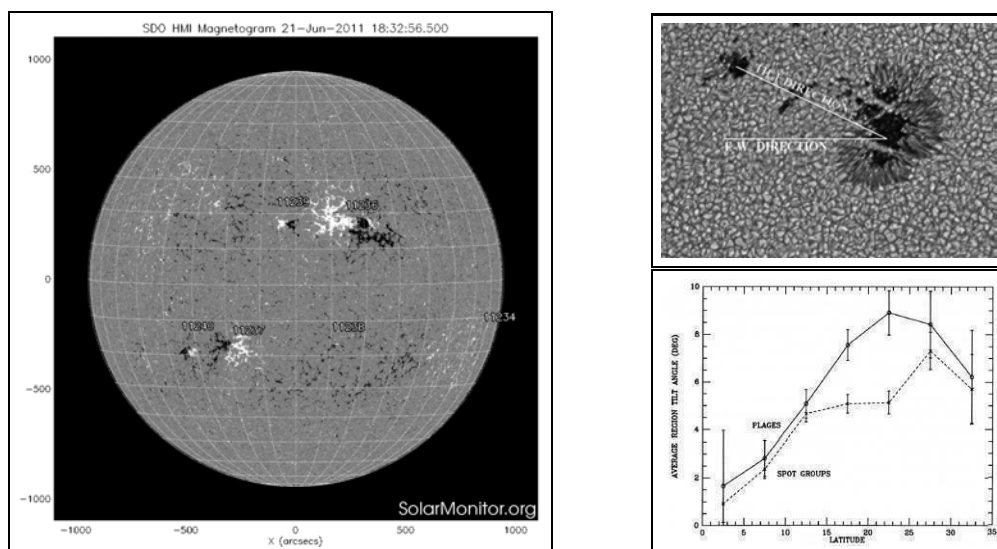


Figura 1.5: Izquierda: Magnetograma según datos del Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) a bordo del Solar Dynamic Observatory (SDO). En el mismo se observa el orden de las polaridades en cada hemisferio (blanco: campo magnético saliente, negro: entrante). Derecha superior: Tilt respecto de la dirección este - oeste en un grupo de manchas (ley de Joy). Derecha inferior: Distribución del ángulo de tilt según la latitud (Howard, 1984)

1.2.1.3 Formación de una mancha

La aparición de una mancha está precedida por la presencia de puntos brillantes y oscuros que forman la *fácula* y los *poros*. El flujo magnético primero aparece en la fotosfera en

el centro de una celda supergranular con forma de un pequeño tubo de flujo (ver Zwaan (1985) y referencias allí citadas). El tubo de flujo en emergencia forma una estructura

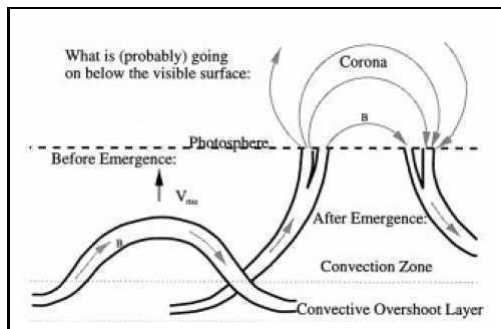


Figura 1.6: Esquema de una estructura magnética subfotosférica emergiendo con forma Ω . (Fisher et al., 2000, Figura 1)

de arcada o sistema de arcos filamentosos por encima de la fotosfera con forma de letra Ω (Figura 1.6). La convección supergranular empuja los pies del tubo hacia los límites opuestos de la celda con una escala temporal media de 4 a 5 hs. La continua emergencia de tubos de flujo en el centro de la celda y la convección de la misma conduce a la concentración de flujo en los bordes de la celda, de esta forma aparecen así los *poros*. Estos se caracterizan por ser más fríos y, por lo tanto, más oscuros que el material que los rodea. Si el flujo continúa acumulándose en los *poros*, al cabo de unos días, éstos se convierten en *manchas* (una positiva y la otra negativa). Una vez formadas, el movimiento de las *manchas* continúa; éstas se separan hasta una distancia de ≈ 150.000 km, la cual es cinco veces el diámetro de una celda supergranular. En promedio, las *manchas* desaparecen tan rápido como se forman, en un período de una semana, pero otras pueden tardar en desaparecer hasta unos pocos meses.

Después de la invención del magnetógrafo por Babcock y Babcock (1955), fue posible estudiar el campo magnético más débil que se encontraba cerca de los polos (Figura 1.7). Este campo es del orden de 10 G e invierte su dirección cerca del máximo de cada ciclo solar (ver Sección 1.2.1.4), es decir, cuando el número de manchas solares es máximo (Babcock, 1959). Esto muestra que este débil campo magnético está acoplado al campo mucho más intenso de las manchas y es parte del ciclo solar. La distribución del campo asociado a regiones activas junto con el campo polar más débil puede verse en el gráfico de latitud vs tiempo (Figura 1.7).

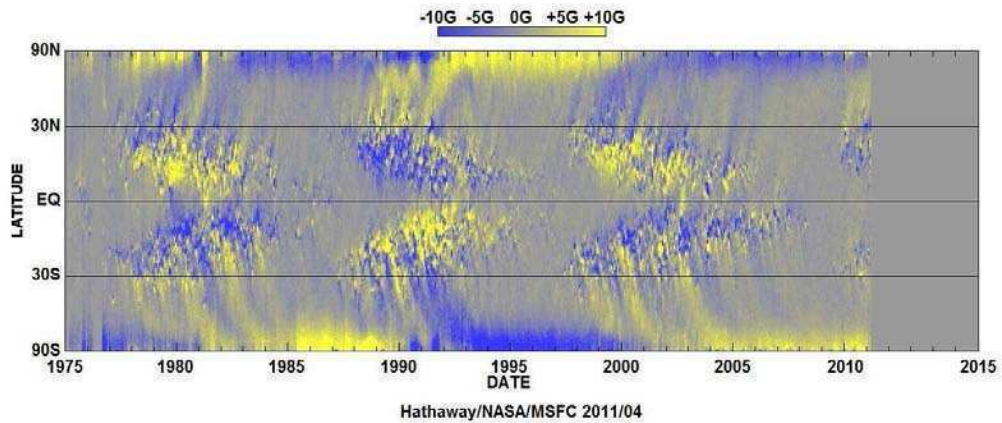


Figura 1.7: Distribución en latitud-tiempo de las polaridades (diagrama de mariposa) coexistiendo con el campo magnético débil. Las zonas azules y amarillas representan polaridades opuestas. Cortesía de D. Hathaway, NASA/MSFC.

1.2.1.4 Ciclos de actividad solar

Uno de los fenómenos más visibles de la superficie solar, en cuanto a las manchas, es la variación significativa y cuasiperiódica de su número, reflejada también en la estructura coronal (ver Figura 1.8) y en la distribución de las regiones activas (Schrijver & Zwaan, 2000). El período promedio en que varía el número de manchas es de 11 años. Este *ciclo*

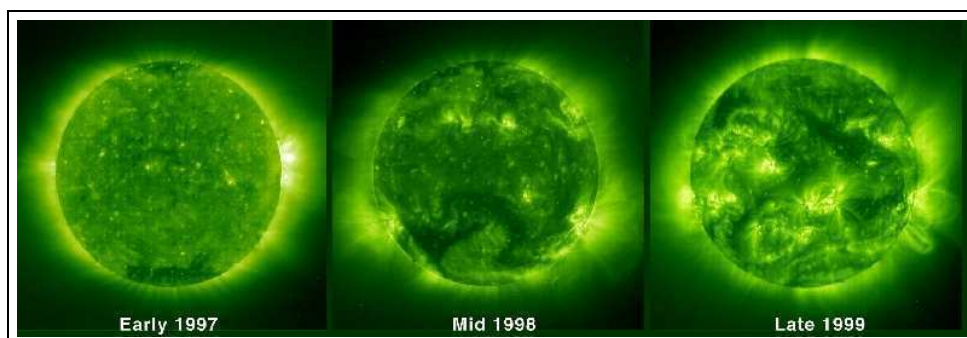


Figura 1.8: Tres imágenes del EIT en 195 Å que muestran un aumento en la complejidad de la corona magnética en tanto el máximo solar se aproxima. Cortesía del consorcio SoHO.

de manchas o solar fue identificado por primera vez por el astrónomo alemán Samuel H.

Schwabe (Schwabe, 1844). El primer diagrama de mariposa fue hecho por Maunder para los ciclos de 1874-1902 (Maunder, 1904).

Analizando el diagrama de mariposa (Figura 1.7) se puede ver que el inicio de cada ciclo se caracteriza por muy pocas manchas ubicadas a $\approx 30^\circ$ al norte y sur del ecuador. Esto marca el inicio de un ciclo solar, siguiendo un mínimo. El número se va incrementando a lo largo de 5 o 6 años en que se llega a un *máximo solar*. En la transición del inicio al máximo del ciclo las manchas emergen a latitudes cada vez más cercanas al ecuador. En los años siguientes al máximo, cada vez menos manchas emergen cerca del ecuador hasta que se llega a una situación de mínimo de manchas. Es posible ver la coexistencia de manchas del viejo y del nuevo ciclo. Junto con esta variación del número de manchas, se da el cambio de sentido del campo de los polos, cumpliendo un ciclo magnético de 22 años (Solanki et al., 2006).

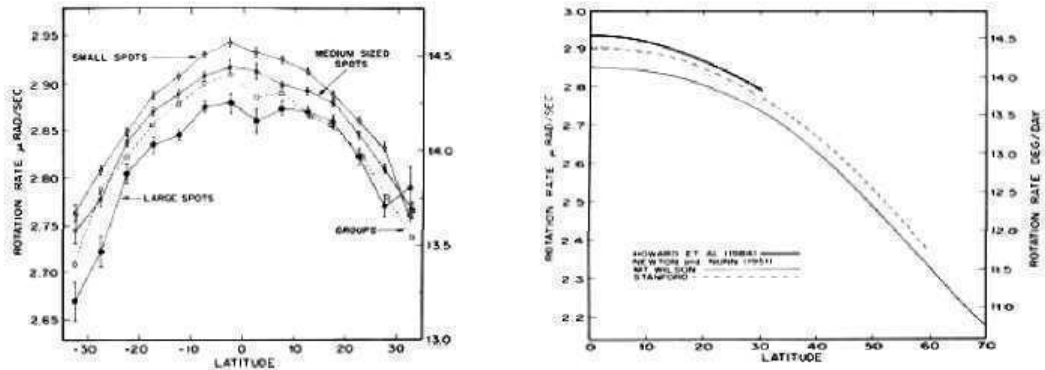
1.2.2 Dínamo solar.

La mayoría de las estrellas con capas convectivas muestran signos de actividad magnética. Ésto implica que la convección es un factor fundamental en el origen del magnetismo estelar. En esta sección se describirá brevemente la acción del efecto dínamo para la generación del campo magnético y emergencia de tubos de flujo, que dan lugar a la formación de regiones activas, tema de interés en esta Tesis.

1.2.2.1 Rotación del interior solar

La superficie solar rota diferencialmente. La tasa de rotación fotosférica está dada por $\Omega = A + B \sin^2 \theta + C \sin^4 \theta + \dots$ en grados por día, donde θ es la latitud heliosférica. Trabajos clásicos dan para los coeficientes A, B y C los siguientes valores como 14.55, -2.84, 0 (Newton & Nunn, 1951), 14.55, -2.84, 0 (Howard, 1984) y 14.05, -1.49 y -2.61 (Snodgrass, 1984). En la Figura 1.9 se observa la variación de la rotación solar con la latitud en distintos intervalos de tiempo, obtenida por el seguimiento de manchas solares o por otras técnicas. Además de las manchas, se utilizan otros trazadores para estimar la rotación diferencial fotosférica, como filamentos vistos en H_α , plages, estructuras en la línea verde y luz blanca en la corona.

1.2. CAMPO MAGNÉTICO SOLAR

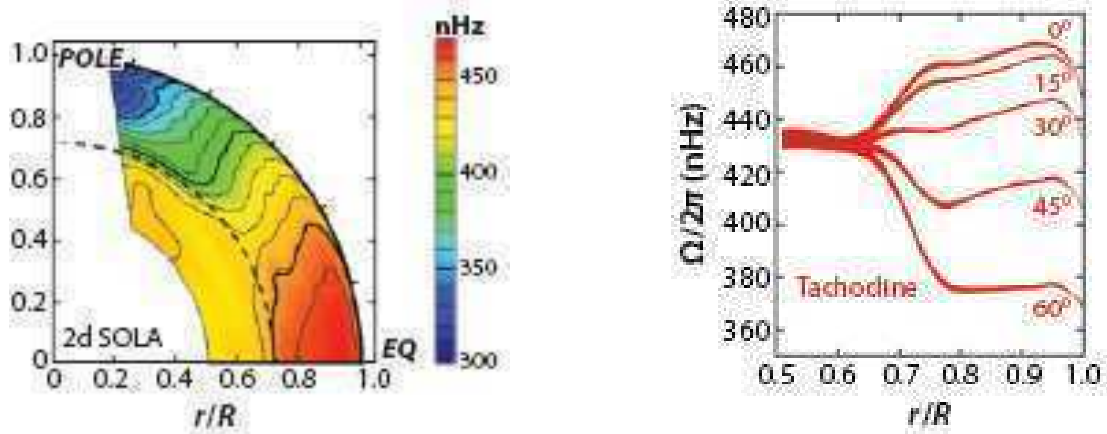


(a) Tasa de rotación obtenida a partir de manchas de distintos tamaños

(b) Tasa de rotación obtenida aplicando otros trazadores

Figura 1.9: Rotación superficial en función de la latitud

El período de rotación varía desde 25 días en el ecuador a 36 días cerca de los polos.



(a) Perfil de velocidad angular Ω en función del radio y la latitud determinado a partir de observaciones del Michelson Doppler Imager (MDI) a bordo del SoHO. Rotación rápida (rojo) y lenta (azul) (Schou et al., 1998).

(b) Corte radial de Ω a diferentes latitudes, en donde se observa la presencia de la tacoclina cerca de la base de la zona convectiva ($0.71 R_{\odot}$)

Figura 1.10: Rotación diferencial.

Usando datos de oscilaciones fotosféricas (heliosismológicos) (Gough & Toomre, 1991),

que se interpretan como debidos a ondas sonoras resonantes (modos p), es posible obtener imágenes del interior solar. El perfil de velocidad en la zona convectiva (ZCV) en función del radio r y la latitud θ se muestra en la Figura 1.10(a). Allí se ve que la rotación decrece en un 30% monótonamente hacia los polos, y es aproximadamente radial en latitudes medias (Figura 1.10(b)) (Miesch, 2005). El campo de velocidades axisimétrico en el plano meridional se conoce como circulación meridional. Esta última es mucho más débil que la rotación diferencial (Hathaway, 1996; Miesch, 2005). La rotación del interior radiativo es intermedia entre la ecuatorial y la de las regiones polares de la ZCV. La rotación del núcleo aun permanece indeterminada.

Debajo de la base de la ZCV (entre $\approx 0.693 \pm 0.003 R_{\odot}$ y $\approx 0.713 \pm 0.003 R_{\odot}$ cerca del ecuador), existe una región de transición entre la rotación diferencial del envoltorio convectivo y la rotación casi uniforme del interior radiativo, esa es la *tacoclina solar* cuyo espesor se estima en $0.039 \pm 0.013 R_{\odot}$ en el ecuador. Esta zona es donde “se origina” la actividad solar. Las RAs se forman a partir de los campos magnéticos toroidales intensos generados (ver sección siguiente) en la *tacoclina* (Fan, 2004). Por lo tanto, los campos magnéticos deben atravesar toda la ZCV antes de alcanzar la fotosfera para ser observados como manchas.

1.2.2.2 Generación del campo magnético

El ciclo solar de 11 años (Schwabe, 1844), la rotación diferencial de la superficie solar (Carrington, 1863) y la ley de la migración de la manchas hacia el ecuador de (Spoerer, 1894) son las propiedades básicas de la actividad solar que pueden ser explicadas a través de una teoría de dínamo (Schrijver & Zwaan, 2000).

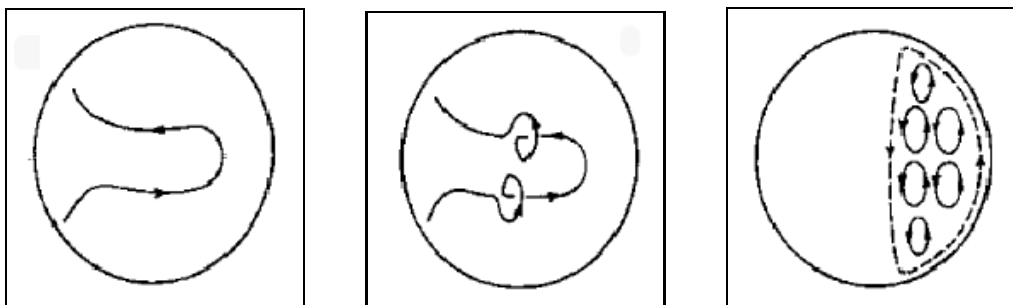
Algunos autores sostienen que cuando se formó el Sol por contracción de una nube de gas pudo haber quedado atrapado un campo primordial. De no existir un mecanismo capaz de regenerar ese campo primordial, el campo magnético no habría resistido hasta hoy, debido a la difusión e inestabilidades de la ZCV (Caprini, 2011).

El efecto dínamo es el mecanismo propuesto para generar el campo. Este es un proceso por el cual el campo magnético dentro de un fluido eléctricamente conductor

se mantiene contra la disipación óhmica; es decir, convierte energía cinética, en energía magnética.

El mecanismo de dínamo transforma, a lo largo del ciclo solar, el campo magnético poloidal en toroidal y viceversa. Por poloidal nos referimos a la componente del campo magnético, usando coordenadas esféricas, cuya forma es $(B_r, 0, B_\theta)$; mientras que la componente toroidal es de la forma $(0, B_\phi, 0)$. La transformación del campo poloidal en toroidal se conoce con el nombre de efecto Ω (se debe a la rotación diferencial, por eso el uso de esta letra). Sin embargo, el proceso que transforma el campo toroidal nuevamente en poloidal es más complicado y da lugar a los distintos tipos de modelos de dínamo que se explican brevemente a continuación.

1.2.2.3 Distintos mecanismos de dínamo



(a) Efecto Ω debido a la rotación diferencial.

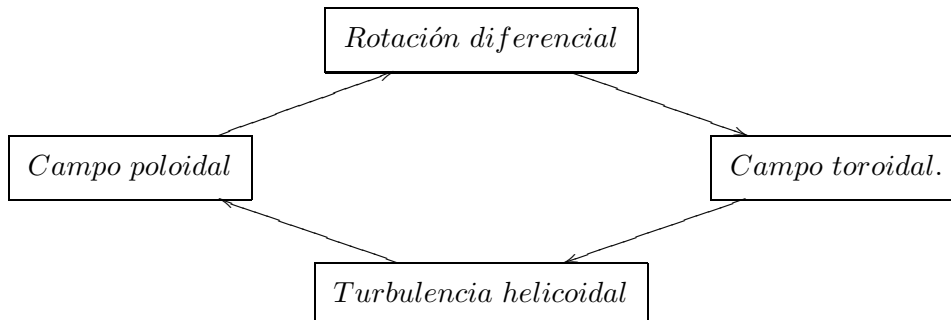
(b) Efecto α debido a la rotación diferencial + fuerza de Coriolis. Observar sentido opuesto de los movimientos helicoidales.

(c) arcos magnéticos, en el plano meridional. Generación del campo poloidal por movimiento helicoidal.

Figura 1.11: Diferentes etapas en el proceso de dínamo (Choudhuri, 2007).

Parker (Parker, 1955) propuso que movimientos turbulentos dentro de la ZCV podrían sostener el proceso descrito anteriormente. El plasma de la ZCV, además de la rotación diferencial (ver Figura 1.11(a)), sufriría una torsión debido a la fuerza de Coriolis (similar a los ciclones terrestres), y en ese movimiento helicoidal, el campo produciría arcos magnéticos (ver Figura 1.11(b)) en el plano poloidal.

Como el campo toroidal tiene dirección opuesta en cada hemisferio y los movimientos helicoidales de la turbulencia convectiva tienen también helicidades opuestas, entonces los arcos poloidales en ambos hemisferios tendrían el mismo sentido (ver Figura 1.11(c)). Así, la idea del dínamo turbulento de Parker consiste en que la componente poloidal y la toroidal se retroalimentan en un ciclo cerrado, como en el esquema.



Éste es el denominado dínamo $\alpha - \Omega$. Este modelo explica el ciclo de manchas donde el diagrama de mariposa es un mapa espacio-temporal de la componente toroidal (Charbonneau, 2010). Pero si el campo toroidal en la tacoclina es del orden de 10^5 G (D’Silva & Choudhuri, 1993), la turbulencia no podría torsionar el campo toroidal. Se necesitaría un mecanismo alternativo para producir el poloidal. Una aproximación que se hace usualmente en este tipo de modelos es analizar lo que ocurre estadísticamente con el campo, despreciando las variaciones de escala temporal corta y espacial pequeña. A esta aproximación se la llama de “campo medio” (ver revisión de Choudhuri, 2007). Otra aproximación que suele incluirse consiste en considerar básicamente la acción del campo de velocidades sobre el campo magnético, despreciando la respuesta del campo sobre el plasma (es decir, la fuerza de Lorentz). Es por eso que a estos tipos de modelos se los suele llamar dínamos cinemáticos (ver trabajo de revisión de Miesch, 2005; Choudhuri, 2007; Charbonneau, 2010).

Otro tipo de modelos de dínamo son los llamados de Babcock-Leighton. El modelo fenomenológico de base fue propuesto por Babcock (1961) y está basado en la evolución del flujo magnético superficial, que ya describimos al mostrar el diagrama de mariposa. De la misma forma que en los modelos de dínamo cinemáticos, el campo toroidal se crea a partir del poloidal debido al efecto Ω . La diferencia entre ambos tipos de modelos de dínamo radica en que el campo poloidal proviene de la deformación, debida a la fuerza de Coriolis, de los tubos en emergencia. Es decir, el tilt superficial de la RAs o la ley

de Joy son la base de este tipo de dínamo. Basándose en el esquema fenomenológico de Babcock, Leighton (1969) desarrolló un modelo que incluía el efecto de la difusión y el transporte del flujo magnético de manera más cuantitativa. Se han propuesto versiones más elaboradas de este tipo de modelos de dínamo (ver por ej. Durney, 1995; Zwaan, 1996). Sin embargo, todos siguen el esquema propuesto por Babcock (1961).

Existe además un campo magnético débil, fuera de las manchas que migra hacia los polos a medida que avanza el ciclo solar, a velocidad máxima superficial de 20 m/s en latitudes medias, ésta es la circulación meridional, ya vista en la sección anterior. Su presencia no puede ser reproducida por un modelo de gran escala tipo $\alpha - \Omega$. Entonces surge otro tipo de modelos de dínamo de transporte de flujo. Los dínamos de transporte de flujo incorporan una circulación meridional en cada hemisferio y satisfacen el ciclo de 22 años y el acople magnético entre los hemisferios norte y sur de acuerdo con la regla de polaridad de Hale (Dikpati, 2004; Miesch, 2005), así como también la intensidad del campo toroidal en la base de la ZCV ($\approx 10^5$ G), predicho por otros modelos teóricos. Giles et al. (1997) fueron los primeros en mostrar la existencia de la circulación meridional bajo la superficie solar aplicando técnicas de heliosismología. Actualmente parece estar confirmada la existencia de una anticorrelación entre la circulación meridional y la actividad magnética (Hathaway & Rightmire, 2010). A pesar de que los modelos de dínamo pueden, en general, explicar: la periodicidad del ciclo de manchas, el diagrama de mariposa, la ley de polaridad de Hale y el ciclo magnético de 22 años, la inversión de los polos magnéticos cerca del máximo del ciclo y algunos otros aspectos, aun no queda claro el origen de las fluctuaciones en un ciclo y entre ciclos o la presencia de regiones no Hale.

1.3 Actividad solar transitoria

En las secciones anteriores hemos descripto la actividad solar en una escala temporal de largo plazo, aquella que corresponde a los ciclos de 11 y 22 años. En escalas temporales menores, del orden de los minutos a horas, el Sol despliega otro tipo de actividad que se superpone al ciclo y se manifiesta a través de fenómenos energéticos, tales como las fulguraciones y las ECMs. La actividad transitoria está íntimamente vinculada al campo magnético de la atmósfera solar; es decir, a los tubos de flujo una vez que han atrave-

sado la fotosfera y forman los arcos magnéticos asociados a las regiones activas. Estos fenómenos involucran la interacción y desestabilización rápida del campo magnético de los arcos corales y resultan en una reorganización del mismo.

Una fulguración solar se puede describir como la liberación de energía más rápida (con pulsos por debajo de los milisegundos) y más grande (10^{29} - 10^{33} erg) del sistema solar. Mientras que una ECM involucra el mismo rango de energía liberada es, por lo general, espacialmente más extensa que una fulguración y va acompañada de la eyección de plasma coronal y/o de una protuberancia² al medio interplanetario. Las fulguraciones y las ECMs pueden darse juntas o separadas, de acuerdo a las estructuras magnéticas involucradas, y ocurren en cualquier etapa del ciclo solar, siendo más frecuentes durante los máximos solares (Aschwanden et al., 2001).

En las secciones que siguen presentaremos las características de las fulguraciones y ECMs relevantes al trabajo desarrollado en esta Tesis. Por último, en la Sección 1.4, describiremos brevemente a las eyecciones corales de masa interplanetarias (ECMIs) que son las secuelas de las ECMs en el medio interplanetario. Nos referiremos, en particular, a las nubes magnéticas interplanetarias (NM), un subconjunto de las ECMIs, ya que en el Capítulo 5 de esta Tesis analizaremos la asociación cualitativa y cuantitativa entre la evolución fotosférica de las polaridades de una RA durante su emergencia, un evento activo transitorio que ocurrió en la misma y la NM correspondiente.

1.3.1 Fulguraciones solares

La primera vez que se observó una fulguración fue el 1 de setiembre de 1859, a las 11:18 GMT. Dos astrónomos aficionados R. Hodgson y R.C. Carrington, mientras estaban dibujando las manchas presentes en el disco solar, vieron dos abrillantamientos quebrarse, intensos, que se movían y luego se desvanecían (Figura 1.12, ver también la Figura 1.13). Estos astrónomos habían sido testigos de una fulguración extremadamente energética en luz blanca, éstas son $\approx 50\%$ más brillantes que el disco solar (Rust & Roy, 1974; Machado & Rust, 1974; Machado et al., 1988; Hudson et al., 2006). Un

²protuberancia es una estructura de plasma que se encuentra en la corona soportada por el campo magnético pero que tiene temperatura y densidad típicas de la cromósfera

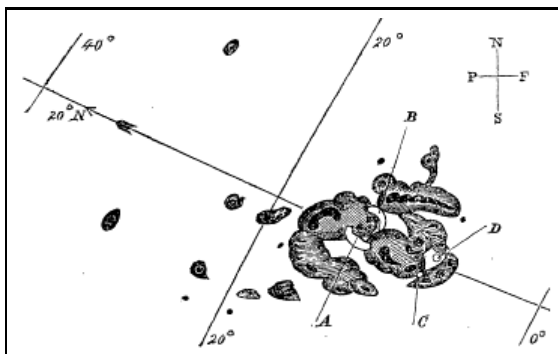


Figura 1.12: Mancha dibujada por Carrington mostrando la fulguración en luz blanca.



Figura 1.13: Fulguración en luz blanca observada el 7 de agosto de 1972 con un filtro en 4950 Å.

día después, el 2 de setiembre, los magnetómetros del Observatorio de Kew detectaron perturbaciones intensas al campo geomagnético. Sin embargo, en ese momento no se consideró la posibilidad que el Sol hubiese sido responsable de los efectos detectados en la Tierra, y desafortunadamente esa visión prevaleció durante mucho tiempo (Sturrock, 1987). Esta fue, en realidad, la primera observación registrada de los efectos de un evento activo solar sobre la Tierra y su entorno.

En su mayoría, las fulguraciones se producen en regiones activas que incluyen manchas solares, lo que señala la importancia del campo magnético para estos fenómenos. Las observaciones, en particular la relación entre la ubicación de los abrigamientos de la fulguración y las componentes del campo magnético a nivel fotosférico (ver por ej. Hudson et al., 2008), indican que la energía liberada durante una fulguración proviene de la energía magnética libre (en forma de corrientes) almacenada en las estructuras coronales en forma de torsión del campo o “shear”³ de un arco o arcada magnética. Esta energía es inyectada en los arcos coronales ya sea a través de los movimientos de sus bases fotosféricas o se encuentra ya presente en las estructuras al emerger desde el interior solar

³El “shear” (así como la torsión del campo magnético) es una medida del apartamiento del campo local respecto de su configuración de mínima energía (o campo potencial). Si el campo de un arco o arcada coronal vistos en el centro del disco es potencial, la componente del campo fotosférico transversal (o tangencial a la fotosfera) es perpendicular a la línea de inversión de polaridad o línea de campo longitudinal nulo en la dirección de la visual. Si esto no sucede se dice que el campo muestra “shear” (lo mismo sucede si el arco o arcos que conforman la arcada coronal presentan torsión.)

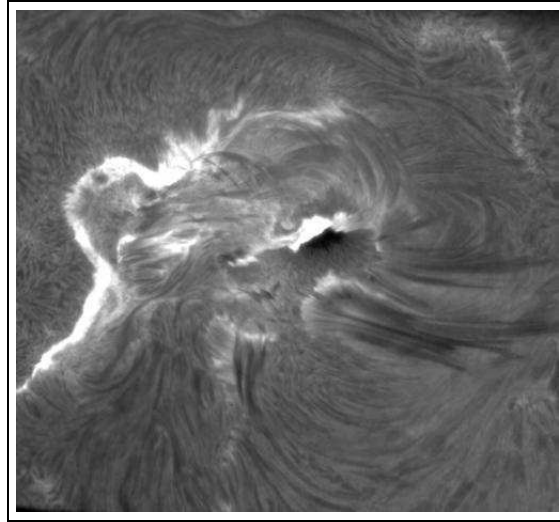


Figura 1.14: Imagen en $H\alpha$ de una fulguración de dos bandas del 5 de Noviembre de 1998 observada desde el Big Bear Solar Observatory (BBSO).

(ver por ej. Mandrini, 2010 y referencias allí citadas). Una variación de la torsión o shear implica también una variación del contenido de helicidad magnética (ver Sección 2.4) de la configuración en donde se producirá el evento activo. El mecanismo de liberación de energía es el de reconexión del campo magnético (ver Sección 2.5), que se da básicamente por interacción de estructuras magnéticas (ver por ej. Démoulin et al., 1997a; Luoni et al., 2007a). Durante este proceso se aceleran partículas y se calienta el plasma hasta temperaturas de varias veces 10^7 K. La región en donde se inicia la liberación rápida de energía se encuentra a alturas coronales; es decir una fulguración es esencialmente un fenómeno de origen coronal (ver por ej. Krucker et al., 2007). Habitualmente las fulguraciones no son visibles en la fotosfera ya que su emisión en el espectro visible (o en luz blanca) es menor que la que produce la fotosfera, pero de darse en forma excepcional, se las denomina fulguraciones en luz blanca. Tradicionalmente, las fulguraciones se observan desde tierra como repentinos brillantamientos cromosféricos utilizando un filtro óptico centrado en la línea de $H\alpha$ (6563 \AA , Figura 1.14). En esta Tesis se utilizaron imágenes en $H\alpha$ provistas por el Observatorio Félix Aguilar (OFA, Argentina) y Kanzelhöhe (Austria).

Morfológicamente hablando, se las puede agrupar en eventos pequeños o compactos y eyectivos o de dos bandas (por estar asociados a material eyectado al medio inter-

planetario, ver el evento que se desarrolló en RA 7912 estudiado en el Capítulo 5 de esta Tesis). Una fulguración *confinada* (como es el caso estudiado en el Capítulo 4) se desarrolla en uno o más arcos magnéticos (*loops*) en la baja corona. En cambio, una fulguración eyectiva o de *dos bandas*, está generalmente asociada a la eyección de un filamento o protuberancia. En forma simultánea, se observa emisión en una arcada formada a lo largo del canal del filamento (son trazadores de la línea de inversión de la polaridad del campo en la dirección de la visual o longitudinal (B) y por debajo de éste). Si se observa en $H\alpha$, este sistema de arcos tiene una disposición aproximadamente perpendicular al canal del filamento, y la emisión en las bases de los arcos forman dos bandas, que con la evolución del evento se irán separando. En forma simultánea y encima de los arcos observados en $H\alpha$, también se ven arcos en rayos X blandos ($T = 10^7$ K). Esto indica que los arcos cromosféricos son el resultado del enfriamiento de los coronales. En cambio, la emisión en rayos X duros se corresponde con la base de los arcos casi en el mismo lugar donde se encuentran las bandas en $H\alpha$. Otra componente de la emisión en el rango de los rayos X duros proviene de la región superior de los arcos que se observan en rayos X blandos, probablemente de la zona de liberación de energía (ver Sección 1.3.1.3.).

En muchos casos las fulguraciones suelen ocurrir en la misma zona de la RA y la disposición y forma de sus brillantamientos cromosféricos o coronales es similar durante su evolución, como se verá en esta Tesis en el Capítulo 4 (Luoni et al., 2007a). A estas fulguraciones se las denomina “homólogas” (ver también Chandra et al., 2011). La existencia de fulguraciones homólogas muestra que, o bien la configuración magnética no potencial puede reconstruirse luego de cada evento, o sólo una fracción de la energía almacenada se libera en cada fulguración. A menudo suelen verse fulguraciones más o menos simultáneas en distintas regiones activas (Bagalá et al., 2000), las cuales pueden estar vinculadas magnéticamente a través de arcos coronales de interconexión. Estas fulguraciones se llaman “simpáticas”.

1.3.1.1 Características espectrales

Las fulguraciones se observan en todo el rango de longitudes de onda y la emisión se presenta de manera distinta a lo largo del espectro. En general, la emisión se puede dividir en tres etapas, según el rango de longitudes de onda (Figura 1.15). La primera

llamada “precursora” o “preimpulsiva” es cuando comienza la liberación de energía con emisión de rayos X blandos. La segunda o “impulsiva” durante la cual las partículas son aceleradas a energías mayores que 1 MeV. Durante esta etapa se emiten ondas de radio,

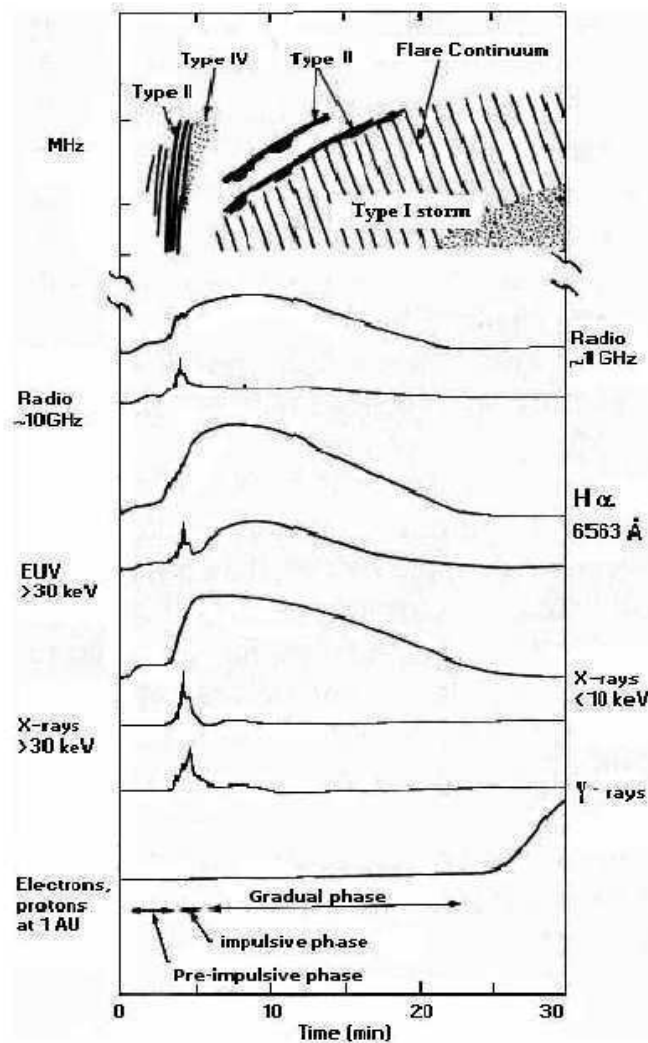


Figura 1.15: Evolución temporal de una fulguración solar típica observada en distintas longitudes de onda. (adaptado de Kane, 1974)

rayos X duros, y rayos γ , observándose picos o *bursts*, con una duración por debajo del segundos. El decaimiento gradual de los rayos X, el extremo ultravioleta (EUV) y el visible se da en la tercer etapa, la “gradual o de decaimiento”. La duración de estas etapas puede ser tan corta como unos segundos o durar horas. Durante un fulguración

el plasma alcanza temperaturas de varias veces 10^7 K.

El hecho de que exista una fase impulsiva (aparentemente de origen no térmico) indica la presencia de otros tipos de radiación. Los electrones acelerados producen rayos X duros por bremsstrahlung, y radiación de microondas por girosincrotrón. Otro aspecto a considerar es que las fulguraciones más energéticas pueden generar una onda de choque que se propagará a velocidad supersónica. A medida que la onda viaja, excita ciertas oscilaciones del plasma dando lugar a una emisión de radio fluctuante llamada de tipo II. Parte de los electrones acelerados pueden quedar atrapados por detrás del frente de choque, produciendo (por radiación de girosincrotrón) un continuo en radio, llamado emisión de tipo IV. La emisión en rayos γ es también la evidencia de estas partículas aceleradas.

1.3.1.2 Clasificación de las fulguraciones

Dado que las fulguraciones fueron inicialmente observadas desde Tierra en $H\alpha$, existe una clasificación que tiene en cuenta el área que ocupan los abrigamientos, y su brillo (parámetro subjetivo) en esta línea. Es la utilizada por la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA, de Estados Unidos) que se muestra en la Tabla 1.2.

Tabla 1.2: Clasificación de la fulguración en $H\alpha$.

Clase en $H\alpha$	área
S	< 200
1	200 - 500
2	500 - 1200
3	1200 - 2400
4	> 2400

Otra clasificación tiene en cuenta la intensidad o energía por unidad de área y tiempo, detectado en rayos X blandos en la banda espectral de 1 - 8 Å por los *Geostationary Environmental Satellites* (GOES). Como ejemplo, en la Figura 1.16 se puede ver una serie

de fulguraciones solares observadas entre los días 26 - 28 de Octubre de 2003. Existen 3 categorías principales en rayos X: las de clase X, son los mayores eventos con un flujo $\geq 10^{-4} \text{ Wm}^{-2}$, clase M con un flujo entre 10^{-5} y 10^{-4} Wm^{-2} y clase C con un flujo entre 10^{-6} y 10^{-5} Wm^{-2} . Cada categoría tiene 9 subdivisiones, por ejemplo, si el flujo máximo fuese de $6.7 \times 10^{-4} \text{ Wm}^{-2}$ se la clasificaría como M6.7, que es el caso de una de las fulguraciones estudiadas.

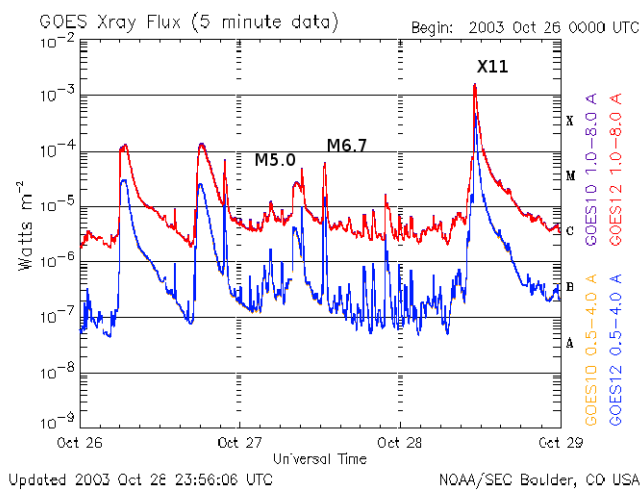


Figura 1.16: Flujo de rayos X blandos obtenido por el GOES12 de las fulguraciones clase X hasta M de la NOAA10486 observada el 27 y 28 de octubre de 2003.

1.3.1.3 Modelo clásico de fulguración eyectiva

El modelo clásico semiempírico que describe los procesos que intervienen en una fulguración eyectiva o de dos bandas es el modelo standard CSHKP (Carmichael, 1964; Sturrock & Coppi, 1966; Hirayama, 1974; Kopp & Pneuman, 1976) (Figura 1.17) en virtud de todos los científicos que intervinieron para explicar cuali y/o cuantitativamente a este tipo de fulguraciones. El esquema en 2D de la Figura 1.17 es la síntesis propuesta por Shibata (Shibata et al., 1995). Cabe aclarar que los distintos tipos de radiación provienen de distintas alturas por encima de la fotosfera, y en general, no se dan en forma simultánea. Este esquema incluye un tubo de flujo magnético (por ej. protuberancia/filamento) que es eyectado durante el proceso de reconexión. Debido a una inestabilidad o pérdida de equilibrio (Priest & Forbes, 1990; Forbes & Priest, 1995) el tubo de flujo comienza a ascender, las líneas de campo se extienden y secciones de ellas con orientación opuesta, se acercan (ver Figura 1.17). Se forma una lámina de corriente en la interfase y el campo magnético se reconecta. El proceso de reconexión cambia la

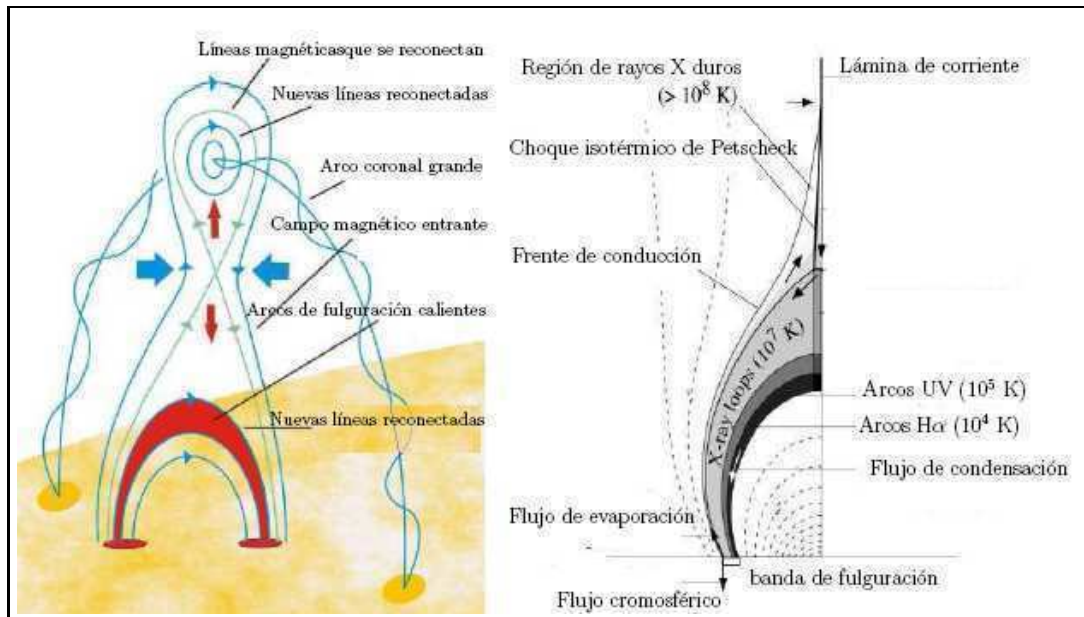


Figura 1.17: Izquierda: Modelo CSHKP de fulguración solar adaptada de Shibata (Shibata et al., 1995). Derecha: Esquema de sistema de arcadas de fulguración formados por reconexión (Priest & Forbes, 2002).

conectividad de los arcos, y se crea un plasmoide en la parte superior de los mismos, que se desconecta de las líneas que se cierran por debajo de él.

Distintos tipos de observaciones se pueden comprender en el contexto de este modelo: a) los arcos más bajos en los que evoluciona la emisión son arcos fríos (reconectados con anterioridad y por lo tanto en el proceso de enfriarse) que se encuentran por debajo de otros más calientes reconectados con posterioridad (ver por ej. Hara et al., 2008), b) a lo largo del evento, la separación entre las bases cromosféricas de la fulguración aumenta a medida que líneas ancladas cada vez más lejos de la línea de inversión de polaridad se reconectan (ver por ej. Xie et al., 2009) y, en consecuencia, c) la emisión proviene de arcos más extensos a medida que transcurre el tiempo (ver por ej. Hara et al., 2008).

1.3.2 ECMs

Otros de los fenómenos solares energéticos, relevantes por su potencial impacto terrestre, lo constituyen las eyecciones coronales de masa (ECM) (Figura 1.18 centro y derecha).

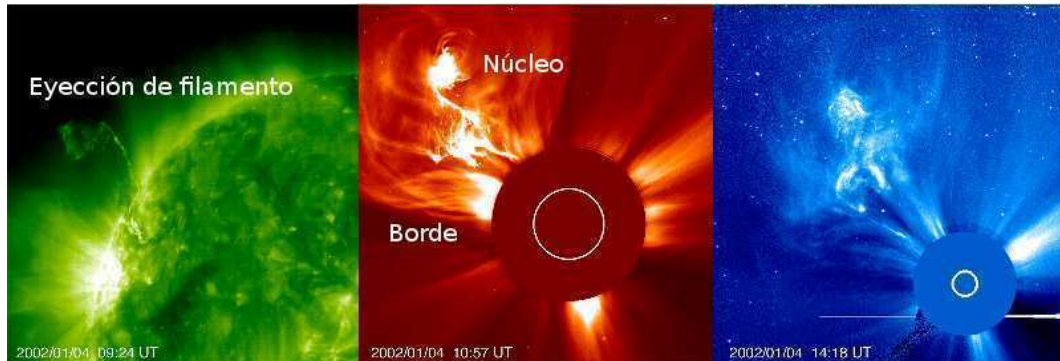


Figura 1.18: Eyección de un filamento visto por el EIT en 195\AA (izquierda) que dio lugar a una eyección coronal de masa el 4 de enero de 2002 observada por el Large Angle and Spectroscopic Coronagraph (LASCO) C2 (centro) y C3 (derecha). Cortesía del SoHO.

Las ECMs están formadas por una nube de plasma y flujo magnético procedente de la corona solar. Son fenómenos de liberación de energía magnética y van acompañadas por la reestructuración del campo en gran escala.

La mayoría de la materia de la ECM se origina en la baja corona, de allí su nombre de eyección coronal de masa. Una ECM puede durar de minutos a horas (Hundhausen et al., 1984). Estos eventos pueden ir acompañados o no de fulguraciones eyectivas (ver Sección 1.3.1.3.); es decir, la emisión del plasma coronal y/o cromosférico puede ser o no detectable (Zirin, 1988).

Más de la mitad de las ECMs se encuentran asociadas con la erupción de protuberancias (Gopalswamy et al., 1996), estructuras en cuyo entorno el campo magnético coronal presenta una fuerte torsión. Fuera de las RAs, las protuberancias son quiescentes y cuando son eyectadas dan lugar a ECMs lentas o de moderada velocidad. Las ECMs asociadas a RAs son rápidas y se encuentran relacionadas con fulguraciones.

Las ECMs son muy estructuradas, su sección transversal es casi circular (Cremades & Bothmer, 2005) y algunas han sido interpretadas como tubos de flujo en erupción (ver por ej. Chen et al., 2000). Cuando una CME tiene su fuente en una RA por eyección de una protuberancia, consta típicamente de tres partes (ver Figura 1.18): una región externa brillante (o borde) formada por material comprimido en el frente ($n \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$,

$T \approx 2 \times 10^6$ K, $B \approx 10^{-4}$ T), una cavidad interior oscura formado por una burbuja de campo magnético de baja densidad ($n \approx 10^7$ cm $^{-3}$, $T \approx 2 \times 10^6$ K, $B \approx 10^{-4}$ T) y una protuberancia de gas denso y frío (o núcleo) en el centro de la cavidad ($n \approx 10^{11}$ cm $^{-3}$, $T \approx 800$ K, $B \approx 10^{-3}$ T) (Hundhausen, 1987). Sus velocidades pueden ser de unas decenas de km/s hasta casi 3000 km/s (Gopalswamy et al., 2004), con un promedio de ≈ 450 km/s (mayor que la velocidad del viento solar lento). La principal aceleración ocurre en la corona interior, es decir, por debajo de $2 R_{\odot}$. En la corona exterior tienen una aceleración de unos $\approx \pm 20$ m/s 2 (positiva para las más lentas y negativa para las más rápidas) y la evolución subsecuente está principalmente controlada por la interacción con el viento solar. La masa total eyectada en las ECMs va desde $\approx 10^{13}$ g hasta más de $\approx 10^{16}$ g. La energía cinética va desde $\approx 10^{27}$ erg hasta $\approx 10^{32}$ erg, con un promedio de 5×10^{29} erg, aquellas muy rápidas, originadas en grandes regiones activas y acompañadas por fulguraciones en rayos X intensas pueden tener energías mayores a 10^{33} erg (Gopalswamy et al., 2005).

