# ESTUDIO DE LA TOPOLOGÍA DE LA LÁMINA DE CORRIENTE HELIOSFÉRICA (HCS)

por

David Arrazola Pérez

Dirigida por:

Dr. Juan José Blanco Ávalos

&

Dr. Miguel Ángel Hidalgo Moreno

**Tesis Doctoral** 

Enviada al Departamento de Física y Matemáticas de la Universidad de Alcalá En cumplimiento de los requisitos para la obtención del título de

Doctor



Departamento de Física y Matemáticas Universidad de Alcalá

## TRIBUNAL

## Dr.

Universidad de

## Dr.

Universidad de

## Dr.

Universidad de

## Aprobado por:

Dr.

A Laura, Carla y Laura

### AGRADECIMIENTOS

Llegar hasta aquí no hubiese sido posible sin ellos, Juanjo y Miguel Ángel, aunque en estas breves líneas no se puede resumir lo que me han aportado tanto académica como personalmente, quiero agradecerles su ayuda, las charlas y los cafés. Cuando el camino desaparecía, ellos estaban ahí para guiarme y volver a retomar la senda. En lo personal, cuando las cosas no van del todo bien, a veces con escuchar, es suficiente.

Quiero también recordar en estas líneas a todos los compañeros con los que he compartido asignaturas a lo largo de estos años. Me siento un privilegiado, he tenido la suerte de vislumbrar este mundo que es la docencia a lo largo de estos años, intentando aprender de ellos. Tantos y tan diferentes, y sin embargo, todos ellos buscando y dando lo mejor como docentes y compañeros.

A mis hijas, Carla y Laura, ¡qué de ratos me he perdido! Y los que he disfrutado, los he exprimido a conciencia. A Laura, siempre me ha apoyado, en las épocas buenas y en las malas, y en muchas ocasiones, ha hecho de madre y padre a la vez.

La familia, la que siempre ha estado ahí. A mis padres, disculparme porque en la lista de tareas que es el día a día siempre había algo "más importante" que hacer, pero nunca es así. A mis hermanos, llueva, nieve o haga sol, siempre había alguna guasa, algún chiste que me sacaba una sonrisa. A la familia, porque verla siempre es una alegría.

Los amigos, aquellos con los que compartí charlas de mil temas frente a una comida, una cena, un café o una cerveza...o simplemente al teléfono. Charlas casi nunca relacionadas con la tesis, pero tan necesarias para continuar. Me gustaría mencionar algunos nombres propios, amigos con los que he adquirido alguna deuda que puede que nunca llegue a cerrar. Marianela, compañera y amiga de vicisitudes durante muchos años. Ángel y Miguel, con quienes las conversaciones siempre han sido un placer. Santi, amigo con mayúsculas, el recuerdo de las tierras del Ebro y de sus gentes siempre me provoca un cierto halo de nostalgia... ¡Qué buenos momentos! Y cómo no mencionar a Rafael, amigo desde los años de juventud...siempre dispuesta a dar una opinión sincera.

No quiero dejar de mencionar a Paco, Jesús y Alicia, siempre agradeceré su apoyo en unos momentos muy difíciles para mí. No tengo claro que hubiese podido llegar hasta aquí sin su ayuda.

Me dejo a muchas personas sin nombrar, gente con la que he estudiado y trabajado y que me aportó mucho...os pido que me disculpéis, aunque no os mencione directamente os debo mucho.

Gracias a todos.

# ÍNDICE

LISTA DE	TABLAS	VI
LISTA DE	FIGURAS	VII
RESUMEN	۷	XI
CAPÍTULO	O 1. Introducción	1
1.1 Intr	oducción	1
1.2 Car	npo magnético solar y HCS	8
1.2.1	Campos magnéticos en la Fotosfera	8
1.2.2	Campos magnéticos en la Corona	11
1.2.3	Modelo de Campo Potencial-Superficie Fuente (PFSS)	14
1.2.4	Modelo de Campo No lineal Libre de Fuerzas (NLFFF)	16
1.2.5	Modelos MHD Autoconsistentes de la Corona Solar	16
1.3 Vie	nto Solar	
1.3.1	Origen del Viento Solar	
1.3.2	Estructura del Viento Solar	19
1.3.3	Dinámica del Viento Solar	
1.4 Lán	nina de Corriente Heliosférica. Antecedentes históricos	
1.5 Esti	ructura Global de la HCS	30
1.6 Estr	ructura local de la HCS	
1.6.1	Lámina de Plasma Heliosférico (HPS)	
1.6.2	Cruces con múltiples sectores	
1.6.3	Identificación de un cruce de HCS	
CAPÍTULO	O 2. Análisis Multi-satélite	38
2.1 Intr	oducción	
2.2 Inst	trumentación	39
2.2.1	Satélite Wind	40
2.2.1.1	MFI (Magnetic Field Instrument)	40
2.2.1.2	2 SWE (Solar Wind Experiment)	41
2.2.1.3	3 3DP (3D-Plasma and Energetic Particle)	41
2.2.2	Satélite ACE	

2.2.2.1 MAG (Magnetic Field Experiment)	42
2.2.2.2 SWEPAM (Solar Wind Electron, Proton and Alpha Monitor)	43
2.2.3 Satélite STEREO	43
2.2.3.1 IMPACT (In-situ Measurements of Particles and CME Transients)	44
2.2.3.2 PLASTIC (Plasma and Supra-thermal Ion Composition)	44
2.3 Métodos de análisis	45
2.3.1 Análisis de mínima varianza	
2.3.2 Análisis de varianza de coplanaridad (CVA).	50
2.4 Discontinuidades y ondas de choques	52
2.4.1 Ondas de choque (S)	53
2.4.2 Discontinuidades de contacto (CD)	55
2.4.3 Discontinuidades tangenciales (TD)	55
2.4.4 Discontinuidades rotacionales (RD).	56
2.5 Mapas de Superficie Fuente	58
2.6 Análisis multi-satélite de la HCS	60
2.6.1 Análisis de datos	61
2.6.2 Topología de la HCS local. Análisis general	62
2.6.3 Topología de la HCS local en el periodo de ascenso del ciclo 23	66
2.6.3.1 Cruce de HCS del 08 de septiembre de 2000	69
2.6.4 Topología de la HCS local en el periodo de Mínimo Solar	71
CAPÍTULO 3. Modelo HYTARO de la estructura local de la HCS	75
3.1 Introducción	75
3.2 HYTARO. Inicios	76
3.3 HYTARO. Desarrollo	77
3.4 HYTARO. Modificaciones	82
3.4.1 Rotaciones	87
3.4.2 Análisis de Componentes Principales (PCA)	90
3.5 Análisis CS	
CAPÍTULO 4. Modelo HYTARO+	101
4.1 Introducción	101
4.2 Desarrollo Multipolar	105

4.2.1	Campo dipolar magnético	106
4.2.2	Campo cuadrupolar magnético	111
4.3 HY	/TARO+	114
4.4 An	álisis	118
4.4.1	HYTARO+ vs HYTARO	127
CAPÍTUL	O 5. Conclusiones	129
Anexo A.	Modelo de Parker	133
Anexo B.	<b>B</b> de dos hilos de corriente.	137
Anexo C.	<b>B</b> de una esfera en rotación.	140
Anexo D.	Parámetros de ajuste y Cruces de HCS	142
REFEREN	ICIAS	163

# LISTA DE TABLAS

<b>Tabla 2.1.</b> Vectores normales calculados para ACE y Wind utilizando los tres métodos de análisis durante la fase ascendente del ciclo solar 23. Se incluye las características del viento solar observadas durante los cruces de HCS analizados.   67
<b>Tabla 2.2.</b> Vectores normales calculados para ACE, Wind y STEREOs utilizando los tres métodosde análisis durante el periodo de mínimo solar del ciclo 23. Se incluye las características del vientosolar observadas durante los cruces de HCS analizados
<b>Tabla 3.1.</b> Análisis de la contribución de cada uno de los autovalores mediante el método decomponentes principales para los cruces analizados.92
<b>Tabla 3.2.</b> Comparativa de los parámetros angulares obtenidos con HYTARO para el cruce del 01 de abril de 1997 sin aplicar CVA (Originales) y aplicándolo sobre el conjunto de datos de campo magnético (Reconstruidos). Se incluye el error estándar y R <sup>2</sup>
<b>Tabla 4.1.</b> En la parte superior se incluyen los resultados obtenidos para los parámetros de ajustecon HYTARO+ cuando se realiza el ajuste únicamente con la componente dipolar. En la parteinferior los valores del campo de fondo por componentes para el dipolo. El cuadrupolo nointerviene y las componentes aparecen a 0.120
<b>Tabla 4.2.</b> En la parte superior se incluyen los resultados obtenidos para los parámetros de ajustecon HYTARO+. En la parte inferior los valores del campo de fondo por componentes para eldipolo y el cuadrupolo.122

# LISTA DE FIGURAS

**Figura 1.5.** Imagen en luz blanca de la Fotosfera tomada por el instrumento MDI embarcado en SOHO (Fuente: SOHO web: https://sohowww.nascom.nasa.gov/). A la derecha, distribución latitudinal de las manchas solares en la superficie solar (NASA/Marshall Space Flight Center). 10

**Figura 1.7.** Representación esquemática de los límites de los agujeros coronales definidos por el modelo PFSS. La curva negra es la línea de inversión de la polaridad y las regiones sombreadas son, empezando por arriba, agujero coronal exterior (gris claro), región de flujo cerrado positivo (blanco), región de flujo cerrado negativo (gris medio) y agujero coronal interior (gris oscuro). 15

**Figura 1.10.** Trayectoria de Ulysses. Las fechas de las dos primeras órbitas están indicadas a la izquierda. El tránsito de polo a polo se realizaba en menos de un año. Nótese que se obtuvieron datos de los polos en periodo de mínima actividad (1<sup>er</sup> tránsito) y máxima actividad (2º tránsito).

Figura 2.1. Fase de integración en sala limpia del satélite Wind...... 40

Figura 4.2. Geometría del problema del campo magnético asociado a un cuadrupolo ........... 112

Figura 4.5. Histograma con la contribución de cada una de las componentes del campo dipolar.

### RESUMEN

El trabajo se enmarca en el contexto de la investigación del medio interplanetario, más concretamente en una de las estructuras magnéticas que llena la Heliosfera, la lámina de corriente heliosférica (HCS). La HCS se origina en el Sol y se extiende hasta los confines de la Heliosfera. Se caracteriza por ser la frontera que divide la Heliosfera en regiones de polaridad magnética opuesta ya que es en ella donde la componente radial del campo magnético solar se anula.

Aun siendo una estructura de enormes dimensiones y aun conociendo su existencia desde prácticamente el inicio de las investigaciones espaciales, las incógnitas acerca de la estructura y la dinámica de la HCS siguen siendo muchas, tanto a nivel global como local.

El Grupo de Investigación Espacial (SRG) de la Universidad de Alcalá lleva décadas trabajando e investigando sobre distintos sucesos y estructuras presentes en el medio interplanetario. Una de las líneas de investigación se focalizó en el estudio de la HCS, dando, entre otros resultados, el desarrollo del modelo HYTARO. En este trabajo de tesis hemos avanzado en el estudio de esta línea de investigación.

Partiendo del modelo magnetohidrodinámico desarrollado en el SRG, el cual describe la estructura local de la lámina hemos dado uso al modelo para realizar un análisis multi-satélite (capítulo 2). Para ello, hemos analizado una serie de cruces de HCS, todos ellos detectados por los satélites ACE, Wind y STEREOs, y mediante el análisis de las características del viento solar y de las variaciones del campo magnético hemos estimado las dependencias temporales y espaciales en la estructura de la HCS. A partir de un análisis local de un cruce detectado por varios satélites, hemos identificado las dependencias temporales y espaciales de la HCS. Los eventos estudiados han cubierto dos períodos: la fase ascendente del ciclo solar 23 y el ciclo solar mínimo alrededor del año 2007.

El capítulo 3 se centra en la optimización de la función de ajuste del modelo, centrándonos, más concretamente, en el estudio del campo de fondo presente en los cruces de HCS analizados, el cual nos permitió reducir el número de parámetros pasando de ocho a cinco. Además, mediante el análisis de componentes principales (PCA) hemos analizado las implicaciones que tiene aplicar una reducción de dimensionalidad en un cruce de HCS. Mediante este método hemos obtenido la contribución de cada una de las componentes del campo magnético en el estudio de un cruce de HCS. Se analizaron 40 cruces de HCS eliminando la componente que menos contribuye y reconstruyendo posteriormente el cruce analizando las implicaciones que tiene aplicar una reducción de dimensionalidad. En términos porcentuales, la componente eliminada representaba un 1% de la información total contenida en el cruce de HCS.

Finalmente, desarrollamos el modelo HYTARO+ (capítulo 4). El estudio del campo de fondo en el capítulo anterior nos llevó a investigar el sentido físico del mismo cuyo origen es solar. Mediante el desarrollo multipolar del campo magnético solar identificamos el campo de fondo presente en los cruces de HCS como una suma de los términos dipolar y cuadrupolar. Para esta parte del trabajo de tesis presentado se analizaron alrededor de 100 cruces, cubriendo el ciclo solar 23, y se identificó la componente dominante para cada uno de los términos, dipolar y cuadrupolar. La información fundamental sobre la estructura local de la HCS que incluía HYTARO, se ha mantenido en HYTARO+.

# CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

#### 1.1 Introducción

El Sol lleva estudiándose desde hace siglos, aunque es durante el siglo XX cuando la observación y el estudio del Sol avanza significativamente gracias a la modernización y mejora de los instrumentos utilizados tanto en los telescopios terrestres como en aquellos embarcados en satélites. La influencia del Sol en el entorno terrestre y sus efectos sobre nuestro planeta y nuestra vida cotidiana mostraron la necesidad de desarrollar las investigaciones que permitiesen avanzar en el conocimiento de nuestra estrella. En base al diagrama de Hertzsprung-Rusell (HRD) el cual representa la magnitud absoluta de una estrella frente a su tipo espectral con el que se estima su temperatura, el Sol (Figura 1.1.), en este diagrama es del tipo G2 V, y se encuentra situada a ~1.5  $x 10^8$  km de la Tierra (1 UA). Su masa es 3.3 x 10<sup>5</sup> veces la masa de la Tierra y se calcula que su edad es de ~4.6 x  $10^9$  años. El radio solar es ~7 x  $10^5$  km y tiene una temperatura de ~5780 K (Hansteen, 2009b). Se divide en un conjunto de capas o zonas esféricas: por un lado, el núcleo en el que se producen las reacciones termonucleares y alcanza los 0.25 radios solares. La energía que se produce en el núcleo se transfiere a la siguiente capa en la que domina la radiación electromagnética (aproximadamente hasta los 0.7 radios solares) (Schrijver & Zwaan, 2000). A esta zona se le conoce como la zona radiativa y en ella la densidad del plasma<sup>1</sup> es alta. Dominan las colisiones entre el plasma y los fotones lo que ralentiza el viaje de estos últimos a la superficie solar. La siguiente zona es la zona convectiva, cuya principal característica es que presenta una rotación diferencial con un periodo de aproximadamente 26 días en el ecuador y de 37 días en las proximidades de los polos solares. En esta zona, aparte de que la temperatura disminuye, son las corrientes convectivas las que realizan el transporte de energía. Una vez superada la zona convectiva, se alcanza la atmósfera solar compuesta por tres regiones: la Fotosfera, la Cromosfera y la Corona Solar.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> El plasma es uno de los cuatro estados de la materia constituido por partículas cargadas (iones y electrones) pero que es aproximadamente neutro en su conjunto (cuasi-neutralidad). Posee una alta conductividad eléctrica.



**Figura 1.1.** Representación esquemática del interior del Sol, incluyendo el núcleo, la región radiativa y la región convectiva, y de su atmósfera donde se incluyen la Fotosfera, la Cromosfera y la Corona solar.

La pérdida de energía térmica que se produce hace que la mayor parte del plasma que arrastra el campo magnético vuelva a caer hacia las capas más profundas de la superficie solar. El viento solar representa el medio por el cual el Sol extiende su atmósfera a lo largo del sistema solar. Además, las observaciones han permitido estudiar la actividad que muestra la superficie solar y catalogar dicha actividad en periodos denominados ciclos solares El máximo y el mínimo solar son fases a través de las cuales se ha descubierto que el campo magnético del Sol cambia aproximadamente cada 11 años (Hathaway D., 2015).

Durante el mínimo solar, el análisis de la corona a altas latitudes muestra un plasma predominantemente más frío, con una densidad más baja. Las elevadas temperaturas y la intensidad del campo magnético medido en la corona inferior implican que el plasma tiene una beta plasmática muy baja, y una alta conductividad eléctrica, lo que implica que se aplique la condición de flujo congelada, y que el plasma coronal esté restringido a desplazarse a lo largo del campo magnético. Al observar lo que podrían ser estructuras de plasma de la corona inferior, de hecho, también estamos observando la topología de las estructuras de campo magnético.

Se han identificado distintas estructuras del campo magnético solar, por un lado, las regiones activas y por otro, los agujeros coronales.

Las regiones activas son zonas de campo magnético intenso y complejo. En estas regiones el campo magnético forma arcos que conectan regiones de polaridad opuesta y están anclados a la fotosfera. Dentro de las regiones activas existen zonas donde el campo es más intenso y se identifican como regiones oscuras sobre el disco solar visible, a dichas regiones se les conoce como manchas solares. Estas generalmente se encuentran en pares de polaridad opuesta. La Figura 1.2 muestra una imagen de la fotosfera tomada en el Observatorio del Ebro (Roquetes) realizada con un telescopio Zeiss APQ 150/1200 sobre montura ecuatorial. La imagen muestra una superficie relativamente uniforme en intensidad, sobre la que aparecen una serie de manchas solares. Las manchas solares tienen típicamente ~10<sup>5</sup> km de diámetro con una región central - 1500-2000 K más fría que la fotosfera circundante que contiene un campo magnético intenso de alrededor de 0,3 T.