Se ha establecido observacionalmente que las ECMs son fenómenos muy comunes, tienen una tasa de ocurrencia \approx de 0.8 eventos /día durante un mínimo solar, y 3.5 en un máximo solar. Se han identificados cientos de ECM, tanto desde Tierra como desde satélites. Hundhausen et al. (1984) registraron una media de 0.90 ECM/día para un intervalo de 7 meses de la Solar Maximum Mission en 1980, y de 0.74 ECM/día para 9 meses del Skylab entre 1973-74. Desde enero de 1996 hasta agosto de 1997, LASCO/SoHO observó 275 ECMs, una tasa de 0.7 ECM/día (St. Cyr et al., 1997).

1.3.2.1 ECMS: modelos de inicio

Los modelos que tratan de explicar el inicio de una ECM son numerosos. A grandes rasgos se los puede dividir en dos clases: los de almacenamiento y liberación, y los de forzado directo. En cada una de estas clases se pueden hacer otro tipo de división según sea, por ejemplo, la estructura magnética en la que se supone se inicia la eyección y/o el tipo de inestabilidad (ideal o resistiva) que se propone como disparo de la misma.

En los párrafos siguientes, se describirá brevemente uno de los modelos que podrían ser aplicables al inicio del evento que se discute en el Capítulos 4 de esta Tesis. Entre

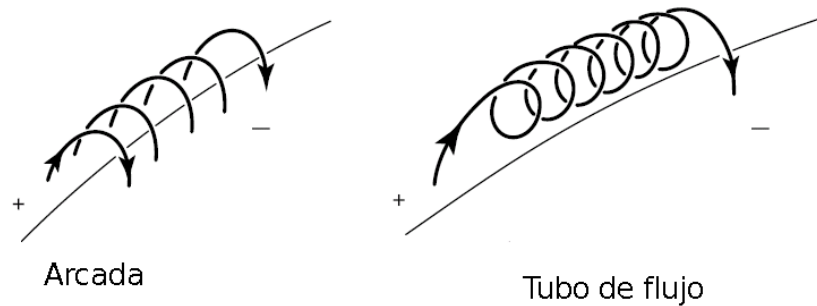


Figura 1.19: Esquema de una arcada (izquierda) y un tubo de flujo (derecha) (Klimchuk, 2001). El número de vueltas en el tubo está exagerado.

los trabajos de revisión de modelos de ECMs que se enfocan en distintas propiedades de estos eventos se pueden citar: Low, 1994, 1996, 1999; Forbes, 2000; Klimchuk, 2001; Mandrini, 2010 y la introducción del artículo de Aulanier et al., 2010.

Como ya vimos, se necesitan entre 10^{32} - 10^{33} erg, en los eventos mayores, para eyectar la masa de una ECM contra la gravedad y acelerarla a las velocidades observadas en los coronógrafos (Vourlidas et al., 2000). Dado que $\beta < 1$ (ver Sección 2.2) en la corona, esa energía es de origen magnético y como ya se discutió en el caso de las fulguraciones proviene de la asociada a las corrientes que fluyen paralelas al campo magnético local (condición LF, Sección 2.3). Varios autores han demostrado que la energía libre almacenada en el campo coronal previo a la erupción es comparable a la energía gravitatoria y cinética de una ECM típica (Klimchuk & Sturrock, 1992; Wolfson, 1993). El problema que sigue es cómo expandir el campo de la manera que lo requieren las observaciones y al mismo tiempo hacer que la energía disminuya en la cantidad necesaria para una ECM. A los modelos que tratan estos aspectos se los llama de almacenamiento (evolución cuasiestática) y liberación (evolución extremadamente dinámica). En la mayoría de estos modelos, la configuración previa a la erupción adopta dos topologías básicas que se ilustran en la Figura 1.19. Una arcada por encima de la línea de inversión de polaridad conecta polaridades opuestas. La configuración puede tener shear, en cuyo caso, las bases positivas y negativas de los arcos están desplazadas en direcciones opuestas paralelas a la línea neutra, es decir, tiene energía magnética libre. La arcada de la figura corresponde a una configuración bipolar pero puede haber otras más complejas como se describirá

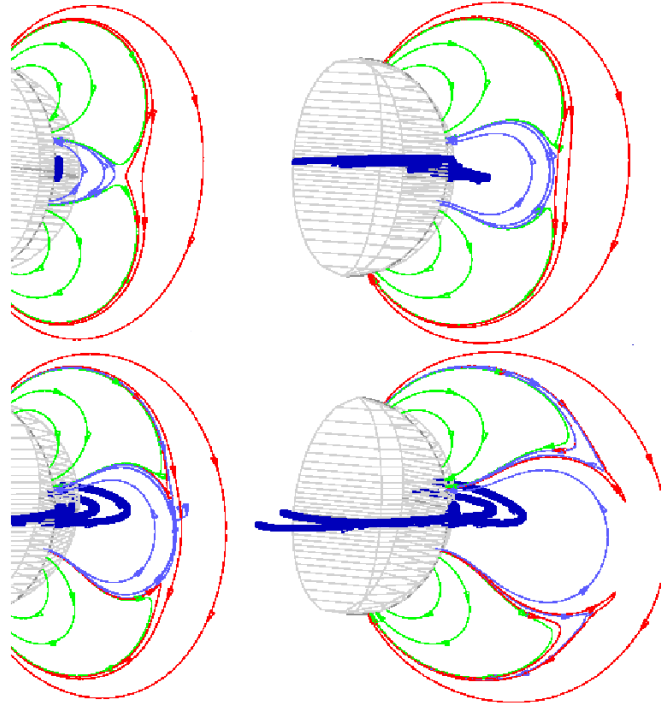


Figura 1.20: Modelo de *breakout* como origen de una ECM propuesto por Antiochos et al., 1999. El sistema de líneas es simétrico respecto del ecuador (configuración cuadrupolar). Cada color corresponde a distintos dominios. El punto nulo se eleva dando lugar a una lámina de corriente por encima de la arcada principal.

más adelante. La topología de un tubo de flujo es muy distinta (Figura 1.19). Las líneas de campo forman una estructura helicoidal por encima de la línea neutra, conectada a la fotosfera solo por sus extremos. La torsión del tubo de flujo de la figura está exagerada.

Se supone que una ECM ocurre cuando el balance de fuerzas que mantiene la configuración en equilibrio se rompe. La gravedad y la presión del plasma pueden jugar un papel importante en algunos modelos. Sin embargo, como el campo es el que domina en la corona, muchos modelos ignoran al plasma y tratan sólo con fuerzas magnéticas.

Entonces, las dos fuerzas en competencia son la presión y la tensión magnéticas (ver Ec. (2.21)). En las regiones con campos intensos la presión magnética es la dominante. Las estructuras tienden naturalmente a expandirse hacia regiones de campo débil. Ésto se puede ver mejor en la Figura 1.19: el tubo de flujo aislado crecería en diámetro y su eje se elevaría si no fuese mantenido en su lugar por la tensión ejercida por una arcada ubicada por encima, que seguramente existe, ya que el campo permea toda la corona.

La misma interacción entre presión y tensión existe en el caso de arcadas simples donde no hay un tubo de flujo. La intensidad del campo es mayor en el centro de la arcada en equilibrio y la fuerza hacia afuera producida por el gradiente de presiones se equilibra con la tensión hacia adentro. La eyección comienza cuando el balance se rompe de alguna forma a favor de la presión. Si esto ocurre de manera inestable, el desbalance crece con el tiempo y la erupción se vuelve violenta.

Se han propuesto numerosos modelos en la línea descrita en el párrafo anterior, los dos más difundidos son el de *tether cutting* (corte de correa, haciendo referencia a que las líneas de campo semejan correas que mantienen a la configuración en equilibrio (ver Moore et al., 2001, 2006, Raftery et al., 2010) para configuraciones bipolares y el de *breakout* (escape, haciendo referencia a la forma en la que el tubo de flujo puede escapar de la superficie solar (ver Antiochos, 1998, 1999; Lynch et al., 2004; DeVore et al., 2005; DeVore & Antiochos, 2008; Lynch et al., 2008) en el caso de configuraciones cuadrupolares.

Describiremos brevemente este último ya que puede ser invocado para explicar uno de los eventos descrito en el Capítulo 4 de esta Tesis. En el modelo de breakout no sólo la presión en el tubo de flujo formado por reconexión debajo de una arcada vence a la tensión de la arcada por encima de él (ver Figura 1.20), sino que también contribuye un proceso de reconexión (ver Sección 2.5) que ocurre por encima del tubo de flujo como se describe a continuación. El modelo es cuadrupolar, como se muestra en la Figura 1.20. Hay cuatro sistemas de flujo distintos que se muestran con color azul (la arcada central), verde (las dos arcadas laterales) y rojo (el campo por encima de ellas). El modelo MHD fue desarrollado en geometría esférica y es axisimétrico. Se imponen movimientos de shear cerca del ecuador solar que extienden las líneas de la arcada central en la dirección este-oeste (ver líneas azules más gruesas). La presión magnética aumenta con el shear

de la arcada central y ésta se expande. A medida que aumenta el esfuerzo magnético, un punto de campo nulo (ver Sección 2.5), que se forma entre los sistemas laterales y se encuentra por encima de la arcada central, evoluciona formando una lámina de corriente horizontal (ver Figura 1.20 paneles superiores). Notar que las líneas azules y rojas tiene direcciones opuestas. Cuando la lámina de corriente es suficientemente delgada, las líneas rojas y azules se reconectan y se transforman en líneas verdes. Al disminuir la tensión por encima del tubo de flujo formado en la arcada central se inicia la eyección. Si bien el sistema que se muestra en la Figura 1.20 es simétrico, el mecanismo de breakout puede funcionar en casos asimétricos pero siempre multipolares (con el tubo de flujo ubicado por debajo de cualquiera de las arcadas laterales, en este caso se habla de breakout lateral) como en los eventos descritos por Gary & Moore (2004) o Mandrini et al. (2006).

1.3.3 Eyecciones coronales de masa interplanetarias (ECMIs)

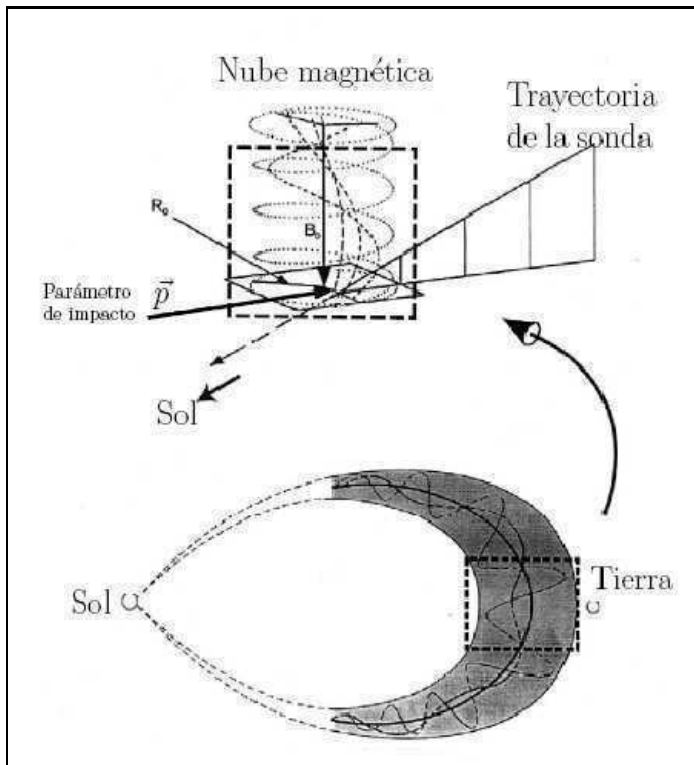


Figura 1.21: Superior: Intersección de la trayectoria de una sonda con una nube magnética. Inferior: Esquema de una ECM con estructura de tubo de flujo expandiéndose al medio interplanetario con sus patas conectadas al Sol. (Figura adaptada de Burlaga et al., 1981).

Una ECM observada en el medio interplanetario recibe el nombre de eyección coronal de masa interplanetaria (ECMI) (Cane et al., 1998; Webb et al., 2000; Cane & Richard-

son, 2003). Estas estructuras transitorias se observan in situ. El plasma que las forma difiere del plasma del medio que las rodea y presentan una región donde se ubica el material eyectado y otra en donde el plasma del medio se comprime y calienta delante de la eyección (vaina o funda). La región de plasma eyectado presenta un campo magnético intenso comparado con el del medio. El vector campo magnético en esta zona muestra, a veces, una rotación suave (Burlaga et al., 1981). Otras características son una disminución de la temperatura de protones (Gosling et al., 1973), del orden de la mitad de la temperatura esperada en el viento solar (Lopez, 1987; Richardson & Cane, 1995; Démoulin & Pariat, 2009), un parámetro β (ver Sección 2.2) de protones < 0.1 (Burlaga et al., 1981; Klein & Burlaga, 1982), flujos de electrones bidireccionales (Bame et al., 1981), (que se consideran indicadores del estado de conexión de la estructura al Sol, como se verá en el Capítulo 5) y otras características.

La vaina, región ubicada delante de la eyección, tiene un campo magnético que cambia de manera irregular, tanto en sentido como en magnitud, y la temperatura de protones y la densidad son más altas que en el medio. La identificación y caracterización de las propiedades de las ECMIs depende de las observaciones consideradas (Marubashi et al., 1997) y, en general, no hay una forma precisa de identificarlas, ya que no todas las características pueden estar presentes.

En algunos casos en que el núcleo de una ECMI tiene ciertas características definidas se lo denomina nube magnética (NM) (ver por ej. Burlaga et al., 1981; Klein & Burlaga, 1982; Burlaga, 1988; Lepping et al., 1990). Las NMs son un subconjunto de las ECMIs que presentan un campo magnético intenso con una rotación suave y grande de su dirección (cercano a 180° en $\approx 24 - 30$ hs, Klein & Burlaga, 1982), una temperatura de protones baja (Gosling et al., 1973) y un β de protones también bajo. La topología magnética de las NMs ha sido usualmente modelada como un tubo de flujo; es decir, un conjunto de líneas de campo helicoidales alrededor de una dirección particular (el eje de la estructura). El eje presenta curvatura en la gran escala y el ángulo de “pitch” (ángulo de avance) de las líneas de campo aumenta con la distancia desde el mismo (ver Figura 1.21). A 1 UA las NMs son observadas por sondas a lo largo de ≈ 24 hs, unos 3 a 4 días después de la eyección solar, dependiendo de su velocidad.

La Figura 1.21 muestra un esquema de la observación de una NM. La velocidad de

traslación de la nube está principalmente en la dirección radial al Sol y es mucho mayor que la velocidad de la sonda que la observa, por lo que se puede suponer que la sonda está en reposo durante la observación. El recorrido de la sonda dentro de la nube se puede también ver en la misma figura. El \vec{p} indica la distancia de máximo acercamiento entre la trayectoria de la sonda y el eje de la nube. En los casos en los que la sonda cruza perpendicular al eje de la nube $p \approx 0$. R_0 indica el radio de la estructura suponiendo una sección circular, como en un tubo de flujo con simetría cilíndrica. Los instrumentos a bordo de las sondas registran series temporales de las propiedades del plasma en el momento de observación. Estas observaciones (ver Figura 1.21), se hacen sólo a lo largo de la trayectoria de la sonda; o sea, no son suficientes para describir la estructura global del objeto. En este sentido, es necesario contar con modelos confiables que permitan describir la estructura a partir de datos unidimensionales (ver Capítulo 5).

Las propiedades físicas típicas de una nube determinadas a partir de los datos son: una intensidad de campo magnético de ≈ 18 nT (mucho más intenso que el valor promedio en el viento solar de 5 nT), una sección radial con un diámetro promedio de 0.25 UA, una temperatura de protones baja (Richardson & Cane, 1995), una temperatura de electrones mayor que la de protones dentro de la nube y lo opuesto en la región entre la nube y el choque delante de la mismas (Burlaga et al., 1981), entre otras. Numerosos estudios vinculan las NMs con sus fuentes solares utilizando diferentes métodos, algunos cualitativos y otros cuantitativos.

En la introducción al Capítulo 5 discutiremos estos métodos y los resultados que se han obtenido. En particular, en dicho capítulo se calcula por primera vez para un evento solar mayor (Luoni et al., 2005c) el decrecimiento de helicidad coronal como resultado de la eyección de una ECM y se compara el mismo con observaciones in situ de la NM asociada.

Como discutiremos en el Capítulo 2, la helicidad magnética y el flujo magnético son magnitudes magnetohidrodinámicas (MHD) importantes para vincular las estructuras interplanetarias con sus contrapartes solares y viceversa. Sin embargo, para poder cuantificarlas en las NMs a partir de observaciones in situ, es necesario modelar su estructura como se hará en el Capítulo 5. En el caso de la RA fuente, la variación de la helicidad coronal se calcula a partir de modelos del campo coronal antes y después de una eyección,

como discutiremos en el Capítulo 2.

Capítulo 2

Marco teórico aplicable a los fenómenos solares

*It is much easier to make measurements
than to know exactly what you are measuring.*

John William Navin Sullivan (1886-1937)

Debido la alta temperatura, tanto el H como el He (componentes mayoritarios en el Sol) se hallan ionizados pudiendo el material ser descripto como un plasma. Así, los eventos y escenarios que se estudian en esta Tesis involucran un plasma cuya dinámica puede ser estudiada dentro del marco de la aproximación magnetohidrodinámica (MHD).

En este capítulo se introducen las consideraciones teóricas necesarias y los conceptos y parámetros relevantes a los fenómenos que se analizan en los capítulos siguientes.

2.1 Ecuaciones básicas de la MHD

Entre las ecuaciones que utilizan para describir el plasma solar se encuentran las ecuaciones de Maxwell que, en c.g.s., son:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{2.1}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_c \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico, \mathbf{B} es la inducción magnética (generalmente llamada campo magnético), ρ_c es la densidad de carga, y \mathbf{j} es la densidad de corriente.

Como un plasma es un medio conductor, es necesario determinar cómo depende \mathbf{j} con \mathbf{E} . En general, \mathbf{j} puede ser representada por una ley de Ohm de la forma $\mathbf{E}' = \mathbf{j}'/\sigma$, σ es la conductividad eléctrica, en un sistema solidario al elemento de fluido. Bajo la suposición de estar en un plasma que se mueve con velocidades no relativistas¹ ($v/c \ll 1$, c es la velocidad de la luz), se hace la transformación al sistema de laboratorio, con $\mathbf{j}' = \mathbf{j}$ y $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (1/c)\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, resultando:

$$\sigma(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{j} \quad (2.5)$$

que es la ley de Ohm que relaciona los campos magnético y eléctrico.

Bajo la misma suposición, se puede despreciar $1/c \partial \mathbf{E}/\partial t$ en la ley de Ampère (2.4).

En la MHD solar, generalmente se trabaja con \mathbf{B} y \mathbf{v} . Por lo tanto, si con esta aproximación, se usa \mathbf{j} de la Ec. (2.4) en (2.5), se calcula el rotor y se utiliza la Ec. (2.3) para reemplazar el término $\nabla \times \mathbf{E}$, se obtiene la ecuación de inducción:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.6)$$

donde $\eta = c^2/4\pi\sigma$ es la difusividad magnética, en esta Tesis se considerarán principalmente regímenes con $\eta \rightarrow 0$. Esta ecuación vincula la evolución del campo magnético al plasma en MHD resistiva (no ideal). Al primer término de la derecha se le llama término de transporte o advectivo y al segundo, término difusivo. La ecuación expresa que los

¹En la corona solar, la velocidad del plasma está en el rango de $\approx 10 - 50$ km/s y en el medio interplanetario de $\approx 400 - 1000$ km/s.

cambios en el campo magnético pueden ser debidos a la advección o a la difusión.

La dinámica del plasma en la aproximación MHD, considerando cuasineutralidad, está descrita por las expresiones que siguen.

La ecuación de continuidad de la masa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \rightarrow -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.7)$$

indica que las variaciones temporales de la densidad de masa de un elemento de fluido se deben a divergencias no nulas del campo de velocidades (deformaciones del elemento del fluido con la variación de su volumen)².

La ecuación de movimiento o de Navier-Stokes en un sistema inercial es:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_v - \nabla P + \mu_{din} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2.8)$$

que expresa que las variaciones de la cantidad de movimiento se deben a las fuerzas que actúan sobre un elemento de fluido. \mathbf{F}_v representa todas las fuerzas (por unidad de volumen) aplicadas en el interior del elemento de fluido y los últimos dos términos corresponden a fuerzas de contacto entre elementos de fluido vecinos donde P es la presión y μ_{din} es la viscosidad dinámica (en esta Tesis se considera $\mu_{din} \approx 0$ ya que resulta despreciable para parámetros solares). Para algunas estructuras solares tiene sentido considerar la fuerza gravitatoria:

$$\mathbf{F}_g = \rho \mathbf{g} \quad (2.9)$$

donde ρ es la densidad de masa y \mathbf{g} es la aceleración de la gravedad. Sin embargo, la fuerza gravitatoria se puede despreciar frente al gradiente de presiones cuando la altura de las estructuras consideradas es menor que la escala de altura barométrica. Esto sucede en los fenómenos que se analizarán en esta Tesis.

En los regímenes de interés de esta Tesis la mayor contribución al término de fuerzas en la ec. de Navier-Stokes, está dado por la fuerza de Lorentz:

$$\mathbf{F}_m = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.10)$$

²En la Ec. (2.7) se usa el concepto de derivada convectiva que expresa las variaciones de una magnitud escalar o vectorial C siguiendo al elemento de fluido $\frac{dC}{dt} = \frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)C$.

que es una fuerza magnética por unidad de volumen.

Por otra parte, las variaciones de los estados termodinámicos son suficientemente rápidas y ocurren en escalas espaciales mayores que las escalas típicas de disipación. En particular, se pueden despreciar la conducción y disipación de calor, por lo que se considera una relación adiabática entre la presión y la densidad de masa para completar el sistema de ecuaciones. De esta manera, el sistema resulta:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.11)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla P \quad (2.12)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.13)$$

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.17)$$

donde γ en la Ec. (2.13) es el índice de la politrópica y se ha considerado el límite ideal.

2.2 Parámetros relevantes de la MHD

Ciertos parámetros se definen a partir de relaciones entre términos de las ecuaciones que describen al plasma. Uno de ellos es el número de Reynolds magnético, definido como el cociente entre el módulo del segundo y el primer término del lado izquierdo de la ec. de inducción (2.6):

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} \approx \frac{vl}{\eta} \quad (2.18)$$

donde l es una longitud característica de la variación de \mathbf{v} y \mathbf{B} . Cuando \mathbf{v} es igual a la velocidad de Alfvén (Ec. (2.16)) este número se convierte en el número de Lundquist. El mismo es una medida de la intensidad del acople entre el plasma y el campo magnético ambiente, y mide la importancia relativa entre la convección de \mathbf{B} , debido al movimiento

del fluido y la difusión magnética.

Si $R_m \ll 1$, se tiene el régimen de difusión, donde la evolución del campo magnético está dominado por el término difusivo, y los movimientos del plasma no son relevantes. Entonces:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \approx \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.19)$$

En este caso, cuando el término difusivo es el dominante, las líneas de campo magnético pueden deslizarse a través del plasma.

Si $R_m \gg 1$, se tiene el régimen de transporte, en que las líneas de campo magnético se mueven junto con la materia. Entonces:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \approx \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.20)$$

En este último caso, ocurre el “congelamiento magnético a la materia”, o congelamiento de las líneas de campo magnético al plasma, como sucede en la zona convectiva y en la atmósfera solar (ver Priest, 1984).

Los valores coronales del R_m , considerando η clásico y las escalas de longitud típicas de los eventos activos, están entre 10^6 y 10^{12} es decir, el campo magnético está congelado al plasma. El plasma se mueve a lo largo de las líneas de campo, y no a través de ellas. El mismo régimen también corresponde al medio interplanetario. Este resultado derivado se conoce como el teorema del flujo congelado de Alfvén (Alfvén, 1942).

La Ec. (2.20) implica que el flujo magnético, $\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$, que atraviesa una superficie rodeada por una curva cerrada que se mueve con el fluido es constante o, de manera equivalente, si una línea de flujo del fluido es inicialmente una línea magnética se mantendrá así para todos los tiempos siguientes (ver Sturrock, 1994). Utilizando la Ec. (2.8) y, en la que despreciamos el efecto de la fuerza gravitatoria frente al gradiente de presión, la fuerza de Lorentz se puede descomponer en un término de presión magnética más un término de tensión magnética, es decir:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P + \overbrace{\frac{B^2}{8\pi}}^{P_{mag}} + \frac{1}{4\pi} \overbrace{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}^{\text{Tensión}} \quad (2.21)$$

El cociente entre la presión del gas (P) y la magnética (P_{mag}) definen el parámetro β del plasma que indica el estado de magnetización del sistema.

$$\beta = \frac{P}{P_{mag}} = \frac{P}{B^2/8\pi} \quad (2.22)$$

Si $\beta \ll 1 \Rightarrow B^2/8\pi > P$, el campo magnético domina la dinámica del fluido. Ésto es lo que sucede en las regiones activas a alturas cromosféricas y coronales para valores típicos del campo magnético ($\beta < 0.1$ en la corona) y también en las nubes magnéticas interplanetarias (ver Sección 1.3.3).

Si $\beta \gg 1 \Rightarrow B^2/8\pi < P$ la presión térmica es el término dominante y mantiene un equilibrio hidrostático, como en el caso de los fluidos. Esto ocurre en la fotosfera ($\beta \approx 3$) con $B \simeq 1000$ G y $T = 6400$ K .

Otro parámetro importante es la velocidad de Alfvén, definida como:

$$v_a = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi\rho}} \quad (2.23)$$

velocidad a la cual son transportadas las perturbaciones magnéticas. En la corona solar el valor típico de la velocidad de Alfvén es $v_a \approx 10^3$ km/s (Aschwanden, 2005).

2.3 Campo libre de fuerzas.

En muchas situaciones, es posible despreciar el término inercial del lado izquierdo de la ecuación de movimiento (Ec. (2.8)) si la velocidad del plasma es menor que la velocidad del sonido y la velocidad de Alfvén. En esos casos se puede plantear una situación de equilibrio entre la fuerza de Lorentz y el gradiente de la presión. Es decir:

$$\frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla P = 0 \quad (2.24)$$

En el interior solar puede dominar el término de gradiente de presión, pero en la corona (como se discutió en la sección anterior) el campo magnético juega un rol preponderante y domina la dinámica de las estructuras presentes. Despreciando la presión resulta, entonces (Lüst & Schlüter, 1954):

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.25)$$

que se satisface si, descontando la solución trivial ($\mathbf{B} = 0$):

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \tag{2.26}$$

donde $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$ es un escalar que, en principio, es función de la posición.

El caso más simple es $\alpha=0$, equivalente a tener un campo coronal sin densidad de corriente. Esta simplificación corresponde al *campo potencial* ya que en ese caso $\nabla \times \mathbf{B} = 0$, y entonces $\mathbf{B} = \nabla\phi$, donde ϕ es el potencial escalar.

La Ec. (2.26) corresponde a la condición “libre de fuerzas” (LF) y $\mathbf{j} // \mathbf{B}$ en cada punto. Esta ecuación es no lineal y, por lo tanto, es difícil calcular configuraciones magnéticas libres de fuerzas utilizando condiciones de contorno conocidas.

Si se aplica el operador divergencia (∇) en Ec. (2.26) resulta $\alpha(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$, ya que la divergencia de un rotor siempre es 0. De ahí que: α es constante a lo largo de una línea de campo (De Rosa et al., 2009). El caso más simple es considerar $\alpha = \text{constante}$ para todas las líneas, entonces la Ec. (2.26) es lineal en \mathbf{B} , y se llama ecuación del campo *libre de fuerzas lineal* (LFL) (Nakagawa & Raadu, 1972; Chiu & Hilton, 1977; Gary, 1989).

La importancia de las configuraciones libres de fuerza lineales fue mostrada por Woltjer (1958) quien demostró que el estado que minimiza la energía manteniendo la helicidad magnética constante es el LFL (ver por ej. Sturrock, 1994).

2.4 Helicidad magnética

En todo sistema MHD ideal se conservan cantidades globales que caracterizan al estado macroscópico del sistema (Biskamp, 1997). Estas cantidades son el flujo magnético, la energía y la helicidad magnética. En particular, en esta Tesis trataremos la determinación del signo de la helicidad magnética de configuraciones coronales, a partir de observaciones fotosféricas (Capítulo 3), y calcularemos la variación del contenido de helicidad magnética coronal debida a un evento eyectivo para compararla con la helicidad de la nube magnética asociada (Capítulo 5).

Los eventos activos solares están relacionados con la complejidad de la topología del campo, la cual está vinculada con la helicidad magnética (ver por ej. Berger, 1984). La helicidad (H) es un invariante en la MHD ideal que está relacionado con la torsión (en un tubo de flujo ésto se vincula al *writhe*³ del tubo y a la torsión de las líneas de campo) y la interconexión del campo, midiendo el grado de su complejidad estructural.

La H se define como:

$$H = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \, d^3x \quad (2.27)$$

siendo \mathbf{A} el potencial vector asociado a \mathbf{B} tal que

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.28)$$

El potencial vector \mathbf{A} está definido a menos del gradiente de una función escalar, es decir, tiene libertad de *gauge*. Si se cambia \mathbf{A} por $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\zeta$, tanto \mathbf{A} como \mathbf{A}' proveen la misma configuración magnética de \mathbf{B} .

Como H debe estar bien definida, es necesario que su valor no cambie con la elección del *gauge* para \mathbf{A} . Entonces, escribiendo la H a partir de \mathbf{A}' y teniendo en cuenta que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, resulta:

$$H' = H + \int_S (\zeta \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S}$$

De esta manera, para que H sea invariante de *gauge* alcanza con cumplir $\hat{n} \cdot \mathbf{B} = 0$ en la superficie del volumen de integración.

Como no siempre se cumple con la condición mencionada, es conveniente definir una helicidad de referencia contra la cual se compara la H que se quiere calcular. Se define así una H relativa (Berger, 1999):

$$H_r = H - \int_{Vol} \mathbf{A}_{ref} \cdot \mathbf{B}_{ref} d^3x \quad (2.29)$$

donde $\mathbf{B}_{ref} \cdot \hat{n}$ debe tener la misma distribución que $\mathbf{B} \cdot \hat{n}$ sobre la superficie S . Entonces,

³La palabra *writhe* se refiere a la deformación del eje de un tubo de flujo sobre sí mismo, a diferencia de la torsión que es la deformación de las líneas alrededor del eje principal del mismo.

H_r resulta invariante ante una transformación de *gauge*:

$$\begin{aligned} H'_r &= H + \int_S \zeta \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS - \int_{Vol} \mathbf{A}_{ref} \cdot \mathbf{B}_{ref} d^3x - \int_S \zeta \mathbf{B}_{ref} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS \\ &= H_r - \int_S \zeta (\mathbf{B}_{ref} - \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S} = H_r \end{aligned} \quad (2.30)$$

La evolución temporal de H viene dada por (ver Biskamp, 1997):

$$\frac{dH}{dt} = - \int_{Vol} \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d^3x \quad (2.31)$$

de modo que cuando $1/\sigma$ se anula (MHD ideal), la H se conserva.

Taylor (1974) propuso que la H podría conservarse aún en presencia de baja resistividad, y que un proceso de relajación llevaría al sistema a un estado de mínima energía (ver Sección 2.3, campo libre de fuerzas lineal) que conserva la helicidad.

2.4.1 Campo magnético coronal: modelado y cálculo de su helicidad

Dado que una ECM involucra la liberación de energía magnética a través de la eyección de plasma y campo magnético al medio interplanetario, se espera que la helicidad magnética de la RA donde se produce el evento sea mayor antes y menor después del mismo. Si se tiene en cuenta que durante el proceso de reconexión (mecanismo invocado por varios modelos de ECMs como responsable de la formación del tubo de flujo eyeccionado, ver Sección 2.5) se espera que la helicidad magnética prácticamente no se disipe (Berger, 1984) entonces, la cantidad en la que varió la helicidad de la RA en el Sol debería ser similar a la cantidad de helicidad magnética contenida en la NM. Por lo tanto, una manera de comprobar la validez de la conservación de la helicidad magnética aún en condiciones de no idealidad usando observaciones y, al mismo tiempo, establecer la asociación entre el evento solar y su contraparte interplanetaria, es cuantificar la helicidad coronal y su variación y compararla con la de la NM. Cuando no es posible una comparación cuantitativa, como la que se describe en esta sección (ver una aplicación en el Capítulo 5), la definición de herramientas más cualitativas, como la determinación del signo de la helicidad de la RA fuente del evento usando sólo observaciones, resulta fundamental. El Capítulo 3 propone, analiza y comprueba una metodología que permite hacer esta determinación desde la emergencia de una RA y discute su cuantificación con

ciertas restricciones. La comparación cualitativa y cuantitativa de eventos solares eyeectivos y sus contrapartes interplanetarias ha probado ser de gran utilidad para establecer las condiciones que deben satisfacer los modelos de inicio de ECMs y, al mismo tiempo, para comprender la evolución dinámica de las NMs en el medio interplanetario (Mandrini et al., 2005b,a; Luoni et al., 2005c; Attrill et al., 2006; Luoni et al., 2007a; Mandrini et al., 2007; Harra et al., 2007; Dasso et al., 2007, 2009; Chandra et al., 2010; Harra et al., 2011; Nakwacki et al., 2011).

En esta sección se discutirá brevemente el modelado del campo magnético coronal en la aproximación libre de fuerzas y se presentará la expresión de la helicidad coronal relativa acorde con este modelo.

Dado que las mediciones más confiables del campo son las fotosféricas, es necesario extrapolar las observaciones en esta capa de la atmósfera hacia las capas superiores. La extrapolación del campo magnético a la corona, a partir de datos fotosféricos, implica un problema con condiciones de contorno tanto en la fotosfera como lejos de la misma (donde se postula que el campo tiende a un valor prácticamente nulo y tiene dirección radial, ver el modelo global de Aly & Seehafer, 1993). Estos cálculos se realizan en la aproximación LF que es la que se satisface en la atmósfera solar. En el caso más sencillo se considera una configuración LFL ya que ésta minimiza la energía con la restricción de mantener la helicidad constante (teorema de Woltjer, 1958). Como se dijo antes, esta cantidad se conserva para R_m grande y la reconexión rápida permite que una configuración LF general relaje a una LFL (Berger, 1984; Taylor, 1986). Esto fue demostrado para un volumen fijo, acotado y extendido, posteriormente, a campos coronales los cuales pueden ser no acotados espacialmente (Heyvaerts & Priest, 1984). Por otra parte, las estructuras cromosféricas en $H\alpha$, y coronales en rayos X blandos y EUV han sido modeladas usando un campo LFL y se ha obtenido un buen acuerdo con las observaciones (Mandrini et al., 1997; Bagalá et al., 2000; Fletcher & Hudson, 2001a; Mandrini et al., 2002; Démoulin et al., 2002a; Luoni et al., 2007a; Cristiani et al., 2007).

Existen numerosos métodos para obtener soluciones generales del campo LF (Nakagawa & Raadu, 1972; Nakagawa et al., 1973; Chiu & Hilton, 1977; Semel, 1988) (ver los trabajos de revisión de Semel, 1998; Démoulin et al., 1997a). En esta Tesis se usará el método descrito por Alissandrakis (1981) para encontrar soluciones a $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$

con α constante y condiciones de contorno conocidas. Este autor propuso que, como la ecuación es lineal, se puede resolver usando transformadas de Fourier. En el caso discreto y en coordenadas cartesianas el campo se puede escribir como:

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \sum_{n_x=1}^{N_x} \sum_{n_y=1}^{N_y} \hat{\mathbf{B}}(u, v, z) e^{-2i\pi(ux+vy)} \quad (2.32)$$

donde se toma el eje \hat{z} perpendicular a la superficie solar (la fotosfera) ubicada en el plano (x, y) en $z = 0$, se buscan soluciones para $z > 0$ y se realiza la transformada de Fourier en el plano (x, y) . En la Ec. (2.32), $\hat{\mathbf{B}}(u, v, z)$ son las amplitudes y u y v las variables en el espacio de Fourier, n_x y n_y son los distintos modos de Fourier y se hace una descomposición del campo en N_x por N_y modos de Fourier. Para cada modo resulta $u = n_x/L$, $v = n_y/L$, donde L es el tamaño de la región de la fotosfera donde se imponen las condiciones de contorno tanto en la dirección \hat{x} como en \hat{y} . Las soluciones resultarán, entonces, periódicas con período L .

Como el campo magnético solar decrece con la altura por encima de la fotosfera solar, Alissandrakis (1981) propone que las soluciones decrezcan exponencialmente con z , resultando para cada modo:

$$\hat{\mathbf{B}}(u, v, z) = \hat{\mathbf{B}}(u, v, 0) e^{-lz} \quad (2.33)$$

donde l se obtiene a partir de Ec. (2.26), como sigue. Se aplica la transformada de Fourier a ambos miembros y se utiliza el teorema de la derivada de la transformada (ver, por ej. Bracewell, 1965). De esta forma:

$$\alpha \hat{\mathbf{B}}_x - l \hat{\mathbf{B}}_y - i2\pi v \hat{\mathbf{B}}_z = 0 \quad (2.34)$$

$$l \hat{\mathbf{B}}_x + \alpha \hat{\mathbf{B}}_y - i2\pi u \hat{\mathbf{B}}_z = 0 \quad (2.35)$$

$$i2\pi v \hat{\mathbf{B}}_x - i2\pi u \hat{\mathbf{B}}_y - \alpha \hat{\mathbf{B}}_z = 0 \quad (2.36)$$

Este sistema de ecuaciones tiene solución no trivial si su determinante es nulo, luego $l = \pm(4\pi q^2 - \alpha^2)^{1/2}$ con $q^2 = u^2 + v^2$. Esta expresión, combinada con las Ecs. (2.33)-(2.36), permite obtener las componentes de $\hat{\mathbf{B}}$ en términos de la transformada de Fourier de la componente del campo perpendicular a la fotosfera ($\hat{\mathbf{B}}_z(u, v, 0)$):

$$\hat{\mathbf{B}}(u, v, z) = \hat{\mathbf{G}}(u, v, z) \hat{\mathbf{B}}_z(u, v, 0) \quad (2.37)$$

Existen dos conjuntos de soluciones para $\hat{\mathbf{G}}$, una correspondiente a valores reales de l y otra a valores imaginarios.

Cuando $q \geq |\alpha|/2\pi$, l resulta real (se toma el valor positivo) y se obtienen soluciones que se llaman de pequeña escala (con respecto a $2\pi/\alpha$) para las componentes del campo:

$$\hat{\mathbf{G}}_x = -\frac{i(ul - v\alpha)}{2\pi q^2} e^{-lz} \quad (2.38)$$

$$\hat{\mathbf{G}}_y = -\frac{i(vl + u\alpha)}{2\pi q^2} e^{-lz} \quad (2.39)$$

$$\hat{\mathbf{G}}_z = e^{-lz} \quad (2.40)$$

Cuando $q < |\alpha|/2\pi$, l resulta imaginario y las soluciones se obtienen como combinación lineal de los valores positivos y negativos de l imponiendo que las componentes del campo magnético sean reales. Estas se llaman soluciones de gran escala y resultan:

$$\hat{\mathbf{G}}_x = -\frac{i}{2\pi q^2} (u\tilde{l}\text{sen}(\tilde{l}z) - v\alpha\text{cos}(\tilde{l}z) - C(u\tilde{l}\text{cos}(\tilde{l}z) + v\alpha\text{sen}(\tilde{l}z))) \quad (2.41)$$

$$\hat{\mathbf{G}}_y = -\frac{i}{2\pi q^2} (v\tilde{l}\text{sen}(\tilde{l}z) + u\alpha\text{cos}(\tilde{l}z) - C(v\tilde{l}\text{cos}(\tilde{l}z) - u\alpha\text{sen}(\tilde{l}z))) \quad (2.42)$$

$$\hat{\mathbf{G}}_z = \text{cos}(\tilde{l}z) + C\text{sen}(\tilde{l}z) \quad (2.43)$$

donde $\tilde{l} = (\alpha^2 - 4\pi q^2)^{1/2}$ y C es una constante real relacionada, a través de las Ecs. (2.37) y (2.41)-(2.43), con la derivada en la dirección de z de $\hat{\mathbf{B}}_z$ en la superficie. Esta constante no queda determinada a partir de observaciones de $\hat{\mathbf{B}}_z$ en la superficie, ya que en $z = 0$ el término proporcional a C en la Ec. (2.43) se anula. Sin embargo, se lo podría determinar a partir de alguna de las componentes del campo tangenciales a la superficie. De todas formas, las soluciones de gran escala se descartan dado que su comportamiento oscilatorio con la altura no tiene sentido físico. Es decir, se impone la condición que:

$$\alpha \leq 2\pi\sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.44)$$

para evitar los valores imaginarios de l . Esto implica que los valores más bajos de u y v serán los primeros en volverse oscilatorios cuando α crece. El valor crítico es $\alpha_{\text{máx}} = \min\{2\pi u, 2\pi v\}$. En el caso LFL las estructuras de longitud del orden $1/\alpha$ son las más afectadas cuando α varía.

En realidad, el campo magnético de las RAs requiere un campo LF no lineal para representar las escalas pequeñas; es decir, $\alpha \neq$ constante. Sin embargo, como se mencionó

anteriormente, la aproximación lineal da una buena representación de las estructuras coronales en escalas del tamaño de una RA típica.

Lejos del centro del disco solar, la componente del campo en la dirección de la visual o longitudinal (B_l) no coincide con la componente normal a la superficie fotosférica B_{z0} . Sin embargo, se la puede expresar en términos de las componentes x , y y z del campo usando los cosenos directores (a , b y c) de la línea de la visual con respecto a los ejes locales \hat{x} , \hat{y} y \hat{z}

$$B_l = aB_x + bB_y + cB_z \quad (2.45)$$

Tomando la transformada de Fourier de la Ec. (2.45) y usando la Ec. (2.37) se obtiene \hat{B}_{z0} en función de \hat{B}_l :

$$\hat{B}_{z0} = \frac{\hat{B}_l}{a\hat{G}_{x0} + b\hat{G}_{y0} + c\hat{G}_{z0}} \quad (2.46)$$

Las Ecs. (2.37)-(2.43) y (2.46) son la solución al problema de encontrar la componente del campo LFL, usando como condición de contorno la componente del campo longitudinal para una región en cualquier parte del disco solar. Las mediciones de la componente del campo longitudinal son más precisas que las de la componente transversal (ortogonal a la longitudinal). Por otra parte, si el magnetograma corresponde a una RA alejada del centro del disco solar requiere la eliminación de los efectos de proyección (la componente observada no coincide con la componente normal a la fotosfera o componente vertical). Por lo tanto, si el magnetograma corresponde a una RA alejada deben transformarse tanto el campo medido (Hagyard, 1987) como las coordenadas espaciales del plano de la imagen (Venkatakrishnan et al., 1988). Las mediciones del campo magnético longitudinal y la elección de α (único parámetro libre) son suficientes para obtener el campo coronal a partir del fotosférico en la aproximación LFL. El método de extrapolación utilizado (basado en Alissandrakis, 1981) descompone el campo observado (B_l en $z = 0$) en armónicos usando la transformada rápida de Fourier discreta del magnetograma en el plano (x, y, z) . En la práctica, con esta transformada se encuentran los armónicos de frecuencias espaciales (u, v) y sus amplitudes $\hat{B}(u, v, z)$ y a partir de las Ecs. (2.37)-(2.40) se calcula el campo a cada altura z mediante una transformada inversa. Los cálculos de transformación de coordenadas solares y los errores posibles del método se discuten en Démoulin et al. (1997b). En particular, para los modelos presentados en

esta Tesis (ver Capítulo 4 y 5) se utilizan $N_x = N_y = 256$ modos de Fourier, o puntos de grilla, los que son suficientes para representar con precisión los campos observados según la resolución espacial de los magnetogramas usados como condición de contorno. La grilla en z contiene alrededor de 600 puntos, los que también son suficientes para la altura de las estructuras coronales modeladas. El tamaño de la caja de integración en el plano (x, y) se toma lo suficientemente grande respecto de la región de interés para evitar los efectos de periodicidad no físicos en los bordes; o sea, el magnetograma queda centrado en una caja más grande. Esta caja se completa con valores de campo nulo o muy bajo de ser necesario para forzar el balance entre el campo positivo y negativo. La condición sobre $\alpha_{máx}$ (para no tener soluciones oscilantes) implica que a mayor L en x o en y , menor es la posibilidad de construir campos con mucha torsión. En los casos analizados en el Capítulo 4 y 5, el tamaño de la caja se tomó siempre tal que $\alpha < \alpha_{máx}$.

Utilizando la hipótesis de Woltjer-Taylor, Berger (1985) encontró una expresión para la helicidad relativa coronal en términos del desarrollo de Fourier del campo,

$$H_{r,corona} = \alpha \sum_{n_x=0}^{N_x} \sum_{n_y=0}^{N_y} \frac{|\hat{\mathbf{B}}_z^2(u, v, 0)|}{l(u^2 + v^2)} \quad (2.47)$$

Es decir, en la aproximación LFL, la helicidad relativa de una configuración magnética coronal es a primer orden proporcional a α y al flujo magnético en la superficie. El contenido de helicidad del campo en la aproximación LFL depende del tamaño de la caja de integración; es por eso que tiene más sentido físico calcular las variaciones de helicidad relativa entre dos estados de la misma configuración (para los cuales se utiliza la misma caja de integración) que el valor de la misma en cada estado. Un análisis de la evolución de la helicidad relativa para un campo LFL en función de α puede encontrarse en Green et al. (2002)

2.5 Reconexión magnética

El concepto de reconexión magnética fue sugerido por primera vez por Giovanelli (1946, 1947) como resultado de su estudio de los fenómenos eléctricos y magnéticos en la atmósfera solar asociados con las manchas y las fulguraciones.

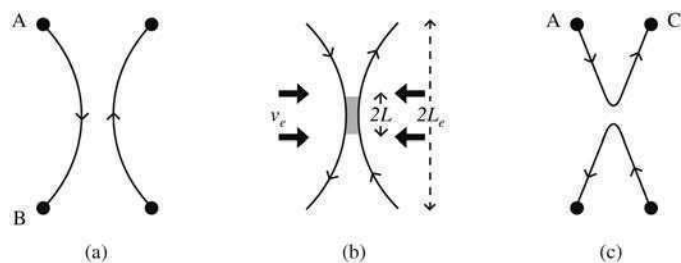


Figura 2.1: Esquema de: (a) conexión (AB), (b) formación de una región de difusión, y (c) reconexión (AC) de las líneas de campo magnético.

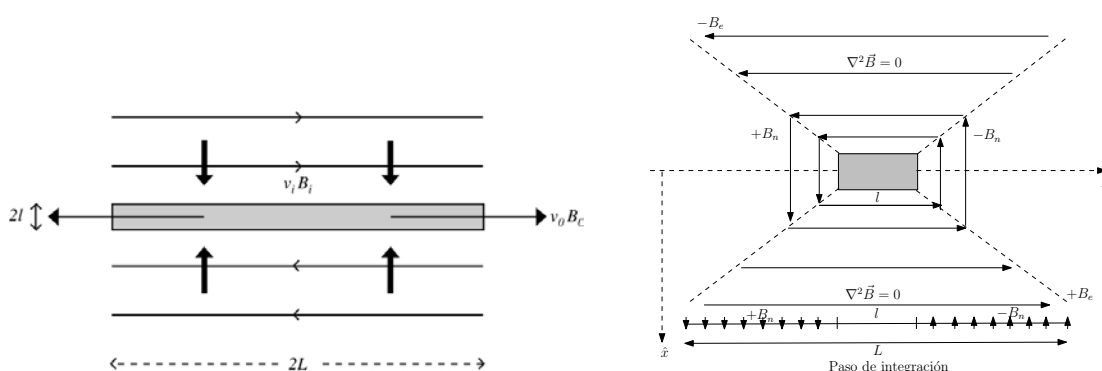
A continuación se describen dos modelos estacionarios de reconexión, sencillos de analizar, ya que la fase impulsiva de las fulguraciones y el inicio de las ECMs se pueden explicar en términos de procesos de liberación de energía estacionarios.

Sin embargo, el término reconexión magnética fue introducido por Dungey (1953), quien (dentro del marco de la MHD) argumentó que una corriente podría fluir en una región delgada (lámina) en la cual fuese importante la difusión del campo ($R_m \ll 1$). Esta difusión permitiría que las líneas de campo que pasasen a través de la lámina cambiasen su conectividad; es decir, el término se refiere al cambio en la conectividad magnética de elementos del plasma debido a la presencia de una región de difusión localizada (Priest, 2011), ver Figura 2.5.

En general, dadas las escalas espaciales involucradas en los plasmas solares y espaciales, su dinámica de gran escala se puede describir en el marco de la MHD ideal (en el cual vale el congelamiento entre el campo y la materia). Sin embargo, se puede pasar al régimen de $R_m \ll 1$ (difusión) si la longitud típica de variación del campo fuese extremadamente chica (como en el caso de la formación de una lámina de corriente, discutida en el párrafo anterior) o por el desarrollo de inestabilidades que pueden dar lugar a una resistividad anómala, favoreciendo la reconexión magnética.

La reconexión magnética tiene importantes efectos: a) permite cambiar la conectividad de las líneas de campo magnético lo cual afecta el camino de partículas aceleradas y la conducción de calor, b) parte de la energía magnética se convierte en calor, energía cinética del plasma y energía de partículas aceleradas, c) se crean corrientes y campos eléctricos intensos, así como también ondas de choque que pueden influir en la aceleración de las partículas.

A continuación se describen dos modelos estacionarios de reconexión, sencillos de analizar, ya que la fase impulsiva de las fulguraciones y el inicio de las ECMs se pueden explicar en términos de procesos de liberación de energía estacionarios.



(a) Modelo de reconexión lenta de Sweet-Parker. La región sombreada central representa la región de difusión, las líneas con cabeza de flecha sólida indican la velocidad del plasma y las líneas con cabeza de flecha abierta indican las líneas de campo magnético.

(b) Modelo de reconexión rápida de Petschek: la región central rayada representa la región de difusión y sus laterales sombreados representa el plasma calentado y acelerado por los choques.

Figura 2.2: Modelos de reconexión en una lámina de corriente. (Figuras de Priest et al., 2000).

2.5.1 Mecanismo de Sweet-Parker

Sweet (1958) y Parker (1957) fueron los primeros en proponer cómo podría suceder un proceso de reconexión estacionaria (en el contexto de la MHD) en una lámina de corriente, que se desarrollaría en el entorno de un punto de campo magnético nulo (o punto X en 2D). El modelo empírico fue presentado por Sweet en 1956 durante un congreso en Estocolmo. En su charla señaló que las condiciones en los alrededores del punto X, así como también la presión del plasma, podrían jugar un papel importante para formar la lámina. En el caso de las fulguraciones, consideró que dicho punto nulo podría existir en la corona dada una cierta distribución de las fuentes de campo fotosférico. En su discusión sostuvo que según fuese la evolución de estas fuentes, por ej. si las fuentes se acercasen, al estar el plasma congelado al campo se podría desarrollar una lámina de corriente delgada. Basándose en la idea de Sweet, Parker (1957, 1963) desarrolló el

modelo analítico detallado (Figura 2.2(a)).

El modelo consiste de una lámina o región de difusión (parte sombreada en la Figura 2.2(a) de longitud $2L$ y ancho $2l$ ubicada entre campos magnéticos con sentido opuesto.

El campo magnético B_i es llevado hacia la lámina con la velocidad v_i . Usando la Ec. (2.5) en el límite MHD ideal (válido fuera de la zona de difusión), se obtiene el campo eléctrico $E = v_i B_i / c$. Sin embargo, como en el centro de la lámina hay difusión y el campo magnético se anula, resulta $E = j / \sigma$. De la Ec. (2.4) (despreciando el término $1/c$) se tiene a su vez, $j = c B_i / 4\pi l$. Si se combinan estas expresiones, se llega a $v_i = \eta / l$.

Usando la conservación de la masa se tiene que $4\rho L v_i = 4\rho l v_o$, donde v_o es la velocidad de salida del plasma de la región de difusión; es decir, la tasa de masa que entra a ambos lados debe ser la misma que sale por los bordes. De la última expresión se despeja l y resulta $v_i^2 = \eta v_o / L$.

Una vez conocidas v_i y v_o , se puede obtener la escala l . B_o se determina a partir de la conservación del flujo $B_i v_i = B_o v_o$. Con la expresión de la corriente j ya obtenida, se puede llegar a la expresión de la fuerza de Lorentz a lo largo de la lámina $F_x = B_i B_o / 4\pi l$. Como el estado es estacionario, la única contribución de la fuerza debe balancear al término convectivo de la velocidad $\rho v_o^2 / L$, despreciando el gradiente de la presión. Como $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, resulta que $B_i / L \approx B_o / l$; con esta condición e igualando las expresiones anteriores se obtiene que la velocidad a la que se acelera el plasma es igual a la de Alfvén v_{Ai} . Por lo tanto, el campo ingresa a la región de difusión con $v_i = v_{Ai} / \sqrt{R_{mi}}$, donde $R_{mi} = L v_{Ai} / \eta$. Se puede definir el número de Mach Alfvén del flujo entrante (o aguas arriba) como $M_i = v_i / v_{Ai}$; éste resulta ser:

$$M_i = 1 / \sqrt{R_{mi}}$$

A este número se lo conoce como la tasa de reconexión adimensional. De esta forma, el plasma es eyectado de una lámina de ancho $l = L / (R_{mi})^{1/2}$ a una velocidad $v_o = v_{Ai}$ con una intensidad de campo $B_o = B_i / (R_{mi})^{1/2}$.

Ya que en el caso solar $R_m \gg 1$, la tasa de reconexión es muy pequeña para explicar

la liberación de energía en los tiempos requeridos por eventos como las fulguraciones o ECMs. A menudo se llama al modelo de Sweet-Parker como modelo de reconexión lenta.

2.5.2 Mecanismo de Petschek

El modelo de reconexión de Petschek (Petschek, 1964) considera que la escala de longitud de la región de difusión es mucho menor que la considerada por el modelo de Sweet-Parker ($l \ll 2L$, ver Figura 2.2(a)). Al disminuir esta longitud la reconexión es más rápida. Sin embargo, no todo el plasma puede cruzar esta región, la mayor parte del mismo gira antes de llegar a la interfase entre los dos flujos. Como este cambio en la dirección del flujo y en la velocidad es abrupto, se genera un choque. Es más, como las líneas de campo magnético son desviadas hacia la normal del choque, los choques involucrados deben ser choques de modo lento. Este modelo, entonces, propone que la energía magnética se convierta en energía térmica y cinética debido a ondas de choque, además de la conversión debida a la difusión resistiva como en el modelo de Sweet-Parker.

Aunque no hay reconexión en los choques, hay una componente del campo normal y, además, como los choques de modo lento son ondas magnetosónicas lentas de gran amplitud, éstos viajan a la velocidad de Alfvén basada en dicho campo magnético normal ($v_e^2 = B_n^2/4\pi\rho$). El cambio del campo en el choque es una perturbación del campo inicial externo B_e . Esta perturbación se puede calcular suponiendo que cada elemento del choque causa una pequeña perturbación magnética respecto del inicial B_e , siendo $\delta B_e = b/z$, con z la distancia del elemento de fluido desde la región de difusión a lo largo de la superficie del choque. El flujo causado por la perturbación magnética es el producto del campo de perturbación y el elemento de superficie en una dimensión, πz , es decir, $\pi z b/z = b\pi$. Pero como el elemento tiene una longitud dz a lo largo del choque, el flujo también es igual a $2B_n dz$ y, por lo tanto, $b = (2B_n/\pi)dz$. Esto se puede integrar sobre toda la longitud del choque L , excluyendo la región l debido a que ahí no existen choques. Así se obtiene:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-L/2}^{-l/2} \frac{2B_n}{z} dz - \frac{1}{\pi} \int_{l/2}^{L/2} \frac{2B_n}{z} dz = -\frac{4B_n}{\pi} \ln\left(\frac{L}{l}\right)$$

Si se suma la contribución de B_e se obtiene:

$$B_i = B_e - \frac{4B_n}{\pi} \ln \frac{L}{l}$$

Como en los choques lentos viajan a la velocidad de Alfvén, se reemplaza B_n , obteniendo:

$$B_i = B_e - \frac{4v_e\sqrt{4\pi\rho}}{\pi} \ln \frac{L}{l}$$

Al sacar B_e como factor común, se llega a:

$$B_i = B_e \left[1 - \frac{4M_e}{\pi} \ln \frac{L}{l} \right]$$

que es la expresión para B_i que se busca con $M_e = v_e/v_{ae}$ ($v_{ae} = B_e/\sqrt{4\pi\rho}$).

Como $B_i \approx B_e$, por conservación del flujo magnético ($v_i B_i \approx v_e B_e$), se obtiene:

$$M_e = (\pi/4) \ln(l/L)$$

Además $l/L \approx 1/(R_{me} M_e)$, lo que muestra que la dimensión de la región central disminuye a medida que el número de Reynolds R_{me} o la tasa de reconexión M_e aumentan. De esta forma, tasas de reconexión altas requieren una región de difusión angosta, y el proceso se detiene cuando la extensión lateral se vuelve demasiado chica. Según lo propuesto por Petschek, la tasa máxima de reconexión, para el régimen de número de Reynolds (R_{me}) grande, se alcanza para $B_i = B_e/2$ y resulta ser (Treumann et al., 1997):

$$M_e^{m\acute{a}x} \approx \pi/(8 \ln R_{me})$$

Esta tasa de reconexión es mucho más alta que la del modelo de Sweet-Parker. Por lo tanto, la mayor parte de la energía magnética es convertida en cinética de este flujo saliente.

2.5.3 Reconexión magnética en 3D.

En las secciones anteriores se presentaron dos modelos estacionarios de reconexión magnética bidimensionales (2D). La forma en que estos modelos pueden aproximar la realidad tridimensional (3D) es que la configuración observada sea, en primera aproximación, invariante por traslación, como por ej. cuando se tiene una arcada a lo largo de la línea de inversión de polaridad. Naturalmente, esta invarianza se rompe en los bordes de la arcada. Existen numerosos modelos numéricos que describen el mecanismo de reconexión magnética en 2,5 D. En general, estos modelos explican el inicio de ECMs en configuraciones que contienen protuberancias o tubos de flujo por encima de arcadas (Forbes &

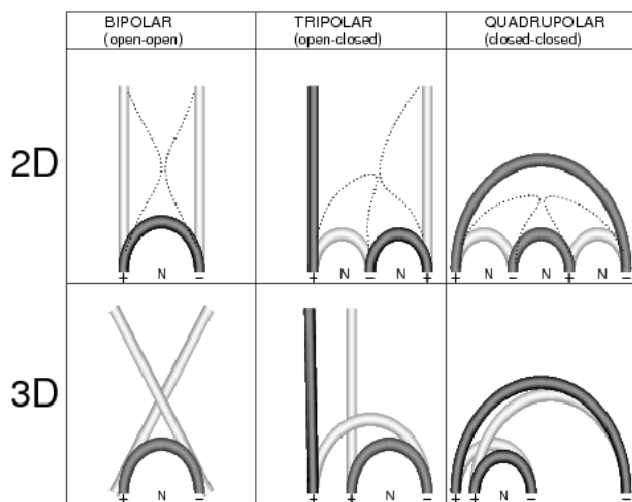


Figura 2.3: Reconexión magnética en un punto X. (1) modelo *bipolar* donde se produce la reconexión entre dos líneas de campo abiertas, (2) modelo *tripolar* entre una línea abierta y otra cerrada y (3) modelo *cuadrupolar* entre dos líneas cerradas. Las líneas pre-reconectadas son de color gris claro, las líneas durante la reconexión se muestran con líneas de puntos, y después de la reconexión con color gris oscuro. N indica la línea neutra, en el plano perpendicular a esta hoja. (Aschwanden, 2002)

Isenberg, 1991; Isenberg et al., 1993; Lin et al., 1998).

La región de difusión de los dos modelos anteriores se caracteriza por la presencia de un punto de campo magnético nulo de tipo X. En 3D la topología del campo magnético es mucho más rica y los efectos de la reconexión son también mucho más complejos y no son aún completamente comprendidos (Priest & Forbes, 2000). El proceso de reconexión en 3D puede definirse de distintas maneras, por ej. en términos de cambios de conectividad magnética, de cambios en la helicidad magnética, la existencia de flujos de plasma a través de superficies que separan zonas de conectividad independiente y otros (Priest & Forbes, 2000). En lo que sigue se discutirán las distintas topologías propuestas en 3D, y que pueden inferirse a partir de observaciones, en donde el campo puede reconectarse, entendiéndose al proceso de reconexión como un cambio en la conectividad de las líneas de campo. No se discutirá la dinámica del proceso, pero se señala que sin evolución dinámica el campo no se reconectarán; es decir tener una configuración con la topología adecuada para que se desarrollen zonas de difusión del campo no implica que éstas se formen (ver Démoulin, 2006; Mandrini, 2010). La Figura 2.3 esquematiza distintos tipos de configuraciones y la manera en que la conectividad cambia en cada una de ellas al reconectarse el campo para el caso bidimensional, en el que todas las líneas de campo están en el mismo plano, y para el caso tridimensional, en el que esto no sucede.

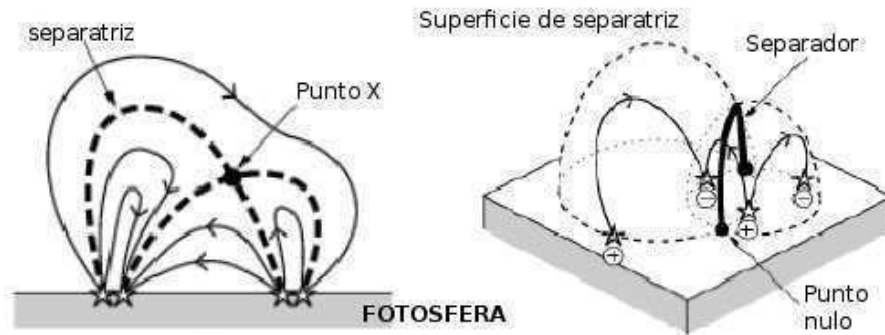


Figura 2.4: Izquierda: Punto X o punto nulo y separatrices en 2D. Derecha: separatrices y separador en 3D a partir de cuatro fuentes magnéticas (Priest & Forbes, 2000).

La generalización a 3D de un punto X bidimensional es simplemente un punto de campo nulo aislado (ver Sección 2.5.3.1). Estos puntos son estructuralmente estables (Lau & Finn, 1990). La línea magnética que conecta dos puntos nulos se llama *separador*. Un separador es la línea de intersección de dos superficies que separan dominios de conectividad independiente y que se llaman *separatrices* (Longcope, 2005). El panel superior izquierdo de la Figura 2.4 muestra un punto nulo en 2D, las separatrices y algunas líneas de campo; mientras que el panel de la derecha corresponde a una configuración similar en 3D. Hay otro tipo de separatrices que no están asociadas a puntos de campo nulo, sino que se vinculan a la presencia de líneas de campo que tienen una zona cóncava hacia arriba tangente a la fotosfera; esta zona se llama *bald patch* (Titov et al., 1993). Para algunas configuraciones estas estructuras son suficientes para explicar la ubicación de los abrigamientos debidos a una fulguración como resultado de reconexión en el *separador* o *separatrices* (dependiendo de la evolución del campo observado). Se han encontrado varios ejemplos para los que puntos de campo nulo (calculados usando modelos del campo coronal) están asociados a fulguraciones (Mandrini et al., 1991; Gaizauskas et al., 1998; Aulanier et al., 2000; Fletcher & Hudson, 2001a; Mandrini et al., 2006; Luoni et al., 2007a). Con respecto a los bald patches, se los ha encontrado asociados a eventos de liberación de energía menores, como pequeñas fulguraciones (Aulanier et al., 1998), abrigamientos en RAs observados en el EUV (Fletcher & Hudson, 2001b), eyecciones confinadas de masa cromosférica (o *surges*) (Mandrini et al., 2002) y bombas de Ellerman (o abrigamientos pequeños en la baja corona asociados con la emergencia de flujo) (Pariat et al., 2004).

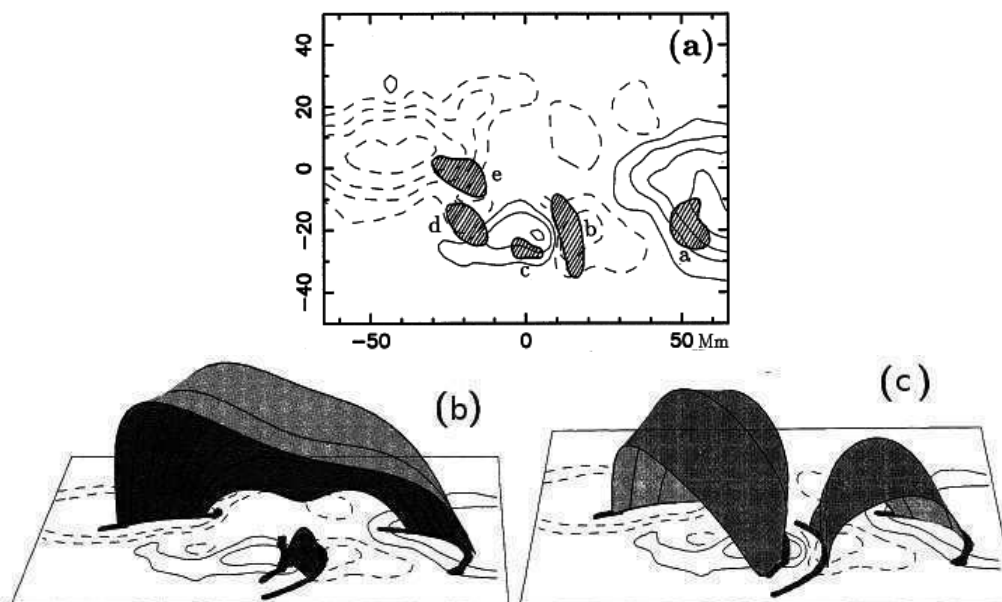


Figura 2.5: Fulguración del 6 de abril de 1980 en la RA 2372. Ejemplo de una región cuadrupolar formada por la emergencia de un pequeño bipolo con una polaridad invertida respecto de la principal. (a) Núcleos en $H\alpha$ (zonas rayadas) e isocontornos del campo longitudinal B_t (\pm (100, 400, 800, 1600) G, con valores positivos/negativos dibujados con líneas sólidas/guiones). (b) y (c) Vista en perspectiva mostrando líneas de campo dibujadas como superficies con origen en la traza cromosférica de las cuasiseparatrices (líneas gruesas) en donde se encuentran los abrigamientos de la fulguración (Démoulin et al., 1997b).

La determinación de la topología de numerosas RAs y su comparación con la ubicación de los abrigamientos debidos a las fulguraciones, muestran que estos eventos pueden ocurrir aunque no haya puntos nulos o zonas en donde la conectividad es discontinua (ver Démoulin et al., 1994 y el trabajo de revisión de Démoulin, 2007). Las *cuasiseparatrices* (CSs) (Priest & Démoulin, 1995; Démoulin et al., 1996; Titov et al., 2002), regiones donde la conectividad cambia de modo drástico, son estructuras topológicas más generales que las separatrices. Estas están presentes en configuraciones magnéticas que no tienen puntos nulos o bald patches. Usando modelos del campo coronal calculados por extrapolación del campo fotosférico, se ha encontrado que las CSs están presentes en una gran variedad de configuraciones magnéticas (Mandrini et al., 1997; Démoulin et al., 1997a; Fletcher & Hudson, 2001b; Bagalá et al., 2000). La traza cromosférica de las CSs coincide con los abrigamientos de la fulguración y las líneas de campo que comienzan

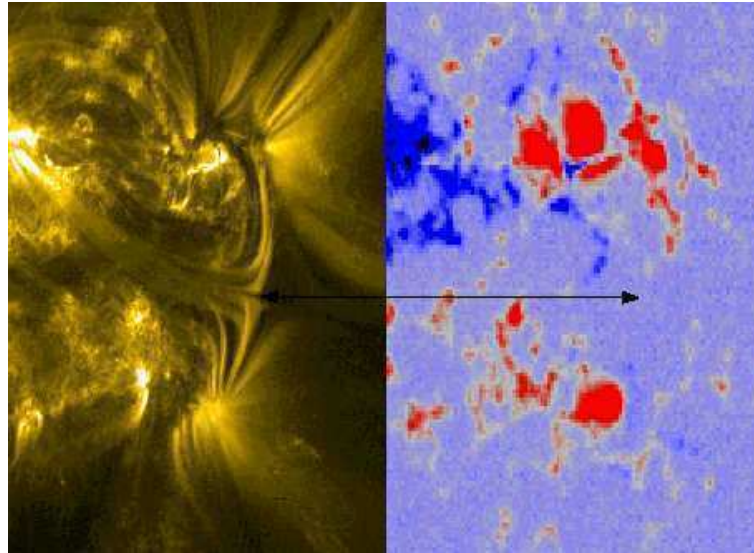


Figura 2.6: Evidencia de un punto nulo coronal señalado con la flecha. Las observaciones coronales corresponden al 4 de setiembre de 2000 según el TRACE en 171 Å (izquierda), y el magnetograma al MDI/SoHO (derecha). (Aschwanden, 2005)

en éstas los conectan, como es de esperar si se liberase energía magnética por reconexión en las mismas (ver Figura 2.5). Además, en los eventos para los que se contaba con magnetogramas vectoriales se encontró que las concentraciones de corrientes fotosféricas coincidían con la traza de las CSs (ver el trabajo de revisión de Démoulin, 2007 y las referencias citadas en el mismo).

Las simulaciones MHD en 3D de Aulanier et al. (2005, 2006) muestran que se pueden desarrollar corrientes a lo largo de las CSs por movimientos de las bases de las líneas de campo. El campo magnético se reconecta a lo largo de las CSs y las corrientes se disipan cuando éstas se vuelven lo suficientemente delgadas. Durante el proceso de reconexión las líneas de campo se deslizan continuamente una a lo largo de la otra a medida que atraviesan la lámina de corriente y cambian su conectividad. Las simulaciones usan como punto de partida configuraciones magnéticas similares a las observadas. Se ha encontrado evidencia observacional del proceso descrito en datos del X-Ray Telescope a bordo del Hinode (Aulanier et al., 2007) y del TRACE (Masson et al., 2009).

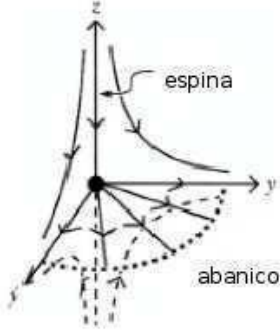


Figura 2.7: Líneas de campo en el entrono de un punto de campo magnético nulo de tipo B mostrando el abanico (fan) y la espina (spine).

2.5.3.1 Características de los puntos de campo nulo en 3D

Dado que en el Capítulo 4 de esta Tesis se analizará una serie de fulguraciones homólogas asociadas a un punto de campo nulo en la corona, en esta sección describiremos brevemente las características de la conectividad magnética en el entorno de los mismos (Démoulin et al., 1994).

Las propiedades de los puntos de campo nulo se han descrito en detalle en los trabajos de Greene (1988), Lau & Finn (1990), Lau (1994) y referencias citadas en los mismo. En la vecindad de un punto de campo nulo en 3D, ubicado en \mathbf{r}_N , el campo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ está dado a primer orden por:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = M(\mathbf{r} - \mathbf{r}_N) \quad (2.48)$$

donde M es la matriz jacobiana:

$$M = \begin{pmatrix} \partial B_x / \partial x & \partial B_x / \partial y & \partial B_x / \partial z \\ \partial B_y / \partial x & \partial B_y / \partial y & \partial B_y / \partial z \\ \partial B_z / \partial x & \partial B_z / \partial y & \partial B_z / \partial z \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

La estructura del campo en el entorno de \mathbf{r}_N está determinada por los autovalores $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ y los autovectores correspondientes de M . Como $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0$. Para una plasma en equilibrio, en el que el gradiente de presión iguala a la fuerza de Lorentz (Ec. (2.12)), y en el límite libre de fuerzas, Lau & Finn (1990) mostraron que los autovalores de M son reales. Es decir, hay dos tipos de puntos nulos, llamados A y B. Un nulo de tipo A tiene solamente un autovalor positivo λ , asociado al autovector

γ_A . La dirección a lo largo de este autovalor se llama la *espina del nulo*. Los otros dos autovalores son negativos y están asociados con las direcciones ortogonales a γ_A ; éstas definen localmente un plano Σ_A , llamado el *abanico*. Las líneas de campo que se encuentran en este plano se acercan al nulo desde cualquier dirección y luego se alejan siguiendo la espina.

El caso de un nulo de tipo B es exactamente inverso, dos autovalores son positivos y sólo uno es negativo. En este caso, también tenemos la espina a lo largo de γ_B y el abanico en Σ_B . La Figura 2.7 muestra la topología en el entorno de un punto nulo de tipo B; mientras que en la Figura 2.6 se puede ver una distribución de arcos coronales en EUV que pone en evidencia la presencia de un punto nulo.

Las definiciones locales de Σ_A y Σ_B no sólo determinan la estructura del campo en el entorno de los nulos, sino que también lo hacen para la topología global. Esto es así, porque al extenderse, estas superficies constituyen las separatrices de la configuración magnética. Cuando un nulo de cada tipo está presente en el campo, la intersección de sus abanicos define el separador de la configuración.

Los nulos de un campo en 3D se pueden comparar a los ceros de una función continua en una variable $f(x)$ (Greene, 1988; Lau & Finn, 1990 y referencias allí citadas). Por otra parte, un nulo no se puede “destruir” fácilmente, para desaparecer tienen que haber grandes cambios en la configuración magnética o encontrar un nulo de tipo opuesto (ver ejemplos en Gorbachev et al., 1988).

Capítulo 3

Emergencia de tubos de flujo con torsión observada en magnetogramas longitudinales

Magnetic helicity is for the magnetic field what women are for life.

Without women, life would be boring!

Without magnetic helicity, magnetic field would be boring!

Pascal Démoulin

Las regiones activas (RAs) bipolares están formadas por tubos de flujo con torsión. Dicha torsión, desde el punto de vista teórico, es necesaria para que los tubos puedan ascender sin perder cohesión a través de la zona convectiva. A lo largo de esta emergencia, siguiendo la evolución en la corona y probable eyección al medio interplanetario, los tubos de flujo conservan el signo de la helicidad magnética con que fueron creados en la tacoclina.

En este Capítulo mostramos, usando magnetogramas del campo en la dirección de la visual (o longitudinal), que durante la emergencia de una RA, en un campo preexistente más débil, se pone claramente en evidencia la presencia de la torsión en el tubo. Esta torsión se caracteriza porque las polaridades que forman la RA son alargadas, formando lo que llamamos “lenguas magnéticas”. Estas lenguas deben su presencia a la

contribución de la componente azimutal del campo del tubo de flujo a la componente del campo en la dirección de la visual. La forma de las lenguas respecto de la línea de inversión de la polaridad depende del signo de la helicidad magnética del tubo que emerge. Si se relaciona la emergencia de flujo con torsión con las eyecciones coronales de masa (ECMs), el inmediato reconocimiento del signo de la helicidad, a través de las lenguas magnéticas, se convierte en una herramienta útil, por ejemplo, para facilitar la asociación entre un evento eyectivo y la nube magnética interplanetaria observada in situ luego de una ECM.

En la Sección 3.1, a modo de introducción, se discuten las condiciones para la emergencia de tubos de flujo a través de la zona convectiva y la fotosfera, según los resultados de distintas simulaciones numéricas. En la Sección 3.2 se presenta un modelo básico de un tubo de flujo con torsión, útil para comprender las características observables del mismo. Se interpreta el significado de las *lenguas magnéticas* según el modelo, se discuten las configuraciones posibles, la elongación y forma de las polaridades en su intersección con la fotosfera y la orientación de la línea de inversión de la polaridad con respecto al eje del bipolo. En la Sección 3.3 se estudia la evolución de las lenguas en una serie de 6 regiones activas, se discute el criterio para su selección y la determinación del signo de la helicidad magnética. Se completa el estudio con un cuadro de 40 RAs. En la Sección 3.4 se analizan las observaciones e interpretan los resultados obtenidos a partir del modelo para concluir en la sección siguiente.

3.1 Tubos de flujo con torsión: características y condiciones para su emergencia

Como ya se mencionó en el Capítulo 1, el campo magnético tiene su origen debajo de la zona convectiva (ZCV), específicamente en la tacoclina. Para emerger a través de la fotosfera y formar RAs, el tubo de flujo desarrollado a partir del campo toroidal, debe superar ciertos obstáculos.

En algún punto durante la amplificación del campo en la tacoclina, el tubo llega a una situación de flotación magnética inestable y comienza a ascender cruzando la ZCV.

Las simulaciones bidimensionales (2D) muestran que, para que pueda atravesar la ZCV sin fragmentarse, necesita tener suficiente torsión dado que si ésto no sucede el tubo es destruído por los vórtices que se forman detrás del mismo en su ascenso (Emonet & Moreno-Insertis, 1998; Cheung et al., 2006). Sin embargo, las simulaciones MHD en 3D de Fan (2008) muestran que, para que un tubo forme una RA que satisfaga la ley de Joy (ver Capítulo 1), su torsión debe ser menos que la mitad de la necesaria para que ascienda sin perder la cohesión, con lo cual una gran parte del flujo se pierde durante el ascenso. De todas formas, en mayor o menor nivel, todas las simulaciones requieren la presencia de torsión para que el tubo atraviese la ZCV.

Las modelos numéricos MHD globales de tubos de flujo en la ZCV (como los citados en el párrafo anterior) describen el proceso de ascenso hasta unos 10 a 20 Mm por debajo de la fotosfera. Las simulaciones MHD locales calculan la evolución del tubo desde debajo de la fotosfera hasta la baja corona, en un rango de alturas que va desde los -5 Mm hasta los 10 Mm (con el origen de alturas en la base de la fotosfera). El cruce de la fotosfera presenta varios problemas, por una parte el tubo de flujo deja de ser flotante. Por otra parte, hay un cambio abrupto de régimen en el plasma (de un $\beta > 1$ a β del orden de la unidad). Por último, el radio del tubo es mucho mayor que la escala de altura gravitatoria. Las simulaciones muestran que el tubo se aplana debajo de la fotosfera formando una capa horizontal y, eventualmente, su ápex consigue cruzarla cuando se ha acumulado tanto flujo magnético que partes del mismo se vuelven flotantes (ver por ej. los trabajos de Magara, 2001, 2004; Archontis et al., 2004; Manchester et al., 2004; Murray et al., 2006).

Desde el punto de vista observacional, la emergencia de una RA aislada se detecta en magnetogramas de resolución espacial estándar (≈ 1 Mm) a partir del crecimiento y separación de dos polaridades magnéticas de signo opuesto (asociándose esta emergencia con el ascenso de un tubo de flujo con forma de letra Ω). Si se utilizan magnetogramas con alta resolución espacial se observa que el flujo magnético se divide en varios filamentos cuasi paralelos que emergen sucesivamente. Estos filamentos son producto de reconexiones durante la emergencia que da lugar, por ejemplo, a bombas Ellerman localizadas muy cerca de las polaridades (Zwaan, 1985; Strous et al., 1996; Pariat et al., 2004). Sin embargo, la coherencia global de los movimientos fotosféricos indican la presencia de un único tubo progenitor.

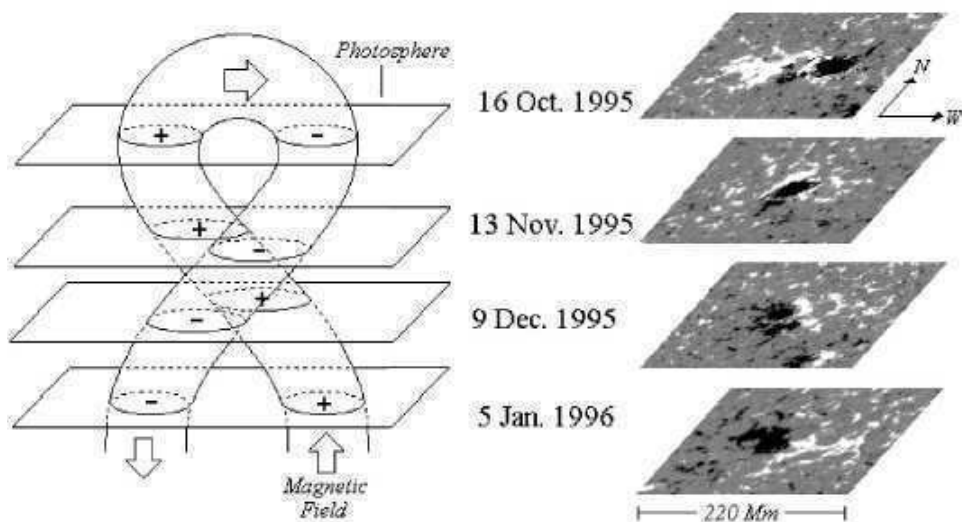


Figura 3.1: Esquema del tubo de flujo representando la rotación de las polaridades de la RA 7912 durante 4 rotaciones solares. Los planos horizontales en el tubo se corresponden con los magnetogramas ubicados a la derecha. (López Fuentes et al., 2000, Figura 1.)

Otra evidencia de la emergencia de tubos de flujo con torsión es la rotación del bipolo que forma una RA, es decir, el cambio de dirección en la línea que une los centros de ambas polaridades (definidos éstos como la posición media de cada polaridad pesada con el flujo). En muchos casos esta rotación es genuina, por ejemplo según se describe en López Fuentes et al. (2003) que abarcó varias rotaciones solares. En este trabajo, se interpretó la rotación de una polaridad en torno a la otra, a lo largo de cuatro rotaciones solares, como debida a la emergencia de un tubo de flujo cuyo eje estaba deformado, según muestra la Figura 3.1. Sin embargo, en períodos de tiempo más cortos se observa una rotación aparente que es consecuencia de la evolución de las llamadas lenguas magnéticas. Estas son prolongaciones de las polaridades aproximadamente circulares que forman el bipolo de la RA. Existen antecedentes en trabajos previos donde se las reconocen, por ejemplo, López Fuentes et al. (2000) y Canou et al. (2009). Las lenguas magnéticas se deben a la contribución de la componente azimutal (o poloidal) del campo magnético durante la emergencia de un tubo de flujo con torsión. Se las observa durante el tiempo que la porción superior horizontal del tubo tarda en cruzar la fotosfera. Como se mostrará en las secciones siguientes, la distribución espacial del flujo magnético en las lenguas y la

orientación de la línea de inversión de polaridad (LIP) se pueden usar como indicadores del signo de la helicidad magnética del campo en emergencia.

3.2 Modelo básico de un tubo de flujo con torsión

3.2.1 Descripción del modelo

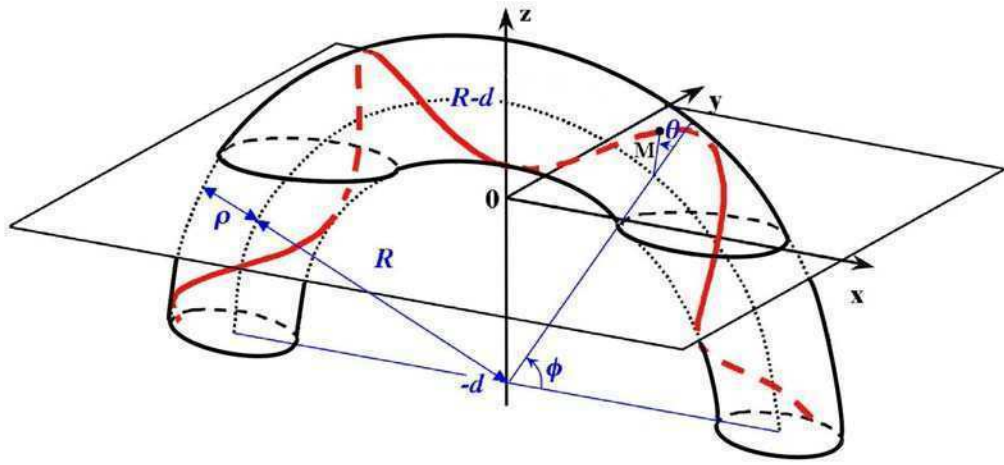


Figura 3.2: Esquema de un tubo de flujo con torsión positiva con forma de medio toroide. La línea roja es un ejemplo de línea de campo magnético. El nivel de la fotosfera está en $z = 0$.

Para este estudio se propone un modelo analítico simple para un tubo de flujo con torsión que permita describir las propiedades de las lenguas magnéticas a partir de la emergencia del mismo. La forma geométrica es la de medio toroide (Figura 3.2) y la torsión del campo es uniforme a través y a lo largo del tubo. Los elementos que lo caracterizan son su radio mayor R y menor típico a . El centro del toroide está ubicado en $z = -d$ debajo de la fotosfera, la cual está en $z = 0$. Una línea de campo magnético se define, en coordenadas cartesianas (x, y, z) , como

$$\mathbf{OM} = \{(R + \rho \cos \theta) \cos \phi, \rho \sin \theta, (R + \rho \cos \theta) \sin \phi - d\} \quad (3.1)$$

donde ϕ es la ubicación a lo largo del eje del tubo de flujo, θ define el ángulo de rotación alrededor del mismo y ρ es el radio de dicha línea de campo. Si se considera que la torsión es uniforme a lo largo del tubo, estos dos ángulos estarán relacionados por:

$$\theta = 2N_t\phi + \theta_0 \quad (3.2)$$

donde θ_0 es una constante (es el valor de θ cuando $\phi = 0$) y N_t es el número de vueltas en medio toroide.

Como las líneas de campo son tangentes a \mathbf{B} , entonces \mathbf{B} es paralelo al elemento diferencial $d\mathbf{OM}$. Esto implica que la componente azimutal, B_θ , está relacionada con la componente axial B_ϕ por la ecuación:

$$B_\theta = 2N_t \rho B_\phi / (R + \rho \cos \theta) \quad (3.3)$$

Con la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ y una sección uniforme para el tubo ($B_\rho = 0$), resulta que $N_t B_\phi$ es solamente una función de ρ .

Las ecuaciones (3.1)–(3.3) definen un tubo de flujo simple para el cual puede ser reescrito en coordenadas cartesianas (x, y, z) . En particular, en $z = 0$, la componente vertical del campo magnético es:

$$B_z(x, y) = (x - 2N_t dy/u) B_\phi/u \quad (3.4)$$

con $u = \sqrt{x^2 + d^2}$. Cuando d disminuye desde $d \approx R + a$ hasta $d \approx 0$, $B_z(x, y)$ describe la evolución de un magnetograma sintético en el cual está emergiendo un tubo de flujo con torsión con forma Ω .

Para que el modelo sea lo más simple posible no se considerará el balance de fuerzas y se supondrá que el tubo emerge sin deformación hasta $z = 0$ (no se analizará la parte coronal $z > 0$).

En el análisis que sigue se considerará, siguiendo el trabajo de Emonet & Moreno-Insertis (1998), que el campo axial (o toroidal) es:

$$B_\phi = B_0 \exp(-(\rho/a)^2) \quad (3.5)$$

donde a es un radio menor típico, como se señaló anteriormente. Se considerará también que la torsión es uniforme a través del mismo; o sea, N_t es independiente de ρ .

3.2.2 Configuraciones fotosféricas básicas

Como se dijo anteriormente, las lenguas magnéticas se definen como extensiones de las polaridades que se observan durante la emergencia de una fracción de las RAs (López

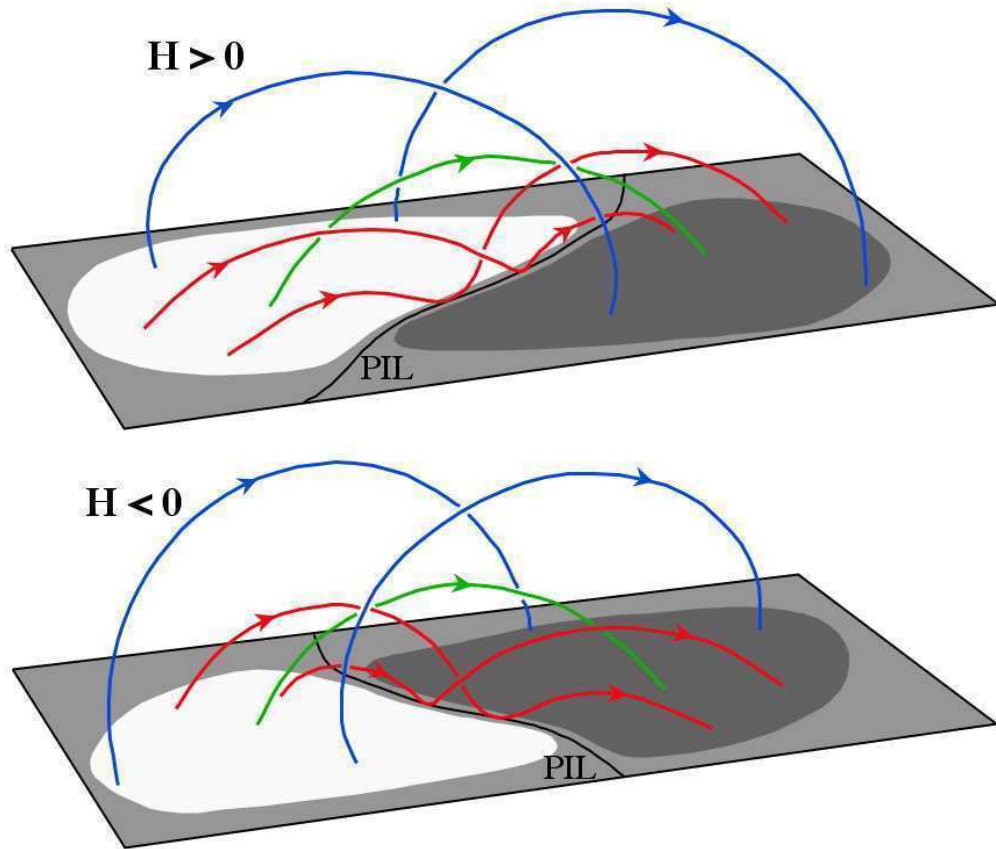


Figura 3.3: Esquema de la componente vertical (perpendicular al plano fotosférico) de un magnetograma sintético durante la emergencia de un tubo de flujo con torsión. A medida que el apex del tubo emergente asciende se observan dos polaridades magnéticas elongadas: *lenguas magnéticas*. La organización espacial de las lenguas indican el signo de la helicidad magnética, independientemente del signo de la polaridad (el signo positivo/negativo corresponde al color blanco/negro). Se han dibujado algunas líneas de campo magnético en color rojo, azul y verde.

Fuentes et al., 2000). Antes de estudiar sus características usando el modelo simple de la sección anterior, se describirán las dos configuraciones básicas que presentan en la fotosfera.

La Figura 3.3 muestra estas configuraciones siguiendo el análisis cualitativo de López Fuentes et al. (2000). Estas están asociadas con los signos positivo y negativo de la helicidad magnética cuando la distribución fotosférica del flujo magnético se interpreta como debida a la emergencia de un tubo con torsión. El magnetograma sintético observado

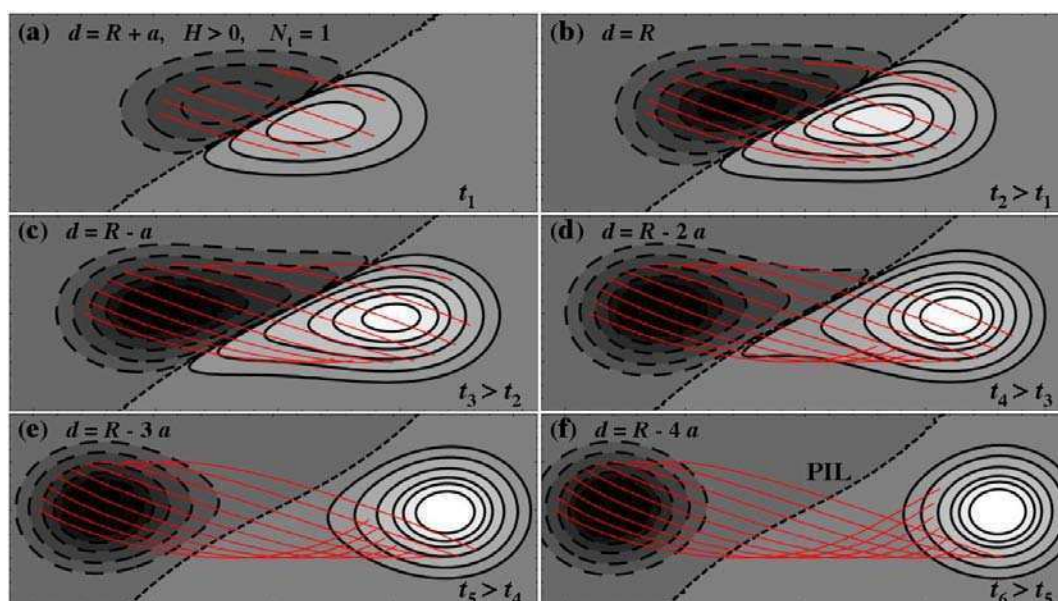


Figura 3.4: Evolución temporal de las lenguas magnéticas durante la emergencia de un tubo de flujo con torsión uniforme, según el modelo de la Sección 3.2. La helicidad magnética es positiva (el caso con helicidad negativa es espejo con éste). Se dibujan algunas líneas de campo en rojo para delinear la configuración magnética. Nótese que, con una torsión uniforme, la dirección de la parte central de la LIP no cambia aunque el bipolo muestra una rotación aparente debido a la retracción de las lenguas.

en la parte superior de la Figura 3.3 muestra que la polaridad positiva (color blanco) se extiende sobre la negativa (color negro). Esta disposición de las lenguas corresponde una helicidad magnética positiva. La parte inferior de la misma figura, es una imagen espejular y el signo de la helicidad es el contrario. Si se cambiase el signo de las polaridades, se vería que el signo de la helicidad no cambia, es decir, las lenguas magnéticas son un indicador del signo de la helicidad que no varía con la polaridad de la concentración de flujo.

3.2.3 Evolución con la altura del tubo

En la Figura 3.4 se muestra una evolución típica de las lenguas en función de la altura del tubo con respecto a la fotosfera (ver Ec. 3.4 con $\rho = a$). A medida que transcurre el tiempo, las polaridades se elongan durante la emergencia del ápex del tubo para después retraerse, ya que en las bases del tubo, la componente que contribuye con B_z es fundamentalmente la axial. La línea de inversión de la polaridad (LIP) no cambia si el

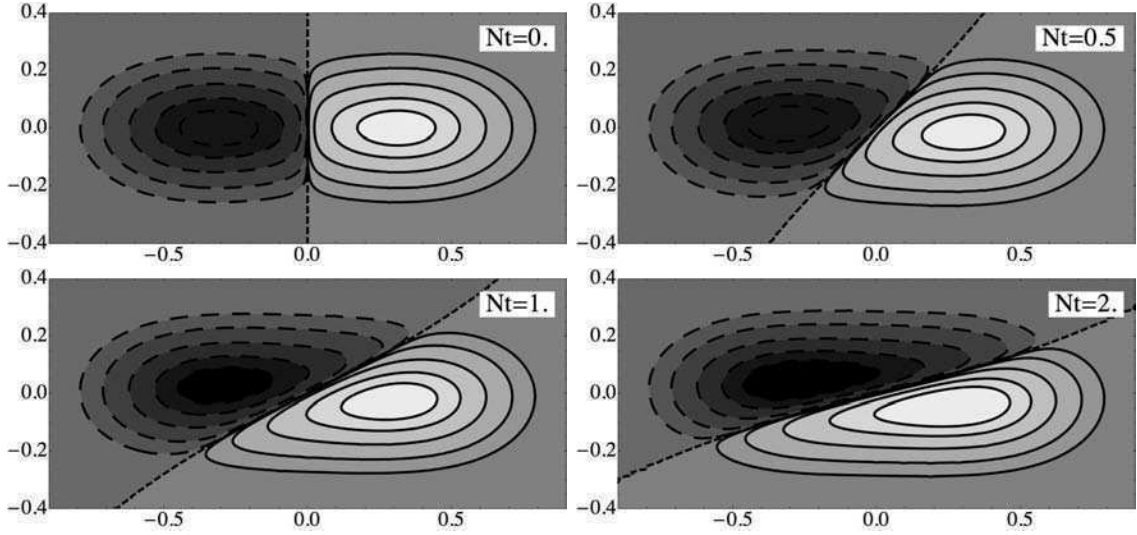


Figura 3.5: Orientación de la LIP para un toroide orientado en la dirección este-oeste en $z = 0$, siendo $d = R = 1$, $a/R = 0.1$, y variando el número de vueltas (N_t) con torsión uniforme. Los valores de los isocontornos son $0.3, 3, 20, 80, 60, 320) \times 10^{-3}B_0$. Se observa la inclinación de la LIP a medida que aumenta el N_t .

tubo tiene torsión uniforme como el propuesto para el modelo de la figura. Las lenguas manifiestan una rotación aparente.

Si el tubo no tuviese torsión, el magnetograma mostraría polaridades redondeadas. Tanto la orientación de la LIP como la forma de las polaridades, serán factores determinantes para el análisis de las lenguas magnéticas y, en consecuencia, la determinación del signo de la helicidad magnética de las RAs.