Figura 1.2. Imagen de la fotosfera solar. (Cortesía del Observatorio del Ebro)

La presencia de un ciclo de manchas solares se estableció hace aproximadamente 150 años, cuando se demostró que existía una periodicidad en el número de manchas solares observadas en la superficie solar. Aunque existe una variación en el número máximo de manchas solares registradas para un ciclo solar determinado, existe también una periodicidad clara de aproximadamente 11 años en los datos, con períodos de actividad solar mínima y máxima que se alternan cada 5 o 6 años.

Durante los períodos de mínimo solar se observan muy pocas manchas solares y los campos magnéticos más intensos se concentran en los polos. Las manchas solares que aparecen se ven en latitudes medias. A medida que el ciclo avanza hacia su máximo, las concentraciones de campo magnético aparecen en latitudes más bajas y en mayor número, con una inversión de la polaridad del campo magnético polar que coincide aproximadamente con el número máximo de manchas solares. A medida que el ciclo desciende en actividad hacia el siguiente mínimo, el número de concentraciones de campo disminuye al igual que la latitud en la que se observan, hasta que se alcanza el siguiente mínimo solar, aunque esta vez con la polaridad del campo magnético fotosférico invertida. Así, el ciclo magnético solar es de aproximadamente 22 años, en lugar de 11 años (Ley de Hale). Esta variación cíclica de la actividad solar es causada por variaciones a gran escala en el campo magnético solar impulsado por la dínamo solar.

Las protuberancias o filamentos son estructuras magnéticas que pueden aparecer en las regiones activas y que se localizan a lo largo de la línea de inversión de polaridad del campo magnético. Se caracterizan por ser estructuras delgadas y oscuras con temperaturas elevadas.

Los agujeros coronales, se localizan normalmente en los polos solares y, entre sus características, cabe resaltar su baja densidad ( $\approx 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ) y una temperatura promedio de electrones de  $(0.7 - 1.3) \times 10^6$  K. En los agujeros coronales las líneas de campo magnético son abiertas, es decir, se extiende en el medio interplanetario y no forma bucles cerrados. En estas regiones el plasma no queda confinado. La topología magnética de los agujeros coronales se puede entender mejor cuando se considera junto con las observaciones de la corona superior. Mientras que la temperatura, y, por lo tanto, la conductividad es lo suficientemente alta como para que la

condición de flujo congelada sea válida, la intensidad del campo magnético ha disminuido hasta el punto de que la presión del plasma domine sobre la presión magnética y por lo tanto, la topología magnética está controlada por el flujo de plasma.

El gradiente magnético entre los polos y el ecuador del campo magnético solar influye en la salida de plasma dentro de la corona superior, lo que provoca que el flujo y, por lo tanto, el campo magnético se desvíe hacia el ecuador (Smith, 2001).

Aunque podría pensarse que la corona parece menos dinámica que las regiones inferiores de la atmósfera solar, no es estática. Dos son los sucesos dinámicos más relevantes a los que haremos referencia, las eyecciones de masa coronal (CMEs) y las fulguraciones. Mientras las fulguraciones solares son sucesos explosivos intensos de radiación proveniente de la liberación de energía magnética relacionada con las manchas solares. Las CMEs son nubes masivas de partículas que se empujan al espacio desde la atmósfera solar. Las imágenes de la corona solar muestran la erupción de grandes volúmenes de plasma de la atmósfera solar a la heliosfera en forma de eyecciones de masa coronal (CMEs). A pesar de que el mecanismo que desencadena las CMEs, sigue siendo una cuestión en discusión, entre el 60 y el 70% de los CMEs se asocian con la erupción de protuberancias dentro de la corona causadas por la reconexión magnética que se produce en la parte superior de los bucles magnéticos asociados a estas protuberancias (Forbes T. G., 1990). La frecuencia a la que se produce CMEs se encuentra modulada por la misma periodicidad de 11 años observada en los números de las manchas solares (Webb & Howard, 1994), desde ~0.2 al día en el mínimo solar, a ~3.5 al día en el máximo solar. Su manifestación en el medio interplanetario recibe el nombre de ICMEs.

Por su parte, las fulguraciones son sucesos transitorios que se producen en la atmósfera solar, y provocan la liberación de energía en periodos muy cortos de tiempo. Tienen lugar en las estructuras magnéticas de las regiones activas, llegando a liberar hasta 10<sup>32</sup> erg en 3 minutos. Las fulguraciones emiten radiación electromagnética en prácticamente todo el rango espectral.

La Heliosfera es la región del espacio que está dominada por el campo magnético solar. Las primeras investigaciones heliosféricas surgieron del estudio de los rayos cósmicos en 1912; la

variabilidad de la intensidad de los rayos cósmicos asociada con las erupciones solares marcaría el inicio del estudio de la Heliosfera. Después llegaría el inicio de la era espacial con el lanzamiento del Sputnik en 1957 y supuso la adquisición de datos vía satélite que darían un impulso a los trabajos asociados al medio interplanetario. Las fronteras se ampliaron, primero al entorno terrestre, incluyendo la magnetosfera, para posteriormente ir alejándose cada vez más dando lugar a estudios cada vez más completos del medio interplanetario y su conexión con el Sol.

En 1955, Leverett Davis, (Leverett D., 1955) definió lo que hoy conocemos como Heliosfera (Figura 1.3), al sugerir que las partículas fluyen de una manera más o menos continua, desde el Sol, definiendo una cavidad cuasi-esférica de un radio aproximado de 200 unidades astronómicas (UA). El límite, hoy en día, está alrededor de las 100 UA. Leverett, era un físico teórico especializado en rayos cósmicos, y correlacionó las variaciones en la intensidad de los rayos cósmicos con las variaciones cuasi-periódicas de las manchas solares, ambas con periodos de 11 años, de ahí surgió la idea de la cavidad cuasi-esférica que hoy llamamos Heliosfera.



Figura 1.3. Representación de la disposición del campo magnético solar dentro de la cavidad del campo galáctico (izquierda). Las flechas representan la radiación corpuscular solar (Leverett, 1955). A la derecha, representación esquemática de la Heliosfera (Axford & McKenzie, 1996). La frontera exterior de la Heliosfera recibe el nombre de heliopausa.

Aunque ya se había identificado la relación entre el viento solar y las colas iónicas de los cometas (Biermann, 1953) y el modelo de expansión supersónica de la atmósfera solar propuesto por Parker en 1958, no fue hasta los años 60, con los primeros satélites espaciales con instrumentos dedicados a la medida de campo magnético y de partículas, cuando se sentaron las bases que permitieron desarrollar el concepto de Heliosfera.

Las misiones Helios 1 y 2, Pioneer 10 y 11, y Voyager 1 y 2, permitieron durante los años 70 y 80 el desarrollo de los estudios heliosféricos en el plano de la eclíptica. La Pioneer-11 realizó una trayectoria que la llevó fuera del plano de la eclíptica hasta una latitud de 16°, lo que permitió analizar, por primera vez, la estructura de sectores fuera de dicho plano. No fue hasta los años 90, con el lanzamiento de la sonda Ulysses cuando se corroboró y se ampliaron los estudios realizados con los datos obtenidos de la Pioneer-11. Satélites como SOHO, Yohkoh, ACE, Wind, IMP-8 (Figura 1.4), o más recientemente, las naves STEREO, han proporcionada flujos de datos ininterrumpidos desde hace décadas, permitiendo ampliar el conocimiento del medio interplanetario cercano al plano de la eclíptica. Además, en diciembre de 2004, la Voyager 1, y en agosto de 2007 la Voyager 2, cruzaron la región de choque terminal y la heliopausa, lo que permitió ampliar los estudios de esta región.



**Figura 1.4.** Algunos de los satélites más representativos utilizados en el estudio del medio interplanetario. Se incluyen las fechas de lanzamiento y sus principales objetivos (imagen cedida por NASA/ESA)

Aunque el conocimiento de la estructura y de los fenómenos físicos que se producen en el Sol ha avanzado considerablemente desde las primeras observaciones realizadas, la complejidad que presentan la mayoría de los procesos físicos que se producen en nuestra estrella y el hecho de que muchos de estos procesos se den a escalas temporales y espaciales grandes, hace necesario continuar con el estudio.

#### 1.2 Campo magnético solar y HCS

El Sol tiene intensos campos magnéticos variables que son los impulsores de la mayor parte de la actividad magnética solar. Comenzaremos hablando del campo magnético solar, ya que, aunque la lámina de corriente heliosférica (HCS) es una estructura interplanetaria, su origen está ligado a los campos magnéticos fotosféricos y a la evolución de estos dentro de la Corona. Es necesario desarrollar una introducción en la que se puedan dar las bases del origen de la estructura magnética que domina tanto la Fotosfera como la Corona Solar

En el Sol se aúnan dos de las propiedades que están presentes en la mayoría de los cuerpos astronómicos, la rotación y los movimientos turbulentos en el plasma que lo compone. Para buscar la raíz de la generación del campo magnético interplanetario hay que buscar a través de la fuerza electromotriz generada por el movimiento del plasma, el mecanismo que se opone a la mitigación del campo magnético por disipación óhmica debida a colisiones entre electrones y moléculas neutras. Esto nos llevaría a evaluar la teoría de la dinamo solar que no es objeto de este estudio. Simplemente, remarcar que todas las teorías de la dinamo solar existentes trabajan con tres requisitos básicos: por un lado, asumen que se trata de un fluido conductor; por otro, la energía cinética la genera la rotación solar; rotación, por otro lado, no uniforme (rotación diferencial) y; finalmente, existe una fuente de energía en el interior del fluido que permite mantener el desplazamiento convectivo.

#### 1.2.1 Campos magnéticos en la Fotosfera

En la Fotosfera se observan los campos magnéticos, en su mayoría bipolares, en las regiones activas, regiones en las que con mayor frecuencia se forman las manchas solares. Las observaciones y la recopilación de datos de las regiones activas han llevado a la interpretación del

campo magnético fotosférico como la forma en la que emergen los tubos de flujo magnético que se originan y que ascienden a través de la zona convectiva (Scrijver & Zwaan, 2000). La imposibilidad que existe en la adquisición de datos directos del interior solar es evidente, y la única herramienta existente es la heliosismología, la cual no ha podido identificar satisfactoriamente las estructuras magnéticas subfotosféricas con lo que dichas estructuras se obtienen de la observación de la atmósfera solar.

El descubrimiento de la existencia de campos magnéticos solares fue realizado por Hale y sus colaboradores (Hale 1908, Hale et al. 1919), quienes utilizaron el efecto Zeeman para explicar la división de las líneas espectrales que se forman en las manchas solares. El efecto Zeeman describe el desdoblamiento que sufre una línea espectral cuando está sometida a un campo magnético, la separación espectral es proporcional a la intensidad del campo. Los parámetros de Stokes que caracterizan la polarización de las líneas espectrales afectadas por dicho efecto son proporcionales al campo magnético (Rees, 1987). Hoy en día, también se emplean técnicas de medida basadas en el efecto Faraday, el cual relaciona el vector eléctrico de la radiación electromagnética con la intensidad del campo magnético presente en el medio por el que se está propagando. La rotación del vector eléctrico de la radiación está relacionada con la intensidad el campo magnético.

Los magnetogramas son mapas que muestran la distribución espacial de la componente longitudinal del campo magnético. Existen también los magnetogramas vectoriales los cuales incluyen la componente transversal del campo magnético, aunque con una peor resolución (Harvey, 1985). Los magnetogramas muestran las estructuras magnéticas que aparecen en la superficie solar, dichas estructuras reciben el nombre de regiones activas y en ellas aparecen, por lo general, las manchas solares. En las regiones activas el campo magnético alcanza valores de miles de Gauss (2000 - 3000 G) mientras que fuera de ellas los campos magnéticos alcanzan intensidades de unos cientos de Gauss (100 - 300 G). Las regiones activas se presentan en forma bipolar, aunque existen regiones unipolares. Estas últimas regiones corresponden a los agujeros coronales y su campo magnético está comprendido entre 0.1 - 0.5 G, y se muestran como regiones oscuras cuando se observan en rayos X. En las regiones polares, el campo magnético es unipolar y de signo opuesto en ambos hemisferios, excepto durante la inversión del campo magnético. Los agujeros coronales

varían en extensión y posición en función del ciclo solar. Este campo dipolar se invierte cada 11 años aproximadamente, esta inversión de campo unida al patrón de evolución de las manchas solares (Figura 1.5) muestra la existencia de un ciclo del campo magnético solar. Durante el periodo de máxima actividad solar, estas estructuras desaparecen, reapareciendo una vez superado este periodo y haciéndolo con la polaridad invertida (Foukal, 1990).

El comportamiento del campo magnético solar puede describirse como una suma de componentes multipolares. La componente dipolar describe el campo global mientras que la componente cuadrupolar y sucesivas tienen en cuenta las propiedades locales del campo (Bravo et al., 1998). En el capítulo 4 desarrollaremos el magnetismo multipolar solar y lo aplicaremos al modelo local de la HCS.





Figura 1.5. Imagen en luz blanca de la Fotosfera tomada por el instrumento MDI embarcado en SOHO (Fuente: SOHO web: https://sohowww.nascom.nasa.gov/). A la derecha, distribución latitudinal de las manchas solares en la superficie solar (NASA/Marshall Space Flight Center).

En la Fotosfera, el campo magnético no coincide con la distribución de un dipolo simétrico clásico, lo que implica que el estudio del campo magnético en la Fotosfera incluya los términos superiores (cuadrupolar, ...). El campo magnético en la Fotosfera muestra una mayor concentración en regiones cercanas a los polos debido al efecto del flujo que se desplaza en estas regiones. Estas componentes multipolares, presentan una gran dependencia con la altitud y su contribución decae rápidamente según avanzamos en la atmósfera solar camino de la Corona. Con lo que por encima de una altura de  $2R_{\odot}$  la componente dominante vuelve a ser la dipolar, aunque la componente cuadrupolar contribuye en regiones muy acotadas de la superficie solar, como son

el ecuador heliográfico o las manchas solares de mayor intensidad. Es por tanto evidente, que las componentes dipolar y cuadrupolar desempeñan un papel importante en la evolución del campo magnético interplanetario y tiene su efecto sobre la HCS, como son el desplazamiento hacia el sur de la HCS (Mursula et al., 2003, Virtanen & Mursula 2014) e incluso en la configuración de la lámina. A modo de ejemplo, y para mostrar el efecto comentado, es significativa la evolución que sufrió la HCS durante la fase de inversión de polaridad en el ciclo 24 (*Carrington Rotation* - CR2124). En dicho periodo, la componente cuadrupolar dominó ese periodo de inversión y se tradujo en la división de la HCS en dos estructuras cilíndricas (Figura 1.6) (Wang et al., 2014).



Figura 1.6. Mapas de latitud-longitud donde se muestra el campo y la distribución de los agujeros coronales durante CR2124. Desde la parte superior a la inferior, campo fotosférico MWO, Campo superficie fuente, agujeros coronales derivados del modelo PFSS (modelos coronales) y finalmente, distribución de la emisión de Fe XII 19.5nm registrado por STEREO/EUVI B. En los dos mapas inferiores, los círculos representan los agujeros coronales de polaridad negativa en los que se centran las dos láminas de corriente cilíndricas.

#### 1.2.2 Campos magnéticos en la Corona

El campo magnético solar define tanto la dinámica como la topología de todos los fenómenos que ocurren en la Corona, el plasma fluye a lo largo de las líneas del campo magnético. En la Corona podemos identificar dos regiones desde el punto de vista del campo magnético: las regiones de campo abierto y las regiones de campo cerrado. Las primeras aparecen en las regiones polares y a veces se extienden hacia el ecuador, conectando los campos magnéticos que emanan en la Fotosfera con el medio interplanetario y representan el origen del viento solar rápido. Las regiones de campo cerrado, por el contrario, se caracterizan por presentar una topología de líneas

de campo cerradas formando los arcos coronales y alcanzando alturas de alrededor de 2 radios solares. Se abren en su cúspide conectándose con la Heliosfera. La presión del campo magnético es la fuerza electromagnética por unidad de área que se origina por la interacción entre el campo magnético y las corrientes que se propagan en el plasma. Dicha presión disminuye con la altura, lo que hace que se rompa el confinamiento del plasma en los arcos coronales cuya altura es superior a 1 radio solar y se transfiera plasma al medio interplanetario (Dulk & McLean, 1978). Dulk y McLean obtuvieron una expresión empírica (1.1) que relacionaba la disminución del campo magnético con la altura, siendo válida en un rango comprendido entre 1.02 y  $10 \frac{R}{R_{\odot}}$  siendo  $R_{\odot}$  el radio solar. Otros investigadores obtuvieron expresiones que relacionaban el campo magnético con la altitud asumiendo el modelo dipolar para el campo magnético solar (Aschwanden et al., 1999a).

$$B = 0.5 \cdot \left(\frac{R}{R_{\odot}} - 1\right)^{-1.5} \quad \left(1.02 \le \frac{R}{R_{\odot}} \le 10\right) \tag{1.1}$$

Los modelos de expansión de la Corona solar son modificaciones del modelo de Parker (Parker, 1958) y en la mayoría de ellos se incluyen: la ecuación de continuidad, la de movimiento, la de flujo de calor y la de energía, esta última puede estar compuesta por varias ecuaciones en función de que se tenga en cuenta la anisotropía del sistema y la diferencia de temperaturas entre iones y electrones. Además, para el cálculo del campo magnético se incorporó la ecuación de Gauss para el campo magnético y la ley de Faraday al considerar una alta conductividad eléctrica. Las principales diferencias entre los modelos radican en las expresiones utilizadas para definir las ecuaciones de energía y en las utilizadas para trabajar con el campo magnético. Noble & Scarf (1963), presentaron un modelo con simetría esférica y ecuaciones de energía en estado estacionario. Otros incluyeron términos que trabajaban el intercambio de energía y la disipación de ondas hidrodinámicas (Hung y Barnes, 1973).