3.2.4 Orientación de la línea de inversión de la polaridad

La orientación de la LIP en el centro del bipolo está relacionada con la torsión del tubo de flujo y, por lo tanto, con las lenguas magnéticas. Cuanta mayor torsión tenga el tubo de flujo (ver Figura 3.5), mayor será la componente azimutal del campo magnético, y la dirección de la LIP será cada vez más cercana al eje del bipolo. Usando la Ec. (3.4), donde $x \approx 2N_t y$, para $x \ll d$, la expresión que corresponde a la LIP es:

$$\delta_{LI} = \arctan(1/(2N_t)). \quad (3.6)$$

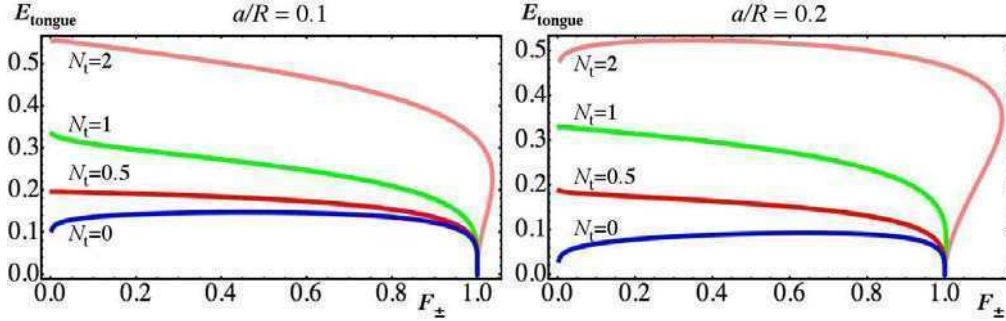


Figura 3.6: Evolución de la elongación relativa de la lengua magnética, E_{lengua} (Ec. (3.14)) en función del flujo de la componente $B_z > 0$ normalizada al flujo magnético axial para el modelo de la Sección 3.2.1.

Esto implica que la forma de la LIP, para $x \ll d$, está definida por el perfil de la torsión $N_t(\rho)$. De esta manera, la evolución de la forma de la LIP en la parte central de una RA que emerge provee una información cualitativa acerca del perfil de la torsión. Si la torsión es uniforme, la LIP es localmente derecha (ortogonal al eje x) y δ_{LI} es constante durante la emergencia del tubo (ver Figura 3.5). Si aumenta el valor de la torsión, N_t , la LIP se inclina más hacia la dirección del eje del bipolo (línea horizontal).

Sin embargo, a partir de las observaciones, es difícil estimar cuantitativamente la cantidad de torsión presente en la parte del tubo que ha emergido usando la orientación observada de la LIP por la siguiente razón. A lo sumo, sólo la sección superior del tubo se puede aproximar por la sección de un toroide. Entonces, se puede usar δ_{LI} para calcular localmente $2N_t = T R_c$, donde T es el ángulo de torsión local por unidad de longitud y R_c es el radio de curvatura. R_c no es medible a partir de magnetogramas y además se espera que evolucione durante el proceso de emergencia.

Seguir la evolución del ángulo δ_{LI} durante la emergencia de una RA, da solamente una descripción cualitativa del perfil de la torsión, mientras que el signo de δ_{LI} es el que da el signo de la helicidad magnética (Figura 3.3, siempre y cuando las lenguas magnéticas no estén afectadas por flujo magnético preexistente).

3.2.5 Elongación de las lenguas magnéticas

En esta Sección se analizará la forma de las lenguas magnéticas. Según los datos con los que se dispone, se definirán cantidades que solamente serán halladas a partir de magnetogramas.

Sea la posición media de las polaridades magnéticas definida como:

$$\bar{x}_{\pm} = \frac{1}{F_{\pm}} \int \int_{\pm B_z > 0} x |B_z| dx dy; \quad \bar{y}_{\pm} = \frac{1}{F_{\pm}} \int \int_{\pm B_z > 0} y |B_z| dx dy \quad (3.7)$$

donde \pm representa la polaridad positiva/negativa. F_{\pm} es el flujo de las polaridades:

$$F_{\pm} = \int \int_{\pm B_z > 0} |B_z| dx dy \quad (3.8)$$

El tamaño de la RA está definida por:

$$S_{RA} = \sqrt{(\bar{x}_+ - \bar{x}_-)^2 + (\bar{y}_+ - \bar{y}_-)^2} \quad (3.9)$$

Las lenguas magnéticas están caracterizadas por la elongación de las polaridades. Se define el tamaño S_{\pm} de la polaridad \pm en una dirección que forma un ángulo φ con el eje x como:

$$S_{\pm}^2(\varphi) = \frac{1}{F_{\pm}} \int \int_{\pm B_z > 0} [(x - \bar{x}_{\pm}) \cos \varphi + (y - \bar{y}_{\pm}) \sin \varphi]^2 |B_z| dx dy \quad (3.10)$$

La expresión entre corchetes dentro de la integral es la distancia al centro de la polaridad calculada en la dirección φ . La Ec.3.10 implica la suma del cuadrado de esa distancia, pesada con la intensidad del campo vertical (B_z), y normalizado con el flujo magnético (F_{\pm}). S_{\pm} es máxima en la dirección φ_p definida por:

$$\varphi_p = 0.5 \arctan[2\bar{x}\bar{y}_{\pm}/(\bar{x}^2_{\pm} - \bar{y}^2_{\pm})] \quad (3.11)$$

donde los términos del lado derecho están definidos como:

$$\overline{x^i y^j}_{\pm} = \frac{1}{F_{\pm}} \int \int_{\pm B_z > 0} (x - \bar{x}_{\pm})^i (y - \bar{y}_{\pm})^j |B_z| dx dy \quad (3.12)$$

siendo i, j números enteros entre 0 y 2. El tamaño máximo de la polaridad $S_{\pm, \text{máx}}$ es:

$$S_{\pm, \text{máx}}^2 = S_{\pm}^2(\varphi_p) = \frac{1}{2} \left(\bar{x}^2_{\pm} + \bar{y}^2_{\pm} + \sqrt{(\bar{x}^2_{\pm} - \bar{y}^2_{\pm})^2 + 4\bar{x}\bar{y}^2_{\pm}} \right) \quad (3.13)$$

mientras que el tamaño mínimo, $S_{\pm, \text{mín}}$, se obtiene en una dirección ortogonal ($\varphi_p + \pi/2$), y su valor resulta de reemplazar el signo $+$ por un $-$ enfrente de la raíz cuadrada de la Ec. 3.13.

Se define la elongación relativa de la lengua magnética $E_{\pm, \text{lengua}}$ como la diferencia de los tamaños máximo y mínimo de las polaridades, normalizada con el tamaño de la RA.

$$E_{\pm, \text{lengua}} = (S_{\pm, \text{máx}} - S_{\pm, \text{mín}}) / S_{RA} \quad (3.14)$$

$E_{\pm, \text{lengua}}$ es 0 cuando la polaridad magnética es redonda, es decir, cuando el tamaño máximo de la polaridad es igual al mínimo.

En la Figura 3.6 se observa la variación monótona de la elongación relativa de las lenguas ($E_{\pm, \text{lengua}}$) con la torsión (dada por N_t). La parte superior del tubo comienza a emerger en $z = 0$, ésto corresponde a la izquierda de cada panel. Mientras que a la derecha de cada panel, el medio toroide está por encima de $z = 0$, en este caso el flujo se toma igual a 1 ($F_z = 1$) y la elongación relativa es nula ($E_{\pm, \text{lengua}} = 0$). Para valores grandes de N_t (por ej. $N_t = 2$) F_z es superior a la unidad (ver curvas superiores en rojo en ambos paneles de la Figura 3.6 debido a la contribución del campo magnético azimutal a B_z). Se ve también que para una distribución uniforme de N_t , $E_{\pm, \text{lengua}}$ varía poco durante la mayor parte de la emergencia. Por otra parte, la elongación relativa no se ve fuertemente afectada por los valores de (a/R) típicos de una RA.

3.3 Análisis de las lenguas magnéticas en regiones activas

3.3.1 Selección de las RAs

Aunque las lenguas magnéticas deberían desarrollarse durante la emergencia de un tubo de flujo con torsión significativa, no siempre se observan con claridad. En esta Tesis, se ha seleccionado una muestra de 40 RAs de las cuales 6 serán analizadas en detalle. Las RAs incluidas están formadas por bipolos que aparecieron en el disco solar en el hemisferio este (en general, a unas pocas decenas de grados del limbo), aisladas. Se han excluido los casos en los que los bipolos emergieron cerca de concentraciones de flujo intenso o RAs

formando “nidos”.

Se han elegido regiones para las cuales se ha encontrado en la literatura una o más referencias que corroboran el signo de la helicidad magnética, determinado por las lenguas, a través de otro trazador como por ej. la presencia de sigmoides (Mandrini et al., 2005a; Tian & Alexander, 2006; Green et al., 2007), el shear en el sistema de filamentos arqueados en $H\alpha$ o en la arcada coronal (Strous et al., 1996; Asai et al., 2009), el valor y signo de la helicidad magnética inyectada utilizando técnicas de correlación cruzada (Chae, 2007; Liu & Zhang, 2006; Yang et al., 2009a), la orientación del campo magnético transversal en magnetogramas vectoriales (Li et al., 2007; Canou et al., 2009), y el signo de la helicidad magnética de la NM interplanetaria asociada a una eyección (Leamon et al., 2002).

3.3.2 Descripción de los instrumentos usados

Se analizó la evolución del campo magnético fotosférico de las RAs con datos del Michelson Doppler Imager (MDI, Scherrer et al., 1995) a bordo del Solar and Heliospheric Observatory (SoHO). El MDI medía el campo magnético en la dirección de la visual (o longitudinal) en la fotosfera media. Se usaron magnetogramas de disco completo (de 1024×1024 pixeles) con una cadencia de 96 minutos y resolución espacial de 1.98 secarc¹. Todos los datos se han rotado diferencialmente al momento en que la RA pasó por el meridiano central.

La emisión en ultravioleta (EUV) de los arcos coronales se analizó con datos del Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT, Delaboudinière et al., 1995) a bordo también del SOHO. El EIT observaba el Sol completo regularmente con cuatro filtros diferentes y con un tamaño de píxel de 2.6 secarc. Se usó únicamente la banda de 195 Å ($T \approx 1.5 \times 10^6$ K), ya que tenía típicamente la más alta cadencia temporal (hasta 12 min) y los arcos coronales se observan mejor en este rango.

Los datos del Soft X-ray Telescope (SXT), que voló a bordo de Yohkoh (Tsuneta & et al., 1991) se utilizaron para identificar los arcos coronales más calientes (por encima de 2×10^6 K). Las observaciones usadas fueron obtenidas con el filtro de AlMg.

¹1 secarc, o segundo sexagesimal, o segundo de arco o arcosegundo es una unidad de medida angular. El diámetro solar es $\approx 32^\circ \approx 1.4 \times 10^6 \approx 1934$ secarc, entonces 1 secarc ≈ 725 km de la superficie solar.

3.3.3 Evolución de la RA 8203

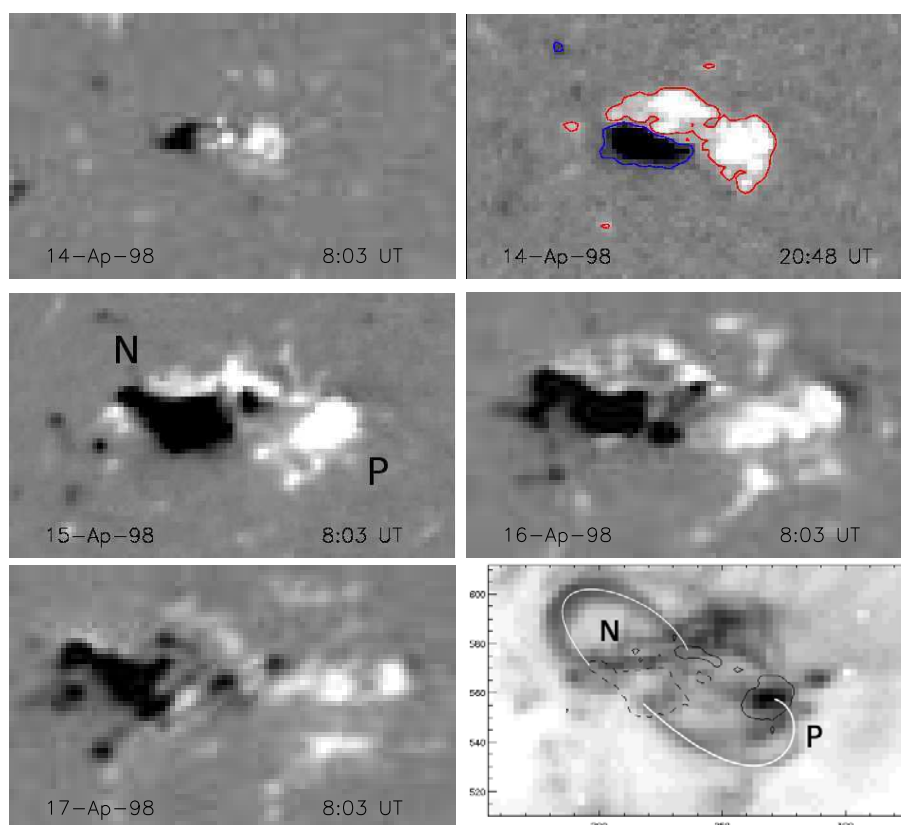


Figura 3.7: Magnetogramas fotosféricos del SOHO/MDI mostrando la evolución de las lenguas magnéticas en la RA 8203, junto con una imagen con la emisión invertida tomada con el EIT en 195 \AA (07:14 TU, 15 de Abril de 1998) con dos contornos del campo magnético ($\pm 300 \text{ G}$) superpuestos. Dos arcos coronales están resaltados con líneas blancas. Los magnetogramas fueron rotados a la posición de la RA al pasar por el meridiano central (las polaridades del campo magnético positivo (P)/negativo (N) están indicadas en color blanco/negro). Las lenguas magnéticas indican helicidad magnética negativa. Ellas están resaltadas en color rojo/azul con isocontornos $\pm 100 \text{ G}$. Las polaridades están identificadas (P/N) en el magnetograma más cercano en tiempo a la imagen en 195 \AA . El campo de visión es el mismo en todos los paneles.

La RA 8203 fue vista por primera vez en el disco solar el 14 de abril de 1998. Esta RA emergió en una zona de Sol calmo. Las lenguas no son visibles al comienzo de la emergencia y el bipolo está orientado prácticamente en dirección este-oeste (primer panel

superior izquierdo de la Figura 3.7). Hacia el final del día 14 y hasta el 16 de abril se desarrollan lenguas magnéticas muy extensas.

Hacia el 17 de abril las lenguas han desaparecido y el flujo magnético fotosférico comienza

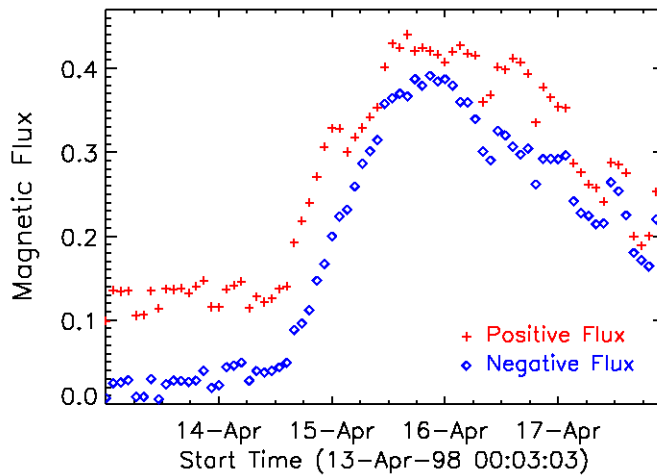


Figura 3.8: Evolución del flujo magnético durante la emergencia de la RA 8203 utilizando magnetogramas fotosféricos del MDI. El flujo está graficado en unidades de 10^{21} Mx (eje vertical).

a disminuir (Figura 3.8). Las lenguas indican una helicidad magnética negativa (Figura 3.3 inferior), la que está de acuerdo con el signo deducido a partir de los arcos coronales observados con el EIT en 195 \AA (Figura 3.7).

3.3.4 Evolución de la RA 8011

La RA 8011 emergió el 13 de enero de 1997 como un bipolo pequeño con lenguas que indican un signo positivo para la helicidad magnética. Más tarde, el mismo día, las lenguas ya no están presentes. Al comienzo del 14 de enero, a las 8:03 TU, su presencia no es clara, pero luego van evolucionando al ir emergiendo más flujo y son visibles a las 20:51 TU del 14 de enero. Las lenguas magnéticas bien desarrolladas se observan el 15 de enero indicando helicidad magnética positiva (Figura 3.9, panel del centro a la derecha). Más tarde, a las 20:48 TU del mismo día, las lenguas ya no son significativas (Figura 3.9, panel inferior a la izquierda).

Tanto la organización espacial de las lenguas como el sigmoide observado en rayos X blandos (ver Figura 3.9, panel inferior a la derecha) indican helicidad magnética positiva. A medida que la RA evoluciona, las polaridades magnéticas se separan y las lenguas magnéticas se retraen nuevamente. Ellas desaparecen cuando el flujo magnético de ambas polaridades alcanza el máximo en la mañana del 16 de enero (Figura 3.10).

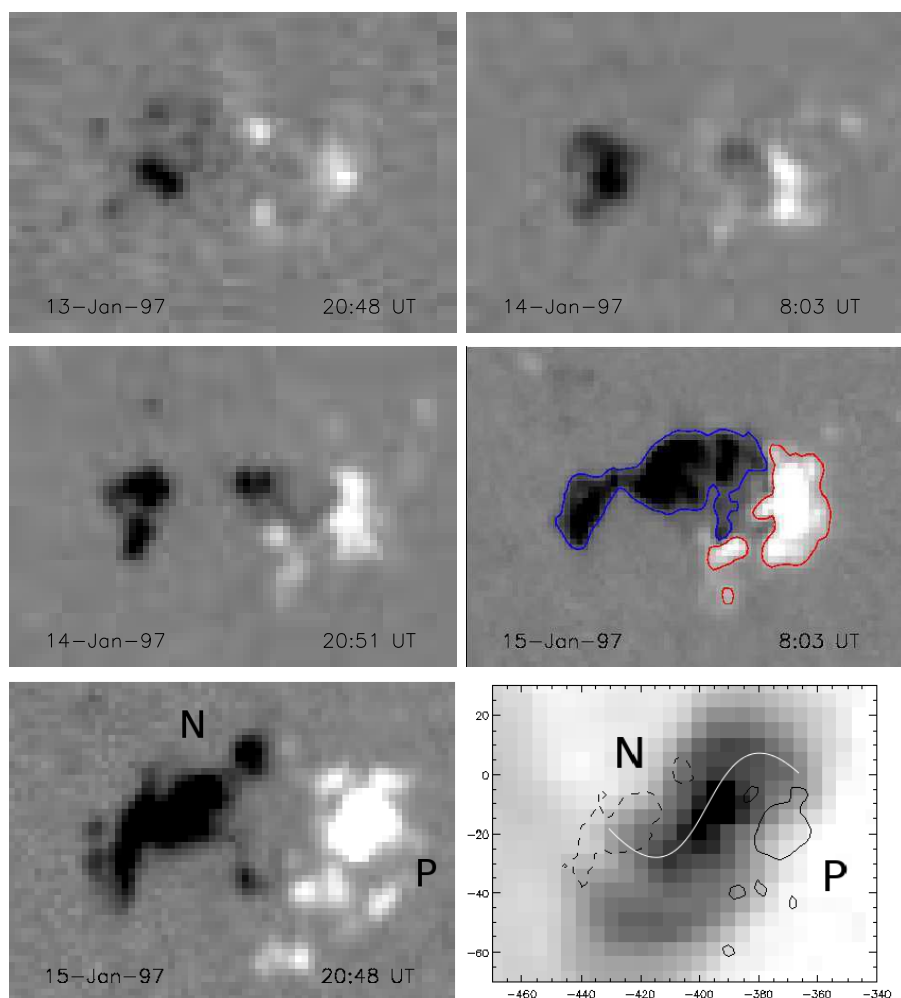


Figura 3.9: Presentación similar a la Figura 3.7 para la RA 8011. Las lenguas magnéticas indican helicidad magnética positiva (panel del centro a la derecha). El panel inferior derecho es la imagen en rayos X blandos del *Yohkoh/SXT* con la emisión invertida y resaltada de las 22:20 TU, 15 de Enero de 1997, con dos isocontornos del campo magnético superpuestos (± 300 G). El sigmoide en rayos X está resaltado por una línea blanca en forma de S.

La inyección de helicidad magnética, calculada a partir de la evolución temporal de los magnetogramas del MDI, muestra que ésta es positiva durante casi todo el 14 de enero (ver Figura 2, panel A2 de Yamamoto et al., 2005), cuando las lenguas son bien visibles. Más tarde, a comienzos del 15 de enero, la inyección de helicidad se vuelve negativa, pero el valor del flujo magnético es mucho menor, lo cual sugiere que esta inyección negativa

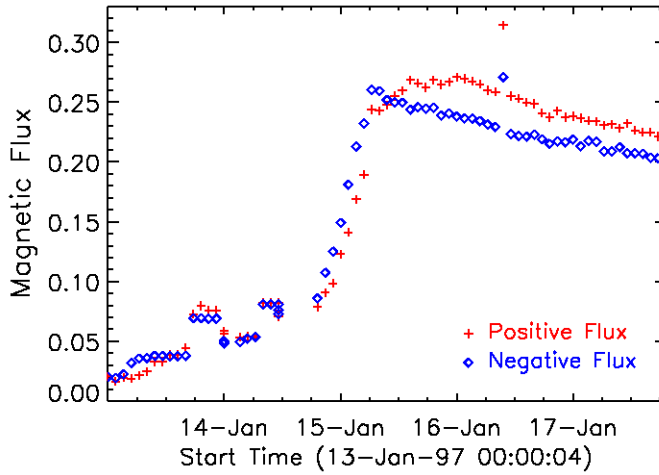


Figura 3.10: Evolución del flujo magnético durante la emergencia de la RA 8011, según datos de magnetogramas fotosféricos del MDI.

El flujo está graficado en unidades de 10^{21} Mx (eje vertical).

es incierta. La valor máximo de la helicidad inyectada es $\approx 14 \times 10^{40}$ Mx², teniendo en cuenta los valores de flujo magnético de la Figura 3.10, en la cual se han graficado los datos recalibrados del MDI. Más tarde, el 17 de enero, Chae (2001) calculó una inyección global positiva, pero más débil, $\approx 2.4 \times 10^{40}$ Mx² durante 39 h.

3.3.5 Evolución de la AR 8015

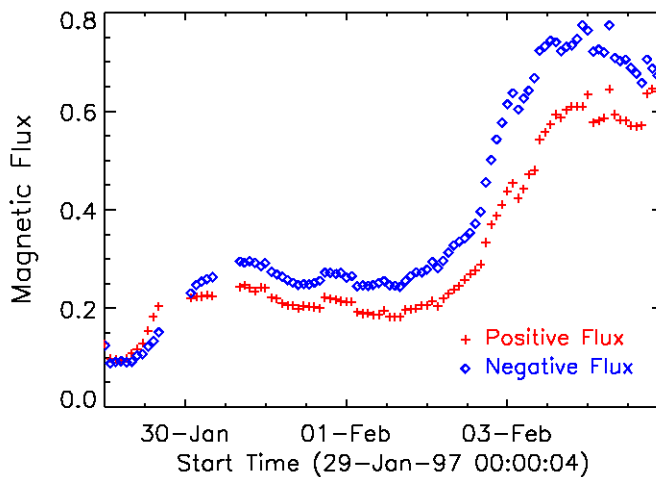


Figura 3.11: Evolución del flujo magnético durante la emergencia de la RA 8015, según datos de magnetogramas fotosféricos del MDI.

El flujo está graficado en unidades de 10^{21} Mx (eje vertical).

Al comienzo de su aparición en el disco, la RA 8015 consiste en un bipolo evolucionado, el 8015a. Este bipolo muestra lenguas magnéticas que indica una helicidad magnética positiva (Figura 3.12 a las 06:27 TU del 29 de enero). La emergencia de un nuevo bipolo, llamado 8015b, comienza alrededor de las 8:00 TU del 29 de enero, éste

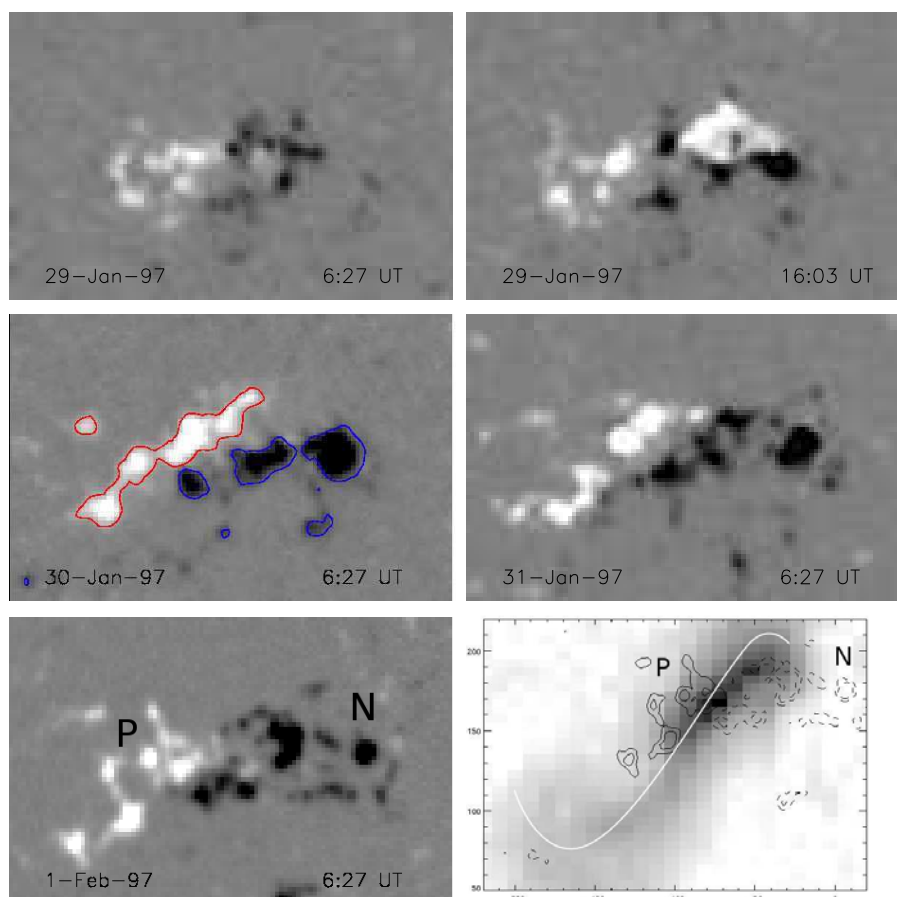


Figura 3.12: Presentación similar a la Figura 3.7 para la segunda emergencia bipolar en la AR 8015 (llamada 8015b). Las lenguas magnéticas indican helicidad magnética positiva indicadas con isocontornos de ± 100 G (cuadro del medio a la izquierda). El sigmoide en rayos X blandos, observado con el *Yohkoh/SXT* el 1 de Febrero de 1997 a las 06:06 TU, está resaltado con una línea en forma de S (cuadro inferior derecho). El sigmoide se extiende hacia afuera de las concentraciones magnéticas principales de la RA.

aparece dentro del bipolo anterior. Este segundo bipolo presenta lenguas magnéticas bien desarrolladas desde el principio de su aparición hasta $\approx 08:03$ UT del 1 de febrero (Figura 3.12, panel central izquierdo). La organización espacial del flujo en las lenguas indica una vez más helicidad positiva, de acuerdo con el signo deducido a partir del sigmoide observado en rayos X blandos. Las lenguas alcanzan su extensión máxima a lo largo de la LIP al final del 30 de enero, cuando el flujo magnético de ambas polaridades alcanza su máximo (Figura 3.11).

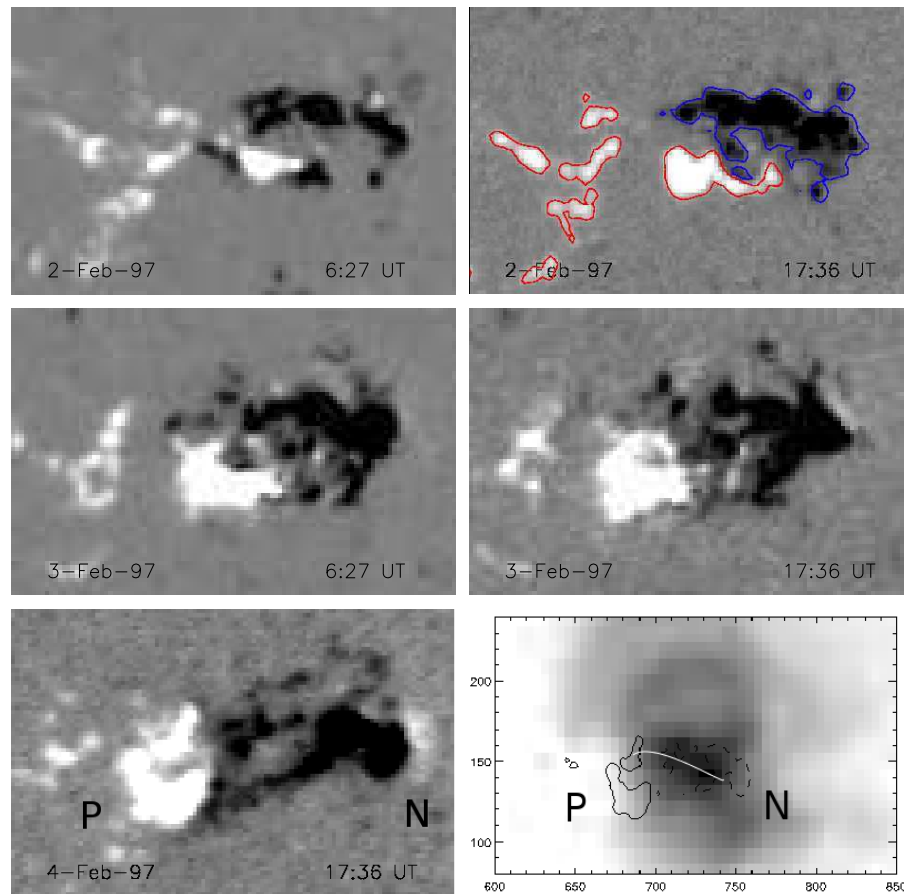


Figura 3.13: Presentación similar a la Figure 3.7 para el tercer bipolo emergente en la RA 8015 (llamado 8015c). Las lenguas magnéticas indican helicidad magnética negativa como se puede observar en los isocontornos de ± 100 G (panel superior derecho). Los arcos en rayos X, observados con el *Yohkoh/SXT* a las 17:26 TU del 4 del Febrero de 1997 están resaltados por una línea en el panel inferior derecho mostrando que el signo de la helicidad coronal es negativa.

Un tercer bipolo emerge en el mismo lugar al comienzo del 2 de febrero (Figura 3.13). Su flujo magnético cancela al flujo anterior, convirtiéndose rápidamente en el bipolo dominante, de manera tal que este tercer bipolo se puede estudiar como si estuviera emergiendo en el Sol calmo (Figura 3.11). El nuevo bipolo desarrolla grandes lenguas magnéticas que progresivamente desaparecen hacia el principio del 4 de febrero, cuando el flujo magnético es máximo (Figura 3.11). Las lenguas magnéticas de este tercer bipolo emergente indican una helicidad magnética de signo opuesto a la de los dos primeros bipolos. Esto, de hecho, está confirmado por el shear magnético negativo observado en

los arcos en rayos X blandos (Figura 3.13, abajo derecha).

La inferencia del signo de la helicidad magnética está en buen acuerdo con la inyección de helicidad magnética hallada para el segundo y tercer bipolo en la RA 8015 (véase la Figura 2, panel B2 en Yamamoto et al., 2005). Esta RA mostró un comportamiento peculiar representado por la emergencia sucesiva de al menos tres bipolos con una dirección del campo toroidal común (este oeste), los dos primeros bipolos tenían helicidad magnética positiva, mientras que la helicidad del último era de signo contrario. Aunque esta evolución parece peculiar, puede ser común en los llamados “nidos de actividad”. Por ejemplo, la RA estudiada por Chandra et al. (2010) fue formada por varios bipolos magnéticos con helicidad magnética de distinto signo. Simplemente, en la RA 8015, se tiene la oportunidad de observar los bipolos emergentes como independientes ya que su emergencia ocurre a distintos tiempos.

3.3.6 Evolución de la AR 8171

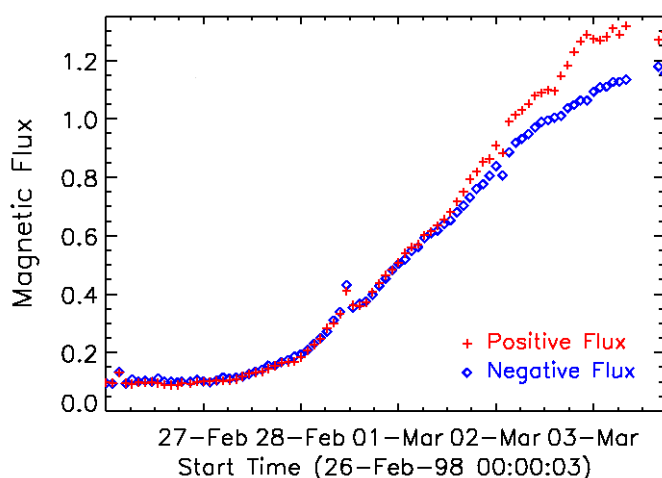


Figura 3.14: Evolución del flujo magnético durante la emergencia de la RA 8171, según datos de magnetogramas fotosféricos del MDI.

El flujo está graficado en unidades de 10^{21} Mx (eje vertical).

La RA 8171 emerge en el Sol calmo. Las lenguas están bien marcadas desde el inicio de la emergencia y el bipolo está orientado casi en la dirección norte-sur (parte central del primer panel de la Figura 3.15). Estas lenguas se extienden más tarde, el 27 de febrero, (Figura 3.15), luego se retraen, el 28 de febrero, para finalmente, casi desaparecer el 1 de marzo dejando un bipolo con orientación aproximada este-oeste.

El 2 de marzo, las lenguas magnéticas crecen nuevamente y se ven muy claras el 3

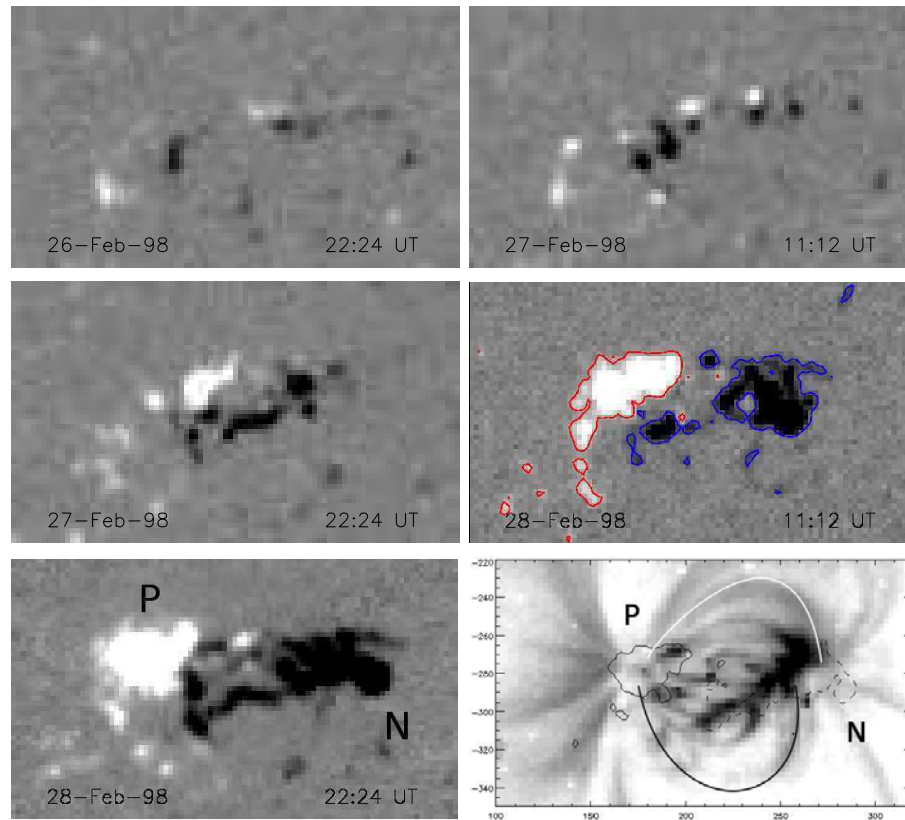


Figura 3.15: Presentación similar a la Figura 3.7 para la RA 8171. Las lenguas magnéticas indican helicidad magnética positiva, como se puede ver en los isocontornos ± 100 G (panel central derecho). Los arcos en el EUV, observados con el SOHO/EIT en 195 \AA a las 07:31 TU del 1 de Marzo de 1998, se muestran en el panel inferior derecho con una línea blanca y una negra. Éstos indican helicidad coronal positiva.

de marzo. Durante toda esta evolución, se observa flujo magnético nuevo que emerge continuamente (Figura 3.14). Las lenguas indican que la helicidad magnética es positiva, lo que está de acuerdo con los arcos con shear observados con el EIT en 195 \AA . Leamon, Canfield y Pevtsov (2002) le asociaron a esta RA una nube magnética formada por un tubo de flujo con helicidad negativa; es decir, con el signo opuesto determinado según las lenguas. No se encuentra ninguna evidencia de helicidad negativa, ni en la fotosfera, ni en la corona. Sin embargo, este caso podría ser similar al analizado por Chandra et al. (2010); es decir, una RA con helicidad magnética mixta, o la nube magnética podría tener una fuente solar diferente.

3.3.7 Evolución de la AR 8757

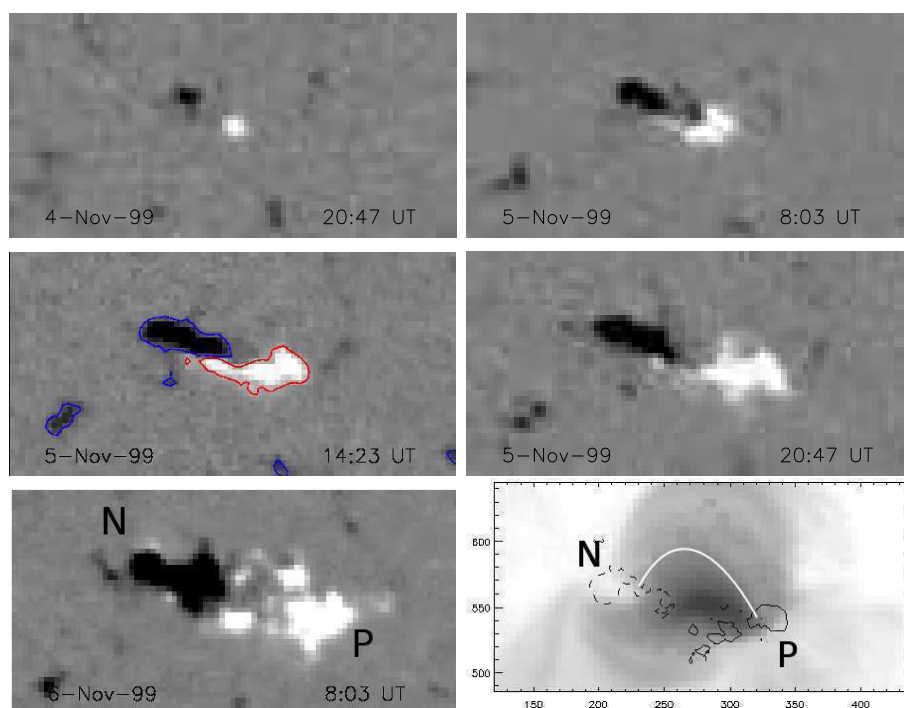


Figura 3.16: Presentación similar a la Figura 3.7 para la RA 8757. Las lenguas magnéticas indican helicidad magnética positiva como lo muestran los isocontornos de ± 100 G (panel central a la izquierda). Los arcos coronales con shear, resaltados con una línea blanca, se muestran en una imagen obtenida con el SXT a las 05:15 TU del 8 de noviembre de 1999.

La RA 8757 tiene una evolución similar a la RA 8203, salvo que el bipolo inicial está inclinado respecto de la dirección este-oeste, y el signo de la helicidad es positivo. Por otra parte, ya que hay múltiples episodios de aparición de flujo, las lenguas magnéticas tienen un comportamiento cíclico con una repetición de la secuencia elongación-contracción. Es decir, las lenguas están presentes el 5 de noviembre a las 06:00 TU, crecen y se retraen hasta volverse en indetectables durante ≈ 17 horas. Al día siguiente un episodio similar comienza a las 12:00 TU y finaliza casi un día después. Por último, se vuelven a observar al principio del 10 de noviembre pero casi no se puede ver su retracción, ya que la RA estaba muy cerca del limbo oeste. Las lenguas magnéticas indican helicidad positiva, de acuerdo con el signo deducido a partir de los arcos coronales con shear observados con el SXT (Figura 3.16).

3.3.8 Evolución de otras regiones activas

Los resultados para las 40 RAs estudiadas se resumen en el Tabla 3.1.

Tabla 3.1: Resultados para una muestra de 40 RAs.

AR	primera aparición	Signo de la heliciad magnética			Ref. ^a
		lenguas	sigmoides o loops	otros indicadores	
8011	13/01/97	+	S	$H_{inj} > 0$	3,21
8015	29/01/97	+	S	$H_{inj} > 0$	21
8015	02/02/97	-	Z	$H_{inj} < 0$	21
8016	01/02/97	+	+	$H_{inj} > 0$	12,22
8027	03/04/97	+	S	$H_{MC} > 0$	1,2,9,12
8032	14/04/97	+	S	$H_{MC} > 0$	7,12
8038	06/05/97	-	Z	$H_{inj}, H_{MC}, H_{bnd} < 0$	9,12,21
8059	01/07/97	+	+	$H_{inj} \approx 0, H_{MC} > 0$	12,21
8064	23/07/97	-	-		
8066	25/07/97	-	Z	$H_{MC} < 0$	12
8086	12/09/97	+	S		
8100	27/10/97	-	-	$H_{Bt} < 0$	8,14,17
8171	26/02/98	+	+	$H_{MC} < 0$	12
8176	07/03/98	-	-		
8203	13/04/98	-	Z		20
8214	29/04/98	+	+	$H_{inj} > 0$	17,19
8232	03/06/98	+	S		
8375	30/10/98	+	S	$H_{inj}, H_{MC} > 0$	15,17,19
8611	27/06/99	-	-	$H_{inj} < 0$	19
8757	05/11/99	+	S		
8760	07/11/99	-	-	$H_{inj} > 0$	17,19
8771	18/11/99	-	-	$H_{inj} < 0$	17
8910	13/03/00	+	+	$H_{inj} > 0$	17,19
9114	05/08/00	-	Z	$H_{inj}, H_{MC} < 0$	6,15
9139	19/08/00	-	-	$H_{inj} < 0$	19

Continúa en la página siguiente

Tabla 3.1 – continúa de la página anterior

AR	primera aparición	Signo de la heliciad magnética			Ref. ^a
		lenguas	sigmoides o loops	otros indicadores	
9563	01/08/01	–	–	$H_{inj} > 0$	17,19
9574	09/08/01	+	+	$H_{inj} > 0$	19
9684	29/10/01	–	Z	$H_{inj} < 0$	16,17
9715	24/11/01	+	+	$H_{mod} > 0$	23
9906	10/04/02	+	+	$H_{inj} > 0$	19
10030	10/07/02	–	–	$H_{Bt}, H_{bnd} < 0$	18
10050	26/07/02	+	+	$H_{inj} > 0$	17
10226	13/12/02	+	+	$H_{mod} > 0$	24
10365	20/05/03	+	+	$H_{inj}, H_{bnd} > 0$	4,5,10,11,17
10381	09/06/03	–	–	$H_{inj} < 0$	10
10488	26/10/03	–	–	$H_{inj}, H_{bnd} < 0$	13,17
10656	06/08/04	–	–	$H_{inj} < 0$	10,19
10696	02/11/04	–	–	$H_{inj} < 0$	10
10720	11/01/05	+	+	$H_{Bt} > 0$	14
11060	04/04/10	+	+		

^a Los resultados en la columna seis, provienen de: 1: Attrill et al. (2007), 2: Berdichevsky et al. (2002), 3: Chae (2001), 4: Chae et al. (2004), 5: Chandra et al. (2009), 6: Georgoulis & LaBonte (2006), 7: Gopalswamy et al. (2000), 8: Green et al. (2002), 9: Green et al. (2007), 10: Jeong & Chae (2007), 11: LaBonte et al. (2007), 12: Leamon et al. (2002), 13: Liu & Zhang (2006), 14: Liu et al. (2008), 15: Nindos et al. (2003), 16: Tian & Alexander (2006), 17: Tian & Alexander (2008), 18: Tian et al. (2008), 19: Tian & Alexander (2009), 20: Wu et al. (2005), 21: Yamamoto et al. (2005), 22: Yang et al. (2009b), 23: Cristiani et al. (2007), 24: Cristiani et al. (2008).

Al igual que en los casos anteriores, la helicidad inferida a partir de las lenguas magnéticas proviene de un análisis similar a los presentados en detalle; es decir, se estudia la evolución del campo magnético longitudinal durante la emergencia. El signo de la helicidad magnética deducido a partir de las lenguas (3er columna) fue comprobado usando otros indicadores, como ser: sigmoides, arcos coronales con shear, cálculos del

signo de la helicidad a partir de: magnetogramas vectoriales fotosféricos, sistemas de filamentos arqueados con shear, modelado o medición del campo magnético de la NM asociada (ver Figura 1 de Démoulin & Pariat, 2009; Luoni et al., 2007a). También se han utilizado los resultados publicados en trabajos que estiman la inyección de helicidad magnética fotosférica. Se ha encontrado que el signo de la helicidad magnética dado por las lenguas, en todos los casos, menos uno, concuerda con el signo de la helicidad inferida por otros indicadores.

La Tabla 3.1 muestra, de izquierda a derecha, el signo de la helicidad: a) inferido a partir de las lenguas con un + o un - en la columna tres, b) dado por la presencia de sigmoides en la RA (S corresponde sigmoides con helicidad positiva, Z a sigmoides con helicidad negativa) o por el shear de los arcos coronales (con + o -) en la columna cuatro, c) calculado a partir de magnetogramas vectoriales (H_{Bt}) o por inyección a partir de movimientos fotosféricos (H_{inj}) o por el desplazamiento a lo largo de la LIP de las bandas en $H\alpha$ de una fulguración (H_{bnd}) o en la NM asociada (H_{MC}) o por el modelado del campo coronal (H_{mod}) en la columna cinco. La columna seis indica la referencia de donde provienen los resultados de las tres columnas anteriores. La RA 11060, en la última línea de la Tabla 3.1, es la región más reciente incluida en este estudio. En esta región se observó una ECM con resolución temporal y espacial sin precedentes en los datos del Atmospheric Imaging Assembly (AIA), a bordo del Solar Dynamic Observatory (SDO), el 8 de abril de 2010. Las lenguas magnéticas se observan claramente a partir del 5 de abril en los datos del MDI (http://soi.stanford.edu/production/mag_gifs.html); su forma indica que la helicidad de la RA es positiva. Las lenguas se retraen progresivamente y desaparecen el 9 de abril. Los arcos en EUV, así como también las bandas de la fulguración (http://sdo.gsfc.nasa.gov/assets/ing/firstlight/movies/multiwave_zm_sm.mov), confirman que la helicidad es positiva. Otras dos regiones de la Tabla 3.1 presentan un comportamiento peculiar que se discute en los párrafos siguientes.

La RA 9563 es el único caso en el cual el signo de la helicidad deducido a partir de las lenguas y otros indicadores, no ha coincidido. La distribución del flujo magnético en las lenguas indica que, antes del pasaje por meridiano central el 5 de agosto de 2001, la helicidad magnética es negativa, ésto se puede también observar a partir de los arcos en rayos X blandos del SXT. Sin embargo, Tian & Alexander (2009) calcularon una inyección de helicidad positiva después del 6 de agosto debido a la emergencia de un nuevo bipolo en

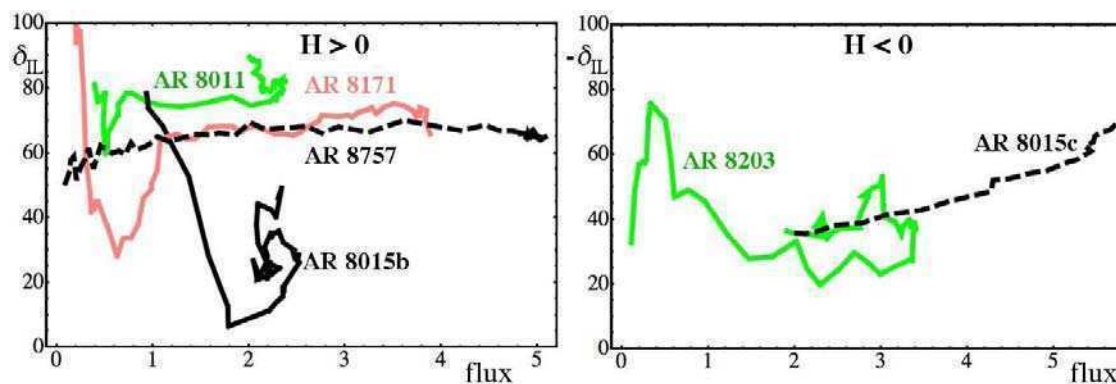


Figura 3.17: Evolución del ángulo δ_{LI} entre la LIP y el eje del bipolo versus el flujo magnético medio de ambas polaridades en unidades de 10^{21} Mx. El panel de la izquierda corresponde a las RAs con helicidad positiva (8011, 8015b, 8171 y 8757) y el panel de la derecha a las RAs con helicidad negativa (8203 y 8015c). El flujo magnético de la RA 8171 se ha dividido por un factor 3.

el centro de la RA (ver el panel correspondiente en la Figura 6 de Tian & Alexander, 2009). Esta evolución es similar a la RA 8015 explicado en la Sección 3.3.5

La RA 10030 aparece en el disco solar el 10 de julio de 2002 ya evolucionada y está formada por dos bipolos. El signo de las lenguas que se muestra en la Tabla 3.1 corresponde a la emergencia de un tercer bipolo hacia el este de la mancha positiva principal (ver Figura 10 de Tian & Alexander 2008). Los arcos observados con el EIT en 195\AA confirman que la helicidad coronal es negativa de la misma forma que la de los bipolos presentes antes de esta emergencia (ver Tian & Alexander, 2008).

3.4 Interpretación de las observaciones según el modelo propuesto

3.4.1 Emergencia de un tubo de flujo con torsión

En el estudio de las RAs se utilizaron magnetogramas fotosféricos longitudinales. Por otra parte, sólo se analizaron regiones que estuviesen ubicadas cerca del centro del disco solar. Esto implica que la contribución principal a la señal detectada por el MDI proviene de la componente vertical del campo (o sea, ortogonal a la fotosfera); es decir, no hay información de la componente transversal (o contenida en el plano fotosférico) que sólo

se puede obtener usando magnetogramas vectoriales. Sin embargo, cuando emerge un tubo con torsión, se observa una asimetría (ver Figura 3.4) en la distribución espacial fotosférica del campo magnético vertical debido a la contribución de la componente azimutal. Esa asimetría resulta en dos configuraciones posibles (Figura 3.3) que indican el signo de la helicidad magnética.

Para una dada geometría del tubo, la extensión de las lenguas depende de la intensidad de la torsión; es decir aumenta con ella (Figura 3.5). Las lenguas están presentes mientras el ápex del tubo de flujo cruza la fotosfera. Durante este período, que en general se llama la fase de emergencia de flujo en una RA, el flujo magnético fotosférico de ambas polaridades aumenta. Más tarde, las lenguas se retraen y desaparecen debido a que la proyección de la componente azimutal sobre la dirección vertical es menos significativa. Esto sucede cuando el ápex del tubo de flujo ha cruzado por completo la fotosfera. Por último, luego de alcanzar el valor máximo en cada polaridad de la región bipolar, el flujo decae progresivamente por dispersión.

3.4.2 Helicidad magnética y su signo

La inyección de helicidad magnética por unidad de tiempo es mayor cuando es mayor el aumento del flujo magnético. Si se observa la emergencia de una RA desde su inicio, se ve un pico en la tasa de inyección en coincidencia con el máximo del flujo magnético (Chae & Jeong, 2005; Yamamoto et al., 2005; Jeong & Chae, 2007; Tian & Alexander, 2008). Pariat et al. (2005) encontraron un pico similar usando un modelo simple de tubo de flujo que emerge a velocidad constante. Este pico ocurre cuando la parte inferior del ápex del tubo cruza la fotosfera; es decir, antes de que la sección superior del tubo haya emergido por completo. Cualitativamente, las simulaciones numéricas MHD de Cheung et al. (2005, 2008), muestran la misma evolución. En vista de estos resultados, la evolución de las lenguas magnéticas indica el intervalo de tiempo durante el cual se inyecta la mayor cantidad de helicidad en la corona. Una vez que las lenguas se retraen y la RA comienza a dispersarse podría continuar inyectándose helicidad pero a una tasa menor (Démoulin et al., 2002b; Green et al., 2002; Mandrini et al., 2004).

La presencia de las lenguas durante la emergencia de una RA, como se dijo antes, permite determinar el signo de la helicidad del tubo de flujo que la forma. A partir

del modelo y teniendo en cuenta la definición del ángulo δ_{LI} como el ángulo entre el eje del bipolo (orientado de la polaridad siguiente a la precedente) y la LIP, se puede ver que el signo de δ_{LI} coincide con el signo de la helicidad. Como la evolución de las lenguas magnéticas implica la aparición de una rotación aparente del bipolo, se define la orientación del mismo cuando las lenguas son menos evidentes; es decir, cuando la RA ya está evolucionada. En las regiones reales que están emergiendo, la LIP no es una línea recta sino que sigue un camino sinuoso. Entonces, para determinar la ubicación media de la LIP definida a partir de valores significativos de la intensidad del campo magnético, se ajusta una función lineal de las coordenadas espaciales a la parte central del magnetograma de la RA y se iguala la función ajustada a cero, lo que define la LIP. Se controla, además, que la línea recta ajustada concuerde con la dirección media de algún isocontorno del campo (por ej. ± 50 G). La Figura 3.17, cuyo análisis cuantitativo se hace en la sección siguiente, muestra la evolución del δ_{LI} para las RAs estudiadas en detalle. Se ve que el signo de este ángulo confirma el signo que fue deducido a partir de la evolución de las lenguas en las Figuras: 3.7, 3.9, 3.12, 3.13, 3.15 y 3.16.

3.4.3 Análisis cuantitativo de las lenguas magnéticas

Según la Ec. 3.6, en un tubo de flujo con forma de medio toroide y torsión uniforme, el ángulo δ_{LI} se puede escribir en función del número de vueltas, N_t , de una línea de campo en medio toroide. De manera más general, δ_{LI} está relacionado con la torsión por unidad de longitud y el radio de curvatura local del tubo de flujo. Para un radio de curvatura dado, el $|\delta_{LI}|$ decrece desde 90° hasta 0 a medida que la torsión va aumentando. En la Figura 3.17 se observa un comportamiento casi constante del $|\delta_{LI}|$ en tres de las RAs (8011, 8171 y 8757), excepto al inicio de la emergencia donde los valores son menores (lo que podría indicar que la torsión es mayor en la periferia del tubo de flujo). En cambio, las RAs 8015b y 8203 muestran una disminución progresiva del $|\delta_{LI}|$ lo que podría interpretarse como debido a un tubo de flujo con mayor torsión en el centro. El $|\delta_{LI}|$ para la RA 8015c tiene una evolución inversa con lento aumento durante la fase de emergencia. En todos los casos en que la evolución de la RA se pudo seguir más allá del máximo del flujo, el $|\delta_{LI}|$ tendió a los 90° indicando la retracción de las lenguas. Si se convierten los valores medidos de este ángulo en número de vueltas en medio toroide (según la Ec.3.6), los valores de N_t resultan ≈ 0.1 para la mayor parte de la evolución de la RA 8011, ≈ 0.2 para la mayor parte de la evolución de las RAs 8171 y 8757, y ≈ 3 para la RA 8015c (el

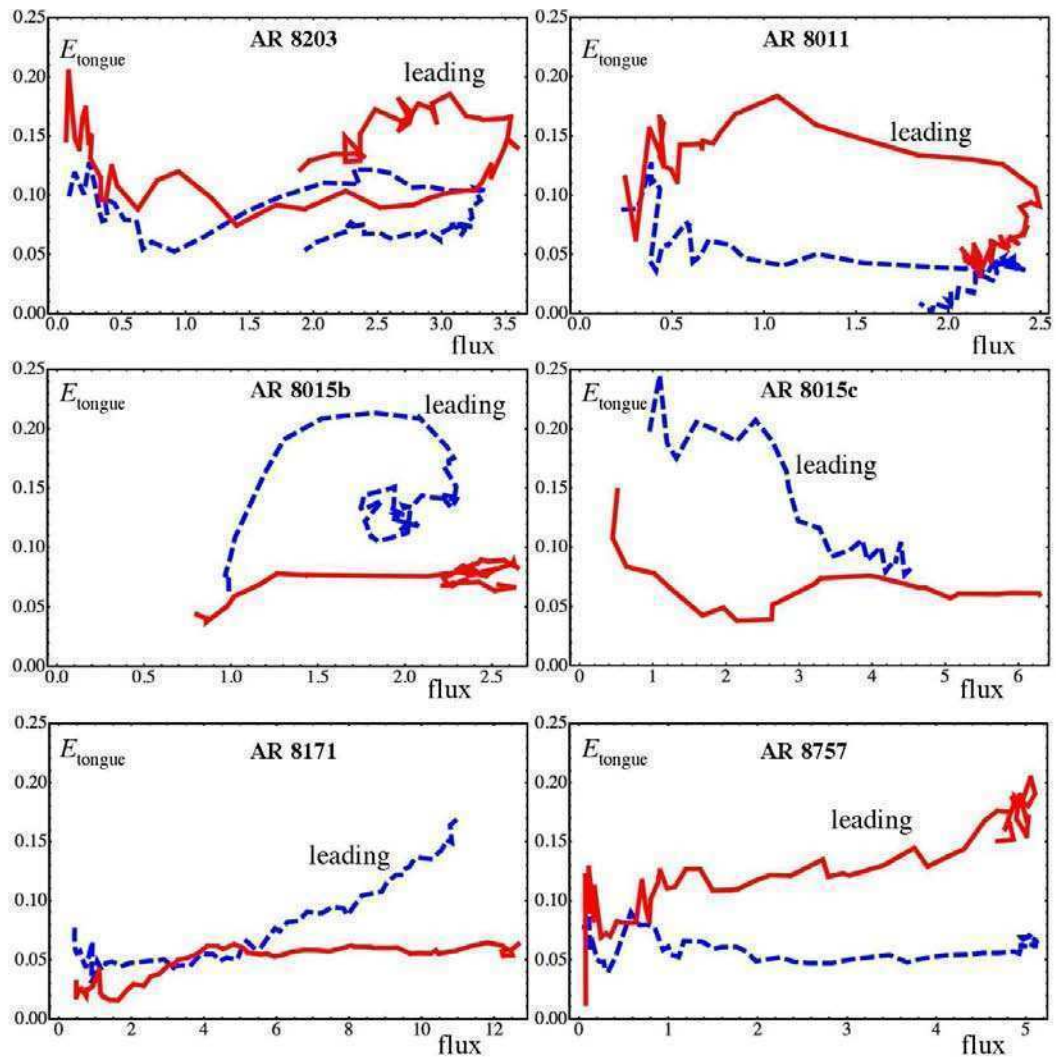


Figura 3.18: Evolución de las elongaciones relativas de las lenguas magnéticas (según Ec. 3.14), versus el flujo magnético en unidades de 10^{21} Mx para las 6 RAs estudiadas en detalle. El color indica la polaridad y es la misma convención que se usó en la figura correspondiente a cada RA. Nótese que la polaridad magnética precedente es más elongada que la polaridad siguiente.

valor máximo encontrado). Esto indica que el rango de variación del número de vueltas es grande (dada la geometría propuesta).

Como se dijo antes, la elongación de las lenguas es función de la torsión global. Para analizar cuantitativamente las lenguas magnéticas, se han medido sus elongaciones relativas según la Ec. 3.14 en las seis RAs estudiadas y se las ha graficado en función del flujo magnético de cada polaridad (Figura 3.18).

Aunque medir la elongación usando observaciones da resultados más complejos que los que se obtienen usando un modelo (ver Figura 3.6), se observa un buen acuerdo global entre la evolución de las elongaciones modeladas y observadas (comparar Figuras 3.6 y 3.18). El modelo muestra que la elongación relativa es mayor cuanto mayor es la torsión, que la elongación permanece casi constante hasta que se alcanza el máximo flujo (cuando la sección superior del tubo ha cruzado la fotosfera) y que luego disminuye rápidamente (a medida que ambas polaridades se vuelven más redondeadas) (ver Figura 3.6).

La RA 8011 es la que muestra una evolución de las elongaciones de las polaridades más parecida a la predicha por el modelo. La diferencia principal entre las curvas correspondientes a las regiones observadas y la curva del modelo es que éste no incluye el efecto de dispersión de las polaridades, es decir, el flujo magnético no decrece. Esto es evidente en las curvas de tres de las seis RAs analizadas cuya evolución se puede seguir hasta la fase de decaimiento (RAs 8203, 8011 y 8015b). En la Figura 3.19 se ha señalado cuál es la polaridad precedente. Se ve claramente que en los 6 casos esta polaridad es más elongada que la polaridad siguiente, indicando una asimetría entre ambas polaridades.

Existen varias asimetrías bien conocidas en los bipolos que emergen, por ej. a) las polaridades precedentes están más concentradas, son más grandes y viven más tiempo y b) cuando las dos polaridades se mueven separándose al emerger la RA, la polaridad precedente se mueve más rápido hacia el oeste que la siguiente hacia el este. Estas asimetrías se han explicado como debidas a la conservación del momento angular a medida que un tubo de flujo asciende a través de la ZCV. El efecto resultante es una asimetría del tubo de flujo con forma Ω que lo lleva hacia atrás según la rotación solar e induce un flujo retrógrado de la base precedente a la siguiente. Este flujo evacúa la base precedente (donde se concentra más el campo) y aumenta la presión del plasma en la base

siguiente, haciendo que se expanda y disminuya la intensidad del campo (ver Fan et al., 1993; Moreno-Insertis et al., 1994; Caligari et al., 1995; Abbett et al., 2001). En el tubo de flujo deformado la base precedente está más inclinada respecto de la vertical que la siguiente, lo que explica la asimetría del movimiento divergente entre las polaridades. Al mismo tiempo, la LIP está más cerca del centro de la polaridad siguiente (van Driel-Gesztelyi & Petrovay, 1990). La asimetría observada en la elongación de las lenguas magnéticas, encontrada en el trabajo desarrollado en este capítulo, confirma de forma independiente la asimetría de los tubos de flujo emergentes. Si la base precedente del tubo Ω en emergencia está más inclinada respecto de la vertical que la siguiente, entonces, la lengua de la polaridad precedente será más elongada que la de la polaridad siguiente. En las RAs analizadas la diferencia es de casi un factor tres.

3.5 Conclusiones

Los magnetogramas longitudinales contienen información de sólo una componente del campo magnético. Sin embargo, se puede inferir de ellos la presencia de torsión global en el campo durante la fase de emergencia de las regiones bipolares. La componente azimutal (o poloidal) del campo de un tubo de flujo magnético tiene una proyección en la dirección longitudinal. Ésto resulta en un patrón característico de la distribución del flujo magnético de las dos polaridades, llamado “lenguas magnéticas” (Figura 3.3). Este patrón evoluciona a medida que el tubo atraviesa la fotosfera dando la impresión que las polaridades rotan una alrededor de la otra (Figura 3.4). Igual respuesta presentan las simulaciones MHD (Hood et al., 2009) que comienzan con un tubo curvado debajo de la fotosfera.

El aspecto más notorio es que la forma de estas lenguas magnéticas permite determinar el signo de la torsión a partir del ángulo formado entre la LIP y el eje del bipolo. En la mayoría de los tubos de flujo en emergencia, la helicidad debido al writhe es mucho menor que la dada por la torsión, de ahí que las lenguas indican el signo de la helicidad magnética inyectada en la corona. En este Capítulo se ha verificado que el signo de la helicidad inferido a partir de las lenguas es el mismo que el provisto por otros indicadores. Es decir, las lenguas magnéticas son indicadores confiables del mismo. La ventaja que tienen respecto de otros trazadores es que están presentes desde las primeras

etapas de emergencia de la RA y no hay que esperar que ocurra una fulguración y observar sus bandas, o que se desarrollen sigmoides, o que se eyecte una ECM. Por otra parte, no es necesario medir la inyección de helicidad que muchas veces da resultados ambiguos dependiendo del método utilizado y de la disponibilidad de magnetogramas con suficiente cadencia temporal o resolución espacial. Sólo es necesario contar con algunos magnetogramas longitudinales durante la fase de emergencia que son los que se obtienen más regularmente (hay más magnetógrafos longitudinales que vectoriales en el mundo) y tienen la menor incerteza en los valores del campo medido.

A pesar de las ventajas enumeradas anteriormente existen limitaciones, ya que las lenguas no se pueden identificar en todas las RAs sin ambigüedad. Es una condición para observarlas que la RA esté aislada de otras concentraciones de flujo preexistentes.

Por otra parte, las lenguas se pueden identificar claramente si la RA emerge como un solo tubo de flujo simple (ésto incluye la emergencia de múltiples fragmentos pequeños que forman un único tubo de flujo). Sin embargo, si a lo largo de la vida de una región los episodios de emergencia de distintos bipolos se dan bien separados en el tiempo, la identificación de las lenguas aún es posible (ver el ejemplo de RA 8015a, 8015b y 8015c).

Por último, si el tubo de flujo comienza a emerger a unas pocas decenas de grados del limbo solar este, se puede seguir la evolución completa de la RA hasta la fase de retracción de las lenguas en el caso de RAs típicas (con flujos del orden de 10^{22} Mx). Sin embargo, hay ejemplos de bipolos mucho menos intensos en donde se ha observado la formación y evolución de las lenguas magnéticas (ver Mandrini et al., 2005a).

La forma y la elongación o extensión de las lenguas magnéticas depende tanto de la cantidad de torsión como de su distribución espacial dentro del tubo (Figura 3.6). Sin embargo, la evolución de las lenguas, por sí solas, no permite determinar estos parámetros sin ambigüedad ya que la geometría del tubo de flujo influye en los mismos. Por ejemplo, aún en el caso de un tubo simple toroidal, como el modelo desarrollado, la elongación de las lenguas depende del radio de curvatura del eje del tubo.

Un descubrimiento involuntario de este trabajo es la asimetría que se ha encontrado entre la elongación de la lengua de la polaridad precedente y de la siguiente: la elon-

gación de la precedente es sistemáticamente mayor que la de la siguiente. Esta asimetría se puede entender si el tubo de flujo Ω que está emergiendo es asimétrico, es decir, inclinado hacia el este (quedándose atrás según la rotación solar). Esta inclinación se ha atribuido a la conservación del impulso angular durante el ascenso del tubo a través de la ZCV, un modelo que ha explicado con éxito otros tipos de asimetrías observadas en los movimientos propios de las polaridades precedentes y siguientes, y en la ubicación de la LIP (van Driel-Gesztelyi & Petrovay, 1990).

Las simulaciones MHD de tubos de flujo (Hood et al., 2009) muestran que los mismos sufren reconexiones internas durante su emergencia a través de la fotosfera, de manera tal que el tubo en la corona es una parte del tubo inicial y su componente del campo vertical retiene el signo de la helicidad con la que se originó. En algún punto de su evolución coronal, el tubo puede desestabilizarse y eyectarse dando lugar a una ECM. Luego de la erupción, se produce un desbalance del torque magnético entre la porción del tubo de flujo que aún está anclada a la ZCV y su parte coronal. Este desbalance debería producir ondas de Alfvén torsionales que repondrían la helicidad coronal eyectada, junto con a la ECM (Longcope & Welsch, 2000). Más tarde, la difusión magnética y la reconexión en las cercanías de la LIP podría formar otro tubo de flujo que podría volverse inestable (Aulanier et al., 2010). Esta evolución hace que la helicidad magnética coronal decrezca y luego se restablezca. Este proceso de varios pasos resulta en la transferencia progresiva de helicidad magnética de la ZCV al medio interplanetario. La evidencia de que es posible es el hecho de que hay varios ejemplos en los que una misma RA típica (con un flujo de 10^{22} Mx) puede eyectar un gran número (entre 30 a 60) de ECMs a lo largo de su vida (Démoulin et al., 2002b; Green et al., 2002; Mandrini et al., 2004). El tubo de flujo que forma una ECM representa sólo una pequeña fracción del tubo original que cruzó la ZCV y lleva al medio interplanetario parte de su helicidad. Entonces, a menos que se den episodios de emergencia con helicidad mixta, el signo de la helicidad del tubo interplanetario será la misma que el dado por las lenguas magnéticas. De ahí que, por las ventajas que se discutieron anteriormente, sean una herramienta tan útil para el clima espacial.

En el Capítulo 4 se discutirá un evento en donde el signo de la helicidad magnética dado por las lenguas concuerda con el de la nube magnética eyectada por la RA. Mientras que en el Capítulo 5 se mostrará un ejemplo en donde no sólo el signo de la helicidad,

dado por las lenguas, sino la variación del contenido de helicidad coronal está de acuerdo con el contenido de helicidad coronal de la nube magnética asociada a la eyección.

Los resultados presentados en este Capítulo dieron lugar a las siguientes publicaciones: Luoni et al. (2004), Luoni et al. (2007a) y Luoni et al. (2011).

Capítulo 4

Fulguraciones homólogas en una región activa compleja

Like buried treasures, the outposts of the universe have beckoned to the adventurous from immemorial times . . . George Ellery Hale, 1931.

El 27 de octubre de 2003 se produjeron dos fulguraciones de clase M en un intervalo de 3 horas en la región activa NOAA 10486. Las dos fulguraciones eran confinadas y homólogas.

En este Capítulo, haciendo uso de los datos y de un modelo de campo magnético, se interpretarán ambas fulguraciones en términos de la topología de la región activa en la que ocurrieron. Se demostrará que ambas fulguraciones pueden deberse a un proceso de reconexión magnética que ocurre en el entorno de un punto de campo nulo forzada por la evolución del campo local. En este caso particular, esta evolución se debe a la emergencia sostenida de flujo magnético en las cercanías del punto nulo. Siguiendo con la línea de trabajo iniciada en el Capítulo 3 de esta Tesis, cabe mencionar que las polaridades de este bipolo emergente están orientadas en la dirección norte-sur y, debido a que apenas emergen se fusionan con polaridades preexistentes, no es posible determinar el signo de su torsión.

La ubicación sobre la fotosfera del punto nulo encontrado el 27 de octubre coincide aproximadamente con la de un nulo que se encuentra al día siguiente. Mandrini et al. (2006) muestran que un evento confinado, que acompañó a una fulguración eyectiva de clase X17, 29 horas después de las fulguraciones del 27, se podría haber originado por reconexión en el entorno de este punto. Tanto el evento confinado del 28 de octubre, como las dos fulguraciones del 27, son homólogos. Todas estas coincidencias llevan a sugerir que el punto de campo nulo del 28 de octubre resulta de la evolución del calculado el 27 al modificarse la configuración magnética. Es decir, estas observaciones muestran que los puntos de campo nulo son estructuras estables, como lo sugieren los modelos topológicos clásicos de regiones activas (Gorbachev et al. 1968). Por otra parte, se encuentra (Mandrini et al. 2006) que la fulguración eyectiva X17 del 28 de octubre, cuyo origen puede interpretarse como debido a un proceso de breakout, no está relacionada con la presencia del punto de campo nulo, contrariamente a lo propuesto por el modelo de Antiochos et al. (1999). La eyección coronal de masa da lugar a una nube magnética que se observa a 1 UA 24 hs después, el signo de la helicidad de esta estructura concuerda con el de la RA 10486 (Mandrini et al., 2007).

4.1 Escenario de los eventos del 27 de octubre de 2003

El nivel espectacular de actividad desplegada por el Sol del 19 de octubre al 4 de noviembre de 2003, se originó en tres regiones activas: NOAA 10484, 10486, 10488. Las manchas en estas regiones eran de tipo $\beta\gamma\delta$ (Figura 4.1).

La RA 10486 atravesó el disco solar desde el 23 de octubre hasta el 4 de noviembre. Fue una región muy prolífera en eventos energéticos: siete fulguraciones de clase X, incluyendo la más intensa de la era espacial (X28), y quince de clase M (Zhang et al., 2003). Esta intensa actividad inusual ha sido analizada en trabajos publicados en números especiales del Journal of Geophysical Research, Geophysical Research Letters and Space Weather en 2004 y 2005. Entre los eventos menores que tuvieron lugar en la RA se encuentran las dos fulguraciones de clase M estudiadas en este capítulo. La primera fulguración (ver Figura 4.2) se registró en rayos X blandos a las 09:21 UT y fue clasificada como una fulguración de clase M5.0. Apareció como un pico impulsivo durante la fase de decaimiento de la fulguración anterior producida en la AR 10484 (Figura 4.2). La

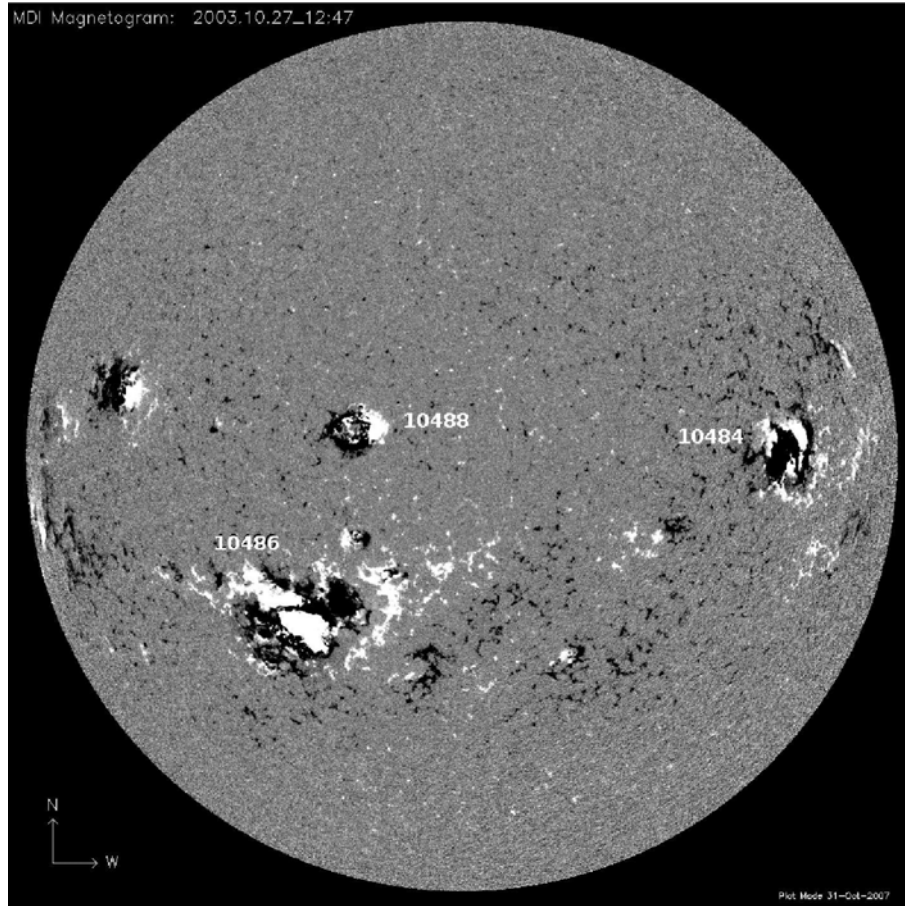


Figura 4.1: Magnetograma fotosférico longitudinal, provisto por el MDI, del 27 de octubre de 2003, 12:47 TU, indicando las distintas regiones activas presentes en el disco solar. En todas las imágenes el norte solar apunta hacia arriba y el oeste a la derecha; blanco/negro corresponde a polaridad positiva/negativa. Cortesía del consorcio SoHO/MDI.

segunda fulguración, homóloga de la primera, comenzó a las 12:27 UT y fue clasificada como M6.7. Ambos eventos están indicados por las flechas en la Figura 4.2.

4.1.1 Descripción de los datos utilizados

Para este trabajo se utilizaron magnetogramas fotosféricos longitudinales de disco completo de nivel 1.5 obtenidos con el Michelson Doppler Imager (SoHO/MDI, Scherrer et al., 1995) a bordo del Solar and Heliospheric Observatory (SoHO). Cada mapa es el promedio de cinco magnetogramas tomados con una cadencia de 30 s. Los mapas se construyen cada 96 min. El error en las densidades de flujo por pixel en el magnetograma promedio

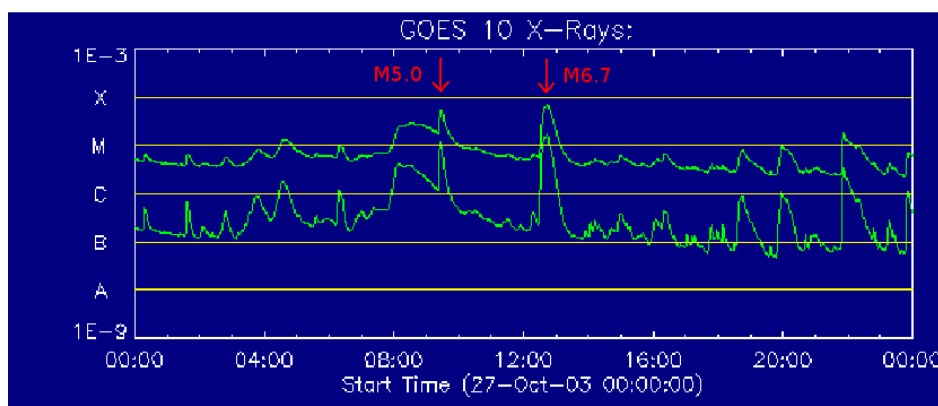


Figura 4.2: Curva de luz del GOES para el 27 de octubre del 2003. Las dos fulguraciones analizadas están indicadas por flechas.

es de $\approx \pm 9$ G, y cada pixel tiene una superficie media de 1.98 Mm^2 .

Para cubrir temporalmente a ambas fulguraciones en $H\alpha$, se han utilizado observaciones del Kanzelhöhe Solar Observatory para la fulguración de la mañana, y del $H\alpha$ Solar Telescope for Argentina (HASTA, Fernandez Borda et al., 2002) para la fulguración del mediodía. Ambos telescopios, el de Kanzelhöhe y el HASTA, proporcionan imágenes de disco completo con un tamaño de pixel de 1.09 y de 2.07 searc, respectivamente.

Las observaciones de la región de transición y la corona, y también otros datos cromosféricos, provienen del Transition Region and Coronal Explorer (TRACE, Handy et al., 1999). El TRACE estaba observando con alta cadencia temporal (60 s) en la banda de 1600 \AA y 195 \AA con un campo de visión de 768×768 searc en el momento de las dos fulguraciones. El tamaño del pixel en todas las imágenes es de 0.5 searc, dando una resolución espacial de 1.0 searc.

El plasma observado por el TRACE en la banda de 1600 \AA tiene temperaturas en el rango de $4 - 10 \times 10^3$ K (Handy et al., 1999, Tabla I), las que corresponden a la fotosfera superior y la cromósfera. Como las manchas son claramente visibles en estas imágenes, se las ha utilizado para alinear las imágenes del TRACE con los datos cromosféricos terrestres y los magnetogramas.

4.1.2 Evolución del campo magnético fotosférico

La RA 10486 apareció en el limbo solar este el 23 de octubre del 2003, con una configuración magnética tipo α (grupo unipolar) presentando un predominio de la polaridad positiva ya compleja. La región evoluciona rápidamente y el 24 ya es una región $\beta\gamma\delta$, según la clasificación magnética de las manchas solares siguiendo las reglas establecidas por el Observatorio de Mount Wilson, California. La Figura 4.3 muestra la evolución del campo magnético de la RA, en la misma se observa la distribución de las polaridades principales y su identificación, siguiendo el mismo criterio para el 26 y 27 de octubre. Inicialmente, un bipolo extenso e intenso, indicado como 3 y 4 en el cuadro superior, se observa bien desarrollado hacia el 24 y 25. La polaridad precedente negativa 3 está ubicada muy cerca de la polaridad positiva siguiente 2 perteneciente a una RA en decaimiento. Cabe mencionar que como la RA 10486 aparece en el disco visible como una región ya desarrollada, no se observa la presencia de lenguas magnéticas en su bipolo principal.

El 26 de octubre, la polaridad precedente 3 crece y se empieza a dividir en dos, mientras la siguiente continúa separada y creciendo. Hacia el norte de la polaridad 4, el 25 de octubre, se observa la emergencia de pequeñas concentraciones de flujo que se agrupan formando un bipolo (7 polaridad negativa y 8 polaridad positiva). Las polaridades del bipolo están orientadas en la dirección norte sur y rápidamente se fusionan con otras concentraciones preexistentes (7 con 5 y 8 con 6) por lo que las lenguas magnéticas no se observan claramente y no es posible determinar el signo de la helicidad de esta emergencia (ver Figura 4.3). Las polaridades 5 y 6 ya estaban presentes en la RA cuando ésta apareció por el limbo este. Las polaridades 7 y 8 continúan creciendo a medida que la RA se acerca al meridiano central. El 26 de octubre se las puede observar claramente por encima de la línea principal de inversión de la polaridad (LIP). Esta emergencia del campo magnético creó una región positiva (6 y 8) separada de las manchas principales positivas (polaridad 4) por una zona negativa alargada (5 y 7).

4.1.3 Análisis de los eventos cromosféricos

La fulguración de la mañana del 27 de octubre aparece en las imágenes de Kanzelhöhe como cuatro núcleos o pequeñas bandas separadas (Figura 4.4) que están ubicados sobre las polaridades 4, 5, 7 y 8. Estos brillantamientos aparecen, aumentando y dismin-

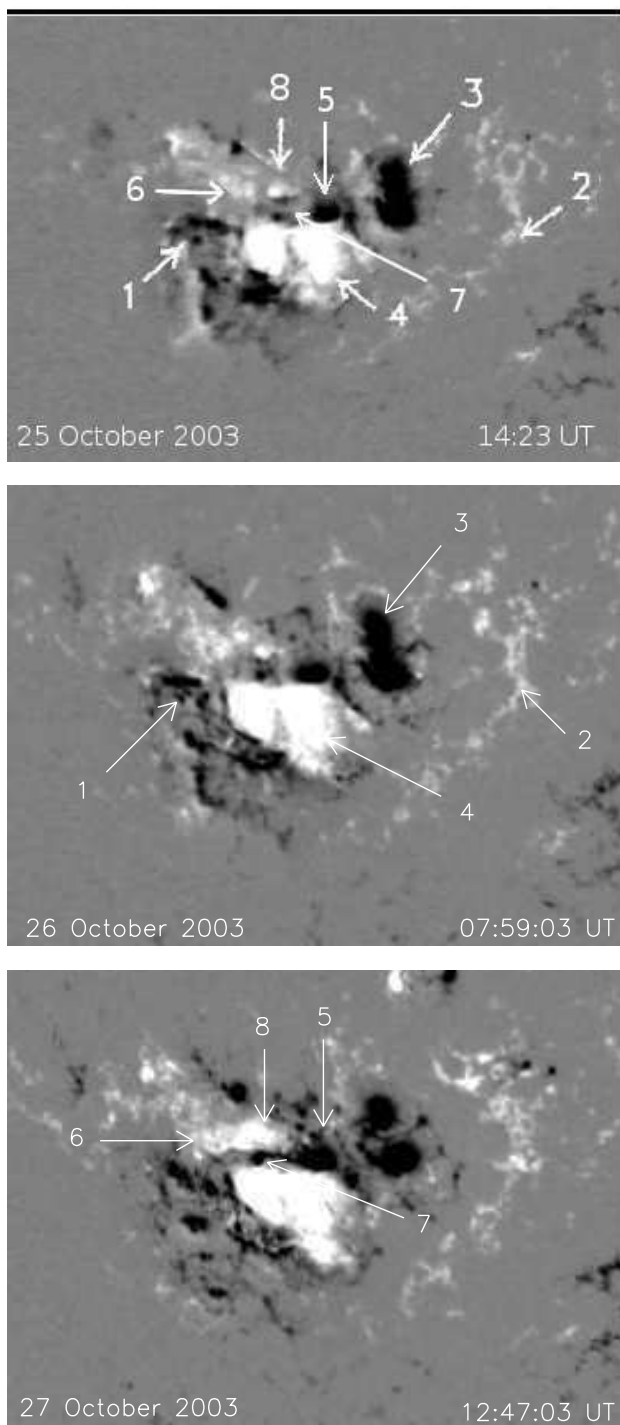


Figura 4.3: Magnetogramas longitudinales del MDI del 25, 26 y 27 de octubre de 2003 mostrando la configuración magnética de la RA 10486. La convención para la numeración de las polaridades es la de la Figura 1a de Mandrini et al. (2006).

Las flechas indican las polaridades según la descripción del texto (Sección 4.1.2). Las polaridades involucradas en las dos fulguraciones están señaladas con los números 4, 5, 7 y 8.

El área cubierta por las imágenes del 25 de octubre es de 305×229 píxeles (603×453 secarc). Las áreas del 26 y 27 de octubre son de 271×201 píxeles (536×398 secarc). El campo magnético en todas las imágenes está saturado en ± 500 G.

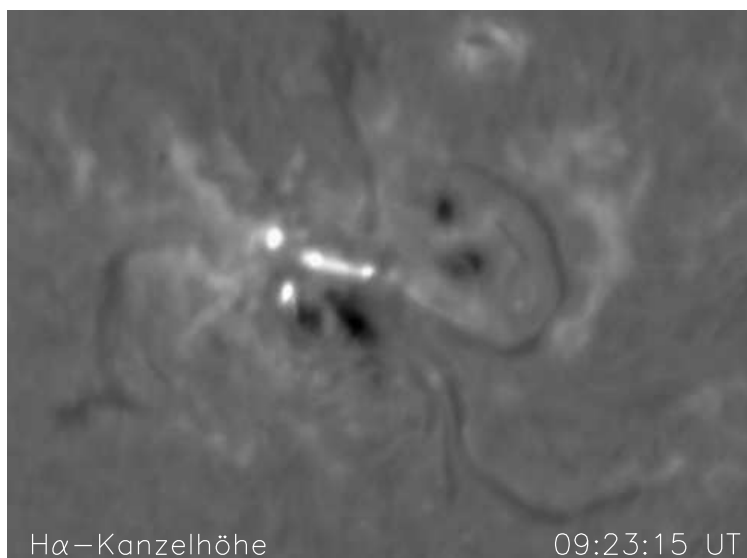


Figura 4.4: Fulguración solar del 27 de octubre de 2003 a las 9:23 TU en $H\alpha$ observada en el Kanzelhöhe Solar Observatory. El área cubierta es de 491×364 pixeles

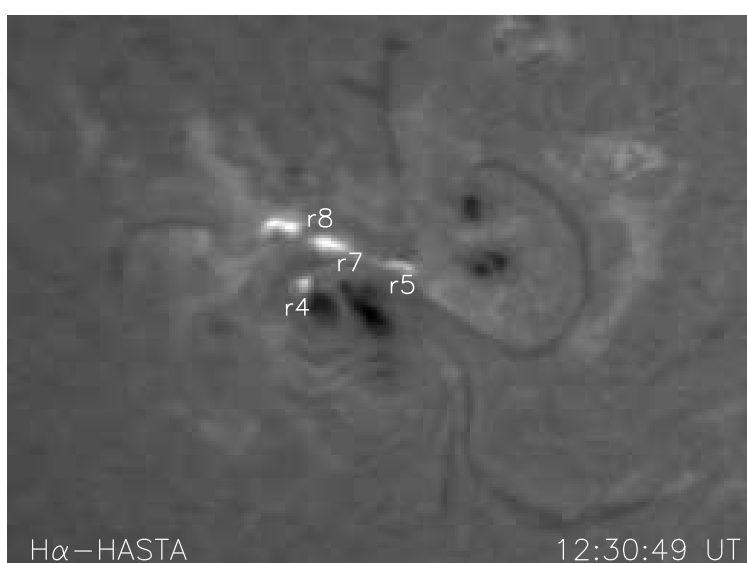


Figura 4.5: Fulguración solar del 27 de octubre de 2003 a las 12:30:49 TU en $H\alpha$ observada por el $H\alpha$ Solar Telescope for Argentina (HASTA). Las bandas han sido numeradas (r4, r5, r6, r7). El área cubierta es de 259×192 pixeles (536×398 secarc). Nótese la similitud en la ubicación y la forma de los núcleos en ambas imágenes.

uyendo en intensidad en el mismo lugar a lo largo de todo el evento. La ausencia de material expulsado en el lugar de la fulguración y la evolución de los núcleos de $H\alpha$ son evidencia que se está ante un evento confinado. Dos de estas bandas, las que están sobre las polaridades 4 y 8, son las más pequeñas y compactas. Las bandas que están sobre las polaridades 7 y 5 son más alargadas e incluso llegan a unirse formando una sola. En particular, el núcleo sobre la polaridad 7 reside también parcialmente sobre la polaridad 8. Este posible solapamiento entre las bandas se puede deber a errores en la alineación

entre las imágenes en $H\alpha$ y los mapas magnéticos, los que se estiman en ± 1 píxel de la imagen cromosférica.

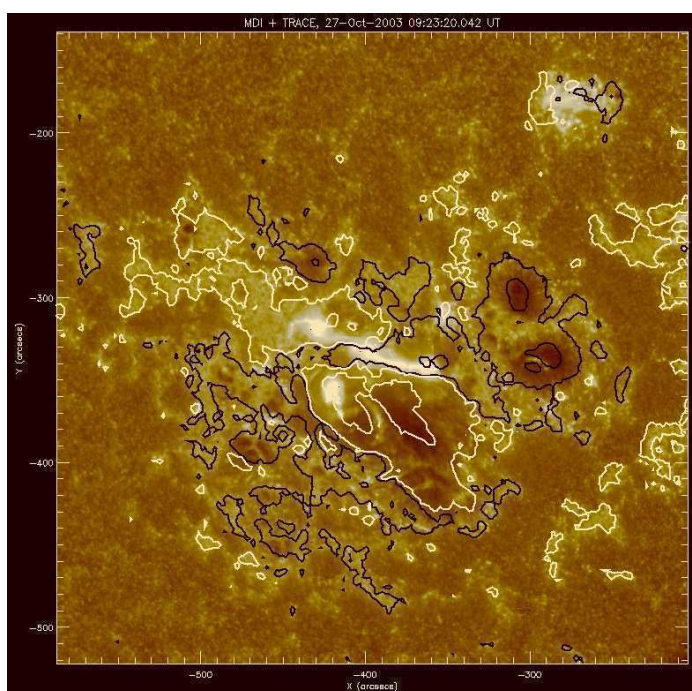


Figura 4.6: Imagen del TRACE en 1600 \AA a las 9:23 TU con los abrillantamientos correspondientes a las bandas de la fulguración, y los isocontornos del magnetograma del MDI superpuestos.

Los abrillantamientos y los cambios observados en $H\alpha$, se ven también en las imágenes del TRACE en 1600 \AA . En la Figura 4.6 se han superpuesto a la imagen del TRACE en 1600 \AA los contornos del magnetograma del MDI, más cercano en tiempo con los abrillantamientos.

Con respecto a la fulguración del 27 al mediodía (Figura 4.5), se observa un comportamiento muy similar a la de la fulguración de la mañana, tanto en $H\alpha$ como en 1600 \AA . Los abrillantamientos tienen la misma forma y se ubican en la misma zona, indicando que estas dos fulguraciones M son homólogas. La misma comparación como se hizo entre la imagen de Kanzelhöhe y del TRACE en 1600 \AA , se puede hacer con la imagen de la fulguración del mediodía observada por el HASTA (Figura 4.5 con 4.7).

En la Figura 4.7 la letra r se refiere a *bandas de la fulguración* y los números aluden a las polaridades ya identificadas en el magnetograma longitudinal (ver Figura 4.3, inferior).

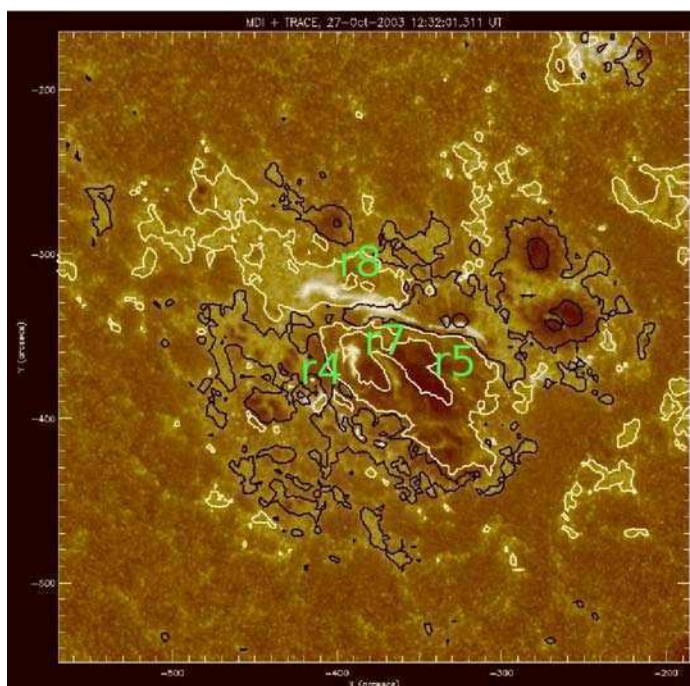


Figura 4.7: Idem Figura 4.6 a las 12:30 TU con las bandas de la fulguración numeradas (r4,r5,r7,r8) correspondiendo la numeración según las polaridades identificadas en la Figura 4.5. Nótese la similitud en la ubicación de las bandas en ambas fulguraciones M.

Durante las fulguraciones estudiadas el filamento de la RA, que se extendía a lo largo de la LIP principal (ver Figura 4.4 y 4.5) con forma de *S*, se activó varias veces observándose emisión en su entorno en $H\alpha$. El plasma del mismo probablemente se calentó durante las fulguraciones analizadas, pero no se observó ninguna eyección durante ese intervalo de tiempo (\approx desde las 9 hasta las 13 h). Recién el 28 de octubre se produce su eyección acompañada de una fulguración X17.

4.1.4 Análisis de los eventos a nivel coronal

La emisión coronal fue observada por el TRACE en 195 \AA en la cercanías de las polaridades 7 y 8 para ambas fulguraciones M. Esta emisión correspondería al abrillantamiento de los arcos coronales que se extienden por encima de las LIPs que separan las polaridades 8 de 7 y 5, y estas últimas de 4 (ver Figura 4.8). Estos arcos están asociados a las cuatro bandas (r4, r5, r7, r8) de las Figuras 4.4 y 4.5 y Figuras 4.6 y 4.7. Es decir, como en un caso de reconexión en una configuración magnética cuadrupolar, cada par de bandas está asociada a un conjunto de líneas de campo magnético reconectado, definiendo volúmenes de conectividad diferente. Estos arcos brillantes aparecen, aumentan en intensidad y se desvanecen en la misma ubicación y manteniendo aproximadamente la misma forma (de letra Y horizontal) durante las dos fulguraciones.