Desde un punto de vista termodinámico, Weber y Davis plantearon la existencia de un proceso politrópico, proceso termodinámico en el que convive una transferencia de energía al interior y al exterior del plasma, y que relaciona la densidad de masa del plasma y su presión (Weber & Davis, 1967). La ecuación que define este proceso contiene un índice, llamado índice politrópico, cuyo valor puede ser fijado tanto desde una base teórica, como mediante la aplicación

de métodos observacionales. El uso de la ley politrópica permite no contemplar el flujo de calor en el problema. Además, la densidad de masa de los protones es identificada con la densidad del plasma, esto viene motivado por el hecho de que si tenemos en cuenta la relación entre las masas del electrón y el protón (1/1800), dicha relación implica que, en términos de densidad de masa, el aporte debido a la masa de los electrones es tres órdenes de magnitud inferior en comparación con el aporte debido a la masa de los protones.

Los modelos pasaron de ser hidrodinámicos a ser magnetohidrodinámicos (MHD) cuando se incluyó la ecuación de movimiento debida a la fuerza magnética. En los modelos comentados hasta ahora se incluía la contribución del campo magnético a través de las ecuaciones de Maxwell, pero no incluían la ecuación de movimiento debida a la fuerza magnética. Pioneros fueron estudios publicados por Brandt, Acuña y Whang, y sus modelos predijeron transferencias de energía magnética a energía cinética en la expansión de la Corona y optimizaron los valores de las velocidades radiales, las cuales se aproximaban a los valores experimentales (Brandt & al., 1969, Acuña & Whang, 1976). La complejidad de los modelos crecía e implicaba la entrada en juego de otros parámetros tales como la componente azimutal de la ecuación de movimiento, la cual permitió predecir un momento magnético opuesto a la rotación solar.

El siguiente paso en la evolución de los modelos fue contemplar la existencia de dos fluidos, lo cual implicaba tener en cuenta una temperatura diferente para electrones e iones. Las colisiones eran poco frecuentes en el proceso de expansión de la Corona y ello permitía plantear el problema con dos fluidos. El hecho de tener en consideración dos temperaturas diferentes no implicaba modificación en la ecuación de continuidad, pero sí que afectaba a la ecuación de movimiento, esta se desdoblaba en dos ecuaciones, una para cada una de las familias o especies que convivían (Sturrock & Hartle, 1966; Cuperman & Harten, 1970). Otros estudios posteriores incluyeron la anisotropía térmica que tenía en cuenta la dirección principal de desplazamiento que establecía el campo magnético interplanetario e incluso, algunos modelos incluyeron la viscosidad. Como puede verse, la complejidad en el desarrollo de los modelos creció en el intento de contemplar la complejidad de los procesos de generación del campo magnético interplanetario observados.

Los modelos no podían simular la expansión de la Corona Solar en toda su extensión debido, entre otras cosas, al hecho de que la densidad disminuía según aumentaba la distancia y se alejaba del entorno próximo al Sol (Burlaga, 1971). Esto motivó que se empezase a trabajar con dos regiones, una próxima al Sol que tenía en cuenta las colisiones y otra, a partir de un determinado punto donde se asumía la inexistencia de colisiones. El primero se adaptaba a un modelo isótropo de un fluido y el segundo se tornaba en un modelo de dos fluidos con anisotropía. Si a esto le sumamos el hecho de que hubiese dos tipos de viento solar (rápido y lento) dependientes de la región del Sol de la que emanan, hizo que los modelos debieran tener en cuenta, no solo las propiedades y características de cada tipo de viento solar, sino también los distintos mecanismos que actuaban en ambos casos. Los modelos se adaptaron, en un primer momento, a la resolución del problema del viento solar lento. En cambio, para el viento solar rápido, los modelos y los datos obtenidos mediante medidas *in situ* mostraban, y en la actualidad siguen mostrando, mayores discrepancias (Neugebauer, 1991).

Los modelos del campo magnético coronal se han desarrollado a partir de las observaciones y los datos adquiridos del Campo Magnético Interplanetario (IMF) y a su vez, basados en las condiciones de contorno del campo magnético fotosférico solar que se obtiene de los magnetogramas fotosféricos. Con todo ello, tres son los modelos sobre los que actualmente se trabaja para modelar la estructura de la Corona solar.

### 1.2.3 Modelo de Campo Potencial-Superficie Fuente (PFSS)

El modelo de Campo Potencial-Superficie Fuente (PFSS – *Potential Field-Source Surface*), es un modelo que extrapola el campo magnético fotosférico a una superficie imaginaria denominada superficie fuente (SF), dicha superficie marca el límite a partir del cual el campo magnético apunta en la dirección radial debido única y exclusivamente al viento solar (Figura 1.7). La SF tiene un radio constante dentro de un rango entre 1.5 y 3.5 radios solares (Lee et al., 2011). Parte de la suposición de que los bucles cerrados permanecen por debajo de la SF y, por encima, las líneas de campo son abiertas. De existir corrientes, son corrientes horizontales asumiendo la condición de fuerza nula (*force-free*). En un modelo magnetostático, se dice que el campo magnético está libre de fuerzas cuando la fuerza de Lorentz es nula. En magnetohidrodinámica (MHD), la fuerza de Lorentz se expresa, generalmente, como el producto de la densidad de corriente ( $\vec{I}$ ) por el campo magnético ( $\vec{B}$ ), es decir:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \rightarrow \vec{j} = q\vec{v} \rightarrow \vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$$
(1.2)

siendo q la carga y  $\vec{v}$  la velocidad que llevan las n partículas inmersas en el campo magnético  $\vec{B}$ . La condición de fuerza nula será:

$$\vec{F} = \vec{I} \times \vec{B} = 0 \tag{1.3}$$

El cálculo de los campos magnéticos aplicando la condición *force-free*, no es trivial y la solución general se obtiene de la resolución de un sistema no lineal con términos B<sup>2</sup>. El hecho de que no haya corrientes que contribuyan a la caracterización del campo magnético permite definir este por un potencial escalar. El modelo PFSS fue desarrollado originalmente por Schatten, Wilcox & Ness (1969) y Altschuler & Newkirk (1969) y refinado por otros autores como Hoeksema (1984) y Schrijver & DeRosa (2003). El modelo PFSS proporciona una estimación razonable de la estructura del campo coronal (Figura 1.8), aunque haya fuerzas de torsión y cizalla en las regiones activas y el viento solar contribuya con fuerzas de inercia que actúan sobre los flujos de plasma. Todos estos efectos no son tenidos en cuenta y, aun así, el modelo PFSS es comparable a los modelos MHD. (Neugebauer et al., 1998, Riley et al., 2006).



**Figura 1.7.** Representación esquemática de los límites de los agujeros coronales definidos por el modelo PFSS. La curva negra es la línea de inversión de la polaridad y las regiones sombreadas son, empezando por arriba, agujero coronal exterior (gris claro), región de flujo cerrado positivo (blanco), región de flujo cerrado negativo (gris medio) y agujero coronal interior (gris oscuro).

Las principales limitaciones del modelo PFSS aparecen a la hora de trabajar con procesos dinámicos tales como erupciones y reconexiones magnéticas donde la energía magnética se convierte en energía cinética del plasma. De hecho, las observaciones de rayos X blandos de las

regiones activas a menudo muestran la existencia de corrientes que contribuyen al campo magnético fotosférico (Jiao et al., 1997).



Figura 1.8. Simulación aplicando el modelo PFSS. A la izquierda máximo solar (21/12/2011) y a la derecha, mínimo solar (21/12/2018). Las líneas rojas y azules denotan líneas de campo abierto, mientras que las líneas negras denotan líneas de campo cerradas.

#### **1.2.4** Modelo de Campo No lineal Libre de Fuerzas (NLFFF)

El modelo de Campo No Lineal Libre de Fuerzas (NLFFF – *Non-Linear Force Free Field*) es un modelo que va un paso más allá en la extrapolación del campo magnético fotosférico a la Corona. Su desarrollo va ligado a los nuevos instrumentos embarcados en satélites que proporcionan datos heliosísmicos y espectrales del campo magnético fotosférico. De hecho, es un modelo adaptado para los datos recogidos por el *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) a bordo del satélite *Solar Dynamic Observatory* (SDO). A diferencia del modelo PFSS este modelo utiliza los magnetogramas de vectores fotosféricos, como los que suministra el instrumento HMI para extrapolar los datos de la superficie a la Corona solar (Wiegelmann, 2008; Tadesse et al., 2014). El modelo NLFFF proporciona una descripción más realista del campo magnético coronal, sin embargo, tiene también sus limitaciones, las cuales aparecen cuando la suposición de fuerza cero o *force-free* ( $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ ) no se cumple en todo el volumen de extrapolación (Gary, 2001) es decir, cuando aparecen corrientes que no son paralelas al campo magnético a lo largo del volumen de extrapolación. Otra limitación adicional que presenta este modelo es que no proporciona información sobre la densidad de plasma o la temperatura de las estructuras coronales.

#### 1.2.5 Modelos MHD Autoconsistentes de la Corona Solar

Por último, otra vía de estudio la componen los modelos magnetohidrodinámicos autoconsistentes de la Corona solar (Mikic et al., 1999, 2007; van der Holst et al., 2014). Los

modelos desarrollados a partir de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD) incluyen un desarrollo de la dependencia temporal de la presión del plasma, de las fuerzas gravitacionales y magnéticas que se requieren para describir la dinámica de los bucles cerrados, las eyecciones de masa coronal o el viento solar. Pero al igual que ocurre con los dos modelos anteriores, éste también presenta limitaciones que vienen motivadas por la incertidumbre en la definición de las condiciones de contorno de los datos sinópticos, es decir, se trabaja con el campo magnético en la Corona como se trabaja con las predicciones meteorológicas, se toman datos a nivel de superficie en tiempos concretos y desde distintas localizaciones con el fin de contribuir al desarrollo de las predicciones, en este caso, solares. Por lo tanto, estos modelos MHD, que ya de por sí son complejos, han de ser validados mediante observaciones numéricas del conjunto completo de las ecuaciones MHD e incluyen la expansión térmica de la Corona. Teniendo en cuenta los términos disipativos del sistema de ecuaciones y la anisotropía de la conductividad térmica del plasma imanado se puede trabajar con plasmas compresibles (Podgorny I. M. et al, 2004).



Figura 1.9. Simulación MHD de la Corona del eclipse solar total del 11 de julio de 2010 (paneles izquierdo y central) y una imagen del mismo evento tomada en la Polinesia francesa (cortesía Jean Mouette y Serge Koutchmy). (McNeice et al., 2018)

Podemos concluir que estos tres modelos, son modelos de extrapolación basados en la condición *free-force* del campo en la Fotosfera, pero se ha demostrado que en dicha región la presión del plasma domina frente al resto de contribuciones con lo que el campo magnético en la Fotosfera no se rige por la condición *free-force*. Los últimos estudios apuntan en la dirección de

trabajar con los magnetogramas cromosféricos y en la actualidad ya se trabaja con modelos multidimensionales de la Cromosfera solar (Judge, 2010).

Aun con las limitaciones que presentan los modelos, su utilidad para avanzar en el conocimiento de la expansión de la Corona Solar quedó demostrada desde que dichos modelos fueron propuestos. De hecho, el principal éxito de la SF reside en la localización y caracterización de la Línea Neutra la cual es el contorno que separa los campos magnéticos que salen de la Fotosfera de los campos que entran. La existencia de la Línea Neutra anticipa la existencia de los sectores magnéticos en el medio interplanetario y marca el origen de la HCS en la Corona Solar. Cabe destacar, para remarcar su valor, que estos modelos llevan ofreciendo mapas consistentes de los contornos del campo magnético fotosférico sobre la SF desde 1976. En el Capítulo 2 desarrollaremos este último párrafo.

#### 1.3 Viento Solar

Una vez introducidas las bases del magnetismo solar, el cual representa uno de los dos pilares sobre los que hemos desarrollado el trabajo de tesis, toca entrar en el segundo, el viento solar, centrándonos en su estructura y su dinámica.

#### 1.3.1 Origen del Viento Solar

Antes de que Biermann (1953) describiese su modelo de interacción entre las partículas de los cometas con las partículas provenientes del Sol y certificase la existencia del viento solar en el medio interplanetario, Carrington apuntó que podían estar relacionados los efectos geomagnéticos y las auroras con los fenómenos transitorios que ocurrían en el Sol (Carrington, 1860), sucesos que ocurren de manera impredecible y en un periodo de tiempo relativamente corto, desde horas a días. Carrington había detectado una fulguración solar mientras realizaba una de sus múltiples observaciones de las manchas solares. Por otro lado, a principios del siglo XX Birkeland sugirió que el Sol emitía un flujo continuo de partículas cargadas (Birkeland, 1908).

Al mismo tiempo que Biermann publicaba sus estudios sobre la existencia de un flujo corpuscular solar, Chapman presentaba una conclusión diferente a través de un planteamiento distinto. Se sabía que la atmósfera exterior del Sol, la Corona Solar, era muy caliente, Chapman, que había calculado las propiedades cinéticas de los gases, descubrió que esta atmósfera ionizada y caliente conducía el calor de una manera tan eficiente que hacía que permaneciese a altas temperaturas a grandes distancias. Esto permitía al plasma tener velocidades térmicas elevadas lejos del Sol; lo que hizo deducir a Chapman que la densidad disminuía lentamente con lo que concluyó que la atmósfera solar debería extenderse mucho más allá de la órbita de la Tierra (Chapman, 1957), es decir, Chapman postuló la existencia de una atmósfera solar extendida.

Fue Eugene Parker (Parker, 1958) quien publicó que el flujo continuo de partículas solares se expandía en el medio interplanetario como un flujo supersónico. Parker analizó la expansión de una Corona isotérmica, con simetría esférica y estática, en la que no tenía en cuenta el efecto inhibidor del campo magnético sobre los movimientos radiales de los iones. Además, desarrolló la teoría de un viento solar continuo y su existencia fue corroborada gracias a los datos obtenidos por la Mariner 2 (Neugebauer & Snyder, 1962). Durante un tiempo el modelo hidrodinámico de Parker compitió con el modelo desarrollado por Chamberlain que postulaba que la velocidad decrecía y a grandes distancias tendía a cero (Chamberlain, 1960). La principal diferencia entre ambos modelos radicaba en que mientras Parker utilizaba, además de las ecuaciones de movimiento y continuidad, una relación politrópica para incluir la temperatura, Chamberlain fue descartado al comprobar que la velocidad teórica a 1 UA difería de la velocidad experimental medida.

#### 1.3.2 Estructura del Viento Solar

Como dijimos en la introducción, las misiones Pioneer XI y Ulysses fueron las encargadas de explorar el medio interplanetario fuera del plano de la eclíptica abriendo el camino al estudio de la Heliosfera en 3D. Mientras la Pioneer XI sólo pudo adquirir datos en periodo de mínima actividad solar y su excursión fuera de la eclíptica fue de unos pocos grados, Ulysses fue la primera que cubrió fuera del plano de la eclíptica un ciclo solar completo. Ulysses fue una misión que se comenzó a gestar en la década de 1970 cuando la idea inicial de desarrollar una misión que

trabajase fuera del plano de la eclíptica fue técnicamente posible. Inicialmente iban a ser dos satélites, uno americano y otro europeo, se impulsarían fuera del plano de la eclíptica con la ayuda de la fuerza gravitatoria de Júpiter, uno en dirección Norte y otra dirección Sur, y alcanzarían simultáneamente los polos solares con la finalidad de tener una "foto" estereoscópica del viento solar.

Finalmente, problemas de financiación hicieron que el proyecto se redujera a un único satélite, Ulysses, que fue lanzado en octubre de 1990, próximo a un máximo de actividad solar. La órbita que describió permitió realizar un estudio más completo de la Heliosfera (Figura 1.10). El período orbital es casi la mitad de un ciclo de actividad solar, y el tránsito de polo a polo cerca del perihelio dura menos de un año, durante ese tiempo, la actividad solar y la distancia no cambian mucho. En cada paso a lo largo de esta zona de la órbita, que tuvo lugar alternativamente cerca del mínimo y el máximo de actividad solar, Ulysses midió cómo variaba el viento solar con la latitud heliocéntrica. Fijémonos entonces en una de las imágenes más famosas donde quedan sintetizadas las principales características del viento solar y usémosla como antesala del estudio de la dinámica de este.

En su primera órbita, cercana al mínimo de actividad solar (panel izquierdo de la Figura 1.11) (McComas et al., 2003), la imagen de la Corona sobre la que se superponen los datos muestra una estructura simple, con los agujeros coronales en los casquetes polares y un flujo intenso de materia que se extiende saliendo del Sol cerca del plano ecuatorial. Los datos muestran que la velocidad es casi constante en todas las latitudes excepto en una banda estrecha de  $\pm 20^{\circ}$  alrededor del ecuador solar, donde el patrón de velocidad se asemeja a la estructura de dos sectores vista por un satélite cercano al plano de la eclíptica. El signo de la componente radial del campo magnético permanece constante dentro de cada hemisferio excepto en una banda ecuatorial estrecha donde las polaridades se alternan. Domina un viento solar que emerge de los agujeros coronales que rodean cada polo solar, donde el campo magnético tiene una polaridad constante (opuesta en los polos opuestos). El patrón de vientos rápidos y lentos que se repiten en el período de rotación solar está restringido a una banda de latitud estrecha que rodea el plano ecuatorial solar, que coincide con la región ecuatorial donde se observan flujos intensos de materia emergiendo de la Corona.