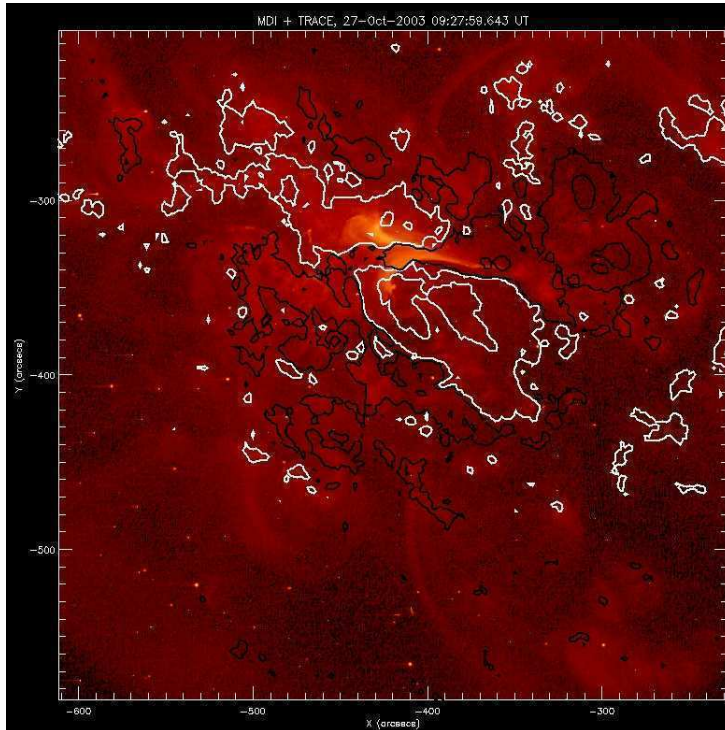


Figura 4.8: Imagen del TRACE en 195 Å mostrando los abrigantamientos de los arcos de la fulguración de las 9:35 TU con las superposición de los contornos de $\pm (100, 300)$ G del magnetograma de las 9:47 TU. Los contornos blancos/negros corresponden a valores positivos/negativos

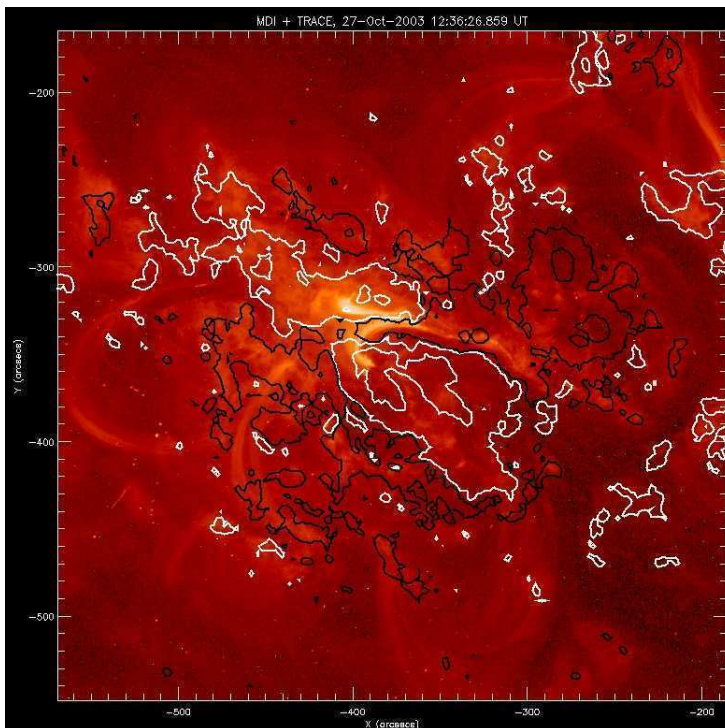


Figura 4.9: Abrilantamientos de los arcos coronales de la fulguración M del 27 de octubre de 2003 observada por el TRACE en 195 Å correspondientes a la fulguración de las 12:36 TU donde se han superpuesto dos contornos $\pm (100, 300)$ G del magnetograma de las 12:47 TU. Los contornos blancos/negros corresponden a valores positivos/negativos.

4.2 Modelo del campo magnético coronal

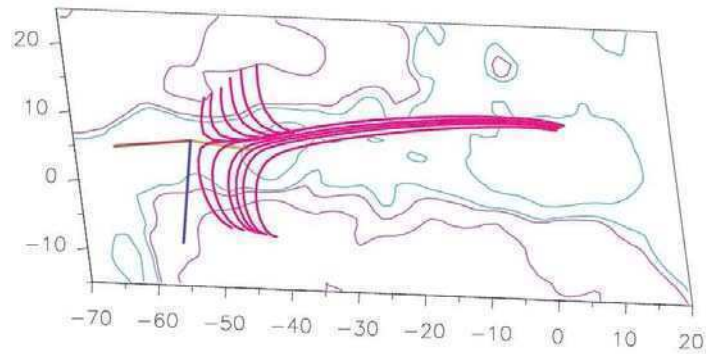


Figura 4.10: Modelo de campo magnético coronal de la RA 10486. Se muestra la ubicación del punto de campo magnético nulo usando los tres ejes cartesianos con dirección paralela a sus autovectores (ver Sección 4.3.2). Las líneas de campo calculadas representarían a los arcos previos a la reconexión magnética en el entorno del punto nulo. Estas líneas están dibujadas según el punto de vista del observador. Los isocontornos del campo magnético son $\pm(100, 1000)$ G. Los contornos positivos/negativos se muestran en color rosa/celeste y los ejes del dibujo están expresados en Mm.

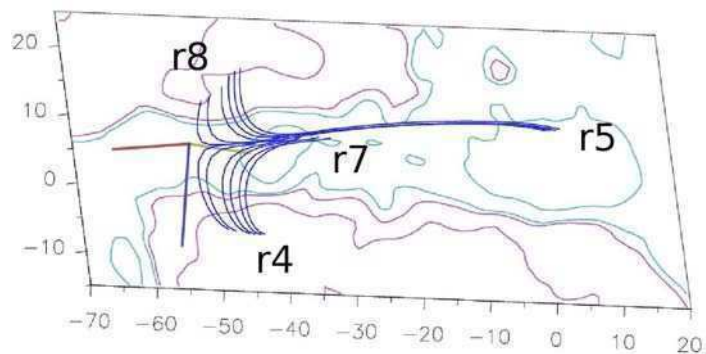


Figura 4.11: Modelo de campo magnético coronal con líneas de campo que corresponderían a los arcos post-reconexión. Se muestra la ubicación del punto de campo nulo de la misma manera que en la Figura 4.9. Nótese que la forma de estas líneas es similar a los arcos observados por el TRACE en 195 \AA en las Figuras 4.9. La ubicación de las bandas de las fulguraciones está indicada siguiendo la nomenclatura de la Figura 4.5. Los contornos del campo magnético son $\pm(100, 1000)$ G. Los contornos positivos/negativos se muestran en color rosa/celeste y los ejes del dibujo están expresados en Mm.

A partir de los datos fotosféricos (magnetogramas del MDI) es posible estudiar la conectividad y sus dominios antes y después de la reconexión usando un modelo del campo magnético. La comparación de las líneas de campo de este modelo con los abri-llantamientos observados por el TRACE y los instrumentos en Tierra, nos permiten concluir acerca de la zona (y estructura topológica involucrada) más probable de liberación de energía, mientras que la evolución del campo fotosférico nos indicaría la dirección en la que procede esta liberación.

El campo magnético se modela en la aproximación libre de fuerzas lineal siguiendo el método que se detalla en la Sección 2.4.1. Dado que las fulguraciones que se estudian son homólogas y el campo fotosférico no presenta variaciones significativas en el tiempo que transcurre entre los dos eventos, el modelo se hace usando como condición de contorno el magnetograma del MDI de las 11:11 UT. Este es el más cercano en tiempo al inicio (12:36 TU) de la fase impulsiva del evento M6.7 del 27 de octubre. Los resultados que se deriven de este análisis son también válidos para el evento M5.0 de la mañana del mismo día.

Como se dijo en la Sección 2.4.1, el único parámetro libre en este modelo es α . Su valor se determina a partir de las líneas de campo que mejor ajustan con los arcos cor-onaes observados por el TRACE en 195 Å (Figura 4.9). El campo magnético de la RA 10486 tiene una alta no potencialidad (Zhang et al., 2003), por lo que el valor de α que dió el mejor ajuste a los arcos del TRACE resultó ser el mayor valor posible permitido por este modelo para el tamaño elegido de caja de integración, $\alpha = -3.1 \times 10^2 Mm^{-1}$. La caja elegida incluye toda las polaridades relevantes y es lo suficientemente grande como para evitar los efectos de periodicidad no físicos de la solución en los bordes (Mandrini et al., 1996; Démoulin et al., 1997, Green et al., 2002), ver Sección 2.4.1.

Como se muestra en la Figura 4.10, las líneas de campo calculadas siguen la forma de los arcos del TRACE en la Figura 4.9; sin embargo, no llegan tan lejos hacia el este, donde está la banda r8. Este modelo está limitado en el sentido de que el valor de α es el mismo para todos los puntos comprendidos en la caja de integración. Sin embargo, usando un modelo del campo libre de fuerzas no lineal, Régnier & Fleck (2004) han encontrado una topología similar a la nuestra (ver siguiente sección) asociada a los abri-llantamientos de las fulguraciones del 27 de octubre. Puesto que la configuración local del campo magnético es cuadrupolar (polaridades: 4, 5, 7 y 8), la topología magnética está

fuertemente definida por la distribución del flujo magnético a nivel fotosférico, el campo magnético creado por las corrientes eléctricas coronales sólo deforman esta topología.

4.3 Topología del campo magnético coronal

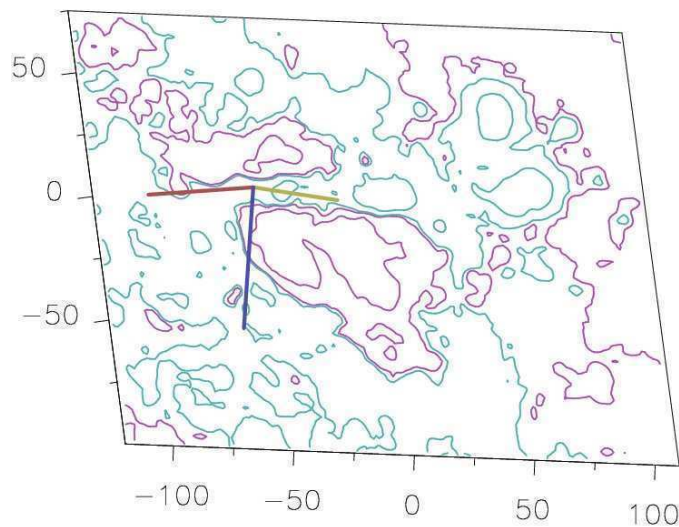


Figura 4.12: Ubicación del punto nulo, representado a través de los tres ejes cartesianos paralelos a sus autovectores, en el campo magnético coronal de la RA 10486. Esta figura está orientada según el punto de vista del observador. Los isocontornos negativos/positivos se muestran con líneas azules/rojas. Sus valores son $\pm (100, 1000)$ G. Los ejes están expresados en Mm.

Se explora la configuración del campo magnético coronal en la búsqueda de estructuras topológicas que se puedan asociar a las bandas y arcos de las fulguración estudiadas. Se encuentra un punto de campo magnético nulo ubicado a una altura de 3.1 Mm por encima de la fotosfera (Figura 4.12), donde se encuentra la polaridad magnética negativa alargada (polaridad 7). La presencia de puntos nulos coronales implican una topología compleja con una zona (el entrono del punto nulo) que es favorable para que el campo de reconecte.

El punto nulo magnético encontrado en la RA 10486 tiene dos autovalores positivos y uno negativo, según la discusión de la Sección 2.5.3.1 se trata de un nulo de tipo B

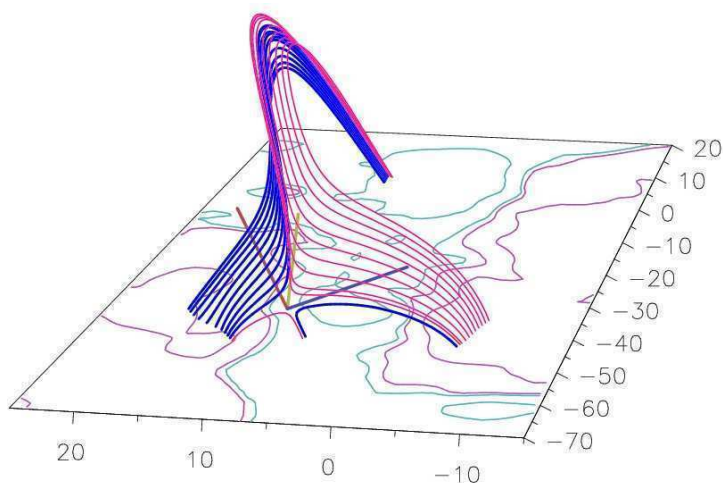


Figura 4.13: Ubicación del punto nulo desde otro punto de vista. Un conjunto de líneas delgadas siguen la dirección del autovector con el valor más bajo en el plano del abanico. Estas tienen sus patas donde están las polaridades 4 y 5. Estas líneas de campo deberían reconectarse en el nulo con las líneas 7 y 8, éstas están representadas por una línea continua y delgada. Después de la reconexión, las líneas deberían tener sus pata en las polaridades 8 y 5, y aquellas que conectan las polaridades 4 y 7 (la última está representada por una línea de campo corta y delgada).

(ver también Lau & Finn, 1990). Los tres ejes cartesianos graficados en la ubicación del nulo en las Figuras 4.10, 4.11, 4.12 y 4.13 apuntan en la dirección de los tres autovectores descriptos en la Sección 2.5.3.1. El eje apuntando aproximadamente hacia el sur solar corresponde a la espina del nulo (autovalor λ_3 según la discusión de la Sección 2.5.3.1). Los otros dos ejes definen el plano del abanico, el que apunta aproximadamente hacia el oeste solar es el que tiene el autovalor más bajo. Este último es aproximadamente dos veces más bajo que el otro. Las líneas de campo en la Figura 4.13 se han calculado a partir de una integración que comienza a distancias finitas del nulo.

Si el proceso de reconexión magnética se produce en el punto de campo magnético nulo como se muestra en la Figura 4.12, se espera ver dos bandas brillantes y compactas en la intersección de la espina con la fotosfera sobre la polaridades positivas 4 y 8, y otras dos adicionales, las que poseen una forma alargada, sobre la región negativa entre ellos (la traza fotosférica del abanico). Las observaciones en $H\alpha$ y del TRACE en 1600 \AA muestran un notable acuerdo con el modelo (ver Figuras 5 y 7).

La conclusión anterior se ve reforzada cuando se dibujan las líneas de campo en la Figura 4.13 desde el punto de vista del observador. La Figura 4.10 corresponde a las líneas de campo antes de la reconexión, mientras que la Figura 4.11 son las líneas ya reconectadas. La forma de estas últimas siguen con muy buen acuerdo la forma de los arcos del TRACE en 195 Å mostrados en las Figuras 4.8 y 4.9. Combinando el análisis de la evolución del campo magnético (Sección 4.3) con el cálculo de la topología del campo coronal, se llega a la conclusión de que el nulo magnético aparece en la corona cuando las polaridades 7 y 8 emergen y crecen en el campo preexistente de las polaridades 4 y 5 (Figura 4.3). Luego, los resultados confirman que los puntos nulos magnéticos son regiones favorables para la reconexión magnética, la cual es forzada por la evolución fotosférica del campo magnético local.

Por otro lado, Régnier y Fleck (2004) utilizaron extrapolación no lineal de campo libre de fuerza de un magnetograma del Imaging Vector Magnetograph el 27 de Octubre, y encontraron un punto coronal nulo en el mismo lugar. Los datos magnéticos y el método de extrapolación son diferentes a los aquí utilizados, dando un mayor apoyo a la estabilidad de este punto nulo magnético.

4.4 Discusión y conclusiones

La presencia de puntos de campo magnético nulo implica que la configuración magnética tiene una topología compleja favorable para que se produzca reconexión magnética. Sin embargo, se ha demostrado en muchos ejemplos que las fulguraciones se producen en topologías más generales que aquellas con puntos nulos, es decir, con cuasi-separatrices (ver Démoulin, 2005, 2006).

Se modeló el campo magnético coronal de la RA 10486 en la aproximación libre de fuerzas lineal, tomando como condición de contorno el campo fotosférico longitudinal observado más cercano a las fulguraciones. Dado que la RA presenta un campo altamente no potencial, el valor de α se toma lo más alto posible según la caja de integración usada. Con este modelo, se ha encontrado un punto de campo magnético nulo ubicado 3 Mm por encima de la fotosfera. Las líneas de campo calculadas comenzando la integración a distancias finitas del punto nulo reproducen la forma de los arcos coronales observados

en ambas fulguraciones M del 27 de octubre de 2003.

Haciendo el análisis exclusivamente del día 27 se llega a la conclusión de que estos arcos se originan por reconexión magnética en el entorno del punto nulo. Este proceso de reconexión es forzado por la emergencia continua de un bipolo magnético, cuyas polaridades están relacionadas con el punto nulo.

Poniendo este análisis en un contexto más amplio, se discuten los resultados del 28 de octubre obtenido de Mandrini et al. (2006) que estudiaron el inicio y evolución de una fulguración eyectiva de clase X17 que tuvo lugar en RA 10486. Aproximadamente una hora antes de la fase impulsiva de la fulguración X17 del 28 de octubre de las 11:00 TU se observan tanto en $H\alpha$ como en 1600 \AA una serie de abrillantamientos que se pueden considerar como pertenecientes a dos eventos, uno de gran escala y otro de pequeña escala. El evento de gran escala, precursor de la fulguración X17, consiste en cuatro núcleos que engloban prácticamente a toda la RA. Según Mandrini et al. (2006) este proceso de reconexión tiene lugar a alturas coronales en regiones donde el campo cambia de conectividad de manera drástica, sin que se encuentre ningún punto nulo asociado. Es decir, la ECM se inicia como lo propone el modelo de breakout (Antiochos et al., 1999) pero la reconexión ocurre en cuasi-separatrices y no en un punto de campo nulo.

Respecto del evento de pequeña escala, éste también se observa una hora antes de la fulguración eyectiva y se lo puede seguir a lo largo de la misma. Un punto de campo nulo se encuentra casi en el mismo lugar que en el caso de los eventos del 27 de octubre (Mandrini et al., 2006). La altura del punto nulo por encima de la fotosfera es de 4,3 Mm ese día. Los arcos cortos brillantes observados por el TRACE tienen forma similar a los arcos vistos por el TRACE en 195 \AA en el caso estudiado en esta Tesis. Además, los abrillantamientos se observaron en la misma ubicación que los de las fulguraciones de clase M. Es decir, el evento del 28 de octubre es homólogo a los del 27 de octubre. El 26 de octubre no se encontró ningún punto nulo en esa zona (Li et al., 2006). Por lo tanto, los resultados hallados en esta Tesis, junto con los de Mandrini et al. (2006), muestran que este punto nulo es una estructura estable que se mantuvo por más de 29 horas. El origen de esta estabilidad es la presencia de una región cuadrupolar (polaridades 4, 5, 7 y 8), la cual globalmente no cambia durante al menos dos días, y define la topología magnética de la corona. Por otra parte, es evidente que no está relacionado con el origen

de la ECM que acompaña a la fulguración X17.

En este caso particular no se observaron lenguas magnéticas asociadas a las polaridades principales de AR 10486, ya que la región apareció en el disco solar ya evolucionada. Tampoco se las identificó durante la emergencia del bipolo asociado al punto de campo nulo.

Los resultados presentados en este Capítulo dieron lugar a las siguientes publicaciones: Luoni et al. (2005b), Luoni et al. (2006) y Luoni et al. (2007b).

Capítulo 5

Seguimiento de la helicidad magnética entre el Sol y el medio interplanetario

Lo esperado no sucede, es lo inesperado lo que acontece.

Ernesto Sábato (1911-2011)

Las eyecciones coronales de masa interplanetarias (ECMIs) son estructuras transitorias que perturban al viento solar a medida que se alejan del Sol. Cuando se dirigen hacia la Tierra, dependiendo de su orientación y helicidad magnética, pueden interactuar por reconexión con el campo magnético terrestre y producir tormentas geomagnéticas intensas. Un subconjunto de las ECMIs son las llamadas nubes magnéticas interplanetarias (NMs), cuyas características son un β de protones bajo, temperatura de protones baja y un campo magnético más intenso que el de su entorno con una rotación amplia y suave. Las NMs son las contrapartes interplanetarias de las eyecciones coronales de masa (ECMs); estas últimas transportan la helicidad magnética generada en la zona convectiva (ZCV) hacia el espacio interplanetario,

En este Capítulo se calcula la variación de la helicidad magnética coronal de la RA (NOAA 7912) en la que se produjo una fulguración y ECM el 14 de octubre de 1995. Esta fue seguida por la observación in situ de una NM entre el 18 y el 19 de octubre.

Los signos de la helicidad tanto coronal como de la NM coinciden. Por otra parte, el contenido de helicidad de la NM y la variación de esta cantidad en el campo coronal están en buen acuerdo, considerando los errores de ambos cálculos. Este es el primer trabajo de comparación cuantitativa y comprobación de la conexión entre fenómenos solares mayores e interplanetarios usando un invariante MHD global en condiciones de cuasi idealidad.

5.1 Introducción

Low (1996) señaló que uno de los roles más importantes de las ECMs es llevarse la helicidad magnética del Sol. Si no lo hiciesen, ésta se acumularía incesantemente ya que la helicidad generada por el dínamo, no cambia de signo con el ciclo. Las estructuras magnéticas en el hemisferio norte tienen preferentemente helicidad negativa. Mientras que las estructuras del hemisferio sur muestran una preferencia por el signo opuesto, helicidad positiva (ver trabajo de revisión Pevtsov & Balasubramaniam, 2003). Dado que la helicidad magnética es una cantidad bien conservada aun en MHD no ideal (Berger, 1984), se espera que esto suceda durante su eyección al espacio interplanetario. Algunas de estas eyecciones se observan in situ como nubes magnéticas (NMs). El vector campo magnético muestra una rotación suave y significativa a lo largo de la NM (Burlaga et al., 1981; Burlaga, 1995) indicando que su estructura es helicoidal, por lo que claramente una nube tiene una helicidad distinta de cero.

Cuál es la helicidad que una ECM lleva del Sol es aún una pregunta que tal vez se pueda responder midiendo la disminución de helicidad en la corona solar debido a la ECM, o midiendo el contenido de helicidad de la NM resultante. El primer trabajo que intentó estimar la helicidad magnética de las NMs fue el de DeVore (2000) quien utilizó una muestra de 18 NMs analizadas por Lepping et al. (1990). Obtuvo un valor de helicidad media de 2×10^{42} Mx² (para una longitud del tubo de flujo de 0.5 UA) y un flujo magnético medio de 1×10^{21} Mx. Démoulin et al. (2002b) y Green et al. (2002) desarrollaron un método para medir el contenido de helicidad coronal de las RAs obteniendo un valor típico de $4\text{-}23 \times 10^{42}$ Mx². Teniendo en cuenta el método de DeVore para la estimación de la helicidad de las NMs, determinaron el balance de helicidad de dos RAs desde su emergencia hasta su decaimiento. Calcularon los cambios de largo plazo (de una rotación a la siguiente) en el contenido de helicidad coronal, identificaron todas las

ECMs eyectadas desde las dos RAs, a lo largo de su vida (31 y 66, respectivamente) y estimaron la cantidad total de helicidad eyectada. Sin embargo, no midieron la disminución de helicidad coronal debido a una de esas ECMs en particular ni las vincularon a observaciones in situ de NMs (ver también Mandrini et al., 2004).

Nindos et al. (2003) calcularon la helicidad magnética fotosférica entrante (es decir, aumento de helicidad coronal) a partir de los movimientos de las bases fotosféricas de los arcos coroneales utilizando un método de seguimiento por correlación cruzada en 6 RAs. El cálculo fue hecho a lo largo de varias horas antes de que se produjese una ECM en forma de halo. Todas estas ECMs estaban vinculadas a NMs. Utilizando para el tubo de flujo que forma la NM una longitud equivalente a la que corresponde al inicio de una inestabilidad de “kink” (es decir, con una longitud entre 0.6 y 1.3 UA), las helicidades calculadas, en términos generales, resultaron consistentes con la inyección de helicidad que habían obtenido en unas 110-150 h antes de las ECMs. Sin embargo, el método de seguimiento por correlación cruzada como puntualizaron Démoulin & Berger (2003), tienden a subestimar la inyección de helicidad magnética fotosférica.

El primer diagnóstico del cambio de helicidad coronal debido a una ECM fue hecho por Bleybel et al. (2002). Ellos utilizaron magnetogramas vectoriales antes y después de un evento eyectivo, y un código de extrapolación libre de fuerzas no lineal para calcular las helicidades antes y después de la eyección; los magnetogramas distaban 17.5 h entre sí. Estos autores estimaron una disminución en la helicidad de $0.7 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$.

Mandrini et al. (2004) vincularon, por primera vez, la pérdida de helicidad magnética coronal debido a una ECM, y la helicidad magnética de la NM resultante a 1 UA. Calcularon el cambio en la helicidad coronal debido a la ECM que ocurrió en una región pequeña (un tercio del tamaño de una RA típica), utilizando un modelo libre de fuerza lineal para los arcos coroneales antes y después de la eyección. Analizando datos in situ obtenidos por el satélite Wind, encontraron una pequeña NM, que vincularon a la ECM que ocurrió en la región pequeña. Calcularon la helicidad de la NM modelándola y estimaron la longitud de su tubo de flujo teniendo en cuenta el período de vida corto de la RA fuente. Tanto la variación de la helicidad coronal como la de la NM resultaron similares, $3 \times 10^{39} \text{ Mx}^2$, dado el tamaño inusual de la región fuente, este valor puede considerarse como el límite inferior para la pérdida de helicidad debido a una ECM. Sin

embargo, el trabajo que se detalla en este capítulo es el primer estudio de la relación ECM/NM para un evento solar eyectivo típico.

Del 18 al 19 de octubre de 1995 una NM alcanzó la Tierra produciendo una tormenta geomagnética intensa ($D_{st} = -120$ nT). Esta fue la mayor tormenta del período 1994-1997. Cuando la NM alcanzó al satélite Wind, ya hacía 15 horas que la componente del campo magnético interplanetario tenía dirección sur, luego de este período, el campo magnético cambió su sentido hacia el norte permaneciendo así 15 h (Figura 5.9). Cuando el campo interplanetario mantiene dirección sur durante un tiempo tan prolongado se producen perturbaciones geomagnéticas tales, como el ingreso de partículas cargadas, auroras, etc. El modelado de las observaciones del campo in situ mostró que la nube se podía aproximar por un tubo de flujo con torsión dextrógira (helicidad positiva, Lepping et al., 1997).

van Driel-Gesztelyi et al. (2000) reportaron el vínculo que había entre la nube y un evento solar inyectivo de larga duración, que es una característica común de las ECMs en la baja corona. Los arcos coronales observados en el Soft X-ray Telescope (SXT) a bordo del Yohkoh (Tsuneta et al., 1991) mostraban una torsión muy marcada (tenían forma sigmoidal en rayos X) antes de la erupción. Algunos arcos se observaron en expansión durante la fulguración y los arcos de la RA se volvieron más potenciales pocas horas después de la misma. La forma de S de los arcos coronales sugerían que la helicidad era positiva, el mismo signo que se obtuvo en la NM asociada.

El evento solar y su contraparte interplanetaria descritos arriba son una buena oportunidad para estudiar el cambio de la helicidad magnética coronal y la helicidad observada a 1 UA.

5.2 Instrumentos utilizados

Para el estudio fotosférico de la RA y el cálculo de la helicidad magnética se utilizaron magnetogramas del Imaging Vector Magnetograph (IVM, Mickey et al., 1996; LaBonte et al., 1999) instalado en el Mees Solar Observatory. El tamaño del pixel es de 1.1 searc. Los datos consisten en las tres componentes del campo magnético que son transformadas

a las coordenadas heliográficas locales, con el eje z normal a la fotosfera. En este trabajo se utiliza sólo la componente en la dirección de la visual.

Para el estudio de la evolución de las estructuras coronales se utilizaron imágenes del SXT (Ogawara et al., 1991), uno de los cuatro instrumentos a bordo del satélite japonés Yohkoh (Tsuneta et al., 1991), cuya misión espacial abarcó el período 1991 - 2001. El SXT tomaba imágenes parciales y de disco completo en un rango de energía de 0.25 a 4 keV correspondiendo 3 a 60 Å, en particular, se usaron los datos obtenidos con el filtro de Dagwood (AlMg).

Con respecto a la nube magnética, se utilizaron series temporales del campo magnético interplanetario con una cadencia temporal de 1 min. medidas in situ por el Magnetic Field Instrument (MFI, Acuña et al., 1995) y datos del plasma obtenidos por el Solar Wind Experiment (SWE, Ogilvie et al., 1995) con una cadencia temporal de 100 seg., ambos a bordo del satélite WIND (Lepping et al., 1995).

5.3 Análisis y resultados del evento solar

5.3.1 Evolución de la RA 7912 y eyección del sigmoide

La RA 7912, fuente del evento de larga duración (ELD), apareció por el limbo este, en el hemisferio sur, el 10 de octubre de 1995 (S10 E76). Sus polaridades presentaban una orientación opuesta a la ley de Hale (región no-Hale) (Figuras 5.1 y 5.3 (a)). Consistía en una polaridad precedente negativa con forma redondeada y la siguiente más dispersa, difusa, y de polaridad positiva. López Fuentes et al. (2000) estudiaron la RA a lo largo de cuatro rotaciones y propusieron que estaba formada por un tubo de flujo que al atravesar la zona convectiva se había deformado por movimientos externos con una componente rotacional, por ejemplo, flujos ciclónicos (ver Figura 3.1, Capítulo 3). Estos autores determinaron también el signo del writhe y de la torsión, que resultaron negativo y positivo, respectivamente. La determinación del signo de la torsión está en concordancia con el cálculo hecho en esta Tesis. El signo positivo es el dominante en el hemisferio sur, según estadísticas realizadas por Pevtsov et al. (1995).

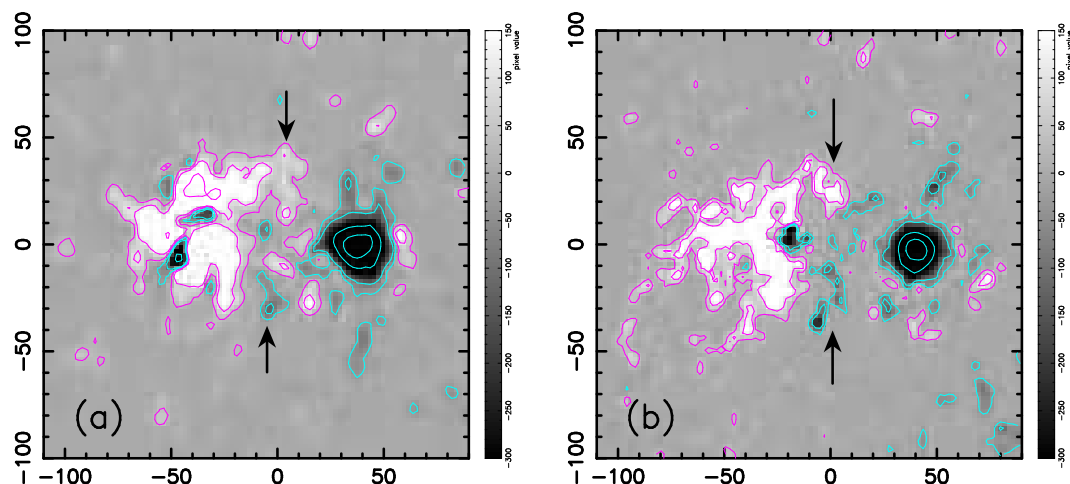


Figura 5.1: Evolución del campo magnético fotosférico provisto por Kitt Peak Solar Observatory de la RA 7912 del 13 de octubre (izquierda) y al 15 de octubre de 1995 (derecha). Las flechas señalan la aparición de las lenguas indicando una helicidad positiva. Se observa la elongación de la polaridad siguiente sobre la precedente. Blanco/negro indica polaridad positiva/negativa. (López Fuentes et al., 2000, adaptación de su Figura 5)

Por otro lado, cabe resaltar que en el Capítulo 3 se estableció que a partir de la forma de las lenguas magnéticas, indicadas con flechas en la Figura 5.1, se podría determinar el signo de la helicidad. Entonces, la helicidad magnética debería ser positiva, este signo se comprobará con el modelo de campo propuesto en la Sección 1.3.2.

El 14 de Octubre, un ELD de clase C1.6, según la clasificación del GOES (Figura 5.2), comenzó a observarse \approx a las 05:00 TU, alcanzando su flujo máximo en rayos X a las 9:21 TU, según Solar Geophysical Data con una duración de \approx 15 h. El evento comenzó mostrando unos arcos brillantes en la parte central de la RA, luego se observó la formación de arcos coronales con la forma de S (Figura 5.3(b)). Los arcos comenzaron a expandirse alrededor de las 05:23 TU. A las 07:29 TU los arcos en expansión se encontraron con arcos de regiones vecinas y se observa una estructura coronal en forma de punto X (van Driel-Gesztelyi et al., 2000). Tal estructura posiblemente se formó por reconexión entre estructuras de distintas RAs. La expansión continuó y para las 08:22 TU (y aún más tarde alrededor de las 08:55 TU) la extensión de los arcos, en proyección, era compara-

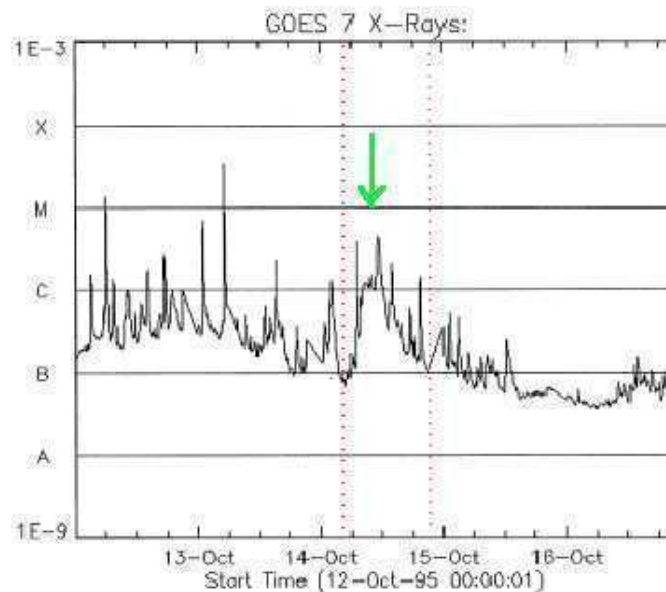


Figura 5.2: Flujo integrado de la emisión en rayos X blandos en el rango de 1-8 Å (GOES-7) entre el 12 y el 14 de octubre de 1995. El evento de larga duración puede verse entre las 5 y las 24 del 14 de octubre señalado entre líneas de puntos rojos. La flecha indica el máximo del evento (9:21 TU).

ble a un radio solar (Figura 5.3 c). La Figura 5.4 muestra este proceso con mayor detalle.

Ya que en octubre de 1995 no había coronógrafos a bordo de satélites, no se dispone de observaciones de la ECM. Sin embargo, el vínculo estadístico fuerte que existe entre ELDs y ECMs (Webb, 1992) y la observación de sigmoides en expansión indican que la fulguración en RA 7912 fue acompañada por una ECM.

5.3.2 Modelado del campo magnético coronal

Cuando un tubo de flujo es eyectado desde el Sol al espacio interplanetario, se lleva parte de la helicidad magnética contenida en el campo coronal. Entonces, si se quiere estimar la helicidad eyectada, es necesario conocer el contenido de helicidad antes y después de la eyección.

Para calcular la helicidad coronal es necesario modelar el campo a partir de los datos

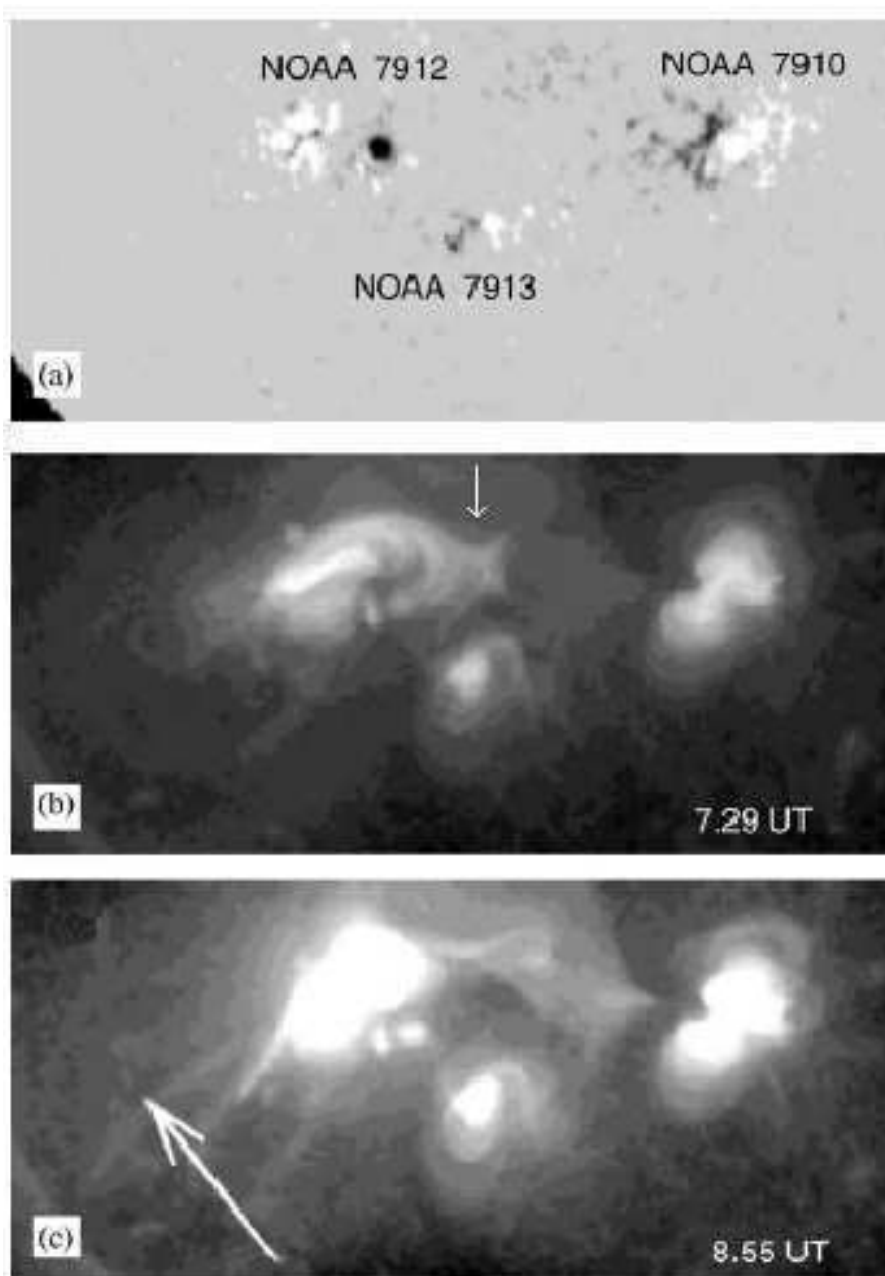


Figura 5.3: (a) Magnetograma de Kitt Peak del 14 de octubre de 1995. (b, c) Observaciones en rayos X blandos del Yohkoh/SXT del mismo día. (b) Arcos coronales en expansión observados antes del pico del evento de larga duración a las 9:21 TU. Nótese la forma de S en los arcos de la RA 7912. Con la flecha se indica la presencia posible de un punto X. (c) Vista en proyección de un gran arco tenue (indicado por una flecha) a las 08:55 TU, este arco corresponde a la expansión del sigmoide. En todas las figuras el norte solar está hacia arriba y el oeste hacia a la derecha.

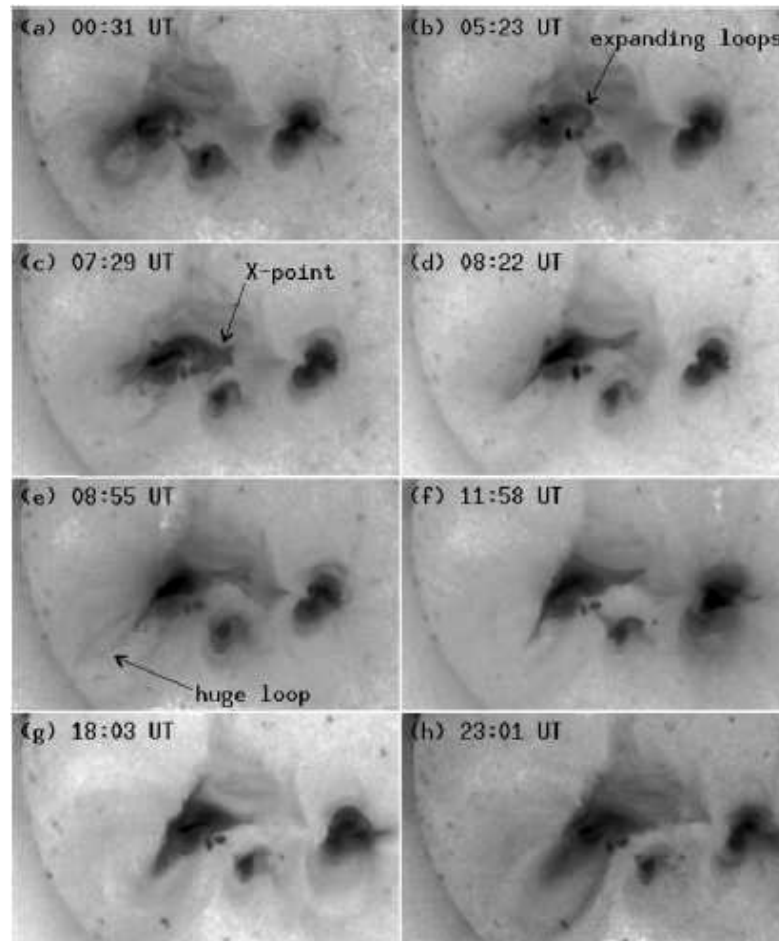
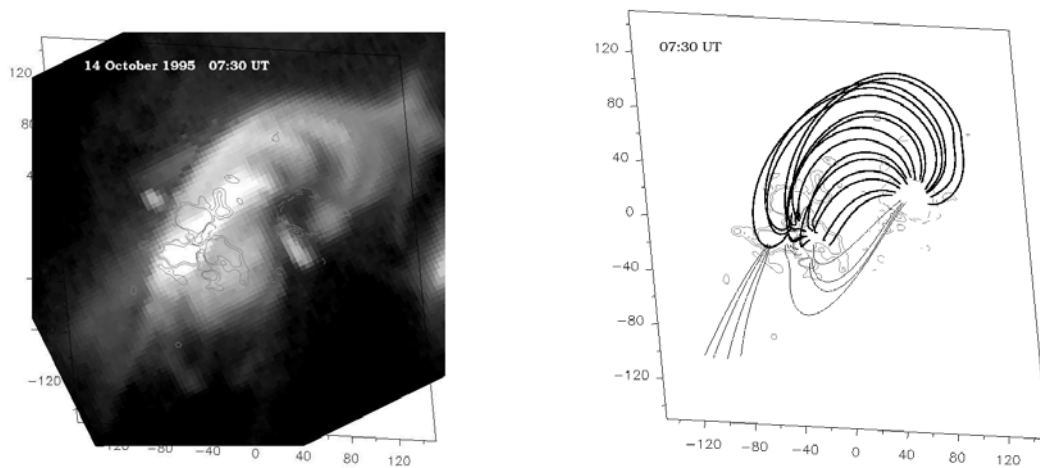


Figura 5.4: Evolución de las estructuras en rayos X blandos del 14 de octubre de 1995 observada por el Yohkoh/SXT. La fulguración comienza con el abrigantamiento de los arcos más cortos en el centro de la RA. La expansión de los arcos externos más grandes comienza después de las 05:00 TU (ver b). A las 07:29 TU los arcos en expansión encuentran con campos magnéticos de las regiones vecinas y se forma un punto X, indicando reconexiones entre RAs (ver c). La continúa expansión de los arcos de la RA 7912 son vistos a las 08:22 (ver d) y especialmente a las 08:55 TU (ver e) en que se expande el sigmoide.

fotosféricos. Se extrapola la componente fotosférica del campo en la dirección de la visual bajo la suposición de un campo lineal (α constante) libre de fuerzas ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$), usando el código descrito en la Sección 2.3 y transformando el campo observado a coordenadas heliográficas. Los magnetogramas utilizados fueron el de las 00:20 TU y el de las 17:55 TU del 14 de octubre de 1995 (ver Figuras 5.4 (a) y 5.5 (a) con los isocontornos



(a) Imagen de la RA 7912 obtenida por el SXT de las 7:30 TU con la superposición de isocontornos de $\pm(70, 140)$ G.

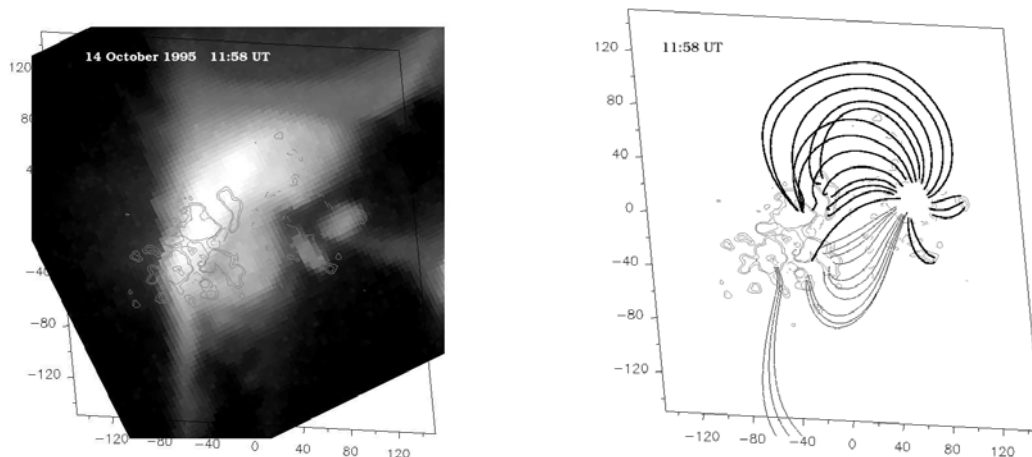
(b) Modelo lineal libre de fuerzas correspondiente a las 07:30 TU. Línea llena/guiones para valores del campo magnético positivo/negativo.

Figura 5.5: Observación de la RA 7912 el 14 de octubre de 1995 a las 7:30 TU, y su modelo del campo coronal.

de los magnetogramas superpuestos a imágenes coronales).

El único parámetro libre en este modelo es el valor de α . Para determinarlo se usan dos imágenes del SXT. Se confrontan las líneas calculadas a partir del primer magnetograma, con la imagen de las 7:30 TU, que es cuando los arcos coronales muestran mayor torsión. Las líneas calculadas a partir del magnetograma de las 17:55 TU se comparan con los arcos del SXT de las 11:58 TU que muestran un campo más relajado. Se eligen estos horarios para los datos del SXT porque el primero es mucho antes del máximo (09:21 TU) del ELD y el segundo es posterior a la expansión. Las imágenes del SXT se alinearon con los dos magnetogramas del IVM. El valor del α se determina a través de un proceso iterativo. Primero, se calcula el campo coronal suponiendo un valor dado de α , luego se determina la distancia de la línea calculada más cercana a cada arco del SXT. Luego se calculan varios modelos con distintos valores de α y se elige el que da el mejor ajuste global a los arcos observados (Green et al., 2002).

En general, α no es constante para toda la región. En este caso, α resultó ser más



(a) Imagen de la RA 7912 obtenida por el SXT de las 11:58 TU con la superposición de isocontornos de $\pm(70,140)$ G.

(b) Derecha: Modelo lineal libre de fuerzas. Línea llena/guiones para valores de campo magnético positivo/negativo. Se muestran los mismos isocontornos que en la imagen de la izquierda.

Figura 5.6: Observación de la RA 7912 el 14 de octubre de 1995 a las 11:58 TU y su modelo de campo magnético coronal.

alto para la parte norte de la RA 7912, que para la parte sur, en ambos horarios. El rango de α para el horario más temprano es $(0.94-2.07) \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$, y $(0.12-1.50) \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$ para el segundo horario (Tabla 5.1, segunda columna).

5.3.3 Helicidad magnética contenida en la corona

Una vez determinado el modelo coronal con el α correspondiente, se puede calcular la helicidad magnética coronal, usando la Ec. (2.47). Cuando el valor de α es cercano al valor crítico, la $H_{r,corona}$ puede tomar valores sin sentido físico (ver Green et al., 2002). El valor de α tiene que ver con el tamaño de la caja de integración. En el caso de esta Tesis, los valores de α resultaron muy altos, cercanos al valor crítico para el modelo de las 7:30 UT. Entonces se utilizó la versión linealizada de la Ec. (2.47). El uso de la expresión linealizada para la helicidad relativa coronal, implica que los valores calculados antes de la eyección representan un límite inferior para la misma. Por otra parte, como el campo observado por el IVM es limitado y no incluye a la RA ubicada al noroeste de

RA 7912 (ver Figura 5.3 a), el valor de α encontrado no da una buena representación de los arcos del SXT al norte de RA 7912. El modelo debería haber considerado los datos de la otra región cercana, la RA 7910, para ser más representativo.

Los valores de la helicidad obtenidos se muestran en la tercer columna de la Tabla 5.1.

Tabla 5.1: Valores de α y de la helicidad relativa coronal para la RA 7912

TIEMPO (TU)	α (10^{-2} Mm $^{-1}$)	$H_{r,corona}$ (10^{42} Mx 2)
07:30	0.94 - 2.07	7.0 -15.0
11:58	0.12 - 1.50	1.0 -12.0

La disminución de la helicidad magnética coronal está en el rango de $3-6 \times 10^{42}$ Mx 2 , con un promedio de 4.5×10^{42} Mx 2 .

5.4 Análisis del evento interplanetario

5.4.1 Descripción de las observaciones

El origen solar de los tubos de flujo con torsión ha sido confirmado a partir de observaciones con coronógrafos de ECMs con forma de tubos toroidales en expansión (Wu & Guo, 1997; Gibson & Low, 1998) y por comparación con resultados de simulaciones MHD.