**Figura 1.10.** Trayectoria de Ulysses. Las fechas de las dos primeras órbitas están indicadas a la izquierda. El tránsito de polo a polo se realizaba en menos de un año. Nótese que se obtuvieron datos de los polos en periodo de mínima actividad (1<sup>er</sup> tránsito) y máxima actividad (2º tránsito).

Por otro lado, en el periodo de máxima actividad solar la estructura se vuelve compleja (panel derecho de la Figura 1.11), la imagen muestra flujos intensos que emanan a cualquier latitud del Sol. La estructura del viento solar y la polaridad del campo magnético reflejan la complejidad que muestra la imagen con alternancia de vientos con distintas velocidades cuando se está evaluando la estructura y, de cambio de signo cuando se trata de la polaridad del campo magnético.



Figura 1.11. Velocidad del viento solar en función de la latitud heliocéntrica en coordenadas polares durante las dos primeras órbitas de Ulysses. Los datos están representados sobre imágenes de la Corona típicas del periodo de adquisición.
Los datos obtenidos de las distintas misiones espaciales han contribuido a que hoy en día podamos decir que el viento solar es el plasma que se expande en todas las direcciones desde la Corona a velocidades comprendidas entre 300 km/s y 1200 km/s, estas últimas velocidades se alcanzan durante sucesos transitorios. El viento solar está formado principalmente por partículas cargadas (protones, electrones, una pequeña cantidad de He ionizado y trazas de iones de elementos más pesados), y se caracteriza por ser un plasma de baja densidad y alta conductividad eléctrica.

# 1.3.3 Dinámica del Viento Solar

Cuando se estudia la dinámica del viento solar se deben tener en cuenta sus propiedades de fluido y sus propiedades electromagnéticas. La Corona Solar, como ya dijimos anteriormente, es la región más externa de la atmósfera solar y presenta unas temperaturas elevadas (T>106 K) y una baja densidad ( $n_p \approx 10^{14} \text{ m}^{-3}$ , donde  $n_p$  es la densidad de protones). Se trata de un plasma cuasi neutro. La expansión del plasma coronal a grandes distancias heliocéntricas es lo que conforma el viento solar con el que se desplazan las partículas al medio interplanetario a velocidades supersónicas. Las observaciones demostraron la existencia de dos tipos o estados de viento solar (Sonett, 1963; McCornas y col., 1998). Por un lado, el denominado viento solar rápido o de alta velocidad, el cual generalmente se observa en latitudes altas de la Heliosfera. Por otro, el viento solar lento que se limita a latitudes relativamente bajas. Existe un consenso en la definición del origen del viento solar rápido, se asume que proviene de regiones abiertas del campo magnético solar en los agujeros coronales (Cranmer S. R., 2009) y su origen se asocia a procesos de calentamiento coronal adicionales que ocurren por encima de la región de transición en las proximidades del Sol (Axford & McKenzie, 1996). Las alturas típicas de la región de transición por encima de la base de la fotosfera están entre aproximadamente 2500 y 3000 km. Además, cerca del mínimo solar, el campo magnético en la superficie solar tiene una mayor dependencia con la componente dipolar, y las líneas de campo abierto de los agujeros coronales polares se originan en una región de la superficie superior a 70° de latitud. En su mayor parte, las líneas de campo magnético cerradas se limitan a las regiones ecuatoriales, y, además, a grandes distancias heliocéntricas, la topología del campo magnético se aproxima a una espiral de Arquímedes (Parker, 1963). Las características promedio del plasma del viento solar rápido a 1 UA incluyen una velocidad de flujo de aproximadamente 750-880 km s<sup>-1</sup> con pequeñas fluctuaciones alrededor de

la velocidad promedio (Krieger et al., 1973); un flujo de partículas de aproximadamente  $2 \times 10^8$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>; una componente radial del campo magnético de  $\approx 2.8$  nT; y una temperatura del plasma, T=T<sub>e</sub>+T<sub>p</sub>, de aproximadamente  $3 \times 10^5$  K con T<sub>p</sub>/T<sub>e</sub>.~ 2. La T<sub>e</sub> es  $\approx 1.0 \times 10^5$  K menor que la T<sub>p</sub>, la cual es de  $\approx 2.4 \times 10^5$  K (Hansteen, 2009a). El viento solar rápido es el dominante en los periodos de baja actividad solar y se encuentra en la Heliosfera en latitudes superiores a 30° (Groth et al., 2000).

Por su parte, el viento solar lento está confinado a una región estrecha en las proximidades de la HCS (Neugebauer y col., 1998). La fuente desde donde emerge el viento solar lento no está del todo bien definida (Fisk et al., 1999, Suess et al., 2009) y existen distintas teorías al respecto. Se cree que este viento lento altamente variable se forma a partir de dos fuentes de plasma. En primer lugar, el material almacenado en líneas de campo magnético cerradas cerca del ecuador solar puede liberarse en el espacio interplanetario de forma intermitente a través de la apertura de estas líneas de campo mediante procesos de reconexión magnética (Schwadron et al., 1999). Una segunda fuente se encontraría en el límite de los agujeros coronales. Aunque existe todavía una gran incertidumbre sobre la contribución relativa de cada una de estas dos posibles fuentes en el viento solar lento. Los datos de observación proporcionados por Ulysses indican que las transiciones entre los vientos solares rápidos y lentos son muy bruscas y se limitan a unos pocos grados en latitud (McComas et al., 1998). Las características promedio más relevantes del viento solar lento a 1 UA son: una velocidad de flujo de entre 300 y 450 km s<sup>-1</sup>; un flujo de partículas de aproximadamente  $3.0 \times 10^8$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>; y una temperatura total del plasma de aproximadamente  $1.6 \times$  $10^5~K$  (Groth et al., 2000), con una  $T_e\approx\!\!1.3\,\times\,10^5~K$  mayor que la  $T_p$  la cual toma un valor aproximado de  $4 \times 10^4$  K (Hansteen 2009a).

El viento solar es desacelerado en la región conocida como choque terminal (≈100 UA), tras la cual acaba mezclándose con el viento presente en el medio interestelar. Es importante remarcar que el viento solar no es un flujo laminar y depende de variaciones en magnitudes tales como la densidad, la velocidad, la temperatura, la presión, la intensidad y la dirección del campo magnético, las cuales vienen motivadas por la rotación solar y por las perturbaciones puntuales debidas a la actividad solar, tales como CMEs y fulguraciones.

Una vez identificados y enumeradas las principales características de los dos tipos de viento solar, cabe preguntarse cuál es el comportamiento e interacción que existe entre ambos en el medio interplanetario, lo que nos lleva a definir lo que conocemos como las regiones de interacción corrotante (CIRs).

Como puede verse en el Anexo I, el modelo de Parker para el IMF parte de la suposición de un viento solar que se mueve radialmente a una velocidad uniforme y constante alejándose del Sol. Es evidente que esta aproximación excluye el hecho de que existan dos tipos de corrientes de viento solar con diferentes velocidades y diferentes orígenes. Ahora bien, el estudio de los datos obtenidos vía satélite, principalmente en periodos de mínima actividad solar o cercanos a él muestra que, a lo largo de una línea radial, el viento solar rápido alcanzará de manera gradual al viento solar lento. Esto viene motivado por la inclinación del eje del dipolo magnético con respecto al eje de rotación, lo que da lugar a que haya un patrón recurrente de fuentes de viento solar rápido y lento. Los agujeros coronales, origen del viento solar rápido, rotan con el Sol, pero, además, el viento solar se expande radialmente. Al corrotar con el Sol, en un instante dado, la ubicación de las fuentes de viento solar rápido y lento coincidirán o lo que es lo mismo, los agujeros coronales "apuntarán" eventualmente en la dirección del viento solar lento, la diferencia de velocidades de un tipo de viento solar con el otro provocará que surja una interacción entre ambos. La alta conductividad del plasma conlleva el confinamiento del campo magnético en el plasma, lo que impide que ambas poblaciones de plasma se mezclen lo que da como resultado una región de compresión. Si la diferencia entre las velocidades es lo suficientemente grande, se puede llegar a producir un choque corrotante. La estructura y evolución de las CIRs se han estudiado ampliamente, tanto con modelos unidimensionales (Smith & Wolfe, 1976) como con modelos MHD (Pizzo & Gosling, 1994). Es bastante común, encontrarse cruces de HCS en las proximidades de la región de compresión de una CIR.

Llegados a este punto, la pregunta que cabe hacerse es: ¿cómo se propaga el viento solar por el medio interplanetario? Si estuviésemos en el origen de un sistema de coordenadas centrado en el Sol y no girásemos con él, observaríamos que la materia fluye en forma casi radial y trazaríamos una trayectoria espiral conocida como espiral de Arquímedes. Además, estas líneas de materia imaginarias serían paralelas a las líneas de campo magnético. El IMF está estructurado en sectores magnéticos con direcciones opuestas de campo, entrando o saliendo del Sol.

Una vez que hemos introducido el campo magnético solar y la estructura y dinámica del viento solar, estamos en disposición de entrar en el estudio de la HCS, comenzando con un repaso histórico, desde su descubrimiento hasta los últimos estudios publicados.

# 1.4 Lámina de Corriente Heliosférica. Antecedentes históricos.

El descubrimiento de la HCS se produce tras comprobar, mediante las primeras mediciones del campo magnético en el medio interplanetario, la existencia de lo que se denominó "sectores" magnéticos. Dicha estructura sectorial del IMF fue descrita por primera vez por Wilcox y Ness (Ness & Wilcox, 1964; Wilcox & Ness, 1965), quienes tras analizar 3 rotaciones solares consecutivas determinaron la existencia de un patrón en la caracterización del campo magnético, observando un cambio en el signo de las componentes del campo magnético radial y azimutal, e identificando la región de separación entre sectores como frontera del sector (SB - Sector Boundary). El patrón inicial que se definió se asemejaba a "gajos de naranja", y los SBs eran paralelos al eje magnético solar. En cada una de las rotaciones solares analizadas identificaron entre 2 y 4 sectores (Figura 1.12). Este patrón fue desestimado pocos años después cuando se identificó la dependencia de la estructura magnética de los sectores con la latitud heliográfica (Rosenberg & Coleman, 1969). Para ello, se utilizaron datos de magnetómetros terrestres que se correlacionaron con los datos obtenidos en las diferentes misiones espaciales. Estos trabajos permitieron extender el estudio de los sectores en el tiempo ya que los magnetómetros terrestres llevaban décadas recopilando datos del campo magnético terrestre y correlacionándolos con la actividad solar a través del estudio de las manchas solares. La ampliación del rango temporal de estudio mostró la variación sinusoidal con la latitud que ya había sido confirmada con los datos de satélites, pero, además determinó que la polaridad se invertía a la par que se invertían los polos magnéticos solares.



Figura 1.12.. Estructura magnética del medio interplanetario (Wilcox & Ness, 1965). El signo más (alejándose del Sol) y el signo menos (acercándose al Sol), indican la dirección del campo magnético interplanetario medido durante intervalos sucesivos de 3 horas.

Los estudios en base a las observaciones realizadas permitieron el desarrollo de diferentes modelos que trataban de explicar la estructura del campo y la observación de la inversión que experimentaba. La hipótesis que finalmente se impuso planteaba la existencia de una lámina de corriente que rodeaba al Sol y el cruce de ésta con el plano de la eclíptica mostraba una frontera entre sectores magnéticos de polaridad opuesta, es decir, quedó establecida la existencia de la HCS (Ver más adelante, Figura 1.13). La HCS se identificó como una lámina delgada de plasma que dividía dos campos magnéticos heliosféricos globales dirigidos en sentidos opuestos y cuya fuente era el Sol. En base a esta definición y al análisis de los datos de satélite podemos decir que cuando hablamos de la HCS estamos hablando de una discontinuidad direccional (DD) (> 120 °) en el IMF. Más adelante, abordaremos las distintas DDs y las características de cada una de ellas.

H. Alfvén fue el primero en proponer una lámina de corriente ecuatorial que rodeaba el Sol (Alfvén, 1977). Su modelo, llamado circuito heliosférico, consistía en un campo magnético determinado por un cuerpo central y una corriente radial que fluía en el plano ecuatorial y se extendía uniformemente a lo largo del perímetro solar. La fuerza electromotriz generada se debía a la rotación solar. Desde la publicación del modelo conceptual de Alfvén, muy pocos trabajos se desarrollaron tomando como base este modelo, aunque en los últimos años, los esfuerzos por desarrollar un modelo global MHD tridimensional de la Heliosfera han hecho que, en determinados casos, el modelo de Alfvén se haya tomado como punto de partida (Israelevich et al., 2001), con la finalidad de, en una primera aproximación, comprender el sistema de corriente global que conecta el Sol con la Heliosfera. Otros modelos apuntan a la existencia de tres bucles de corriente en el máximo solar (Maiewski et al., 2020) frente a los dos bucles que presentó Alfvén.

Los primeros modelos de la HCS fueron desarrollados por Schulz, y Svalgaard (Schulz, 1973; Svalgaard et al., 1975), los cuales propusieron la existencia de una sola lámina de corriente que se deformaba y se extendía a grandes distancias radiales, sus cruces con el plano de la Eclíptica marcaban los SBs. Consistían en modelos MHD del flujo del viento solar, Schultz predijo la existencia de una superficie neutra anular (Figura 1.13) que se extendía desde, aproximadamente, 2R<sub>o</sub> hasta el límite de la Heliosfera. Identificó la inversión de la polaridad magnética en cada cruce de la superficie neutra y asoció cada inversión con el cruce de un sector a otro. Villante y Burlaga, mediante el uso de observaciones simultáneas de Helios 1 y 2, los cuales se encontraban en diferentes latitudes heliográficas, corroboraron el modelo de Schultz (Villante et al., 1979; Burlaga et al., 1981). Ambos determinaron la forma de la HCS en 1976 (periodo cercano al mínimo solar) sobre la base de las diferentes polaridades magnéticas a ambos lados de la lámina.



Figura 1.13. Ilustración de la HCS. Incluye la lámina de plasma heliosférico (HPS). (Gosling et al. 1981). El papel de la HCS como una interfaz magnética de campos de polaridad radial opuesta y como una vía para el transporte de plasma queda reflejado en la representación.

Por su parte, Svalgaard desarrolló un modelo fenomenológico que describía la interacción entre los campos magnéticos polares del Sol y la estructura de sectores magnéticos. Definió un cinturón de arcos magnéticos, los cuales estaban anclados en la Fotosfera y se elevaban alcanzando la Corona Solar (Figura 1.14). En la Corona superior, los arcos magnéticos se abrían por la cúspide formando una lámina de corriente. La estructura descrita generalmente nacía en las proximidades de las regiones activas y eran estructuras relativamente densas.



**Figura 1.14.** Modelo de Svalgaard. Línea de arcos y estructuras magnéticos en la Corona exterior sobre la frontera entre sectores (izquierda). Diagrama del modelo en el que se muestra la localización de las estructuras con forma de gorro puntiagudo que se abren en la Corona en base a una estructura de cuatro sectores (derecha).

Cuando se estudió un ciclo solar completo, se encontró que la polaridad magnética se invertía durante el máximo de actividad solar (Wilcox & Scherrer, 1972). Esta inversión de polaridad fue detectada en observaciones de satélites en órbita terrestre cuando se comprobó que la polaridad magnética dominante en la latitud heliográfica máxima de la Tierra variaba en un período de 22 años (Mursula et al., 2003).

Desde que se realizan las primeras observaciones del viento solar a principios de la década de los 60, hasta la actualidad, los satélites han explorado las diferentes regiones de la heliosfera con el fin de mejorar en el conocimiento de su estructura y evolución. Entre todas las misiones cabe destacar la Pioneer-XI, que, junto a la Pioneer X fueron las primeras misiones que realizaron

medidas *in situ* de la Heliosfera más allá de 1 UA. Las observaciones realizadas por la Pioneer-11 fuera del plano de la eclíptica, alcanzando los 16º de latitud heliográfica (cabe destacar en este punto, que las misiones anteriores no habían sobrepasado los 7,25º) (Smith & al., 1978), determinaron que el límite entre sectores adyacentes correspondía físicamente a una lámina de corriente que rodeaba al Sol y que se encontraba casi paralela al plano ecuatorial solar. El estudio de la polaridad mostró que, por encima de la lámina de corriente, en el hemisferio norte, la dirección de la polaridad dominante se alejaba del Sol, mientras que, por debajo de la misma, en el hemisferio sur, la dirección dominante apuntaba hacia el Sol. Las observaciones corroboraron los modelos teóricos que predecían la existencia y orientación ecuatorial de una lámina. La relación entre los sectores magnéticos y la HCS quedaba así demostrada.

A su vez, el estudio de los datos de plasma en el viento solar obtenidos de las misiones IMP 6, 7 y 8 contribuyó a asentar el rol de la HCS como interfaz magnética de campos de polaridad radial opuesta (Feldman et al., 1981). Con todo ello, el concepto de HCS que se impuso y sobre el que han desarrollado los trabajos posteriores impuso un modelo cuya forma se asemejaba al vuelo de la falda de una bailarina – del inglés, *ballerina skirt* – (Figura 1.15).