La nube magnética con origen en la RA 7912 fue observada por el satélite WIND del 18 al 19 de octubre de 1995. Esta nube fue estudiada por una serie de autores (Lepping et al., 1997; Larson et al., 1997; Janoo et al., 1998; Collier et al., 2001; Hidalgo et al., 2002). Los datos in situ del campo y del plasma indican que la nube alcanzó al satélite \approx a las 19:00 TU del 18 de octubre de 1995 (Lepping et al., 1997), ver Figura 5.7 donde se ha señalado este instante con la primer línea vertical de trazos.

Las características globales de una nube, incluyendo este caso, permite inferir que es una estructura en forma de tubo magnético helicoidal (Burlaga et al., 1981; Burlaga, 1995; Farrugia et al., 1995; Hidalgo et al., 2002). La intensidad del campo magnético interno $|B|$ es mayor que la del entorno, que hay una rotación coherente del vector campo

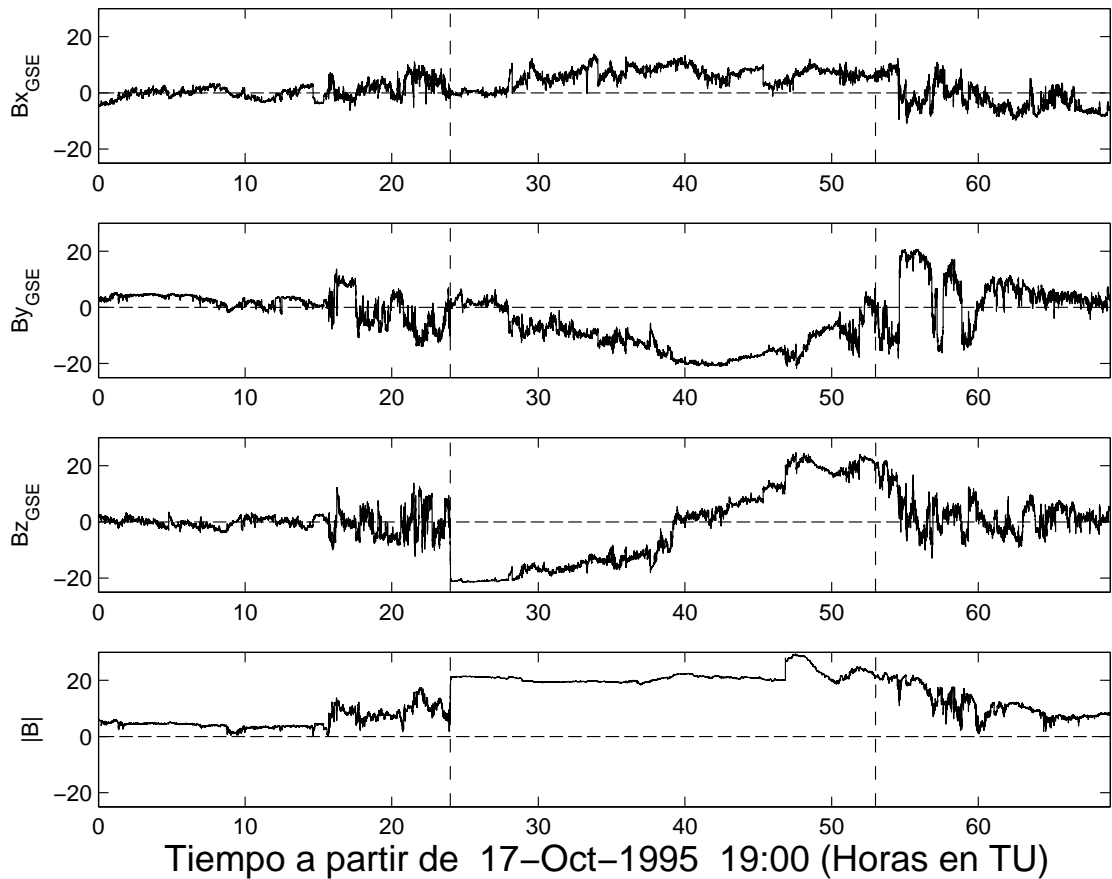


Figura 5.7: Campo magnético (en coordenadas Geocentric Solar Ecliptic, GSE) observado por la sonda WIND a 1 UA en nT. Las líneas de trazos verticales indican los bordes de la nube: 19:00 TU del 18 de octubre y 23:00 TU del 19 de octubre.

magnético (B_z en la Figura 5.7) y que la temperatura de protones es menor que la temperatura típica en el viento solar (parámetro no mostrado en la figura) (Gosling, 1990; Richardson et al., 1995).

Aunque el momento en que la sonda ingresa a la nube es muy claro, el momento de salida no está bien determinado. Diferentes autores dan distintos tiempos. En este trabajo se adoptó el tiempo de salida de las $\approx 23:00$ TU del 19 de octubre, también tomado por Lepping et al. (1997); Janoo et al. (1998) y Collier et al. (2001).

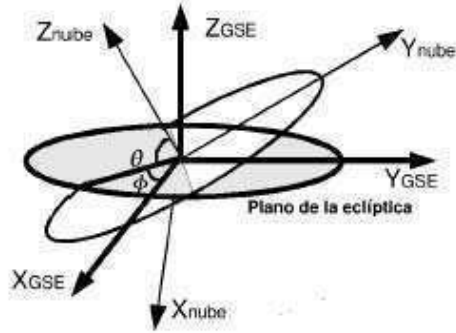


Figura 5.8: Orientación de una NM genérica. Se pueden ver los dos sistemas de referencia: el sistema GSE y el sistema propio de la nube, junto con el plano de la eclíptica (plano horizontal). El eje de la nube queda orientado según los ángulos θ y ϕ .

5.4.2 Sistema de referencia y orientación de la nube

Las series temporales del vector campo magnético están expresadas en el sistema Geocéntrico Solar Eclíptico (GSE) (Figura 5.7). Este es un sistema cartesiano con origen en la Tierra (Figura 5.8). El eje x_{GSE} apunta desde la Tierra hacia el Sol, el z_{GSE} es perpendicular al plano de la eclíptica y está orientado hacia el polo norte terrestre. El eje y_{GSE} completa la terna derecha apuntando hacia el crepúsculo cuando un observador está cerca de la Tierra (oponiéndose al movimiento de traslación de la misma).

Las coordenadas naturales para describir la estructura del campo magnético de una NM son las cilíndricas (r, ϕ, z) , de tal forma, el campo se puede escribir como:

$$\mathbf{B}(r) = B_z(r)\hat{z} + B_\phi(r)\hat{\phi} \quad (5.1)$$

Para estudiar fenómenos locales, como las nubes magnéticas, cuya orientación varía de un evento a otro, es conveniente utilizar un sistema de coordenadas local que esté orientado según el eje de la NM, llamado sistema local de la nube (Figura 5.8). Para determinar la orientación de la misma respecto de este sistema, se aplica el método de Varianza Mínima al conjunto de mediciones in situ del campo magnético (ver Sonnerup & Cahill, 1967; Burlaga & Behannon, 1982). Como las observaciones del campo magnético \mathbf{B} son discretas, entonces, este método encuentra la dirección \hat{n} en la cual la desviación cuadrática media del campo en esa dirección ($\mathbf{B} \cdot \hat{n}$) se minimiza (recorriendo todas las direcciones posibles). Este método también provee las direcciones de variación máxima e intermedia. La dirección en la cual es mínima la varianza del campo magnético corresponde a la dirección x_{nube} , la dirección en la cual es máxima es y_{nube} , y la intermedia es z_{nube} . Estos resultados se ven reflejado en los tres primeros paneles de la Figura 5.9. El último manifiesta el aumento en intensidad del campo magnético dentro de la zona correspondiente

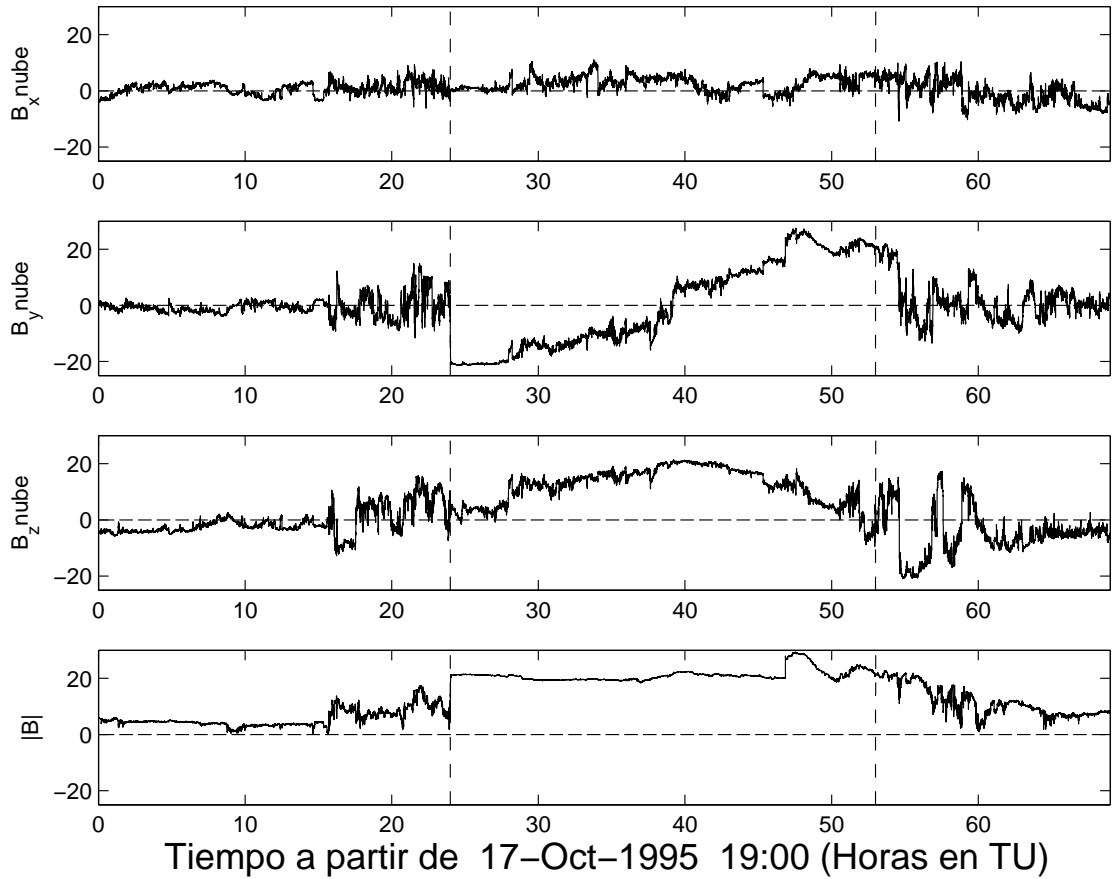


Figura 5.9: Campo magnético en el sistema local de la nube, observado por la sonda WIND a 1 UA en nT. Las líneas de trazos verticales indican los bordes de la nube.

a la NM, en comparación con el viento solar ambiente.

Esta nube resulta estar orientada con su eje casi recostado sobre el plano de la eclíptica, ligeramente apuntando hacia abajo y hacia el oeste solar (ver también el trabajo estadístico de Gulisano et al., 2007). La orientación y el tamaño de esta nube también fueron determinados por Lepping et al. (1997) y por Hidalgo et al. (2002). Los primeros autores ajustaron los parámetros físicos de un gran número de NMs usando un modelo libre de fuerzas lineal, mientras que Hidalgo et al. (2002) lo hicieron bajo la suposición de un modelo de corriente constante no libre de fuerzas. Ambas estimaciones fueron consistentes con los resultados obtenidos en este trabajo.

5.4.3 Evidencias de la conexión entre la nube magnética y el Sol

Para determinar la helicidad magnética relativa de una NM, es necesario conocer la longitud del tubo de flujo que la forma. Esta información se puede obtener estudiando la función de distribución de los electrones energéticos en la nube. Cuando se miden flujos de electrones bidireccionales (es decir haces de electrones viajando paralelos y antiparalelos al campo magnético), se infiere que la NM está conectada al Sol por sus dos extremos. La ausencia de haces de electrones (bi o unidireccionales) se interpreta como una completa desconexión. Basándonos en estos datos, Larson et al. (1997) concluyeron que la nube del 18-19 de octubre estaba conectada al Sol, al menos en un extremo. Estos autores estimaron la semilongitud de las líneas de campo magnético a partir de las observaciones in situ de electrones energéticos ($\approx 1-10^2$ keV) y de explosiones de radio tipo III. A partir del tiempo de llegada de los electrones, la semilongitud de las líneas cerca del centro de la nube (casi paralelas al eje de la nube) resultó de ≈ 1.2 UA, confirmando que el tubo de flujo estaba aun conectado al Sol por una de sus bases.

5.4.4 Modelado de la nube magnética y cálculo de sus magnitudes invariantes

Para reproducir la estructura magnética de la nube se han utilizados dos modelos con distintas configuraciones magnéticas. Sin embargo, no es claro aún cuál es el mejor método para describirla. Las dos configuraciones usadas son libres de fuerza: (1) la lineal (modelo L de Lundquist, 1950), y (2) la no lineal con torsión uniforme (modelo GH de Gold y Hoyle, 1960).

El modelo de Lundquist considera que, dentro de una simetría cilíndrica, las fuerzas magnéticas dominan sobre el gradiente de presión del plasma con la presión magnética balanceada por la tensión magnética, de manera que el campo es libre de fuerzas, y que la relación entre la corriente y la intensidad del campo magnético es uniforme. Se resuelve la ecuación $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ encontrando como solución (Lundquist, 1950):

$$\mathbf{B} = B_0 J_1(\alpha r) \hat{\phi} + B_0 J_0(\alpha r) \hat{z} \quad (5.2)$$

donde J_n es la función de Bessel de primera clase de orden n, B_0 es la intensidad del campo y α es una constante. La torsión de las líneas de campo magnético por unidad de

longitud axial (z) es:

$$\tau(r) = \frac{J_1(\alpha r)}{rJ_0(\alpha r)} \quad (5.3)$$

La constante α determina la torsión cerca del centro del tubo, $\tau_0 = \alpha / 2$ (Dasso et al., 2003). Los dos parámetros a ajustar son α y B_0 . B_0 es la intensidad del campo magnético en el eje del tubo y r es la distancia radial al mismo. La solución es una familia de líneas helicoidales con el ángulo de avance aumentando a medida que se incrementa la distancia desde el eje, o sea cerca del eje son más abiertas.

Para obtener el flujo (Φ) y la helicidad magnética relativa ($H_{r,nube}$) de este campo libre de fuerzas, se utilizan las expresiones de Dasso et al. (2003):

$$\Phi_z = \frac{2\pi}{\alpha} RB_0 J_1(\alpha R) \quad (5.4)$$

$$H_{r,nube} = \frac{2\pi L}{\alpha} B_0^2 R^2 [J_1^2(\alpha R) - J_0(\alpha R)J_2(\alpha R)] \quad (5.5)$$

siendo L la longitud del cilindro que representa la nube y R su radio.

(2) El modelo de Gold & Hoyle (1960), modelo libre de fuerzas no lineal con torsión uniforme, ha sido aplicado a varias NMs (Farrugia et al., 1999; Dasso et al., 2003). La solución a la ecuación $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ es:

$$\mathbf{B} = \frac{B_0 b r}{1 + b^2 r^2} \hat{\phi} + \frac{B_0}{1 + b^2 r^2} \hat{z} \quad (5.6)$$

En este modelo, los dos parámetros físicos a ajustar son b y B_0 , siendo $b = \tau_0 = d\phi/dz$ y B_0 el valor del campo magnético en el eje de la nube.

Al igual que en el modelo anterior, las expresiones del flujo y la helicidad magnética relativa se obtienen de Dasso et al. (2003):

$$\Phi_z = \frac{\pi B_0}{\tau_0^2} \ln(1 + \tau_0^2 r^2) \quad (5.7)$$

$$H_r = \frac{L\pi B_0^2}{2\tau_0^3} [\ln(1 + \tau_0^2 r^2)]^2 \quad (5.8)$$

Usando la orientación obtenida al aplicar el método de Varianza Mínima, se comparan las observaciones con los resultados de los dos modelos. Las Figuras 5.10 y 5.11 muestran el ajuste para $B_{z,nube}$ y $B_{y,nube}$. El radio de la nube (R) se estima a partir de la duración

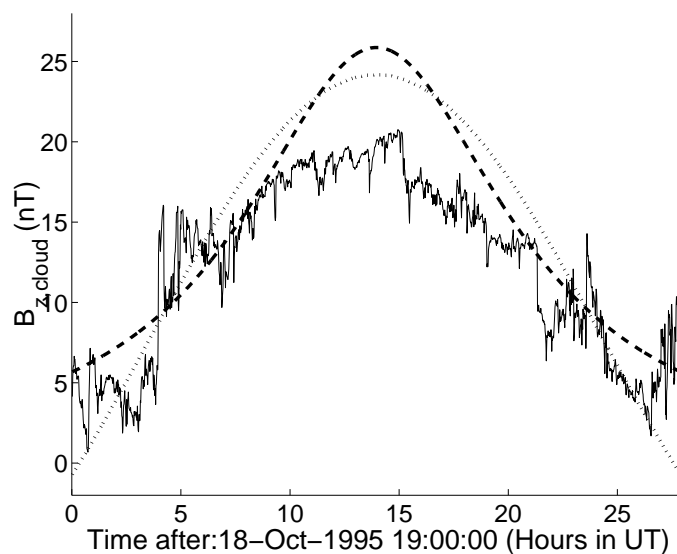


Figura 5.10: Modelos de campo superpuestos a la componente B_z del campo magnético interplanetario provisto por el WIND. La línea llena corresponde al campo observado, la línea de puntos al modelo de Lundquist y los guiones al modelo de Gold-Hoyle.

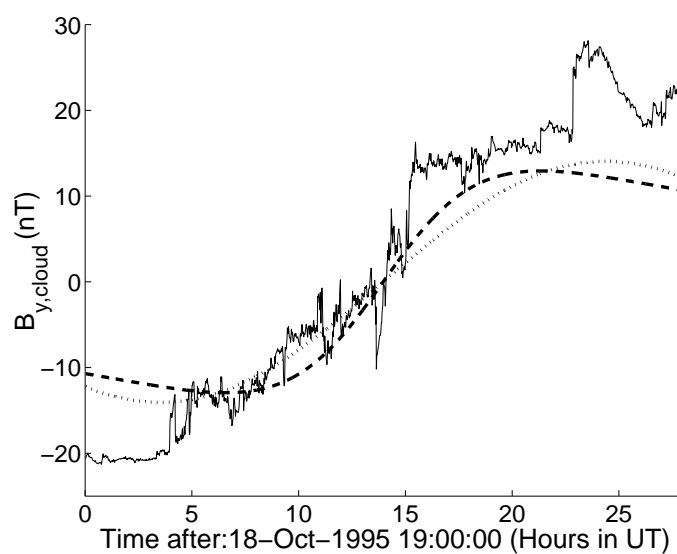


Figura 5.11: Modelos de campo superpuestos a la componente B_y del campo magnético interplanetario provisto por la sonda WIND. La línea llena corresponde al campo observado, la línea de puntos al modelo de Lundquist y los guiones al modelo de Gold-Hoyle.

de la nube y la velocidad del viento solar medida in situ.

A partir de los modelos, haciendo un promedio de los valores obtenidos (ver Tabla 5.2), se deduce que el flujo axial Φ_z es de $\approx 1.15 \times 10^{21}$ Mx. Otras publicaciones analizaron nubes con el modelo L, por ej. 18 nubes en Lepping et al. (1990), 23 nubes en Zhao et al. (2001) y 28 nubes en Watari et al. (2001). Los valores promedios del campo magnético axial B_0 resultaron $(2, 2.4 \text{ y } 1.8) \times 10^{-4}$ G y los valores de los radios $(2.1, 1.7 \text{ y } 1.5) \times 10^{12}$ cm, respectivamente. El modelo libre de fuerzas lineal da valores del Φ_z de $(1.3, 1.1, 0.7) \times 10^{21}$ Mx, respectivamente. De esta forma, el valor de Φ_z hallado (ver Tabla 5.2) es comparable con el flujo medio encontrado para los tres conjuntos de nubes publicadas. Este valor corresponde a ≈ 10 % del flujo total de la RA 7912.

Tabla 5.2: Parámetros característicos de la nube magnética del 18-19 de octubre de 1995

Modelo	Φ_z (10^{21} Mx)	$H_{r,nube}$ (10^{42} Mx ²)
Lundquist	1.1	+9.4
Gold-Hoyle	1.2	+8.4

Φ_z indica el flujo axial calculado y la $H_{r,nube}$ la helicidad relativa de la nube magnética para una longitud de 2.4 UA.

La cuantificación de la $H_{r,nube}$ se hizo a partir de los parámetros de ajuste utilizando una longitud para la NM de 2.4 UA. Comparando los resultados con los coronales, se pone en evidencia que el valor de la helicidad de la nube es dos veces más grande que la helicidad coronal. Además, como era de esperar, el signo de la helicidad de la nube está en concordancia con el de la RA, como también lo adelantó el análisis de las lenguas magnéticas en López Fuentes et al. (2000).

5.5 Discusión y conclusiones

La disminución de la helicidad coronal debido a la eyección fue analizada previamente por Bleybel et al. (2002), quienes utilizaron magnetogramas vectoriales del IVM como en este trabajo. Ellos obtuvieron una disminución de 0.7×10^{42} Mx², es decir, 6 veces más bajo que el valor encontrado en este capítulo (4.5×10^{42} Mx²). El modelo de campo libre de fuerza no lineal, utilizado por Bleybel et al., generalmente es considerado su-

perior a la aproximación lineal utilizada por nosotros, ya que la aproximación no lineal permite cambios locales en α mientras en la aproximación lineal α es constante. Como las corrientes eléctricas fotosféricas se observan concentradas en regiones restringidas, la aproximación no lineal es ciertamente más realista. Sin embargo, los cálculos del modelo no lineal usan las componentes del campo transversal para derivar la densidad de corriente. A pesar de que las observaciones actuales de estas componentes han mejorado, tanto en resolución espacial como temporal (ver por ej. las características instrumentales del Solar Optical Telescope a bordo del Hinode¹ o del Helioseismic and Magnetic Imager² a bordo del Solar Dynamic Observatory), no es posible aún obtener mediciones precisas que cubran una RA completa, en particular, debido al nivel de ruido en la componente transversal y a la dificultad para resolver la ambigüedad en 180° (ver Gary & Demoulin, 1995). Los métodos de extrapolación libres de fuerza no lineales tienen también sus problemas (DeRosa et al., 2009) y aún no queda claro cuál de ellos es el más adecuado y numéricamente estable frente a las variaciones que muestran las observaciones. Por otra parte, ya que el flujo total informado por Bleybel et al. (2002) en su Tabla 1 ($8.4\text{-}7.3 \times 10^{25}$ Mx) es cuatro órdenes de magnitud mayor que el de una RA típica, los valores de helicidad magnética publicados por estos autores podrían no ser correctos.

Se puede decir que el valor de la variación de la helicidad magnética coronal es correcto en orden de magnitud, ya que éste queda confirmado por el cálculo independiente de la misma magnitud en la NM. El cambio en la helicidad coronal es razonable dada la diferencia de magnitud con la estimación independiente de la NM. Sin embargo, es extremadamente difícil estimar el error en el valor coronal de la helicidad ya que el campo fotosférico utilizado como condición de contorno para calcular la helicidad luego de la eyección no está completamente relajado hacia un estado libre de fuerza lineal. La propiedad general de un campo libre de fuerzas lineal es hacer que las líneas de campo más cortas/largas presenten menos/más shear que los arcos coronales observados. En consecuencia, este modelo resulta en un valor de helicidad muy baja/alta en escalas pequeñas/grandes comparadas con el campo coronal real (Schmieder et al., 1996). Dado que el valor de α se determina de manera tal que el modelo libre de fuerza lineal representa el mejor ajuste global a los arcos coronales observados, se espera que la subestimación/sobreestimación de la helicidad en la pequeña/gran escala se compensen. Pero esto solamente se podría

¹<http://solarb.msfc.nasa.gov/>

²<http://hmi.stanford.edu/>

verificar si se estimase la helicidad coronal por otro método.

El contenido de helicidad magnética de las nubes interplanetarias fue estimado en varios trabajos. DeVore (2000) calculó la helicidad de una NM usando la ecuación de Berger (1999) y los valores promedio del campo magnético axial y el radio para las 18 nubes estudiadas por Lepping et al. (1990). Se ha hecho el mismo cálculo para el conjunto de NMs analizado por Zhao et al. (2001) y Watari et al. (2001). La helicidad media a lo largo de la NM resultó ser $(4.9, 5.6, 2.2) \times 10^{42} \text{ Mx}^2$ para los tres conjuntos respectivamente. Nindos & Zhang (2002) encontraron que la helicidad media de una NM era más grande, $64 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$. Sin embargo, tomando el promedio de las nubes observadas en el año 2000, estos autores obtuvieron un valor de $\approx 8 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$. En otro trabajo, Nindos et al. (2003), utilizando observaciones de nubes eyectadas por 6 RAs, encontraron que la helicidad media estaba en el rango de $1.5 - 15 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$. Como contraparte de estas grandes NMs, Mandrini et al. (2005a) identificaron una eyección y una nube magnética muy pequeña, con un valor de helicidad de $3 \times 10^{39} \text{ Mx}^2$. En síntesis, el contenido de helicidad de las nubes está entre los órdenes de $10^{39} - 10^{43} \text{ Mx}^2$ con un valor promedio aproximado a unas pocas veces de 10^{42} Mx^2 .

Para la NM del 18-19 de octubre, existen varias incertezas en la estimación de la helicidad magnética. Por un lado, no hay un consenso acerca de la longitud del tubo de flujo que forma la NM, esto, afecta en un factor multiplicativo el valor de la helicidad. De acuerdo a Larson et al. (1997), la semilongitud de las líneas de campo en las cercanías del eje de la nube se podría estimar como 1.2 UA. Sin embargo, estos autores señalaron que el flujo de electrones energéticos presentaba numerosas interrupciones y pasaba de bidireccional a unidireccional y, a veces, hasta desaparecía. Esto implica que la NM podría estar conectada por una, por dos o por ninguna de sus patas. Por lo tanto, el utilizar una longitud de 2.4 UA implica un límite superior para la helicidad de la nube, ya que no se puede asegurar que ambas patas tengan la misma longitud.

Todos los estudios de helicidad, incluyendo éste, han considerado que la sección de la nube es circular. Sin embargo, si esto no fuese así, los valores de helicidad podrían ser menores (ver Vandas & Romashets, 2003). Por otro lado, el valor de helicidad magnética depende del radio (a la cuarta potencia, Dasso et al., 2003), por lo tanto cualquier error en su determinación influye mucho en los resultados. Dado que el radio queda determinado por la duración de la NM, el tiempo asignado a los bordes de la nube es crucial.

Leamon et al. (2004) calculó el flujo magnético axial, la corriente total y la torsión de las líneas de campo (el número de vueltas) a partir de las observaciones in situ de 12 NMs y comparó estos valores con los correspondientes de las RAs asociadas a las nubes. Estos autores encontraron que el flujo magnético axial de las NMs era comparable al de las RAs fuentes, mientras que en este trabajo se estima que es 10 veces menor lo cual está de acuerdo con otros trabajos (Lepping et al., 1990, Demoulin et al., 2002, Green et al., 2002, Mandrini et al., 2004, Attrill et al., 2006, Nakwacki et al., 2011). Estos autores también concluyeron que el campo magnético en una nube tiene mucha más torsión ≈ 10 vueltas más que la RA fuente y que la torsión se crea por la reconexión durante la eyección. La reconexión magnética puede crear un tubo de flujo con un gran número de vueltas a partir de una arcada con shear (Berger, 1998), conservando la helicidad total de la configuración. Así la helicidad perdida por la corona aparecerá en el espacio interplanetario. Por lo tanto, el hecho de que la helicidad cambie en la RA sea comparable con que la helicidad de la NM, es compatible con una mayor torsión en la misma más que en su región fuente.

Finalmente, se ha encontrado que tanto la nube como la región activa fuente tienen el mismo signo y sus magnitudes difieren en un factor de 2 ($4.5 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$ en la corona y $8.5 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$ para la nube). Esta correspondencia tan cercana en los valores, considerando las aproximaciones hechas, permite concluir que la ECM eyectada el 14 de octubre, llevó una cantidad de helicidad magnética de unas pocas veces 10^{42} Mx^2 .

Un resultado adicional de este trabajo tiene que ver con el probable origen del evento eyectivo analizado. Las observaciones de disco completo del SXT obtenidas a las 07:29 TU (ver Figuras 5.5a y 5.5b) del 14 de octubre muestran una estructura coronal con forma de X. Esta estructura se encuentra entre la RA 7912 y la RA 7910 y se forma a medida que los arcos, vistos en proyección, al norte de RA 7912 comienzan a expandirse. El abrillantamiento de esta estructura y el subsiguiente aumento de intensidad tanto en la RA 7912 como en la RA 7910, seguidos de la expansión en proyección de los arcos hacia el sur (ver Figuras 5.6a y 5.6b), sugieren que la eyección se inició por reconexión entre estructuras de ambas RAs. El abrillantamiento con forma de X podría indicar la presencia de un punto de campo nulo en la corona; el campo magnético se podría reconectar en su entorno disminuyendo la tensión magnética sobre el tubo de flujo que

luego se eyectaría desde RA 7912. Esto indicaría que la ECM se iniciaría como sugiere el modelo de breakout. La RA 7912 y la RA 7910 forman una configuración básicamente cuadrupolar, como propone este modelo. Debido a la pequeña extensión de los magnetogramas del IVM no es posible modelar el campo magnético en una escala mayor que una región activa; por lo tanto, no se puede verificar la presencia de este punto nulo (como se hizo en los eventos analizados en el Capítulo 4) pero todo indica que la eyección podría haberse iniciado por un breakout lateral.

Los resultados presentados en este Capítulo dieron lugar a las siguientes publicaciones: Dasso et al. (2005b), Dasso et al. (2005a), Dasso et al. (2006), Luoni et al. (2005c), Luoni et al. (2005a) y Mandrini et al. (2005b).

Capítulo 6

Conclusiones

Let me tell you the secret that has led me to my goal.

My strength lies solely in my tenacity.

Luis Pasteur (1822-1895)

Las conclusiones correspondientes a cada uno de los estudios específicos que se han desarrollado en esta Tesis se presentan en detalle en las Secciones 3.5, 4.4 y 5.5. En este capítulo se resumirán los resultados obtenidos y se enumerarán los aportes fundamentales de este trabajo.

A lo largo de este trabajo de Tesis se ha estudiado la evolución de las estructuras magnéticas (o tubos de flujo) en la atmósfera solar desde su emergencia, siguiendo por su dinámica coronal (la que da lugar a fenómenos violentos de liberación de energía), hasta su eyección al medio interplanetario.

En el Capítulo 3, a partir de un modelo simple para un tubo de flujo con torsión, se ha encontrado que es posible determinar el signo de la helicidad magnética de las regiones activas (RAs) bipolares utilizando datos del campo en la dirección de la visual (componente longitudinal). Esto parece, a priori, contradictorio ya que la componente longitudinal contiene fundamentalmente información del campo axial de los tubos que forman las RAs. Sin embargo, si el tubo presenta torsión la componente azimutal contribuye a la longitudinal durante su emergencia. Esta contribución se traduce en la

presencia de elongaciones de las polaridades en forma de *linguas magnéticas*. La forma y la distribución espacial del flujo en estas lenguas permite no sólo determinar el signo de la helicidad, sino también estimar, bajo ciertas aproximaciones, el grado de torsión del tubo que ha atravesado la zona convectiva. Los modelos teóricos y numéricos de emergencia de tubos de flujo predicen que para que éstos lleguen a la fotosfera su campo debe presentar torsión. Sin embargo, distintos modelos predicen distinto grado de torsión. La elongación de las lenguas provee una herramienta para estimar la torsión (o la helicidad magnética) a partir de observaciones del campo fotosférico longitudinal.

Se ha encontrado, además, que lenguas magnéticas observadas son asimétricas; la lengua de la polaridad precedente es sistemáticamente mayor que la de la siguiente. Esta asimetría, medida en los datos fotosféricos, está de acuerdo con los modelos que proponen que el tubo de flujo al atravesar la zona convectiva se inclina hacia el este solar por conservación del impulso angular.

A partir del estudio de 40 RAs se ha verificado que el signo de la helicidad inferido a partir de las lenguas es el mismo que el dado por otros indicadores. Es decir, las lenguas son trazadores confiables de este signo. Su ventaja, respecto de otros indicadores, es que se observan desde las primeras etapas de la emergencia de una RA y que esta observación se hace utilizando magnetogramas longitudinales los que, en principio, se obtienen más regularmente y muestran incertezas menores en los valores del campo.

Continuando con la evolución de los tubos de flujo en la atmósfera solar, en el Capítulo 4 se analiza una región activa compleja en la que se observa la emergencia de varios bipolos. La RA aparece en el limbo solar este ya evolucionada, a pesar de ésto todavía es posible observar la elongación de sus polaridades y determinar el signo de su helicidad magnética. La emergencia de nuevos bipolos, con alto shear y del mismo signo de helicidad, da lugar a una configuración en la que se producen varias fulguraciones homólogas, tres eventos a lo largo de 29 horas. A partir del modelado del campo magnético coronal y del análisis de su topología, se encuentra que las tres fulguraciones homólogas se pueden explicar por reconexión magnética en un punto de campo magnético nulo. Es decir, las líneas de campo que mejor se ajustan a la forma de los brillantamientos coronales en EUV se pueden trazar por integración en el entorno del punto nulo. Este punto nulo tridimensional está localizado a unos pocos Mm por encima de la fotosfera. Las fulguraciones

homólogas son confinadas y, en principio, su repetición se debe a la continua emergencia de flujo y consecuente evolución del campo en el entorno del punto nulo. El hecho de que las fulguraciones sean homólogas y la presencia de este punto en aproximadamente la misma zona de la RA, a lo largo de 29 horas, indican que es una estructura estable como lo predicen varios modelos topológicos analíticos.

La tercera de las fulguraciones homólogas ocurre simultáneamente con un evento eyectivo mayor (analizado por otros autores); sin embargo, ambos eventos ocurren de manera independiente. El origen del evento eyectivo está de acuerdo con el modelo de breakout para las eyecciones coronales de masa (ECMs). Cabe mencionar que el punto de campo nulo no está asociado a la conectividad magnética cuadrupolar en la que se da el breakout. Es decir, la presencia de un punto nulo no es condición necesaria para que ocurra un proceso como el predicho por este modelo. Por último, se encuentra que coinciden con el signo de la helicidad magnética (predicho por las lenguas de la configuración original de la RA) tanto el bipolo emergente cuya evolución origina las fulguraciones homólogas como la nube magnética asociada al evento eyectivo. Esto muestra nuevamente que las lenguas magnéticas son indicadores confiables de este signo.

Siguiendo la evolución del flujo magnético hacia el medio interplanetario, en el Capítulo 5 se analiza un evento eyectivo solar y su nube magnética (NM) interplanetaria asociada. Este trabajo es el primero en el que se compara cuantitativamente la variación del contenido de helicidad magnética en la corona con la contenida en el tubo de flujo interplanetario, para un evento eyectivo típico. Como resultado de esta comparación se encuentra que ambos valores están en buen acuerdo, considerando las aproximaciones hechas tanto al modelar el campo coronal como el de la NM. Este resultado es relevante porque muestra que las ECMs son una de las formas en las que el Sol se libera del exceso de helicidad magnética. Si no fuese así, se acumularía constantemente, en particular, en la corona, por emergencia de flujo. Por otra parte, indica que la helicidad magnética es una magnitud bien conservada (aún en presencia de reconexión magnética, como implica una ECM); es decir, la misma cantidad de helicidad que se eyectó se encuentra luego en el espacio interplanetario. Cabe señalar que en este caso también, el signo de la helicidad magnética, dado por las lenguas de la RA y el de la NM, coinciden.

Por último, si bien no es posible modelar el campo magnético coronal en la gran

escala, se ha encontrado evidencia de la presencia de un punto de campo magnético nulo en la configuración cuadrupolar formada por dos RAs. La ubicación de este punto, que se infiere por la forma de la emisión coronal en rayos X blandos, y la evolución de la ECM, indican que es probable que la misma se origine como lo predice el modelo de breakout.

Bibliografía

- ABBETT, W. P., FISHER, G. H., & FAN, Y. 2001. The Effects of Rotation on the Evolution of Rising Omega Loops in a Stratified Model Convection Zone. *Astrophys. J.*, **546**, 1194–1203.
- ACUÑA, M. H., OGILVIE, K. W., BAKER, D. N., CURTIS, S. A., FAIRFIELD, D. H., & MISH, W. H. 1995. The Global Geospace Science Program and Its Investigations. , **71**(Feb.), 5–21.
- ALFVÉN, H. 1942. Remarks on the Rotation of a Magnetized Sphere with Application to Solar Rotation. *Arkiv for Astronomi*, **28**, 1–9.
- ALISSANDRAKIS, C. E. 1981. On the computation of constant alpha force-free magnetic field. *Astron. Astrophys.*, **100**(July), 197–200.
- ALY, J. J., & SEEHAFFER, N. 1993. Coronal force-free magnetic field - Source-surface model. *Solar Phys.*, **144**(Apr.), 243–254.
- ANTIOCHOS, S. K. 1998. The Magnetic Topology of Solar Eruptions. *The Astrophysical Journal*, **502**(Aug.), L181+.
- ANTIOCHOS, S. K., DEVORE, C. R., & KLIMCHUK, J. A. 1999. A Model for Solar Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **510**(Jan.), 485–493.
- ARCHONTIS, V. 2008. Magnetic flux emergence in the Sun. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **113**(Jan.), A03S04.
- ARCHONTIS, V., MORENO-INSERTIS, F., GALSGAARD, K., HOOD, A., & O'SHEA, E. 2004. Emergence of magnetic flux from the convection zone into the corona. *Astron. Astrophys.*, **426**(Nov.), 1047–1063.

- ASAI, A., SHIBATA, K., ISHII, T. T., OKA, M., KATAOKA, R., FUJIKI, K., & GOPALSWAMY, N. 2009. Evolution of the anemone AR NOAA 10798 and the related geoeffective flares and CMEs. *Journal of Geophys. Res.*, **114**(A00A21).
- ASCHWANDEN, M. J. 2002. *Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares*.
- ASCHWANDEN, M. J. 2005. *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*. Ed. Aschwanden, M. J.
- ASCHWANDEN, M. J., POLAND, A. I., & RABIN, D. M. 2001. The New Solar Corona. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **39**, 175–210.
- ATTRILL, G., NAKWACKI, M. S., HARRA, L. K., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., MANDRINI, C. H., DASSO, S., & WANG, J. 2006. Using the Evolution of Coronal Dimming Regions to Probe the Global Magnetic Field Topology. *Solar Phys.*, **238**(Oct.), 117–139.
- ATTRILL, G. D. R., HARRA, L. K., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & DÉMOULIN, P. 2007. Coronal “Wave”: Magnetic Footprint of a Coronal Mass Ejection? *The Astrophysical Journal*, **656**, L101–L104.
- AULANIER, G., DÉMOULIN, P., SCHMIEDER, B., FANG, C., & TANG, Y. H. 1998. Magnetohydrostatic Model of a Bald-Patch Flare. *Solar Phys.*, **183**(Dec.), 369–388.
- AULANIER, G., DELUCA, E. E., ANTIOCHOS, S. K., MCMULLEN, R. A., & GOLUB, L. 2000. The Topology and Evolution of the Bastille Day Flare. *Astrophys. J.*, **540**(Sept.), 1126–1142.
- AULANIER, G., GOLUB, L., DELUCA, E. E., CIRTAIN, J. W., KANO, R., LUNDQUIST, L. L., NARUKAGE, N., SAKAO, T., & WEBER, M. A. 2007. Slipping Magnetic Reconnection in Coronal Loops. *Science*, **318**(Dec.), 1588–.
- AULANIER, G., TÖRÖK, T., DÉMOULIN, P., & DELUCA, E. E. 2010. Formation of Torus-Unstable Flux Ropes and Electric Currents in Erupting Sigmoids. *Astrophys. J.*, **708**, 314–333.
- BABCOCK, H. D. 1959. The Sun’s Polar Magnetic Field. *Astrophys. J.*, **130**(Sept.), 364–+.

BIBLIOGRAFÍA

- BAGALÁ, L. G., MANDRINI, C. H., ROVIRA, M. G., & DÉMOULIN, P. 2000. Magnetic reconnection: a common origin for flares and AR interconnecting arcs. *Astron. Astrophys.*, **363**(Nov.), 779–788.
- BAME, S. J., ASBRIDGE, J. R., FELDMAN, W. C., GOSLING, J. T., & ZWICKL, R. D. 1981. Bi-directional streaming of solar wind electrons greater than 80 eV - ISEE evidence for a closed-field structure within the driver gas of an interplanetary shock. *Geophys. Res. Let.*, **8**(Feb.), 173–176.
- BERDICHEVSKY, D. B., FARRUGIA, C. J., THOMPSON, B. J., & ET AL.. 2002. Halo-coronal mass ejections near the 23rd solar minimum: lift-off, inner heliosphere, and in situ (1 AU) signatures. , **20**, 891–916.
- BERGER, M. A. 1984 (Sept.). *Magnetic helicity in the solar corona*. Ph.D. thesis, Harvard University, Cambridge, MA.
- BERGER, M. A. 1998. Magnetic Helicity and Filaments (Review). *Pages 102–+ of: D. F. WEBB, B. SCHMIEDER, & D. M. RUST (ed), IAU Colloq. 167: New Perspectives on Solar Prominences*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 150.
- BERGER, M. A. 1999. Introduction to magnetic helicity. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **41**(Dec.), 167–+.
- BISKAMP, D. 1997. *Nonlinear Magnetohydrodynamics*. Cambridge University Press.
- BLEYBEL, A., AMARI, T., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & LEKA, K. D. 2002. Global budget for an eruptive active region . I. Equilibrium reconstruction approach. *Astron. Astrophys.*, **395**, 685–695.
- BRACEWELL, R. 1965. *The Fourier Transform and its applications*. Plenum Publishing Corporation.
- BRUNNER, W. 1930. Gesetzmäßigkeiten in der Anordnung der Sonnenflecken zu Gruppen. *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zurich*, **13**, 67–74.
- BURLAGA, L., SITTLER, E., MARIANI, F., & SCHWENN, R. 1981. Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *Journal of Geophys. Res.*, **86**(Aug.), 6673–6684.

- BURLAGA, L. F. 1988. Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha. *Journal of Geophys. Res.*, **93**(July), 7217–7224.
- BURLAGA, L. F. 1995. Interplanetary magnetohydrodynamics. *Interplanetary magnetohydrodynamics, by L. F. Burlaga. International Series in Astronomy and Astrophysics, Vol. 3, Oxford University Press. 1995. 272 pages; ISBN13: 978-0-19-508472-6, 3.*
- BURLAGA, L. F., & BEHANNON, K. W. 1982. Magnetic clouds - Voyager observations between 2 and 4 AU. *Solar Phys.*, **81**(Nov.), 181–192.
- CALIGARI, P., MORENO-INSERTIS, F., & SCHUSSLER, M. 1995. Emerging flux tubes in the solar convection zone. 1: Asymmetry, tilt, and emergence latitude. *Astrophys. J.*, **441**(Mar.), 886–902.
- CANE, H. V., & RICHARDSON, I. G. 2003. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **108**(Apr.), 1156.
- CANE, H. V., RICHARDSON, I. G., & ST CYR, O. C. 1998. The interplanetary events of January-May, 1997 as inferred from energetic particle data, and their relationship with solar events. *Geophys. Res. Let.*, **25**, 2517–2520.
- CANOU, A., AMARI, T., BOMMIER, V., SCHMIEDER, B., AULANIER, G., & LI, H. 2009. Evidence for a Pre-Eruptive Twisted Flux Rope Using the Themis Vector Magnetograph. *The Astrophysical Journal*, **693**, L27–L30.
- CAPRINI, C. 2011. Limits for primordial magnetic fields. *ArXiv e-prints*, Mar.
- CARMICHAEL, H. 1964. A Process for Flares. *NASA Special Publication*, **50**, 451–+.
- CARRINGTON, R. C. 1863. On the Motion of the Solar System in Space. *MNRAS*, **23**(Apr.), 203–+.
- CASANOVAS, J. 1997. Early Observations of Sunspots: Scheiner and Galileo. *Pages 3–+ of: B. SCHMIEDER, J. C. DEL TORO INIESTA, & M. VAZQUEZ (ed), 1st Advances in Solar Physics Euroconference. Advances in Physics of Sunspots. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 118.*

- CHAE, J. 2001. Observational Determination of the Rate of Magnetic Helicity Transport through the Solar Surface via the Horizontal Motion of Field Line Footpoints. *The Astrophysical Journal*, **560**, L95–L98.
- CHAE, J. 2007. Measurements of magnetic helicity injected through the solar photosphere. *Adv. in Space Res.*, **39**, 1700–1705.
- CHAE, J., & JEONG, H. 2005. A Method for Determining Magnetic Helicity of Solar Active Regions from SOHO/MDI Magnetograms. , **38**, 295–298.
- CHAE, J., MOON, Y.-J., & PARK, Y.-D. 2004. Determination of magnetic helicity content of solar active regions from SOHO/MDI magnetograms. *Solar Phys.*, **223**, 39–55.
- CHANDRA, R., SCHMIEDER, B., AULANIER, G., & MALHERBE, J. M. 2009. Evidence of Magnetic Helicity in Emerging Flux and Associated Flare. *Solar Phys.*, **258**, 53–67.
- CHANDRA, R., PARIAT, E., SCHMIEDER, B., MANDRINI, C. H., & UDDIN, W. 2010. How Can a Negative Magnetic Helicity Active Region Generate a Positive Helicity Magnetic Cloud? *Solar Phys.*, **261**(Jan.), 127–148.
- CHANDRA, R., SCHMIEDER, B., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., PARIAT, E., TÖRÖK, T., & UDDIN, W. 2011. Homologous Flares and Magnetic Field Topology in Active Region NOAA 10501 on 20 November 2003. *Solar Phys.*, **269**(Mar.), 83–104.
- CHARBONNEAU, P. 2010. Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, **7**(Sept.), 3–+.
- CHEN, J., SANTORO, R. A., KRALL, J., HOWARD, R. A., DUFFIN, R., MOSES, J. D., BRUECKNER, G. E., DARNELL, J. A., & BURKEPILE, J. T. 2000. Magnetic Geometry and Dynamics of the Fast Coronal Mass Ejection of 1997 September 9. *Astrophys. J.*, **533**(Apr.), 481–500.
- CHEUNG, M. C. M., MORENO-INSERTIS, F., & SCHÜSSLER, M. 2006. Moving magnetic tubes: fragmentation, vortex streets and the limit of the approximation of thin flux tubes. *Astron. Astrophys.*, **451**, 303–317.

- CHIU, Y. T., & HILTON, H. H. 1977. Exact Green's function method of solar force-free magnetic-field computations with constant alpha. I - Theory and basic test cases. *Astrophys. J.*, **212**(Mar.), 873–885.
- CHOUDHURI, A. R. 2007 (July). An Elementary Introduction to Solar Dynamo Theory. *Pages 49–73 of: S. S. HASAN & D. BANERJEE (ed), Kodai School on Solar Physics. American Institute of Physics Conference Series, vol. 919.*
- COLLIER, M. R., SZABO, A., FARRELL, W. M., SLAVIN, J. A., LEPPING, R. P., FITZENREITER, R., THOMPSON, B., HAMILTON, D. C., GLOECKLER, G., HO, G. C., BOCHSLER, P., LARSON, D., & OFMAN, L. 2001. Reconnection remnants in the magnetic cloud of October 18-19, 1995: A shock, monochromatic wave, heat flux dropout, and energetic ion beam. *Journal of Geophys. Res.*, **106**(Aug.), 15985–16000.
- CREMADES, H., & BOTHMER, V. 2005. Geometrical Properties of Coronal Mass Ejections. *Pages 48–54 of: K. DERE, J. WANG, & Y. YAN (ed), Coronal and Stellar Mass Ejections. IAU Symposium, vol. 226.*
- CRISTIANI, G., MARTINEZ, G., MANDRINI, C. H., GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., DA SILVA, C. W., ROVIRA, M. G., & KAUFMANN, P. 2007. Spatial Characterization of a Flare Using Radio Observations and Magnetic Field Topology. *Solar Phys.*, **240**, 271–281.
- CRISTIANI, G., GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G., MANDRINI, C. H., MACHADO, M. E., SILVA, I. D. B. E., KAUFMANN, P., & ROVIRA, M. G. 2008. A solar burst with a spectral component observed only above 100 GHz during an M class flare. *Astron. Astrophys.*, **492**, 215–222.
- DASSO, S., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., & FARRUGIA, C. J. 2003. Magnetic helicity analysis of an interplanetary twisted flux tube. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **108**(Oct.), 1362.
- DASSO, S., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., LUONI, M. L., & GULISANO, A. M. 2005a. Large scale MHD properties of interplanetary magnetic clouds. *Advances in Space Research*, **35**, 711–724.
- DASSO, S., MANDRINI, C. H., LUONI, M. L., GULISANO, A. M., NAKWACKI, M. S., POHJOLAINEN, S., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & DÉMOULIN, P. 2005b (Sept.). Link-

- ing Coronal to Heliospheric Magnetic Helicity: A New Model-Independent Technique to Compute Helicity in Magnetic Clouds. *Page 605 of:* B. FLECK, T. H. ZURBUCHEN, & H. LACOSTE (ed), *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*. ESA Special Publication, vol. 592.
- DASSO, S., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., & LUONI, M. L. 2006. A new model-independent method to compute magnetic helicity in magnetic clouds. *Astron. Astrophys.*, **455**(Aug.), 349–359.
- DASSO, S., NAKWACKI, M. S., DÉMOULIN, P., & MANDRINI, C. H. 2007. Progressive Transformation of a Flux Rope to an ICME. Comparative Analysis Using the Direct and Fitted Expansion Methods. *Solar Phys.*, **244**(Aug.), 115–137.
- DASSO, S., MANDRINI, C. H., SCHMIEDER, B., CREMADES, H., CID, C., CERRATO, Y., SAIZ, E., DÉMOULIN, P., ZHUKOV, A. N., RODRIGUEZ, L., ARAN, A., MENVIELLE, M., & POEDTS, S. 2009. Linking two consecutive nonmerging magnetic clouds with their solar sources. *Journal of Geophys. Res.*, **114**(A02109).
- DE ROSA, M. L., SCHRIJVER, C. J., BARNES, G., LEKA, K. D., LITES, B. W., ASCHWANDEN, M. J., AMARI, T., CANOU, A., MCTIERNAN, J. M., RÉGNIER, S., THALMANN, J. K., VALORI, G., WHEATLAND, M. S., WIEGELMANN, T., CHEUNG, M. C. M., CONLON, P. A., FUHRMANN, M., INHESTER, B., & TADESSE, T. 2009. A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953. *Astrophys. J.*, **696**(May), 1780–1791.
- DÉMOULIN, P. 2006. Where will efficient energy release occur in 3D magnetic configurations? *Pages 118–+ of: 36th COSPAR Scientific Assembly*, vol. 36.
- DÉMOULIN, P. 2007. Where will efficient energy release occur in 3-D magnetic configurations? *Advances in Space Research*, **39**, 1367–1377.
- DÉMOULIN, P., & BERGER, M. A. 2003. Magnetic Energy and Helicity Fluxes at the Photospheric Level. *Solar Phys.*, **215**, 203–215.
- DÉMOULIN, P., & PARIAT, E. 2009. Modelling and observations of photospheric magnetic helicity. *Advances in Space Research*, **43**, 1013–1031.
- DÉMOULIN, P., HENOUX, J. C., & MANDRINI, C. H. 1994. Are magnetic null points important in solar flares ? *Astron. Astrophys.*, **285**(May), 1023–1037.

- DÉMOULIN, P., PRIEST, E. R., & LONIE, D. P. 1996. Three-dimensional magnetic reconnection without null points 2. Application to twisted flux tubes. *Journal of Geophys. Res.*, **101** (A10), 7631–7646.
- DÉMOULIN, P., HENOUX, J. C., MANDRINI, C. H., & PRIEST, E. R. 1997a. Can we Extrapolate a Magnetic Field when its Topology is Complex? *Solar Phys.*, **174**(Aug.), 73–89.
- DÉMOULIN, P., BAGALA, L. G., MANDRINI, C. H., HENOUX, J. C., & ROVIRA, M. G. 1997b. Quasi-separatrix layers in solar flares. II. Observed magnetic configurations. *Astron. Astrophys.*, **325**(Sept.), 305–317.
- DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., LOPEZ FUENTES, M. C., & AULANIER, G. 2002a. The Magnetic Helicity Injected by Shearing Motions. *Solar Phys.*, **207**(May), 87–110.
- DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., THOMPSON, B. J., PLUNKETT, S., KOVÁRI, Z., AULANIER, G., & YOUNG, A. 2002b. What is the source of the magnetic helicity shed by CMEs? The long-term helicity budget of AR 7978. *Astron. Astrophys.*, **382**, 650–665.
- DEVORE, C. R. 2000. Magnetic Helicity Generation by Solar Differential Rotation. *Astrophys. J.*, **539**(Aug.), 944–953.
- DEVORE, C. R., & ANTIOCHOS, S. K. 2008. Homologous Confined Filament Eruptions via Magnetic Breakout. *Astrophys. J.*, **680**(June), 740–756.
- DEVORE, C. R., ANTIOCHOS, S. K., & AULANIER, G. 2005. Solar Prominence Interactions. *Astrophys. J.*, **629**(Aug.), 1122–1134.
- DIKPATI, M. 2004 (Dec.). Solar Dynamo Models. *Pages 37–+ of: T. SAKURAI & T. SEKII (ed), The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 325.
- D’SILVA, S., & CHOUDHURI, A. R. 1993. A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions. *Astron. Astrophys.*, **272**(May), 621–+.
- DURNEY, B. R. 1995. On a Babcock-Leighton dynamo model with a deep-seated generating layer for the toroidal magnetic field. *Solar Phys.*, **160**(Sept.), 213–235.

- EDDY, J. A., STEPHENSON, F. R., & YAU, K. K. C. 1989. On pre-telescopic sunspot records. , **30**(Mar.), 65–73.
- EMONET, T., & MORENO-INSERTIS, F. 1998. The Physics of Twisted Magnetic Tubes Rising in a Stratified Medium: Two-dimensional Results. *Astrophys. J.*, **492**(Jan.), 804–+.
- FAN, Y. 2004. Magnetic Fields in the Solar Convection Zone. *Living Reviews in Solar Physics*, **1**(July), 1–+.
- FAN, Y., FISHER, G. H., & DELUCA, E. E. 1993. The origin of morphological asymmetries in bipolar active regions. *Astrophys. J.*, **405**(Mar.), 390–401.
- FARRUGIA, C. J., OSHEROVICH, V. A., & BURLAGA, L. F. 1995. Magnetic flux rope versus the spheromak as models for interplanetary magnetic clouds. *Journal of Geophys. Res.*, **1001**(July), 12293–+.
- FARRUGIA, C. J., JANOO, L. A., TORBERT, R. B., QUINN, J. M., OGILVIE, K. W., LEPPING, R. P., FITZENREITER, R. J., STEINBERG, J. T., LAZARUS, A. J., LIN, R. P., LARSON, D., DASSO, S., GRATTON, F. T., LIN, Y., & BERDICHEVSKY, D. 1999 (June). A uniform-twist magnetic flux rope in the solar wind. *Pages 745–748 of: S. R. HABBAL, R. ESSER, J. V. HOLLWEG, & P. A. ISENBERG (ed), American Institute of Physics Conference Series. American Institute of Physics Conference Series, vol. 471.*
- FERNANDEZ BORDA, R. A., MININNI, P. D., MANDRINI, C. H., GÓMEZ, D. O., BAUER, O. H., & ROVIRA, M. G. 2002. Automatic Solar Flare Detection Using Neural Network Techniques. *Solar Phys.*, **206**(Apr.), 347–357.
- FISHER, G. H., FAN, Y., LONGCOPE, D. W., LINTON, M. G., & ABBETT, W. P. 2000. Magnetic flux tubes inside the sun. *Physics of Plasmas*, **7**(May), 2173–2179.
- FLETCHER, L., & HUDSON, H. 2001a. The Magnetic Structure and Generation of EUV Flare Ribbons. *Solar Phys.*, **204**(Dec.), 69–89.
- FLETCHER, L., & HUDSON, H. 2001b. The Magnetic Structure and Generation of EUV Flare Ribbons. *Solar Phys.*, **204**(Dec.), 69–89.

- FONTENLA, J. M., AVRETT, E. H., & LOESER, R. 1990. Energy balance in the solar transition region. I - Hydrostatic thermal models with ambipolar diffusion. *Astrophys. J.*, **355**(June), 700–718.
- FORBES, T. G. 2000. A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal of Geophys. Res.*, **105**(Oct.), 23153–23166.
- FORBES, T. G., & ISENBERG, P. A. 1991. A catastrophe mechanism for coronal mass ejections. *Astrophys. J.*, **373**(May), 294–307.
- FORBES, T. G., & PRIEST, E. R. 1995. Photospheric Magnetic Field Evolution and Eruptive Flares. *Astrophys. J.*, **446**(June), 377–+.
- GABRIEL, A. H. 1976. A magnetic model of the solar transition region. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **281**(May), 339–352.
- GAIZAUSKAS, V., MANDRINI, C. H., DEMOULIN, P., LUONI, M. L., & ROVIRA, M. G. 1998. Interactions between nested sunspots. II. A confined X1 flare in a delta-type sunspot. *Astron. Astrophys.*, **332**(Apr.), 353–366.
- GARY, G. A. 1989. Linear force-free magnetic fields for solar extrapolation and interpretation. *Astrophys J. Sup.*, **69**(Feb.), 323–348.
- GARY, G. A., & DEMOULIN, P. 1995. Reduction, analysis, and properties of electric current systems in solar active regions. *Astrophys. J.*, **445**(June), 982–998.
- GARY, G. A., & MOORE, R. L. 2004. Eruption of a Multiple-Turn Helical Magnetic Flux Tube in a Large Flare: Evidence for External and Internal Reconnection That Fits the Breakout Model of Solar Magnetic Eruptions. *Astrophys. J.*, **611**(Aug.), 545–556.
- GEORGOULIS, M. K., & LABONTE, B. J. 2006. Reconstruction of an Inductive Velocity Field Vector from Doppler Motions and a Pair of Solar Vector Magnetograms. *Astrophys. J.*, **636**, 475–495.
- GIBSON, S. E., & LOW, B. C. 1998. A Time-Dependent Three-Dimensional Magneto-hydrodynamic Model of the Coronal Mass Ejection. *Astrophys. J.*, **493**(Jan.), 460–+.
- GOPALSWAMY, N., KUNDU, M. R., HANAOKA, Y., ENOME, S., LEMEN, J. R., & AKIOKA, M. 1996. Yohkoh/SXT observations of a coronal mass ejection near the solar surface. , **1**(Nov.), 207–213.

- GOPALSWAMY, N., KAISER, M. L., SATO, J., & PICK, M. 2000. Shock Wave and EUV Transient During a Flare. *Pages 351–354 of: R. RAMATY & N. MANDZHAVIDZE (ed), High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating Hess!* Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 206.
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., KRUCKER, S., STENBORG, G., & HOWARD, R. A. 2004. Intensity variation of large solar energetic particle events associated with coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **109**(Dec.), A12105.
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., LIU, Y., MICHALEK, G., VOURLIDAS, A., KAISER, M. L., & HOWARD, R. A. 2005. Coronal mass ejections and other extreme characteristics of the 2003 October–November solar eruptions. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**(Sept.), A09S15.
- GOSLING, J. T. 1990. Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, **58**, 343–364.
- GOSLING, J. T., PIZZO, V., & BAME, S. J. 1973. Anomalously low proton temperatures in the solar wind following interplanetary shock waves - evidence for magnetic bottles? *Journal of Geophys. Res.*, **78**, 2001–2009.
- GOUGH, D., & TOOMRE, J. 1991. Seismic observations of the solar interior. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 627–685.
- GREEN, L. M., LÓPEZ FUENTES, M. C., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & CULHANE, J. L. 2002. The Magnetic Helicity Budget of a cme-Prolific Active Region. *Solar Phys.*, **208**, 43–68.
- GREEN, L. M., KLIEM, B., TÖRÖK, T., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & ATTRILL, G. D. R. 2007. Transient Coronal Sigmoids and Rotating Erupting Flux Ropes. *Solar Phys.*, **246**, 365–391.
- GREENE, J. M. 1988. Geometrical properties of three-dimensional reconnecting magnetic fields with nulls. *Journal of Geophys. Res.*, **93**(Aug.), 8583–8590.
- GULISANO, A. M., DASSO, S., MANDRINI, C. H., & DÉMOULIN, P. 2007. Estimation of the bias of the Minimum Variance technique in the determination of magnetic clouds global quantities and orientation. *Advances in Space Research*, **40**, 1881–1890.

- HAGYARD, M. J. 1987. Changes in measured vector magnetic fields when transformed into heliographic coordinates. *Solar Phys.*, **107**(Sept.), 239–246.
- HALE, G. E. 1908. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *Astrophys. J.*, **28**(Nov.), 315–+.
- HALE, G. E., ELLERMAN, F., NICHOLSON, S. B., & JOY, A. H. 1919. The Magnetic Polarity of Sun-Spots.[Erratum: 1919ApJ....50R..77.]. *Astrophys. J.*, **49**(Apr.), 153–+.
- HANDY, B. N., ACTON, L. W., KANKELBORG, C. C., WOLFSON, C. J., AKIN, D. J., BRUNER, M. E., CARVALHO, R., CATURA, R. C., CHEVALIER, R., DUNCAN, D. W., EDWARDS, C. G., FEINSTEIN, C. N., FREELAND, S. L., FRIEDLAENDER, F. M., HOFFMANN, C. H., HURLBURT, N. E., JURCEVICH, B. K., KATZ, N. L., KELLY, G. A., LEMEN, J. R., LEVAY, M., LINDGREN, R. W., MATHUR, D. P., MEYER, S. B., MORRISON, S. J., MORRISON, M. D., NIGHTINGALE, R. W., POPE, T. P., REHSE, R. A., SCHRIJVER, C. J., SHINE, R. A., SHING, L., STRONG, K. T., TARBELL, T. D., TITLE, A. M., TORGERSON, D. D., GOLUB, L., BOOKBINDER, J. A., CALDWELL, D., CHEIMETS, P. N., DAVIS, W. N., DELUCA, E. E., McMULLEN, R. A., WARREN, H. P., AMATO, D., FISHER, R., MALDONADO, H., & PARKINSON, C. 1999. The transition region and coronal explorer. *Solar Phys.*, **187**, 229–260.
- HARA, H., WATANABE, T., MATSUZAKI, K., HARRA, L. K., CULHANE, J. L., CARGILL, P., MARISKA, J. T., & DOSCHEK, G. A. 2008. 2006 December 17 Long Duration Flare Observed with the Hinode EUV Imaging Spectrometer. *Pub. Astron. Soc. Japan*, **60**(Apr.), 275–.
- HARRA, L. K., CROOKER, N. U., MANDRINI, C. H., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., DASSO, S., WANG, J., ELLIOTT, H., ATTRILL, G., JACKSON, B. V., & BISI, M. M. 2007. How Does Large Flaring Activity from the Same Active Region Produce Oppositely Directed Magnetic Clouds? *Solar Phys.*, **244**(Aug.), 95–114.
- HARRA, L. K., MANDRINI, C. H., DASSO, S., GULISANO, A. M., STEED, K., & IMADA, S. 2011. Determining the Solar Source of a Magnetic Cloud Using a Velocity Difference Technique. *Solar Phys.*, **268**(Jan.), 213–230.

- HATHAWAY, D. H. 1996. Doppler Measurements of the Sun's Meridional Flow. *Astrophys. J.*, **460**(Apr.), 1027–+.
- HATHAWAY, D. H., & RIGHTMIRE, L. 2010. Variations in the Sun's Meridional Flow over a Solar Cycle. *Science*, **327**(Mar.), 1350–.
- HEYVAERTS, J., & PRIEST, E. R. 1984. Coronal heating by reconnection in DC current systems - A theory based on Taylor's hypothesis. *Astron. Astrophys.*, **137**(Aug.), 63–78.
- HIDALGO, M. A., CID, C., VINAS, A. F., & SEQUEIROS, J. 2002. A non-force-free approach to the topology of magnetic clouds in the solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **107**(Jan.), 1002.
- HIRAYAMA, T. 1974. Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model. *Solar Phys.*, **34**(Feb.), 323–338.
- HOOD, A. W., ARCHONTIS, V., GALSGAARD, K., & MORENO-INSERTIS, F. 2009. The emergence of toroidal flux tubes from beneath the solar photosphere. *Astron. Astrophys.*, **503**, 999–1011.
- HOWARD, R. 1984. Solar Rotation. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 131–155.
- HUDSON, H. S., WOLFSON, C. J., & METCALF, T. R. 2006. White-Light Flares: A TRACE/RHESSI Overview. *Solar Phys.*, **234**(Mar.), 79–93.
- HUNDHAUSEN, A. J. 1987. The Origin and Propagation of Coronal Mass Ejections (R). *Pages 181–+ of: V. J. PIZZO, T. HOLZER, & D. G. SIME (ed), Sixth International Solar Wind Conference.*
- HUNDHAUSEN, A. J., SAWYER, C. B., HOUSE, L., ILLING, R. M. E., & WAGNER, W. J. 1984. Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission - Latitude distribution and rate of occurrence. *Journal of Geophys. Res.*, **89**(May), 2639–2646.
- ISENBERG, P. A., FORBES, T. G., & DEMOULIN, P. 1993. Catastrophic Evolution of a Force-free Flux Rope: A Model for Eruptive Flares. *Astrophys. J.*, **417**(Nov.), 368–+.
- JANOO, L., FARRUGIA, C. J., TORBERT, R. B., QUINN, J. M., SZABO, A., LEPPING, R. P., OGILVIE, K. W., LIN, R. P., LARSON, D., SCUDDER, J. D., OSHEROVICH,

- V. A., & STEINBERG, J. T. 1998. Field and flow perturbations in the October 18-19, 1995, magnetic cloud. *Journal of Geophys. Res.*, **103**(Aug.), 17249–17260.
- JEONG, H., & CHAE, J. 2007. Magnetic Helicity Injection in Active Regions. *Astrophys. J.*, **671**, 1022–1033.
- KANE, S. R. 1974. Impulsive /flash/ phase of solar flares - Hard X-ray, microwave, EUV and optical observations. *Pages 105–141 of: G. A. NEWKIRK (ed), Coronal Disturbances.* IAU Symposium, vol. 57.
- KLEIN, L. W., & BURLAGA, L. F. 1982. Interplanetary magnetic clouds at 1 AU. *Journal of Geophys. Res.*, **87**(Feb.), 613–624.
- KLIMCHUK, J. A. 2001. Theory of Coronal Mass Ejections. *Space Weather (Geophysical Monograph 125)*, ed. P. Song, H. Singer, G. Siscoe (Washington: Am. Geophys. Un.), *143 (2001)*, **125**, 143–+.
- KLIMCHUK, J. A., & STURROCK, P. A. 1992. Three-dimensional force-free magnetic fields and flare energy buildup. *Astrophys. J.*, **385**(Jan.), 344–353.
- KOPP, R. A., & PNEUMAN, G. W. 1976. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Solar Phys.*, **50**(Oct.), 85–98.
- LABONTE, B. J., MICKEY, D. L., & LEKA, K. D. 1999. The Imaging Vector Magnetograph at Haleakalā - II. Reconstruction of Stokes Spectra. *Solar Phys.*, **189**(Oct.), 1–24.
- LABONTE, B. J., GEORGOULIS, M. K., & RUST, D. M. 2007. Survey of Magnetic Helicity Injection in Regions Producing X-Class Flares. *Astrophys. J.*, **671**, 955–963.
- LARSON, D. E., LIN, R. P., MCTIERNAN, J. M., MCFADDEN, J. P., ERGUN, R. E., MCCARTHY, M., RÈME, H., SANDERSON, T. R., KAISER, M., LEPPING, R. P., & MAZUR, J. 1997. Tracing the topology of the October 18-20, 1995, magnetic cloud with $\tilde{0.1-10^2}$ keV electrons. *Geophys. Res. Let.*, **24**, 1911–1914.
- LAU, Y.-T., & FINN, J. M. 1990. Three-dimensional kinematic reconnection in the presence of field nulls and closed field lines. *Astrophys. J.*, **350**(Feb.), 672–691.

BIBLIOGRAFÍA

- LEAMON, R. J., CANFIELD, R. C., & PEVTSOV, A. A. 2002. Properties of magnetic clouds and geomagnetic storms associated with eruption of coronal sigmoids. *Journal of Geophys. Res.*, **107**(A9), 1234.
- LEAMON, R. J., CANFIELD, R. C., JONES, S. L., LAMBKIN, K., LUNDBERG, B. J., & PEVTSOV, A. A. 2004. Helicity of magnetic clouds and their associated active regions. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **109**(May), A05106.
- LEPPING, R. P., BURLAGA, L. F., & JONES, J. A. 1990. Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU. *Journal of Geophys. Res.*, **95**(Aug.), 11957–11965.
- LEPPING, R. P., ACUNA, M. H., BURLAGA, L. F., FARRELL, W. M., SLAVIN, J. A., SCHATTEN, K. H., MARIANI, F., NESS, N. F., NEUBAUER, F. M., WHANG, Y. C., BYRNES, J. B., KENNON, R. S., PANETTA, P. V., SCHEIFELE, J., & WORLEY, E. M. 1995. The Wind Magnetic Field Investigation. *Space Science Reviews*, **71**, 207–229.
- LEPPING, R. P., BURLAGA, L. F., SZABO, A., OGILVIE, K. W., MISH, W. H., VASSILIADIS, D., LAZARUS, A. J., STEINBERG, J. T., FARRUGIA, C. J., JANOO, L., & MARIANI, F. 1997. The Wind magnetic cloud and events of October 18-20, 1995: Interplanetary properties and as triggers for geomagnetic activity. *Journal of Geophys. Res.*, **102**(July), 14049–14064.
- LI, H., SCHMIEDER, B., SONG, M. T., & BOMMIER, V. 2007. Interaction of magnetic field systems leading to an X1.7 flare due to large-scale flux tube emergence. *Astron. Astrophys.*, **475**, 1081–1091.
- LIN, J., FORBES, T. G., ISENBERG, P. A., & DEMOULIN, P. 1998. The Effect of Curvature on Flux-Rope Models of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **504**(Sept.), 1006–+.
- LIU, J., & ZHANG, H. 2006. The Magnetic Field, Horizontal Motion and Helicity in a Fast Emerging Flux Region which Eventually forms a Delta Spot. *Solar Phys.*, **234**, 21–40.

- LIU, J., ZHANG, Y., & ZHANG, H. 2008. Relationship between Powerful Flares and Dynamic Evolution of the Magnetic Field at the Solar Surface. *Solar Phys.*, **248**, 67–84.
- LONGCOPE, D. W. 2005. Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields. *Living Reviews in Solar Physics*, **2**(Nov.), 7–+.
- LONGCOPE, D. W., & WELSCH, B. T. 2000. A Model for the Emergence of a Twisted Magnetic Flux Tube. *Astrophys. J.*, **545**, 1089–1100.
- LOPEZ, R. E. 1987. Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships. *Journal of Geophys. Res.*, **92**(Oct.), 11189–11194.
- LÓPEZ FUENTES, M. C., DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., & VAN DRIEL-GESZTELYI, L. 2000. The Counterkink Rotation of a Non-Hale Active Region. *Astrophys. J.*, **544**, 540–549.
- LÓPEZ FUENTES, M. C., DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., PEVTSOV, A. A., & VAN DRIEL-GESZTELYI, L. 2003. Magnetic twist and writhe of active regions. On the origin of deformed flux tubes. *Astron. Astrophys.*, **397**, 305–318.
- LOW, B. C. 1994. Magnetohydrodynamic processes in the solar corona: Flares, coronal mass ejections, and magnetic helicity. *Physics of Plasmas*, **1**(May), 1684–1690.
- LOW, B. C. 1996. Solar Activity and the Corona. *Solar Phys.*, **167**(Aug.), 217–265.
- LOW, B. C. 1999 (June). Coronal Mass Ejections, flares and prominences. *Pages 109–114 of: S. R. HABBAL, R. ESSER, J. V. HOLLWEG, & P. A. ISENBERG (ed), American Institute of Physics Conference Series. American Institute of Physics Conference Series, vol. 471.*
- LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & KÖVÁRI, Z. 2004. Can we determine the magnetic helicity sign of the solar active regions? *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, **47**, 14–17.
- LUONI, M. L., DASSO, S., MANDRINI, C. H., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & DÉMOULIN, P. 2005a. Linking coronal to interplanetary magnetic helicity. *Pages*

- 243–246 of: A. HANSLMEIER, A. VERONIG, & M. MESSEROTTI (ed), *Solar Magnetic Phenomena*. Astrophysics and Space Science Library, vol. 320.
- LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., & DÉMOULIN, P. 2005b. Magnetic topology analysis of an M6.7 solar flare. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, **48**, 84–87.
- LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., DASSO, S., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & DÉMOULIN, P. 2005c. Tracing magnetic helicity from the solar corona to the interplanetary space. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **67**(Dec.), 1734–1743.
- LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., CRISTIANI, G., & DÉMOULIN, P. 2006. Homologous flares in AR 10486 on 27 October 2003. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, **49**, 42–45.
- LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., DASSO, S., DÉMOULIN, P., & VAN DRIEL-GESZTELYI, L. 2007a. From The Photosphere to the Interplanetary Medium: The Magnetic Helicity Sign from Observations. *Boletín Asoc. Arg. Astron.*, **50**, 43–46.
- LUONI, M. L., MANDRINI, C. H., CRISTIANI, G. D., & DÉMOULIN, P. 2007b. The magnetic field topology associated with two M flares. *Advances in Space Research*, **39**, 1382–1388.
- LUONI, M. L., DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., & VAN DRIEL-GESZTELYI, L. 2011. Twisted Flux Tube Emergence Evidenced in Longitudinal Magnetograms: Magnetic Tongues. *Solar Phys.*, **270**(May), 45–74.
- LÜST, R., & SCHLÜTER, A. 1954. Kraftfreie Magnetfelder. Mit 4 Textabbildungen. , **34**, 263–+.
- LYNCH, B. J., ANTIOCHOS, S. K., MACNEICE, P. J., ZURBUCHEN, T. H., & FISK, L. A. 2004. Observable Properties of the Breakout Model for Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **617**(Dec.), 589–599.
- LYNCH, B. J., ANTIOCHOS, S. K., DEVORE, C. R., LUHMANN, J. G., & ZURBUCHEN, T. H. 2008. Topological Evolution of a Fast Magnetic Breakout CME in Three Dimensions. *Astrophys. J.*, **683**(Aug.), 1192–1206.

- MACHADO, M. E., & RUST, D. M. 1974. Analysis of the August 7, 1972 white light flare - Its spectrum and vertical structure. *Solar Phys.*, **38**(Oct.), 499–516.
- MACHADO, M. E., MOORE, R. L., HERNANDEZ, A. M., ROVIRA, M. G., HAGYARD, M. J., & SMITH, JR., J. B. 1988. The observed characteristics of flare energy release. I - Magnetic structure at the energy release site. *Astrophys. J.*, **326**(Mar.), 425–450.
- MAGARA, T. 2001. Dynamics of Emerging Flux Tubes in the Sun. *Astrophys. J.*, **549**, 608–628.
- MAGARA, T. 2004. A Model for Dynamic Evolution of Emerging Magnetic Fields in the Sun. *Astrophys. J.*, **605**(Apr.), 480–492.
- MANCHESTER, IV, W., GOMBOSI, T., DEZEEUW, D., & FAN, Y. 2004. Eruption of a Buoyantly Emerging Magnetic Flux Rope. *Astrophys. J.*, **610**, 588–596.
- MANDRINI, C. H. 2010 (Feb.). Magnetic energy release: flares and coronal mass ejections. *Pages 257–266 of: A. G. KOSOVICHEV, A. H. ANDREI, & J.-P. ROELOT (ed), IAU Symposium. IAU Symposium*, vol. 264.
- MANDRINI, C. H., DEMOULIN, P., HENOUX, J. C., & MACHADO, M. E. 1991. Evidence for the interaction of large scale magnetic structures in solar flares. *Astron. Astrophys.*, **250**(Oct.), 541–547.
- MANDRINI, C. H., DEMOULIN, P., BAGALA, L. G., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., HENOUX, J. C., SCHMIEDER, B., & ROVIRA, M. G. 1997. Evidence of Magnetic Reconnection from $H\alpha$, Soft X-Ray and Photospheric Magnetic Field Observations. *Solar Phys.*, **174**(Aug.), 229–240.
- MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., SCHMIEDER, B., DENG, Y. Y., & RUDAWY, P. 2002. The role of magnetic bald patches in surges and arch filament systems. *Astron. Astrophys.*, **391**(Aug.), 317–329.
- MANDRINI, C. H., DÉMOULIN, P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., GREEN, L., & LÓPEZ FUENTES, M. C. 2004. Magnetic Helicity Budget of Solar-Active Regions from the Photosphere to Magnetic Clouds. *Astrophys. Space Sci.*, **290**, 319–344.
- MANDRINI, C. H., POHJOLAINEN, S., DASSO, S., GREEN, L. M., DÉMOULIN, P., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., COPPERWHEAT, C., & FOLEY, C. 2005a. Interplanetary flux

- rope ejected from an X-ray bright point. The smallest magnetic cloud source-region ever observed. *Astron. Astrophys.*, **434**, 725–740.
- MANDRINI, C. H., DASSO, S., LUONI, M. L., POHJOLAINEN, S., DÉMOULIN, P., & VAN DRIEL-GESZTELYI, L. 2005b (Nov.). Quantitative Link Between Solar Ejecta and Interplanetary Magnetic Clouds: Magnetic Helicity. *In*: D. E. INNES, A. LAGG, & S. A. SOLANKI (ed), *Chromospheric and Coronal Magnetic Fields*. ESA Special Publication, vol. 596.
- MANDRINI, C. H., DEMOULIN, P., SCHMIEDER, B., DELUCA, E. E., PARIAT, E., & UDDIN, W. 2006. Companion Event and Precursor of the X17 Flare on 28 October 2003. *Solar Phys.*, **238**(Nov.), 293–312.
- MANDRINI, C. H., NAKWACKI, M. S., ATTRILL, G., VAN DRIEL-GESZTELYI, L., DÉMOULIN, P., DASSO, S., & ELLIOTT, H. 2007. Are CME-Related Dimmings Always a Simple Signature of Interplanetary Magnetic Cloud Footpoints? *Solar Phys.*, **244**(Aug.), 25–43.
- MASSON, S., PARIAT, E., AULANIER, G., & SCHRIJVER, C. J. 2009. The Nature of Flare Ribbons in Coronal Null-Point Topology. *Astrophys. J.*, **700**(July), 559–578.
- MAUNDER, E. W. 1890. Note on the Sun-spots of 1888. *MNRAS*, **51**(Nov.), 23–+.
- MAUNDER, E. W. 1904. Note on the distribution of sun-spots in heliographic latitude, 1874-1902. *MNRAS*, **64**(June), 747–761.
- MICKEY, D. L., CANFIELD, R. C., LABONTE, B. J., LEKA, K. D., WATERSON, M. F., & WEBER, H. M. 1996. The Imaging Vector Magnetograph at Haleakala. *Solar Phys.*, **168**(Oct.), 229–250.
- MIESCH, M. S. 2005. Large-Scale Dynamics of the Convection Zone and Tachocline. *Living Reviews in Solar Physics*, **2**(Apr.), 1–+.
- MOORE, R. L., & STERLING, A. C. 2006. Initiation of Coronal Mass Ejections. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, **165**, 43–+.
- MOORE, R. L., STERLING, A. C., HUDSON, H. S., & LEMEN, J. R. 2001. Onset of the Magnetic Explosion in Solar Flares and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **552**, 833–848.

- MORENO-INSERTIS, F., CALIGARI, P., & SCHUESSLER, M. 1994. Active region asymmetry as a result of the rise of magnetic flux tubes. *Solar Phys.*, **153**, 449–452.
- MURRAY, M. J., HOOD, A. W., MORENO-INSERTIS, F., GALSGAARD, K., & ARCHONTIS, V. 2006. 3D simulations identifying the effects of varying the twist and field strength of an emerging flux tube. *Astron. Astrophys.*, **460**, 909–923.
- NAKAGAWA, Y., & RAADU, M. A. 1972. On Practical Representation of Magnetic Field. *Solar Phys.*, **25**(July), 127–135.
- NAKAGAWA, Y., RAADU, M. A., & HARVEY, J. W. 1973. The Topological Association of H α Structures and Magnetic Fields. *Solar Phys.*, **30**(June), 421–437.
- NAKWACKI, M. S., DASSO, S., DÉMOULIN, P., MANDRINI, C. H., & GULISANO, A. M. 2011. Dynamical evolution of a magnetic cloud from the Sun to 5.4 AU. *ArXiv e-prints*, Aug.
- NEWTON, H. W., & NUNN, M. L. 1951. The Sun's rotation derived from sunspots 1934-1944 and additional results. *MNRAS*, **111**, 413–+.
- NINDOS, A., & ZHANG, H. 2002. Photospheric Motions and Coronal Mass Ejection Productivity. *The Astrophysical Journal*, **573**, L133–L136.
- NINDOS, A., ZHANG, J., & ZHANG, H. 2003. The Magnetic Helicity Budget of Solar Active Regions and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **594**, 1033–1048.
- Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., Hunsaker, F., Keller, J., Lobell, J., Miller, G., Scudder, J. D., Sittler, Jr., E. C., Torbert, R. B., Bodet, D., Needell, G., Lazarus, A. J., Steinberg, J. T., Tappan, J. H., Mavretic, A., & Gergin, E. 1995. SWE, A Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft. , **71**(Feb.), 55–77.
- PARIAT, E., AULANIER, G., SCHMIEDER, B., GEORGIOULIS, M. K., RUST, D. M., & BERNASCONI, P. N. 2004. Resistive Emergence of Undulatory Flux Tubes. *Astrophys. J.*, **614**, 1099–1112.
- PARKER, E. N. 1955. The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field. *Astrophys. J.*, **121**(Mar.), 491–+.

- PETSCHEK, H. E. 1964. Magnetic Field Annihilation. *NASA Special Publication*, **50**, 425–+.
- PEVTSOV, A. A., & BALASUBRAMANIAM, K. S. 2003. Helicity patterns on the sun. *Adv. in Space Res.*, **32**, 1867–1874.
- PEVTSOV, A. A., CANFIELD, R. C., & METCALF, T. R. 1995. Latitudinal variation of helicity of photospheric magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, **440**(Feb.), L109–L112.
- PRIEST, E., & FORBES, T. 2000. *Magnetic Reconnection*. Priest, E. & Forbes, T.
- PRIEST, E. R. 1984. Magnetic Reconnection at the Sun. *Pages 63–+ of: E. W. HONES JR. (ed), Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas*.
- PRIEST, E. R. 2011 (Jan.). Nonlinear Plasma Physics of the Solar Corona. *Pages 3–9 of: D. VASSILIADIS, S. F. FUNG, X. SHAO, I. A. DAGLIS, & J. D. HUBA (ed), American Institute of Physics Conference Series*. American Institute of Physics Conference Series, vol. 1320.
- PRIEST, E. R., & DÉMOULIN, P. 1995. Three-dimensional magnetic reconnection without null points. 1. Basic theory of magnetic flipping. *Journal of Geophys. Res.*, **100**(Dec.), 23443–23464.
- PRIEST, E. R., & FORBES, T. G. 1990. The evolution of coronal magnetic fields. *Solar Phys.*, **130**(Dec.), 399–402.
- PRIEST, E. R., & FORBES, T. G. 2002. The magnetic nature of solar flares. *Astron. Astrophys. Rev.*, **10**, 313–377.
- RAFTERY, C. L., GALLAGHER, P. T., MCATEER, R. T. J., LIN, C.-H., & DELAHUNT, G. 2010. Evidence for Internal Tether-cutting in a Flare/Coronal Mass Ejection Observed by MESSENGER, RHESSI, and STEREO. *Astrophys. J.*, **721**(Oct.), 1579–1584.
- RÉGNIER, S., & FLECK, B. 2004 (Dec.). Magnetic Field Evolution of AR 0486 Before and after the X17 Flare on October 28, 2003. *Pages 519–+ of: R. W. WALSH, J. IRELAND, D. DANESY, & B. FLECK (ed), SOHO 15 Coronal Heating*. ESA Special Publication, vol. 575.

- RICHARDSON, I. G., & CANE, H. V. 1995. Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965-1991) and their association with ejecta. *Journal of Geophys. Res.*, **1002**(Dec.), 23397–23412.
- RICHARDSON, J. D., PAULARENA, K. I., & GAZIS, P. R. 1995 (June). Statistical properties of the solar wind. *Pages 90–+ of: Solar Wind Eigt.*
- RUST, D. M., & ROY, J. R. 1974 (Apr.). *The late June 1972 CINO F flares*. Tech. rept.
- SCHMIEDER, B., DEMOULIN, P., AULANIER, G., & GOLUB, L. 1996. Differential Magnetic Field Shear in an Active Region. *Astrophys. J.*, **467**(Aug.), 881–+.
- SCHOU, J., ANTIA, H. M., BASU, S., BOGART, R. S., BUSH, R. I., CHITRE, S. M., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., DI MAURO, M. P., DZIEMBOWSKI, W. A., EFF-DARWICH, A., GOUGH, D. O., HABER, D. A., HOEKSEMA, J. T., HOWE, R., KORZENNIK, S. G., KOSOVICHEV, A. G., LARSEN, R. M., PIJPERS, F. P., SCHERRER, P. H., SEKII, T., TARBELL, T. D., TITLE, A. M., THOMPSON, M. J., & TOOMRE, J. 1998. Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager. *Astrophys. J.*, **505**(Sept.), 390–417.
- SCHRIJVER, C. J., & ZWAAN, C. 2000. *Solar and Stellar Magnetic Activity*. Ed. Schrijver, C. J. & Zwaan, C.
- SCHWABE, M. 1844. Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau. *Astronomische Nachrichten*, **21**(Feb.), 233–+.
- SEMEL, M. 1988. Extrapolation functions for constant-alpha force-free fields - Green's method for the oblique boundary value. *Astron. Astrophys.*, **198**(June), 293–299.
- SEMEL, M. 1998. Boundary Conditions and the Extrapolation of Magnetic Fields (Invited Review). *Pages 423–+ of: C. E. ALISSANDRAKIS & B. SCHMIEDER (ed), Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 155.
- SHIBATA, K., MASUDA, S., SHIMOJO, M., HARA, H., YOKOYAMA, T., TSUNETA, S., KOSUGI, T., & OGAWARA, Y. 1995. Hot-Plasma Ejections Associated with Compact-Loop Solar Flares. *The Astrophysical Journal*, **451**(Oct.), L83+.

- SNODGRASS, H. B. 1984. Separation of large-scale photospheric Doppler patterns. *Solar Phys.*, **94**(Aug.), 13–31.
- SOLANKI, S. K., INHESTER, B., & SCHÜSSLER, M. 2006. The solar magnetic field. *Reports on Progress in Physics*, **69**(Mar.), 563–668.
- SONNERUP, B. U. O., & CAHILL, JR., L. J. 1967. Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations. *Journal of Geophys. Res.*, **72**(Jan.), 171–+.
- SPOERER, G. 1894. Beobachtungen von Sonnenflecken in den Jahren 1885 bis 1893. *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, **32**.
- ST. CYR, O. C., HOWARD, R. A., SIMNETT, G. M., GURMAN, J. B., PLUNKETT, S. P., SHEELEY, N. R., SCHWENN, R., KOOMEN, M. J., BRUECKNER, G. E., MICHELS, D. J., ANDREWS, M., BIESECKER, D. A., COOK, J., DERE, K. P., DUFFIN, R., EINFALT, E., KORENDYKE, C. M., LAMY, P. L., LEWIS, D., LLEBARIA, A., LYONS, M., MOSES, J. D., MOULTON, N. E., NEWMARK, J., PASWATERS, S. E., PODLIPNIK, B., RICH, N., SCHENK, K. M., SOCKER, D. G., STEZELBERGER, S. T., TAPPIN, S. J., THOMPSON, B., & WANG, D. 1997 (Dec.). White-Light Coronal Mass Ejections: A New Perspective from LASCO. *Pages 103–+ of: A. WILSON (ed), Correlated Phenomena at the Sun, in the Heliosphere and in Geospace*. ESA Special Publication, vol. 415.
- STROUS, L. H., SCHARMER, G., TARBELL, T. D., TITLE, A. M., & ZWAAN, C. 1996. Phenomena in an emerging active region. I. Horizontal dynamics. *Astron. Astrophys.*, **306**, 947–959.
- STURROCK, P. A. 1987. Solar flares and magnetic topology. *Solar Phys.*, **113**, 13–26.
- STURROCK, P. A. 1994. *Plasma Physics*. Cambridge University Press.
- STURROCK, P. A., & COPPI, B. 1966. A New Model of Solar Flares. *Astrophys. J.*, **143**(Jan.), 3–+.
- TAYLOR, J. B. 1986. Relaxation and magnetic reconnection in plasmas. *Reviews of Modern Physics*, **58**(July), 741–763.
- TIAN, L., & ALEXANDER, D. 2006. Role of Sunspot and Sunspot-Group Rotation in Driving Sigmoidal Active Region Eruptions. *Solar Phys.*, **233**, 29–43.

- TIAN, L., & ALEXANDER, D. 2008. On the Origin of Magnetic Helicity in the Solar Corona. *Astrophys. J.*, **673**, 532–543.
- TIAN, L., & ALEXANDER, D. 2009. Asymmetry of Helicity Injection Flux in Emerging Active Regions. *Astrophys. J.*, **695**, 1012–1023.
- TIAN, L., ALEXANDER, D., & NIGHTINGALE, R. 2008. Origins of Coronal Energy and Helicity in NOAA 10030. *Astrophys. J.*, **684**, 747–756.
- TITOV, V. S., PRIEST, E. R., & DEMOULIN, P. 1993. Conditions for the appearance of "bald patches" at the solar surface. *Astron. Astrophys.*, **276**(Sept.), 564–+.
- TITOV, V. S., HORNIG, G., & DÉMOULIN, P. 2002. Theory of magnetic connectivity in the solar corona. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **107**(Aug.), 1164.
- TSUNETA, S., & ET AL.. 1991. The soft X-ray telescope for the SOLAR-A mission. *Solar Phys.*, **136**, 37–67.
- TSUNETA, S., ACTON, L., BRUNER, M., LEMEN, J., BROWN, W., CARVALHO, R., CATURA, R., FREELAND, S., JURCEVICH, B., & OWENS, J. 1991. The soft X-ray telescope for the SOLAR-A mission. *Solar Phys.*, **136**(Nov.), 37–67.
- VAN DRIEL-GESZTELYI, L., & PETROVAY, K. 1990. Asymmetric flux loops in active regions. *Solar Phys.*, **126**, 285–298.
- VAN DRIEL-GESZTELYI, L., MANOHARAN, P. K., DÉMOULIN, P., AULANIER, G., MANDRINI, C. H., LOPEZ-FUENTES, M., SCHMIEDER, B., ORLANDO, S., THOMPSON, B., & PLUNKETT, S. 2000. Initiation of CMEs: the role of magnetic twist. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **62**(Nov.), 1437–1448.
- VANDAS, M., & ROMASHETS, E. P. 2003. A force-free field with constant alpha in an oblate cylinder: A generalization of the Lundquist solution. *Astron. Astrophys.*, **398**(Feb.), 801–807.
- VENKATAKRISHNAN, P., HAGYARD, M. J., & HATHAWAY, D. H. 1988. Elimination of projection effects from vector magnetograms - The pre-flare configuration of active region AR 4474. *Solar Phys.*, **115**(Mar.), 125–131.

- VOURLIDAS, A., SUBRAMANIAN, P., DERE, K. P., & HOWARD, R. A. 2000. Large-Angle Spectrometric Coronagraph Measurements of the Energetics of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **534**(May), 456–467.
- WANG, Y.-M., & SHEELEY, JR., N. R. 1989. Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21. *Solar Phys.*, **124**(Mar.), 81–100.
- WATARI, S., WATANABE, T., & MARUBASHI, K. 2001. Soft X-ray Solar Activities Associated with Interplanetary Magnetic Flux Ropes. *Solar Phys.*, **202**(Sept.), 363–384.
- WEBB, D. F. 1992. The Solar Sources of Coronal Mass Ejections. *Pages 234–+ of: Z. SVESTKA, B. V. JACKSON, & M. E. MACHADO (ed), IAU Colloq. 133: Eruptive Solar Flares.* Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, vol. 399.
- WEBB, D. F., LEPPING, R. P., BURLAGA, L. F., DEFOREST, C. E., LARSON, D. E., MARTIN, S. F., PLUNKETT, S. P., & RUST, D. M. 2000. The origin and development of the May 1997 magnetic cloud. *Journal of Geophys. Res.*, **105**(Dec.), 27251–27260.
- WOLFSON, R. 1993. Energy Requirements for Opening the Solar Corona. *Astrophys. J.*, **419**(Dec.), 382–+.
- WU, G. P., HUANG, G. L., TANG, Y. H., & XU, A. A. 2005. The Observational Evidence on the Loop Loop Interaction in a Flare CME Event on April 15, 1998. *Solar Phys.*, **227**, 327–337.
- WU, S. T., & GUO, W. P. 1997 (Jan.). *A Self-Consistent Numerical Magnetohydrodynamic (MHD) Model of Helmet Streamer and Flux-Rope Interactions: Initiation and Propagation of Coronal Mass Ejections (CMEs)*. Tech. rept.
- XIE, W., WANG, H., JING, J., BAO, X., & ZHANG, H. 2009. The correlation between expansion speed and magnetic field in solar flare ribbons. *Science in China G: Physics and Astronomy*, **52**(Nov.), 1754–1759.
- YAMAMOTO, T. T., KUSANO, K., MAESHIRO, T., YOKOYAMA, T., & SAKURAI, T. 2005. Magnetic Helicity Injection and Sigmoidal Coronal Loops. *Astrophys. J.*, **624**, 1072–1079.

- YANG, S., ZHANG, H., & BÜCHNER, J. 2009a. Magnetic helicity accumulation and tilt angle evolution of newly emerging active regions. *Astron. Astrophys.*, **502**, 333–340.
- YANG, S., BÜCHNER, J., & ZHANG, H. 2009b. Magnetic Helicity Exchange Between Neighboring Active Regions. *The Astrophysical Journal*, **695**, L25–L30.
- ZEEMAN, P. 1897. On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light Emitted by a Substance. *Astrophys. J.*, **5**(May), 332–+.
- ZHANG, H.-Q., BAO, X.-M., ZHANG, Y., LIU, J.-H., BAO, S.-D., DENG, Y.-Y., LI, W., CHEN, J., DUN, J.-P., SU, J.-T., GUO, J., WANG, X.-F., HU, K.-L., LIN, G.-H., & WANG, D.-G. 2003. Three Super Active Regions in the Descending Phase of Solar Cycle 23. , **3**(Dec.), 491–494.
- ZHAO, X. P., HOEKSEMA, J. T., & MARUBASHI, K. 2001. Magnetic cloud events and their dependence on cloud parameters. *Journal of Geophys. Res.*, **106**(Aug.), 15643–15656.
- ZIRIN, H. 1988. *Astrophysics of the sun*.
- ZWAAN, C. 1985. The emergence of magnetic flux. *Solar Phys.*, **100**(Oct.), 397–414.
- ZWAAN, C. 1996. A Dynamo Scenario—Observational Constraints on Dynamo Theory. *Solar Phys.*, **169**(Dec.), 265–276.

Agradecimientos

Al fin llegó el día.

Gracias a mi directora, Cristina Mandrini, que con su ejemplo de laboriosidad, perseverancia, entusiasmo y dedicación me brindó las primeras herramientas para que el Sol me deslumbrara.

A vos, Xime Abrevaya, que me supiste dar apoyo incondicional en las buenas y en las malas, TODOS los días...y también hasta altas horas de la noche.

A Pascal Démoulin por compartir sus conocimientos en este mundo de la Física Solar. Aunque no administrativamente, lo considero mi codirector.

A Daniel Gómez, mi consejero, que con su paciencia y silencio me dio la calma y esperanza para seguir en esta lucha.

A vos Adri Gulisano que me pusiste garra en cuanto cosa me iniciaba, aun flaqueando.

A vos Sole Nakwacki, que a pesar de la distancia, te tengo y siento cerca.

A Uds, Germán Cristiani y Guada Martinez, compañeros de las primeras horas.

A vos Marcelo López Fuentes que siempre me apoyaste, y sos mi revisor de tesis.

A Sergio Dasso, Pablo Mauas, Andrea Buccino y Mariela Vieytes que los tuve siempre al lado para lo que fuera a necesitar.

A Marta Rovira, que aunque no esté en la casa, me dió su confianza para permitirme hacer ciencia fuera de la Argentina.

A Gloria Nazer, que aunque jubilada, seguimos oreja a oreja este esfuerzo, y me alienta.

A Matías Pereira, Raul Gabellone y Francisco Novarini que sin ellos nadie podría seguir en este engranaje de tecnología informática, menos aún yo.

A la Institución y a todo su personal por brindarme el espacio y los medios necesarios para llegar a tal fin.

Y por sobre todo....a mi familia: Constanza, Lisandro y Oscar. Cuántas veces los abandoné en pos de este esfuerzo! El tiempo me dirá si valió la pena. Esto es por y para Uds, con todo mi amor y gratitud.

GRACIAS a TODOS!

Hoy me siento feliz!

Lo logré con muchííííísimoo sacrificio.