Si nos posicionamos sobre el plano de la eclíptica, la HCS aparece como una frontera con un espesor que alcanza los 10.000 km a 1 UA (Smith, 2001), que separa sectores magnéticos de polaridad opuesta (Hoeksema et al., 1983). Cabe destacar en este punto que la confirmación experimental del espesor de la HCS llegó gracias a las observaciones realizadas por las naves espaciales Helios 1 y 2 (Burlaga et al., 1981). Si la observamos en 3D, tendremos una región anular alrededor del Sol y presentará distintas inclinaciones con respecto al plano de la eclíptica en función del ciclo solar.

La HCS es probablemente la única lámina de corriente a gran escala en el viento solar que nunca desaparece por completo, cambiando su forma en función de las condiciones de variabilidad presentes en el Sol y en la Heliosfera (Khabarova et al., 2016; Peng et al., 2017). Una vez que se asoció el ecuador magnético solar con la HCS, surgieron otras láminas neutras que también se interpretaron como láminas de corriente (Ness & Wilcox, 1964; Suess y col., 2009; Khabarova et al., 2018b). Las observaciones mostraron que la posición y la forma de la HCS evoluciona con el

ciclo solar (Erdös & Balogh, 1998; Hu Y. Q., et al., 2008). Además, se ha demostrado que es sensible a variaciones en la trayectoria de la espiral de Parker (Burlaga & Ness, 1997) y se ha estudiado su relación con procesos no estacionarios que ocurren en el viento solar (Khabarova et al., 2016, 2018b).



Figura 1.15. Ilustración de la lámina de corriente heliosférica hasta 1UA. La HCS forma una estructura ondulada como la de la falda de una bailarina. El campo magnético cambia de dirección a través de la lámina.

En resumen, la HCS es una característica fundamental de la estructura del campo magnético y del plasma de viento solar interplanetario. Su topología está relacionada estrechamente con el flujo del viento solar a gran escala, se origina en la Corona Solar y se extiende hasta la onda de choque terminal que conforma la frontera exterior de la Heliosfera. La HCS se caracteriza por ser la frontera que divide la Heliosfera en regiones de polaridad magnética opuesta, es decir, el campo magnético apunta hacia el Sol en una de ellas mientras que en la otra apunta en sentido contrario.

#### 1.5 Estructura Global de la HCS

El estudio de la estructura global de la HCS se basa en el análisis del IMF. Como ya dijimos, la SF marca la posición a partir de la cual el flujo de viento solar se mueve con velocidad constante y radial. La Figura 1.16 (imagen izquierda) muestra el movimiento del plasma en el medio interplanetario, para ello se representan ocho elementos de plasma que son emitidos desde el mismo punto de la SF en incrementos de tiempo iguales. La SF es corrotante con el Sol lo que hace que haya un desplazamiento longitudinal del elemento de plasma. La rotación que sufre el punto del que emanan estos elementos de plasma da lugar a un movimiento en espiral, el cual nos permite identificar la expresión de la componente radial del campo magnético:

$$B_r(r) = B_r(r_{ss}) \left(\frac{r_{ss}}{r}\right)^2 \tag{1.4}$$

donde  $r_{ss}$  es el radio de la SF y r es la distancia radial.



Figura 1.16. Diagrama que simula el desplazamiento en espiral del campo magnético como resultado de la combinación de la rotación de la fuente con el flujo de plasma radial. A la derecha, espiral de Parker para el campo magnético para tres latitudes constantes (0, 30°, 60°), la ecuación representa la variación longitudinal en función de la distancia heliocéntrica, asumiendo constantes tanto la velocidad angular de rotación solar como la velocidad del viento solar.

Si, por simplificar, asumimos constantes la velocidad angular de rotación solar ( $\Omega$ ) y la velocidad del viento solar ( $v_r$ ) podemos obtener la expresión que relaciona la variación longitudinal ( $\phi - \phi_0$ ) con la distancia heliocéntrica ( $r - r_{ss}$ ).

$$\phi - \phi_0 = \frac{\Omega}{v_r} (r - r_{ss}) \cdot \cos(\lambda) \tag{1.5}$$

donde  $\lambda$  es la latitud. La Figura 1.16 (imagen derecha) muestra la espiral de Parker para el campo magnético para tres latitudes. En el caso de que la latitud sea igual a cero, estaremos representando la espiral de Arquímedes.

Las observaciones vía satélite confirmaron que la componente radial del campo magnético era independiente de la latitud (Smith & Balogh 1995, Smith et al., 1997). Estas observaciones reforzaron la idea de que los gradientes de presión magnética en la Corona superior hacen que haya un desplazamiento del plasma y del campo magnético coronal polar hacia el ecuador. Además, aunque ya lo comentamos antes, cabe recordar que el flujo de viento solar, una vez superada la SF viene descrito por el modelo de Parker. Con todo ello, nos encontramos campos magnéticos de polaridad opuesta generados por los dos agujeros coronales polares que se encuentran por encima de las estructuras de baja latitud, creando un límite (la HCS) relativamente estrecho dentro del cual la polaridad del campo magnético se invierte. La HCS es una estructura mucho más compleja que la que la definición de esta nos puede llevar a intuir. No es una simple lámina de corriente plana. De hecho, la inclinación entre el eje de rotación y el eje del dipolo magnético es la responsable de que la topología global de la HCS sea la que hemos nombrado como "falda de la bailarina".

La topología de la HCS tiene una alta dependencia con la actividad solar. En un periodo de mínima actividad solar, la HCS se encuentra restringida a latitudes bajas (Forsyth et al., 1996, 2002). Según nos alejamos del mínimo solar, la extensión latitudinal de la HCS es lo suficientemente grande como para que nuestra comprensión de esta en el máximo solar estuviese limitada antes de la misión Ulysses, y las únicas herramientas disponibles fuesen los modelos computacionales, y las observaciones remotas de la Corona Solar junto con las observaciones de satélites a bajas latitudes. Este párrafo muestra nuevamente la importancia que tuvieron las misiones que exploraron la Heliosfera fuera del plano de la Eclíptica.

Aunque la variabilidad, que presentan el Sol y la Heliosfera, en los periodos de máximo solar es alta, sigue siendo distinguible la estructura sectorial a 1 UA a latitudes bajas (Hoeksema et al., 1983). Además, se identificó, nuevamente a latitudes bajas, el aumento angular que sufría la HCS con respecto al ecuador heliográfico en su evolución a través del ciclo solar desde el mínimo hasta el máximo solar, siendo casi vertical en periodo de máxima actividad (Shodhan et al., 1994).

Klein & Burlaga, 1980, determinaron que el vector normal calculado de un cruce de HCS con respecto al ecuador heliográfico era ligeramente inferior a 45°, lo que implicaba la elevada inclinación que presentaba la HCS a bajas latitudes en periodos de máxima actividad (Lepping et al., 1996). Llegados a este punto, cabe resaltar que estos estudios fueron complementados con trabajos que utilizaron medidas indirectas para ratificar los estudios de Klein & Burlaga y de Lepping, en este caso, correlacionaron la variación en la inclinación de la HCS con la intensidad de los rayos cósmicos galácticos observados tanto por la Pioneer X como en Tierra (Smith & Thomas, 1986).

# 1.6 Estructura local de la HCS

Una vez descrita una introducción general de la dinámica solar, de los campos magnéticos fotosféricos y coronales, y después de haber realizado una descripción general de los modelos de Corona existentes y descrita la estructura global de la HCS, entraremos en este apartado a describir las estructuras a pequeña escala que aparecen cuando un satélite atraviesa la HCS.

#### 1.6.1 Lámina de Plasma Heliosférico (HPS)

La lámina de plasma heliosférico (HPS) es una región de alta densidad de protones y plasma de baja velocidad donde la intensidad de campo magnético decrece. Esta estructura rodea a la HCS. Debido al aumento de la densidad y a la disminución de la intensidad del campo, la HPS se caracteriza por un aumento en el valor de la beta del plasma (Winterhalter et al., 1994). Gráficamente (Figura 1.13), la HCS sería el límite delgado en el que se produce la inversión de campo y la HPS la región que rodea a la HCS donde la intensidad del campo magnético disminuye y la beta del plasma aumenta.

Uno de los parámetros de interés, cuando estamos estudiando la estructura local de la HCS, es la anchura de la lámina, donde la definición de los límites juega un papel determinante. Winterhalter obtuvo, a partir de la definición de los límites de ambas estructuras, unos valores a 1 UA de 400.000 km para el espesor de la HPS, y una anchura de la HCS de 40.000 km, calculada a partir de la anchura de la densidad de corriente en la región de inversión. El cálculo de la densidad de corriente a partir de los datos de un único satélite implica que, para poder emplear la Ley de Ampere unidimensional, tengamos que suponer que la simetría de la estructura es plana y que no varía con el tiempo.

Eastwood et al., 2002, realizaron un estudio similar calculando la densidad de corriente y el espesor de la HCS, para ello utilizaron los datos proporcionados por los cuatro satélites de la misión Cluster y el satélite ACE, y obtuvieron valores similares a los obtenidos por Winterhalter, lo que permitió validar las estimaciones de la anchura de este último. Los estudios se extendieron a diferentes longitudes heliográficas, a 0.3 UA a partir de datos de las Helios (Bavassano et al.,

1997) obtuvieron resultados similares. Entre 1 UA y 5 UA (Zhou et al., 2005) los análisis mostraron una ligera disminución en el espesor de ambas estructuras.

#### **1.6.2** Cruces con múltiples sectores

Hasta el momento, se ha descrito la HCS como una estructura monolítica única, donde las posibles complicaciones se deben, por un lado, a la geometría del sistema y por otro, a la complejidad del campo coronal subyacente durante el ciclo solar. Sin embargo, cuando hablamos del análisis de la estructura local de la HCS, estamos hablando de un análisis con una resolución mayor. Estos estudios han mostrado que es común identificar varios cruces de lámina dentro de un único límite entre sectores (Behannon et al., 1981; Crooker et al., 1993; Blanco et al., 2006). Cabe resaltar que estos trabajos no ponen en duda el valor de las orientaciones calculadas y su consistencia con la Línea Neutra. De hecho, los análisis de mínima varianza en estos cruces con múltiples sectores muestran unas orientaciones que mantienen una distribución casi uniforme. Para explicar estas observaciones, se propusieron dos teorías: por un lado, se planteó una HCS estrecha pero corrugada, y por otro, se barajó la existencia de múltiples láminas de corriente dentro de una lámina de espesor finito.

La primera teoría planteada, una lámina ondulada, sugiere que los cruces múltiples son cruces de una sola HCS monolítica que a pequeña escala y debido a la acción del viento solar turbulento que actúa sobre la HCS, presenta una fuerte ondulación (Suess et al., 1995). Para que este planteamiento sea aceptado se tiene que asumir el hecho de que la ondulación ha de ser lo suficientemente compleja para explicar la distribución uniforme de las orientaciones normales de la lámina (Behannon et al., 1981), y, además, lo suficientemente pequeñas como para que no alteren la topología global del HCS.

La segunda teoría matiza la premisa de que la HCS sea una lámina de corriente monolítica, y la sustituye por una estructura más compleja, formada por una red de tubos de flujo entrelazados, donde coexisten tubos de flujo contiguos, que se pliegan sobre si mismos, de polaridad magnética opuesta separados por láminas de corriente locales (Crooker et al., 1999). Esta estructura interna de la HCS, con pliegues y láminas de corriente locales asociadas, también puede ser válida para una lámina de corriente monolítica ondulada. En cualquier caso, esto conduce a una mayor

complejidad, y cabe la posibilidad de que se observen falsas inversiones de polaridad, que parecen idénticas a los cruces de láminas de corriente, en los datos del campo magnético.

Estos pliegues en el IMF no se limitan únicamente a los cruces de límites entre sectores, sino que también se han observado en el viento solar rápido, lejos de la HCS (Balogh et al., 1999). El estudio de la correlación entre la velocidad y las fluctuaciones del campo magnético concluyó que las fluctuaciones eran, de hecho, ondas Alfvén de gran amplitud (Lucek et al., 1998) y las inversiones de polaridad presentes a altas latitudes se debían a estas ondas y no a cruces de la HCS (Balogh et al., 1999). En los últimos años, con el avance en el estudio de la estructura global de la HCS, se ha retomado la teoría que postula la existencia de múltiples láminas de corriente a diferentes latitudes (Maiewski et al., 2020), estudios que entran en conflicto con los análisis desarrollados por Balogh.

En el siguiente apartado mostraremos las características que denotan la existencia de un cruce de HCS, pero, en este punto, cabe destacar que surgió la necesidad de encontrar un parámetro que permitiese diferenciar entre la existencia de tubos de flujo plegados entre sí y cruces de lámina de corriente monolítica dentro de un límite entre sectores. Los electrones supratérmicos (E>2 keV) se mostraron como un parámetro capaz de discernir entre ambas estructuras. Estos electrones fluyen desde la Corona Solar, paralelos al campo magnético. El estudio del ángulo relativo entre el campo magnético y el flujo de electrones permite identificar la topología magnética de la estructura que se está estudiando (Kahler & Lin, 1994, 1995). Se utilizaron otras técnicas de análisis que incluían el estudio de las partículas  $\alpha$  y de los protones con el campo magnético (Steinberg et al., 1996; Yamauchi et al., 2004), donde trabajaban con la dirección del flujo diferencial entre ambas familias de partículas. Sin embargo, estos métodos demostraron ser más efectivos para identificar pliegues en el viento solar rápido, y se descartaron para el análisis de la estructura local de la HCS.

Para concluir este apartado me gustaría remarcar que aun con la complejidad que puede presentar la HCS cuando se estudia su topología a nivel local, es importante remarcar que los estudios a bajas latitudes (Kahler et al., 2003) en periodos de mínima actividad solar han demostrado la correlación entre la posición de los cruces detectados y la Línea Neutra. Y cabe

resaltar que la trayectoria del satélite, de la cual no hemos hablado todavía, representa otro parámetro a tener en cuenta en los análisis locales, de hecho, una trayectoria de un satélite tangente a un cruce mostrará múltiples cruces de lámina de corriente.

# 1.6.3 Identificación de un cruce de HCS

Para acabar con este primer capítulo, una vez presentada la base teórica sobre la que hemos desarrollado el trabajo de esta tesis, haremos un ejercicio de identificación de un cruce de HCS. La base de datos sobre la que hemos trabajado incluye, como era de esperar, datos de las características del campo magnético y del viento solar.

Blanco (2008), publicó un artículo en el que identificaba las características físicas que nos permiten distinguir entre un cruce de lámina de corriente y cualquier otro suceso que ocurre en el medio interplanetario (Blanco et al., 2008). Esta ha sido la base para la identificación de los cruces con los que hemos trabajado.

En primer lugar, analizamos los datos de campo magnético. Se detecta una disminución en la intensidad del campo magnético, a la vez que, en la región en la que se ha producido la disminución de la intensidad del campo, tiene lugar una inversión en la dirección de este, identificando el punto de inversión como el cruce de la frontera entre sectores. Wintherhalter et al., 1994, comprobaron que la inversión del campo magnético podía estar desplazada con respecto al mínimo de intensidad.

Una vez realizada una primera selección de posibles cruces de HCS, lo siguiente que haremos será evaluar los datos de viento solar en la región en la que se produce la inversión del campo buscando evitar asociar como cruce cualquier otro suceso interplanetario.

El equilibrio MHD que ha de existir en la discontinuidad (en el capítulo 2, entraremos a enumerar las discontinuidades y sus características) hace que la presión total sea constante, ahora bien, la presión magnética disminuye debido a la disminución de la intensidad del campo y la presión que ejerce el plasma confinado en la región de interés aumenta, manteniendo la condición de equilibrio. La relación entre la presión del plasma y la presión magnética es evaluada con el

parámetro  $\beta$ . Dicho parámetro crece dentro de la región del cruce, alcanzando su máximo en el punto en el que la intensidad del campo magnético es mínima.

Por último, otro indicador, al que ya nos hemos referido al definir la ondulación de la HCS, viene determinado por los electrones supratérmicos (también conocidos como flujo de calor de electrones supratérmicos). El ángulo relativo entre la dirección del flujo de electrones y el campo magnético interplanetario representará un parámetro adicional a tener en cuenta para la determinación de un cruce de lámina de corriente. Una diferencia angular de  $\pi$  rad nos estará identificando la inversión de polaridad.

Todas estas características se deben tener en cuenta a la hora de proceder a la identificación de un cruce de la HCS.

# CAPÍTULO 2. ANÁLISIS MULTI-SATÉLITE

#### 2.1 Introducción

En el capítulo anterior mencionamos que la HCS se establece como la región fronteriza en el medio interplanetario, avalada por las observaciones vía satélite, en la que el campo magnético, de componente radial, invierte su sentido con respecto al Sol, de entrante a saliente, o viceversa. De un tiempo a esta parte los análisis multi-satélite proporcionan información desde diferentes puntos de observación, lo que permite correlacionar las variaciones temporales y espaciales que se producen en la lámina de corriente entre diferentes puntos de observación. En este sentido, uno de los parámetros de más interés es la orientación de la lámina respecto al plano de la eclíptica, de modo que disponer de datos provenientes de diferentes satélites permite hacer una reconstrucción de la estructura de la lámina a partir de un análisis local satelital.

Es importante determinar los rangos de aplicabilidad y confianza de los distintos métodos de cálculo de la orientación local de la HCS de carácter estadístico, tales como el Análisis de Mínima Varianza (MVA) o el análisis de varianza de la coplanaridad (CVA) que pasaremos a describir más adelante. El estudio con los métodos de análisis se ha complementado con el modelo HYTARO (Blanco et al, 2003) desarrollado en el Departamento de Física y Matemáticas de la Universidad de Alcalá, el cual ha demostrado ser un modelo robusto en el análisis de los cruces de la HCS (Arrazola et al., 2011). Las ecuaciones que definen el modelo HYTARO se utilizarán como funciones de ajuste a las medidas de campo magnético donde dos de los parámetros corresponden a la orientación local de la HCS con los que complementar y contrastar con un modelo analítico los resultados obtenidos vía los métodos de carácter estadístico mencionados. Describiremos en detalle el modelo HYTARO en el siguiente capítulo donde, además de presentarlo, remarcaremos las modificaciones al modelo original que se han realizado.

Los estudios multi-satélite de la estructura local de la HCS presentan una dificultad intrínseca en el análisis de un mismo cruce evaluado en diferentes puntos de observación, puntos que hacen referencia a la trayectoria que sigue el satélite cuando atraviesa un cruce de lámina de corriente: la separación espacial conlleva que a veces, incluso en periodos de mínima actividad solar, sea difícil la identificación de un cruce en distintos puntos del espacio, bien por una interacción continua de la HCS con el viento solar, bien porque la conexión magnética no está bien identificada. Cualquiera de estos casos puede conducir a cambios en la estructura local que la haga irreconocible entre los puntos de observación utilizados.

Otro aspecto relevante para analizar y al que ya nos hemos referido antes es la evolución de la estructura de la HCS con la fase del ciclo solar, tanto desde un punto de vista global como local. Mientras en periodos de mínima actividad solar la estructura a nivel global de la HCS está bien caracterizada, (Smith, 2001, Riley et al., 2002), en periodos de fase ascendente del ciclo solar la identificación y análisis de la estructura de la HCS se vuelve más complicada. Desde un punto de vista local, la complejidad del análisis reside en la interacción entre la lámina de corriente y estructuras, tales como nubes magnéticas, las cuales perturban la estructura de la HCS cuando se desplazan a través de la Heliosfera. Además, surgen otras complicaciones en estos análisis de carácter local relacionados con la aparición de subestructuras dentro de la propia lámina, lo que hace que la identificación de un cruce con los parámetros actuales (intensidad de campo magnético, parámetro  $\beta$  del plasma...) sean, a veces, insuficientes para determinar la existencia o no de un cruce.

Comenzaremos este capítulo haciendo un repaso a la instrumentación que ha proporcionado la fuente de datos con los que se ha desarrollado este trabajo. A continuación, desarrollaremos los métodos de análisis para, finalmente, abordar el análisis multi-satélite y las conclusiones que hemos obtenido del mismo, tanto desde un enfoque global como desde un enfoque local, analizando dos sucesos, uno, detectado durante la fase ascendente del ciclo solar y otro en el periodo de mínima actividad solar.

# 2.2 Instrumentación.

Para poder abordar el estudio de la HCS son necesarias medidas "in situ" tanto de campo magnético como de las propiedades físicas del plasma. Este tipo de medidas se realizan con instrumentación embarcada en satélites. En este apartado se presenta una breve descripción de los instrumentos que han suministrado los datos necesarios para el desarrollo de este trabajo. Los datos de Wind han sido utilizados también en el análisis de las modificaciones introducidas al modelo original HYTARO (véase capítulo 3).

# 2.2.1 Satélite Wind

El satélite Wind fue lanzado en noviembre de 1994, y tras realizar varias órbitas a través de la magnetosfera, se ubicó en órbita halo alrededor del punto lagrangiano L1, uno de los puntos

donde los campos gravitatorios del sistema Sol-Tierra se anulan, en este caso, L1 se encuentra ubicado en el espacio a lo largo de la línea imaginaria que une ambos astros. Los principales objetivos científicos de la misión fueron: el estudio del origen de la variabilidad y de la actividad solar, el efecto que dicha actividad tiene sobre la Tierra, a través del estudio de los procesos de plasma que ocurren en el viento solar cerca de la Tierra, y la realización de observaciones sobre el plano de la Eclíptica para el estudio heliosférico.



Figura 2.1. Fase de integración en sala limpia del satélite Wind

## 2.2.1.1 MFI (Magnetic Field Instrument)

El instrumento MFI es un magnetómetro vectorial de configuración doble en el que uno de los sensores se encuentra en el extremo del brazo del satélite (a 12 m) y el otro, en la parte media de dicho brazo. Con esta configuración se consigue, por un lado, obtener medidas en tiempo real y, por otro, eliminar la contribución de las componentes dipolares del campo magnético generado por el propio satélite. MFI mide intensidad, dirección y sentido del campo con respecto al sensor. En cuanto a la polaridad, ésta depende del sentido del campo magnético con respecto a la orientación del magnetómetro. MFI mide las tres componentes del campo mediante el uso de tres sensores mutuamente ortogonales según un sistema de coordenadas alineado con los ejes magnéticos del instrumento. Con esta distribución ortogonal se obtienen tres conjuntos de señales con las que reconstruir el vector campo magnético (Lepping et al., 1995).

## 2.2.1.2 SWE (Solar Wind Experiment)

El instrumento SWE se encarga de adquirir medidas de las principales poblaciones de partículas que están presentes en el viento solar (electrones, protones y partículas alfa). Para realizar medidas de la distribución de velocidades en un plasma se utiliza un sistema de filtrado de velocidad, encargado de seleccionar, en el espacio de velocidades, las partículas cargadas que entran en el instrumento. El instrumento SWE incluye dos espectrómetros vectoriales de electrones e iones con los que se controla el movimiento de las partículas cargadas a partir de un campo eléctrico aplicado. Al incorporar unos colimadores en la entrada, se restringe el campo de visión del instrumento. Una vez han penetrado las partículas en el interior del instrumento, estas son analizadas en función de su energía por unidad de carga. Cada uno de los analizadores tiene en su parte final una serie de fotomultiplicadores. La dirección de las partículas se obtiene a partir de dos grupos de tres analizadores dispuestos según tres ejes ortogonales. Esta configuración espacial permite generar la función de distribución de velocidades a partir de la cual se determinarán los parámetros físicos que caracterizan el flujo de viento solar. SWE incluye dos copas de Faraday con las que determinar el espectro de energía frente a la carga de protones y partículas alfa presentes en el viento solar. Finalmente, el instrumento SWE incluye un analizador electrostático toroidal definido para realizar la medida de los electrones "Strahl", población de electrones que fluyen en el viento solar y cuya principal característica es que están casi perfectamente alineados con el IMF (Ogilvie et al., 1995).

#### 2.2.1.3 3DP (3D-Plasma and Energetic Particle)

El instrumento 3DP básicamente consta de tres sistemas de detección: por un lado, los telescopios con detectores de semiconductores (SST), los analizadores electrostáticos de electrones (EESA) y los analizadores electrostáticos de iones (PESA), todos ellos conectados entre sí. El SST consta de tres conjuntos de detectores de semiconductores, cada uno con un par de telescopios del tipo "double-ended" que se encargan de medir los flujos de electrones e iones por encima de ~20 keV. Por otro lado, el instrumento incluye analizadores electrostáticos duales, EESA-L y -H y

PESA-L y -H con diferentes factores geométricos con el objetivo de cubrir la gama de flujos de partículas desde 3 eV hasta 30 keV, además, el uso de analizadores duales para iones y electrones aumenta el rango de flujos que se pueden medir sin saturación del detector, lo que permite un muestreo directo de las poblaciones de iones y electrones del viento solar, así como mediciones de alta sensibilidad del plasma supratérmico. El instrumento está completamente descrito por Lin et al., 1995.

# 2.2.2 Satélite ACE

El satélite ACE fue lanzado el 25 de agosto de 1997, se situó en una órbita elíptica alrededor del punto lagrangiano L1. La carga útil científica de ACE estaba formada por 9 instrumentos, diseñados para realizar medidas del campo magnético, del plasma del viento solar y de los rayos cósmicos. Los datos utilizados en el presente trabajo corresponden a dos de los instrumentos embarcados: el magnetómetro MAG y el instrumento de plasma de viento solar SWEPAM.



Figura 2.2. Fase de integración en sala limpia del satélite ACE

# 2.2.2.1 MAG (Magnetic Field Experiment)

El instrumento MAG es un magnetómetro de flujo triaxial formado por dos sensores situados en lados opuestos del satélite. Dichos sensores se encuentran ubicados en brazos que se extienden más allá de los paneles solares en lados opuestos del satélite, a 4.2 m con respecto al eje de giro de éste. MAG es el repuesto de vuelo reacondicionado del instrumento MFI embarcado en Wind.

La mejora en la calidad de los datos adquiridos por MAG frente a los adquiridos por instrumentos embarcados en misiones anteriores proporcionó medidas continuas del IMF local con una resolución de 3 a 6 vectores/s. Además, MAG consiguió obtener medidas más precisas y

sensibles del IMF mediante un sistema de datos integrados de la transformada rápida de Fourier (FFT) basados en 24 vectores/s (Smith et al., 1998).

#### 2.2.2.2 SWEPAM (Solar Wind Electron, Proton and Alpha Monitor)

El instrumento SWEPAM, al igual que ocurre con MAG, es el repuesto de vuelo de un instrumento embarcado en un satélite anterior, en este caso el instrumento SWOOPS embarcado en Ulysses (Bame et al., 1992). SWEPAM consta de dos subsistemas separados uno del otro, cada uno con sus propios sensores y unidades de procesamiento para medir los electrones e iones del viento solar. El objetivo básico de estos instrumentos consiste en medir la distribución de velocidad tridimensional para la especie en particular (electrones o iones), a partir de dicha distribución se pueden obtener la densidad, la velocidad, la temperatura y otras magnitudes físicas. Si bien existen pequeñas diferencias entre los instrumentos, los conceptos básicos son los mismos. Cada instrumento consta de un analizador electrostático de placa curva equipado con multiplicadores de electrones de múltiples canales, dispuestos para detectar partículas en ángulos polares elegidos con respecto al eje de giro del satélite. Como el valor promedio del flujo de partículas cambia con la distancia heliocéntrica, las aperturas para los dos instrumentos varían en función de este parámetro. La resolución temporal máxima de los datos de iones y electrones es de 64 s (McComas et al., 1998).

#### 2.2.3 Satélite STEREO

STEREO es una misión desarrollada por NASA, que emplea dos satélites casi idénticos, uno cuya órbita se sitúa delante de la Tierra y otro situado por detrás. Esta configuración permite realizar medidas estereoscópicas del Sol. STEREO, aun siendo una misión polivalente, uno de sus objetivos principales es el estudio de la naturaleza de las eyecciones de masa coronal (CMEs). Desde



Figura 2.3. Fase de integración en sala limpia de STEREO B (Cortesía NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory)

el punto de vista técnico, STEREO consiguió desarrollar instrumentos con un campo de visión (FoV) mayor del obtenido en los instrumentos embarcados en misiones anteriores sin pérdida de

prestaciones. El FoV es el área máxima que un instrumento puede captar. Geométricamente, está relacionado con la distancia focal y con las dimensiones del detector. Los instrumentos utilizados han sido, IMPACT y PLASTIC.

# 2.2.3.1 IMPACT (In-situ Measurements of Particles and CME Transients)

IMPACT es un instrumento formado por 7 sensores y un magnetómetro para realizar medidas "in situ" en el medio interplanetario. En cada satélite, el magnetómetro MAG se embarcó en su brazo telescópico a una distancia de 3 m del eje de rotación del satélite. La misión fue diseñada para realizar medidas multipunto del viento solar y de los electrones supratérmicos. IMPACT contiene un magnetómetro clásico (MAG) que consiste en una versión simplificada de los magnetómetros embarcados en Mars Global Surveyor y Lunar Prospector. Consiste en un magnetómetro triaxial cuyo núcleo tiene geometría anular y, además, se mejoró su sensibilidad permitiendo la modificación automática del rango dinámico en función de las medidas que estuviese realizando. El diseño de MAG se actualizó con elementos electrónicos más modernos con la finalidad de minimizar los requisitos de masa, volumen y consumo de potencia (Acuña et al., 2008).

# 2.2.3.2 PLASTIC (Plasma and Supra-thermal Ion Composition)

Por su parte, PLASTIC proporciona medidas in situ del viento solar y de los iones de baja energía. Consiste en un espectrómetro de masas diseñado para determinar las propiedades de los principales iones del viento solar en el rango de masas que van desde el hidrógeno hasta el hierro. PLASTIC tiene una apertura angular casi completa en el plano de la eclíptica (FoV 45°) y alcanza los 20° en elevación. Además, incorpora dos canales con diferentes factores geométricos optimizados en cada caso para el tipo de partículas a medir. Para la medida de los iones supratérmicos incorpora un subsistema adicional que cubre en la dirección azimutal un campo de 210° (STEREO B), y 225° (STEREO A), mientras que en la dirección polar es mayor de 10° para ambos satélites. A nivel de detector, la geometría circular está dividida en 4 cuadrantes, cada uno de ellos con un canal propio. En función del sensor y del cuadrante en el que incida la partícula, se aplicarán unos factores geométricos y unas técnicas de medida diferentes. El rango de energía de ~0,3 a 80 keV/e, a partir del cual también se proporcionan las funciones de distribución de los iones supratérmicos, incluidos los iones creados en los procesos de captación y aceleración en los choques locales. El rango de energía para los protones será de 0.3 a 10.6 keV/e (Galvin et al., 2008).

# 2.3 Métodos de análisis.

A continuación, vamos a describir los métodos utilizados para trabajar con los datos suministrados por los instrumentos descritos en el apartado anterior. Antes de entrar a desarrollar los métodos de análisis recordemos que pretendemos realizar un análisis de la topología y la orientación de la HCS en el medio interplanetario a partir de los datos obtenidos por diferentes satélites. Para ello necesitamos desarrollar un método de análisis que nos permita determinar estas magnitudes. Hemos de aclarar que los estudios multi-satélite están interesados en el análisis de los datos de campo magnético medidos por cada una de las naves espaciales que se utilizan. El análisis de un solo satélite, generalmente, proporciona datos de campo magnético y viento solar, ahora bien, el problema general que se plantea al extender el análisis a los datos de un conjunto de satélites en distintas localizaciones es cómo relacionar la información de manera autoconsistente, ya que buscamos justificar el comportamiento macroscópico a partir de las magnitudes suministradas por un número limitado de puntos de observación.

El procedimiento matemático llevado a cabo en términos de la varianza de cada serie temporal de datos de campo magnético para cada satélite, a partir del cual se ha dado una interpretación espacial del suceso analizado en los diferentes puntos de observación. Pasamos ahora a describir cada uno de los dos procedimientos estadísticos utilizados en este trabajo.

# 2.3.1 Análisis de mínima varianza.

El MVA es el método clásico que se emplea para determinar la dirección normal de una discontinuidad magnética. Para ello, asume que la estructura es plana y las posibles variaciones temporales que pueden afectar a la discontinuidad durante el cruce de un satélite son despreciables (Paschmann and Daly, 1998).

Aunque inicialmente este método se aplicó a la magnetopausa - a partir de los datos del campo magnético se obtenía la dirección normal a la misma (Sonnerup & Cahill, 1967), el método MVA se extendió y hoy en día se utiliza para estimar la dirección normal a cualquier lámina de corriente. Para ello se identifica una dirección  $\hat{n}$  en el espacio tal que la varianza de un conjunto de vectores de campo magnético, los cuales definen la discontinuidad, se minimiza en esa dirección. Matemáticamente, podemos expresar la varianza como:

$$\sigma^{2} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} \left| \vec{B}^{(m)} \cdot \hat{n} - \langle \vec{B} \rangle \cdot \hat{n} \right|^{2}$$
(2.1)

donde  $\langle \vec{B} \rangle$  es el valor medio del vector campo magnético. Para minimizar la ecuación (2.1) se utiliza un multiplicador de Lagrange<sup>2</sup>. En este caso, la expresión que se emplea es:

$$|\hat{n}|^2 = 1 \tag{2.2}$$

Al aplicar esta nueva restricción sobre la ecuación 2.1 obtenemos las siguientes expresiones para cada una de las componentes x, y, z:

$$\frac{\partial}{\partial n_x} \left( \sigma^2 - \lambda (|n^2| - 1) \right) = 0 \tag{2.3a}$$

$$\frac{\partial}{\partial n_{y}} \left( \sigma^{2} - \lambda (|n^{2}| - 1) \right) = 0$$
(2.3b)

$$\frac{\partial}{\partial n_z} \left( \sigma^2 - \lambda (|n^2| - 1) \right) = 0 \tag{2.3c}$$

donde  $\lambda$  es el multiplicador de Lagrange. Desarrollando matemáticamente la expresión (2.3a) obtenemos:

 $<sup>^{2}</sup>$  En los procesos de optimización se emplean los multiplicadores de Lagrange. El uso de estos elementos permite identificar los máximos y mínimos de funciones con múltiples variables sujetas a restricciones, para ello reduce el problema de *n* variables con restricciones a uno de *n* + *k* variables sin restricciones, donde *k* es igual al número de restricciones. A estas variables escalares se les denomina multiplicadores de Lagrange.

$$\frac{\partial \sigma^2}{\partial n_x} = 2\lambda n_x \tag{2.4}$$

Sustituyendo la ecuación (2.1) en (2.4) tenemos:

$$\frac{2}{M}\sum_{m=1}^{M} \left(\vec{B}^{(m)} \cdot \hat{n} - \langle \vec{B} \rangle \cdot \hat{n}\right) \left(B_x^{(m)} - \langle B_x \rangle\right) = 2\lambda n_x \tag{2.5}$$

Finalmente, desarrollando la expresión (2.5) se obtiene una ecuación simplificada:

$$\sum_{u=1}^{3} (\langle B_u B_x \rangle \hat{n}_u - \langle B_u \rangle \langle B_x \rangle \cdot \hat{n}_u) = \lambda n_x$$
(2.6)

donde el subíndice u = 1, 2, 3 hace referencia a los ejes de coordenadas X, Y, Z respectivamente. El desarrollo matemático de las expresiones (2.3b) y (2.3c) nos permite generalizar la expresión (2.6) y obtener:

$$\sum_{\nu=1}^{3} \sum_{u=1}^{3} (\langle B_u B_\nu \rangle \hat{n}_u - \langle B_u \rangle \langle B_\nu \rangle \cdot \hat{n}_u) = \sum_{\nu=1}^{3} \lambda n_\nu$$
(2.7)

En este caso, v = 1, 2, 3 también corresponde a las componentes del vector normal y del campo magnético a lo largo de los ejes de coordenadas X, Y, Z.

La expresión (2.7) nos indica el grado de variación de las componentes del campo magnético dos a dos con respecto a sus valores medios, es decir, la covarianza de las componentes del campo magnético.

$$\sum_{\nu=1}^{3} \sum_{u=1}^{3} (M_{u\nu}^{B} \cdot \hat{n}_{u}) = \sum_{\nu=1}^{3} \lambda n_{\nu}$$
(2.8)

donde  $M_{uv}^B$  es la matriz de covarianza magnética 3×3 de las componentes del campo magnético. La matriz de covarianza tiene 3 autovalores  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  con sus correspondientes autovectores  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ . Además, la matriz de covarianza es simétrica lo que nos permite concluir que los autovalores son reales y los autovectores forman una base ortogonal.

El análisis de los cruces implica la definición del sistema de coordenadas sobre el que trabajar. Como los autovectores que se obtienen de la matriz de covarianza son ortogonales, se pueden utilizar dichos autovectores como ejes ortogonales del sistema de coordenadas, lo que implica que la matriz de covarianza sea una matriz diagonal y los autovalores correspondan a la variación del campo magnético en la dirección de cada autovector. Los tres autovectores representan la dirección de la variación mínima, máxima y media (Sonnerup & Cahill, 1967).

Cabe la posibilidad de realizar una transformación de tal modo que uno de los ejes del sistema de coordenadas corresponda a un vector unitario arbitrario  $\mathbf{k}$ , en lugar de que sea coincidente con el vector normal unitario  $\mathbf{n}$ . En este caso, la varianza de las componentes del campo magnético se expresará como:

$$\sigma^{2} = \sum_{\mu=1}^{3} \sum_{\nu=1}^{3} k_{\mu} \cdot M_{\mu\nu}^{B} \cdot k_{\nu}$$
(2.9)

Los autovectores siguen siendo ortogonales con lo que su uso como ejes ortogonales del sistema de coordenadas nos lleva a:

$$\sigma^{2} = \lambda_{1} \cdot k_{1}^{2} + \lambda_{2} \cdot k_{2}^{2} + \lambda_{3} \cdot k_{3}^{2}$$
(2.10)

La combinación de la ecuación (2.10) con la condición  $|\vec{k}|^2 = 1$  nos permite obtener la relación:

$$1 = \frac{\sigma_1^2}{\lambda_1} + \frac{\sigma_2^2}{\lambda_2} + \frac{\sigma_3^2}{\lambda_3}$$
(2.11)



**Figura 2.4.** Elipsoide con respecto a un sistema de coordenadas cartesianas (X, Y, Z). En rojo, los autovectores  $x_1, x_2, x_3$  de máxima, media y mínima variación respectivamente. Los radios del elipsoide se definen con respecto a los autovalores  $l_1, l_2, l_3$  como  $(l_1)^{1/2}, (l_2)^{1/2}, (l_3)^{1/2}$ .

La Figura 2.4 muestra el elipsoide en el que quedan identificados los autovectores de máxima  $(x_1)$ , media  $(x_2)$  y mínima  $(x_3)$  variación. Los radios del elipsoide se definen en base a los autovalores. En los análisis locales de lámina de corriente, el plano de la lámina queda definido por los vectores de máxima y media variación, mientras que el vector de mínima variación define el vector normal a la lámina. En base a esto, es necesario que la diferencia entre los autovalores de mínima y media variación sea notable ya que ante valores similares el cálculo de la orientación de la lámina conllevaría la aparición de un error de  $\pi/2$  radianes en la determinación del vector normal.

La relación entre los vectores propios de mínima y media varianza se ha utilizado como un indicador de la fiabilidad en los cálculos del vector normal. Inicialmente se asumió un factor 2 (Sonnerup & Cahill, 1967) aunque dicho factor se incrementó con el tiempo hasta 5, cuando se empezaron a utilizar técnicas de análisis multi-satélite (Eastwood et al., 2005). Por otro lado, MVA tiene una alta dependencia con el número de datos empleados para calcular la matriz de covarianza, lo que hace que algunos autores hayan sugerido que el factor que relaciona los vectores propios de mínima y media varianza se incremente hasta 10 en caso de que el número de datos disminuya por debajo de 50 (Sonnerup & Scheible, 1998).

Al utilizar MVA, se hace imprescindible estimar la incertidumbre en la determinación del vector normal. La relación entre los valores propios de mínima y media varianza es un buen indicador de la incertidumbre en la determinación del vector normal, pero una relación alta no implica necesariamente una baja incertidumbre en dicho cálculo.

# 2.3.2 Análisis de varianza de coplanaridad (CVA).

En geometría, se dice que un conjunto de puntos en el espacio es coplanario si todos los puntos están contenidos en el mismo plano. Tal y como indica Scudder en el artículo en el que desarrolla el método de análisis de varianza de la coplanaridad, el método explota la degeneración del valor propio de la matriz de covarianza presente en las estructuras planas para encontrar un vector normal consistente con el plano de coplanaridad (Scudder, 2005). Propone un método complementario al análisis de las discontinuidades direccionales (DD). Las discontinuidades, tanto en magnitud como en dirección, en el IMF fueron identificadas por Ness (Ness et al., 1966) y en estudios posteriores se concretó la definición de las DD, identificándolas como aquellos sucesos en los que el cambio en la dirección del campo magnético debía ser mayor a 30° en un periodo de tiempo no superior a 30 s (Burlaga, 1969). Además, concluyeron que las discontinuidades que implicaban un cambio en la dirección del campo magnético eran más frecuentes que aquellas en las que el cambio se producía en la magnitud del mismo, e identificaron que había una dirección preferente asociada a la discontinuidad, y que la magnitud del campo magnético no variaba apreciablemente a ambos lados de la misma.

El método CVA se fundamenta matemáticamente, al igual que ocurre con el método MVA, en el cálculo de la matriz de covarianza, pero ahonda en el estudio de los autovalores. Una suposición de MVA es que los autovalores de la matriz de covarianza solo tienen un valor propio mínimo, y la relación entre los autovalores medio y mínimo ha de ser, en el caso más restrictivo, mayor que 10. Knetter (Knetter et al., 2004), demostró la dependencia entre el ratio de los autovalores medio y mínimo y la variación angular en la dirección del campo magnético, necesaria para una buena determinación geométrica de la discontinuidad.

Analizando la Figura 2.5, podemos ver la relación y las diferencias entre ambos métodos. El análisis por componentes nos muestra que las componentes Z' y Z" son paralelas y ambas definen

la dirección de máxima variación  $(\vec{\xi})$ . En ambos métodos, esta componente será común y vendrá definida por el autovector de máxima varianza. Como puede verse en la figura, son las otras dos componentes las que varían de un método al otro. CVA define el vector normal al plano coplanar  $(\vec{\tau})$  el cual ha de ser perpendicular a la dirección de máxima variación, lo que define la primera de las condiciones a aplicar:

$$\vec{\tau} \cdot \vec{\xi} = 0 \tag{2.12}$$

La segunda condición tiene en cuenta que el promedio del campo magnético ha de estar contenido en el plano coplanar, o lo que es lo mismo:

$$\vec{\tau} \cdot \langle B \rangle = 0 \tag{2.13}$$

Y la tercera condición, necesaria para poder definir las 3 componentes del vector normal al plano coplanar vendrá determinada por la obligación de que dicho vector sea unitario:

$$|\vec{\tau}|^2 = 1 \tag{2.14}$$

Una vez identificados 2 de los 3 vectores del sistema de coordenadas definido para aplicar el método CVA, el tercer vector, es decir, el vector normal al cruce lo identificaremos a partir del requisito de ortogonalidad, calculando su producto vectorial:

$$\vec{\tau} \times \vec{\xi} = \vec{n} \tag{2.15}$$



Figura 2.5. Representación isométrica de la geometría magnética de un cruce. Aparecen representados los sistemas de coordenadas asociados a los métodos MVA (x', y', z') y CVA (x", y", z"). Se indican también, la normal **n** al cruce y al plano de coplanaridad t. El plano de coplanaridad a ambos lados del cruce se etiquetan como C y C' para ambos sistemas de coordenadas.

La matriz de transformación vendrá dada por:

$$M(original \to CVA) = \begin{pmatrix} n_x & n_y & n_z \\ \tau_x & \tau_y & \tau_z \\ \xi_x & \xi_y & \xi_z \end{pmatrix}$$
(2.16)

En base a lo indicado y a la relación entre los sistemas de coordenadas de MVA frente a CVA que se muestran en la Figura 2.5, podemos resumir el método CVA en dos pasos consecutivos; por un lado, transformación del sistema original a MVA seguido de una rotación  $\Phi^*$  sobre  $\vec{\xi}$  para hacer coincidentes ambos sistemas de coordenadas y cumplir con la condición de coplanaridad.

# 2.4 Discontinuidades y ondas de choques.

Una vez vistos dos de los tres métodos que empleamos en el análisis multi-satélite (el tercer método, HYTARO, lo desarrollaremos en el siguiente capítulo), hemos de abordar un concepto que hemos descrito brevemente al definir los métodos de análisis; las discontinuidades. Es

importante volver a remarcar que la base de los estudios multi-satélite es el análisis de los datos para cada punto de observación de manera individualizada para, a continuación, con esos resultados preliminares, realizar un análisis global de la topología y la orientación de la lámina. Las técnicas empleadas son las que se utilizan para estudiar las discontinuidades, y es en este punto en el que consideramos necesario hacer un breve resumen de las mismas.

Las discontinuidades surgen porque los equilibrios entre plasmas con diferentes propiedades dan lugar a la formación de láminas que separan las dos regiones de plasma adyacentes. Estas láminas evolucionan debido a la interacción de los plasmas a ambos lados de la misma y reciben el nombre de discontinuidades. Las propiedades de los plasmas cambian abruptamente a lo largo de la discontinuidad. Además, los campos magnéticos y las magnitudes físicas asociadas al plasma no son independientes a través de la discontinuidad, y vienen condicionadas por ciertas limitaciones. Este comportamiento es similar al comportamiento de los campos electromagnéticos en los límites donde cambian las propiedades dieléctricas de los medios ópticos. Si lo evaluamos en función de la longitud de onda de trabajo el límite será estrecho; ahora bien, si el análisis lo realizamos a nivel molecular, evaluando la separación de las moléculas en la estructura cristalina, el límite será mayor. Cuando hablamos de las discontinuidades magnetohidrodinámicas, estas son delgadas cuando analizamos el problema teniendo en cuenta los parámetros del fluido, pero anchas con respecto a la longitud de Debye y el radio de giro de los iones (Sturrock, 1994).

Las DDs son cambios abruptos en la dirección del IMF y en los parámetros del plasma. En base a ello, se identifican cuatro tipos de discontinuidades direccionales que a continuación describiremos. Utilizaremos los siguientes acrónimos para las discontinuidades direccionales; las ondas de choque (S), las discontinuidades de contacto (CD), las discontinuidades rotacionales (RD) y las discontinuidades tangenciales (TD) (Landau and Lifshitz, 1960).

# 2.4.1 Ondas de choque (S).

Las ecuaciones MHD permiten tres modos de onda lineales, identificados en función de la velocidad de propagación. Estos modos de onda son anisotrópicos ya que las velocidades de onda dependen en gran medida del ángulo entre la dirección de propagación y el campo magnético. Además, estos modos de onda pueden convertirse en choques debido a efectos no lineales, con lo

que, a partir de los tres modos de onda obtenemos tres tipos diferentes de ondas de choques: los choques rápidos (FS), los intermedios (IS) y los lentos (SS) en plasmas sin colisión, la definición de los mismos viene determinada, entre otros parámetros, por la velocidad de propagación. Todos ellos cumplen la propiedad de coplanaridad, o lo que es lo mismo, el campo magnético a un lado de la discontinuidad se encuentra en el plano definido por el vector del campo magnético al otro lado y por el vector normal del choque. Por otro lado, los choques se caracterizan por tener flujo másico.

La definición de los tipos de choques existentes en el medio interplanetario no se reduce únicamente a su velocidad de propagación. Al tener en cuenta la dirección de propagación con respecto al viento solar, cada uno de los tipos de choque definidos pueden propagarse alejándose del Sol (FS – *Forward Shock*) o acercándose al mismo (RS – *Reverse Shock*), Figura 2.6. Un último apunte, los RS se alejan del Sol a pesar de que se desplacen hacia él con respecto al plasma, ya que el viento solar los arrastra hacia afuera. Puede parecer incoherente, pero se acerca hacia el Sol respecto al sistema del centro de masas de la estructura magnética, que es el que se desplaza alejándose del Sol.



Figura 2.6. Esquema de los cambios en los parámetros físicos para FFS, SFS, FRS, SRS. N<sub>p</sub> es la densidad de plasma del viento solar, T<sub>p</sub> es la temperatura del plasma de protones, B<sub>t</sub> es la magnitud del campo magnético, V<sub>p</sub> es la velocidad del plasma.

# 2.4.2 Discontinuidades de contacto (CD).

Las CDs son discontinuidades que no presentan flujo másico, ni cambios en las componentes tangenciales del campo magnético a través de la discontinuidad. Ahora bien, las componentes normales del campo pueden ser distintas de cero.

Este tipo de discontinuidad recibe este nombre, "de contacto", porque dos plasmas están "unidos" entre sí en la discontinuidad, y "unidos" por la componente normal del campo magnético de manera que fluyen juntos a la misma velocidad tangencial. El único parámetro susceptible de cambio a lo largo de la discontinuidad es la densidad del plasma. Al no variar la presión, cualquier cambio en la densidad tendrá que ser compensado con la temperatura. Sin embargo, una diferencia de temperatura entre ambos lados de la discontinuidad debería ser compensada rápidamente por el flujo de calor de los electrones, lo que implica que las discontinuidades de contacto tengan una vida relativamente corta. De hecho, no está claro que en el medio interplanetario se hayan detectado (Tsurutani et al., 2011).

#### 2.4.3 Discontinuidades tangenciales (TD).

Reciben este nombre porque tanto el flujo de plasma como el campo magnético son tangentes la discontinuidad. La discontinuidad es básicamente una "pared" imaginaria que separa dos plasmas diferentes.



**Figura 2.7.** Cambios típicos en el campo magnético, la densidad, la presión y la velocidad en una TD. El parámetro a representa las direcciones del  $B_t$  y  $v_t$  a lo largo de la discontinuidad.

En la Figura 2.7 se esquematizan los cambios en los parámetros de plasma y de campo magnético que idealmente deberían observarse en una TD. La discontinuidad se caracteriza por ser una región donde la única condición que se cumple, aparte de que la componente normal a la discontinuidad del campo magnético sea cero, es que la presión total a lo largo de la discontinuidad ha de ser continua. No hay intercambio ni de masa ni de flujo magnético a ambos lados de la discontinuidad y la componente tangencial del campo magnético puede variar tanto en magnitud como en dirección a lo largo de la discontinuidad. El resto de los parámetros pueden cambiar arbitrariamente. La mayoría de los cruces identificados de HCS se corresponden con una TD.

#### 2.4.4 Discontinuidades rotacionales (RD).

Este tipo de discontinuidad recibe este nombre, rotacional RD, porque la componente tangencial a la discontinuidad rota en el plano de la misma. La magnitud de esta componente es constante. La componente normal del campo es distinta de cero y hay flujo de plasma a través de la discontinuidad. La geometría del campo magnético en la discontinuidad se muestra en la Figura 2.8. Debido a que hay un flujo de masa que atraviesa la discontinuidad a velocidad constante, la densidad del plasma a lo largo de la discontinuidad es continua y al igual que sucede con la TD, la

presión total es continua. Sin embargo, la componente tangencial de la velocidad y del campo magnético sólo pueden cambiar de manera conjunta, si tenemos en cuenta que la velocidad normal y la componente del campo magnético normal son constantes. Estas premisas junto con la condición de Rankine-Hugoniot, que nos relaciona las componentes normales y tangenciales de la velocidad y el campo:

$$B_n[v_t] = v_n[B_t] \tag{2.17}$$

nos permitirán concluir que los vectores de la velocidad y el campo magnético tangenciales rotarán juntos a lo largo de la discontinuidad sin variación de sus respectivas magnitudes. Esto implicará, que la intensidad del campo magnético y la presión térmica serán continuas a lo largo de la discontinuidad.

En términos cinemáticos, las RDs están relacionadas con la velocidad de Alfvén  $(v_a)$  la cual es igual a la componente normal de la velocidad en las proximidades de la discontinuidad.



**Figura 2.8.** Cambios típicos en el campo magnético, la densidad, la presión y la velocidad en una RD. El parámetro a representa las direcciones del B<sub>t</sub> y v<sub>t</sub> a lo largo de la discontinuidad.
### 2.5 Mapas de Superficie Fuente.

En este capítulo, en el que vamos a presentar el estudio multi-satélite desarrollado es importante dedicar un apartado a los mapas de superficie fuente (SF), a los que ya nos referimos cuando introdujimos los modelos de campo magnético coronal. En el análisis multi-satélite es fundamental identificar el origen del suceso que estamos analizando ya que la determinación del mismo nos permitirá relacionar cada uno de los cruces analizados, aun con la variación espacial y temporal que presentan al ser detectados por diferentes satélites ubicados en distintas posiciones en el medio interplanetario.

La SF es una superficie esférica en la que es extrapolado el campo fotosférico. Por debajo de ella, se sitúan las estructuras magnéticas cerradas y, por encima, el campo magnético es radial y es transportado al medio interplanetario por el viento solar. El radio de la SF suele definirse, en función del modelo, entre 2 y 3 radios solares. La principal característica que aparece en los mapas de SF es la denominada Línea Neutra de la Superficie de la Fuente (SSNL) que se define como el contorno de la superficie de la fuente derivado del modelo PFSS donde la componente radial del campo magnético calculado es cero. Por lo tanto, separa regiones de polaridad magnética opuesta y se considera la línea de intersección de la HCS con la SF. Suponiendo un flujo continuo de viento solar radial desde la SF, podemos usar la ubicación del SSNL como una ayuda para deducir la topología global de la HCS y comparar con los datos de los satélites.

En la Figura 2.9 se muestra un ejemplo de mapa de SF para la rotación de Carrington (2248) generada por el Observatorio Solar Wilcox (WSO). En el eje X se representa la longitud heliográfica y en el eje Y, la latitud heliográfica. Cada rotación de Carrington corresponde a una rotación del ecuador solar a través del meridiano solar central observada desde la Tierra. La duración de cada rotación de Carrington (27.28 días) no es la misma que la de una rotación solar (25.38 días), esto es debido a la rotación de la Tierra alrededor del Sol, lo que implica no realizar la medida desde un punto fijo en el espacio. Además, esto también da como resultado que el eje del tiempo (eje superior en los mapas) se ejecute de derecha a izquierda, dado que la longitud heliográfica del meridiano central disminuye con el tiempo cuando se observa desde la Tierra.



Figura 2.9. Ejemplo de mapa de SF para la rotación de Carrington 2248. (28/08/21 - 24/09/21). (Fuente: WSO)

En estos mapas, el campo se muestra como una serie de contornos rellenos, con regiones de color gris claro con contornos azules correspondientes al campo de polaridad positiva (hacia afuera) y regiones de color gris oscuro con contornos rojos discontinuos correspondientes al campo de polaridad negativa (hacia adentro). La región de color blanco denota una intensidad de campo magnético menor que 2  $\mu$ T, dentro de la cual se puede encontrar el contorno negro (B = 0), que representa la SSNL.

Otra característica que presentan los mapas son los marcadores "v" ubicados sobre los mapas de la superficie de la fuente, que marcan los momentos en los que las condiciones en el observatorio permitieron medir el campo magnético fotosférico. El campo magnético alejado de estas marcas se calcula promediando las mediciones de las rotaciones anterior y posterior. Si bien esto aumenta la incertidumbre en la identificación de la SSNL calculada para esas regiones, se acepta como una aproximación razonable del campo, debido a que el campo solar es relativamente constante en una rotación solar.

## 2.6 Análisis multi-satélite de la HCS.

Una vez introducidas las herramientas necesarias para el desarrollo del estudio multi-satélite de la HCS, el siguiente paso consiste en presentar el análisis desarrollado. En esta primera parte del trabajo de Tesis Doctoral, se ha estudiado la variabilidad local de la HCS realizando una comparativa de las orientaciones locales estimadas para cada uno de los cruces identificados (Arrazola et al., 2011).

Para poder comparar las observaciones de la HCS realizadas por diferentes satélites hemos utilizado dos parámetros temporales: el tiempo transcurrido (t<sub>el</sub>) entre la detección de un evento para cada satélite y el tiempo esperado (t<sub>ex</sub>) entre las observaciones del cruce de una HCS por dos satélites. Este último parámetro temporal se calcula siguiendo la trayectoria del viento solar, considerando un término de traslación, calculado a partir de la diferencia entre las posiciones radiales de cada satélite ( $r_B - r_A$ ) y la velocidad promedio del viento solar ( $v_{sw}$ ). Y un término de rotación, que se calcula a partir de la diferencia longitudinal angular de los satélites ( $\phi_B - \phi_A$ ) y la velocidad angular solar ( $\omega$ ) (Ma et al., 1999 y Gomez-Herrero et al., 2011):

$$\Delta t_{ex} = t_B - t_A = \frac{r_B - r_A}{v_{sw}} + \frac{\phi_B - \phi_A}{\omega}$$
(2.18)

Con el fin de poder determinar las posibles variaciones en la orientación local, los eventos seleccionados se han agrupado en función de un parámetro que hemos definido como conexión magnética (C). La conexión magnética entre dos puntos de observación la hemos estimado considerando el valor absoluto de la diferencia entre los tiempos transcurrido (t<sub>elapsed</sub>) y esperado (t<sub>expected</sub>).

. .

$$C = \frac{|t_{el} - t_{ex}|}{t_{ex}}$$
(2.19)

La orientación local y la conexión magnética pueden estar relacionadas si se supone que cuando las naves espaciales están bien conectadas, la orientación local de la HCS será similar de un satélite a otro.

Cuando ambos intervalos de tiempo son próximos, los valores que se obtienen para el parámetro C son bajos lo que implican una buena conexión magnética. Cuando las variaciones temporales o espaciales son relativamente pequeñas, es de esperar que las variaciones en la orientación de la HCS sean mínimas, ya que la topología de la HCS ante estas pequeñas variaciones no debería verse afectada.

El estudio multi-satélite lo hemos complementado con un ejemplo de análisis de uno de los cruces analizados, en este caso, uno correspondiente a la fase de ascenso del ciclo solar.

### 2.6.1 Análisis de datos

Para realizar el análisis multi-satélite hemos trabajado con datos de plasma de viento solar y de campo magnético de ACE, Wind y STEREOs. Durante los dos periodos analizados (mínima y máxima actividad solar), ACE se encontraba en órbita alrededor de L1, mientras que Wind orbitaba entre la Tierra y L1. En cuanto a las STEREOs, ambas, como ya se comentó en el apartado de instrumentación, tienen órbitas más excéntricas que la órbita terrestre y mientras STEREO A orbita ligeramente dentro de la órbita terrestre, STEREO B orbita por detrás de ésta, desplazándose en direcciones opuestas una con respecto a la otra. De los 25 cruces de HCS detectados, 14 corresponden al periodo 1998-2000, fase ascendente del ciclo 23 y, el resto de los sucesos en los años 2007 y 2008 correspondientes al mínimo solar del ciclo. En la fase ascendente sólo hemos podido trabajar con los datos suministrados por ACE y Wind.

El criterio utilizado para identificar los cruces de HCS se ha resumido al final del capítulo 1 (Blanco et al., 2008). Simplemente hay que añadir que, en algunos cruces se observaron cambios consecutivos en el campo magnético, en cuyo caso se seleccionó como cruce de la HCS el evento que se detectaba en coincidencia con el cambio angular que se observaba en el flujo de los electrones. Si esto no era posible, se consideraron todas las inversiones del campo magnético como láminas de corriente y se obtenía el valor medio de la orientación de la HCS.

Para determinar la orientación local de la HCS hemos analizado los datos mediante tres métodos: MVA, CVA e HYTARO. Los dos primeros, ya introducidos anteriormente, son métodos

estadísticos que estiman la dirección normal a la lámina. El análisis de la varianza proporciona una estimación del ángulo de discontinuidad, de la relación de la componente normal frente a la intensidad del campo magnético y del tipo de discontinuidad en función de esta relación (discontinuidad rotacional o tangencial) (Lepping et al., 1996). CVA analiza la coplanaridad y a partir de la degeneración de los valores propios de la matriz de covarianza presente en estructuras planas, calcula la dirección normal al plano de coplanaridad de la discontinuidad (Scudder, 2005). Finalmente, aunque HYTARO lo desarrollaremos en detalle en el capítulo 3, en el estudio multisatélite realizado, nos ha permitido calcular la orientación local de la HCS y determinar la localización de la inversión de campo. HYTARO aborda el cálculo de la dirección normal a la lámina desde un enfoque diferente, asumiendo que la HCS es localmente un plano e imponiendo que el sistema local de coordenadas se defina con una de sus componentes en la dirección del vector perpendicular al plano y con las otras dos componentes definidas sobre el plano de la lámina. Esta definición nos permite identificar las componentes del campo magnético local.

Los vectores normales calculados y, por lo tanto, la inclinación local de la HCS depende, hasta cierto punto, del método utilizado. Elegir cuál de los métodos es el ideal en cada cruce no es tarea fácil, y el estudio que se ha realizado no busca dar respuesta a esta cuestión, aunque parte del trabajo futuro podría ir en esta dirección. Por esta razón, en este trabajo se utilizaron valores medios, determinados por los tres métodos.

# 2.6.2 Topología de la HCS local. Análisis general.

El análisis general busca identificar si las variaciones en la inclinación local de la HCS vienen motivadas por la topología de la lámina, por variaciones temporales o por la interacción con el viento solar. Cuanto menor es el valor del parámetro C, mejor conexión magnética lo que se traduce en que los satélites están observando la misma región de la HCS. Por el contrario, cuanto mayor es el valor de C, peor es la conexión magnética lo que nos lleva a interpretar que los satélites están observando distintas regiones de la HCS. Para ello, hemos comparado el parámetro C y la inclinación local de la lámina de corriente, donde una buena conexión magnética implica variaciones pequeñas de la inclinación de la HCS, mientras que un valor de C elevado implica una mayor variabilidad en las inclinaciones locales calculadas, lo que nos lleva a concluir que hay una variación espacial de la misma.

La contrapartida en la SF de la HCS es la línea neutra derivada de los modelos MHD. Un requisito necesario para poder concluir que los cruces de HCS que estábamos analizando correspondían a la misma región de la HCS estudiada en diferentes posiciones espaciales y temporales, radicaba en identificar el origen sobre el mapa de SF. Es posible conectar observaciones a 1 UA con su fuente en el Sol asumiendo una propagación constante a lo largo de la espiral de Parker con lo que evaluando la trayectoria podemos calcular el tiempo de desplazamiento desde el Sol hasta 1 UA. Este análisis previo nos ha permitido determinar que en el 60% de los cruces analizados la fuente estimada coincidía con la línea neutra en el correspondiente mapa de SF.



**Figura 2.10.** Representación gráfica con el tiempo de desplazamiento en la Corona frente al tiempo transcurrido a 1 UA. Se evaluó por pares de puntos de observación donde la notación hace referencia a los satélites (A – ACE, W – Wind, STA – STEREO A, STB – STEREO B) (Arrazola et al. 2011).

Una vez estimado el punto de conexión para dos puntos de observación, es posible inferir el tiempo de desplazamiento en la corona, de uno a otro, suponiendo que corrotan con ella. Para ello,

calculamos, por un lado, los tiempos transcurridos (tel) a 1 UA y por otro, los tiempos de desplazamiento esperados (tex) en la corona a 2,5 radios solares, es decir, sobre los mapas de SF. Si ambas magnitudes son similares, podemos concluir que existe una fuente solar bien conectada y que en realidad se está observando una estructura corrotante. En la Figura 2.10, el tiempo de desplazamiento en la corona se representa frente al tiempo transcurrido en 1 UA, como puede verse, se obtiene una relación lineal que nos indica que los cruces de HCS analizados se han conectado con la misma línea neutra en la Corona para cada suceso. Esta suposición implica que posibles desviaciones en la estructura local del HCS, evaluadas a partir del cálculo de la inclinación local de esta, ocurren durante su propagación en el viento solar. Además, se observó que cuando la diferencia entre el tiempo de desplazamiento esperado y el tiempo transcurrido era superior a 10 horas la relación que se observa entre las inclinaciones locales de la HCS calculada se perdía. Según la velocidad del viento solar, el tiempo de tránsito del Sol a 1 UA es de entre 3,03 y 4,33 días. Este tiempo es lo suficientemente largo como para suponer que el viento solar tiene una influencia efectiva en la topología local del HCS.





**Figura 2.11.** Histogramas que muestran los ángulos de variación calculados mediante los métodos de MVA, HYTARO y CVA junto con el ángulo de variación medio durante (a) la fase ascendente del ciclo solar, (b) el mínimo solar en los puntos de observación de ACE y Wind y (c) el mínimo solar en las ubicaciones de STEREO A y B.

A la hora de analizar el comportamiento global de la HCS a partir de los datos suministrados por los satélites hemos trabajado con el ángulo entre el vector normal de la HCS calculado con cada uno de los métodos de análisis en dos ubicaciones diferentes (Figura 2.11). Todos los métodos dan resultados similares en un rango de 10° excepto para el mínimo solar en las ubicaciones de ACE y de Wind (Figura 8b) donde HYTARO da una variación menor en la inclinación local de la HCS. Por otro lado, el análisis del ángulo medio nos muestra que al comparar las medidas de ACE y Wind durante la fase ascendente (Figura 2.11a) y durante el periodo de mínima actividad solar (Figura 2.11b), vemos que en la primera la variación angular oscila en un rango de 5º a 25º mientras que durante el mínimo solar la variación alcanza un máximo de 25º.

El hecho de que durante el periodo de mínima actividad solar evaluado sea frecuente encontrar desviaciones angulares cercanas a los  $25^{\circ}$  implica que la inclinación local de un punto de observación a otro varía notablemente, lo cual es equiparable a los resultados obtenidos al analizar los sucesos durante la fase ascendente del ciclo solar, y es aún más relevante cuando comprobamos que la distancia entre ACE y Wind es menor de 130 R<sub>E</sub>. En cambio, en la fase ascendente se alcanzó una separación entre los puntos de observación de 400 R<sub>E</sub>. La variación angular calculada frente a la separación entre las posiciones de los satélites justifica, en el caso de la fase ascendente, la importancia de la interacción entre la HCS y el viento solar.

Por otro lado, al comparar los puntos de observación con las STEREO (Figura 2.11c), la inclinación de la HCS presenta cambios significativos de un satélite al otro. Las distancias, mayores que las evaluadas con ACE y Wind, y la pérdida de la conexión magnética podrían ser las causas de estos resultados. Además, en el estudio se observa que la influencia del viento solar sobre la topología de la HCS es más significativa cuando se detecta una ICME o un CIR cerca de un cruce de HCS.

El estudio multi-satélite se ha abordado seleccionando cruces de HCS en dos ventanas temporales del ciclo solar, una, durante la fase de ascenso del mismo y otra, en el periodo de mínima actividad solar. Analizaremos la topología local de la HCS en ambos periodos a partir de dos sucesos seleccionados.

## 2.6.3 Topología de la HCS local en el periodo de ascenso del ciclo 23.

El período analizado incluye eventos desde 1998 hasta 2000, cubriendo parte de la fase ascendente del ciclo solar desde el mínimo solar en 1996 hasta el máximo solar en 2001. Como ya comentamos anteriormente, en esta parte del análisis sólo empleamos los datos de ACE y Wind. La separación espacial entre ellos osciló entre 0 y 300 R<sub>E</sub>, lo que nos ha permitido estudiar la evolución de las condiciones de viento solar en las proximidades de la HCS y su inclinación local.

Además, en el análisis de los cruces seleccionados hemos identificado si existían estructuras (CIRs, ICMEs) en las proximidades de los cruces que pudiesen tener efecto sobre los mismos (Tabla 2.1).

Satálita	Fecha	Т	2 /2	MVA			CVA			Н	YTAR	Viento	
Sateme			$\lambda_1/\lambda_2$	e <sub>1</sub>	e <sub>2</sub>	e <sub>3</sub>	e <sub>1</sub>	e <sub>2</sub>	e <sub>3</sub>	e <sub>1</sub>	e <sub>2</sub>	e <sub>3</sub>	Solar
ACE	29/01/1998	29,831	7	0,67	0,69	-0,28	-0,70	-0,62	0,36	-0,64	-0,69	0,34	ICME
Wind		29,841	2	0,68	0,63	-0,38	-0,64	-0,72	0,25	-0,69	-0,62	0,37	ICME
ACE	11/02/1999	11,378	7	-0,82	-0,27	-0,50	0,71	0,69	0,11	-0,80	-0,37	-0,47	SIR
Wind		11,434	5	-0,90	-0,37	-0,22	0,89	0,20	0,42	-0,89	-0,34	-0,30	SIR
ACE	28/02/1999	28,493	3	-0,83	0,12	0,54	-0,94	-0,28	0,18	-0,89	-0,29	0,35	SIR
Wind		28,558	5	-0,86	0,02	0,50	-0,91	-0,32	0,25	-0,91	-0,26	0,32	SIR
ACE	24/05/1000	24,829	7	-0,70	-0,68	0,21	-0,68	-0,68	0,28	-0,80	-0,60	-0,02	SIR
Wind	24/03/1999	24,849	17	-0,74	-0,61	0,28	-0,78	-0,60	0,18	-0,74	-0,67	0,12	SIR
ACE	27/01/2000	27,602	7	-0,70	-0,14	-0,70	0,59	0,67	0 <i>,</i> 45	-0,70	-0,16	-0,69	SIR
Wind		27,659	18	-0,69	-0,11	-0,71	0,72	0,17	0,68	-0,76	-0,45	-0,47	SIR
ACE	23/02/2000	23,580	21	0,70	0,70	0,16	-0,74	-0,66	0,09	-0,76	-0,59	0,28	ICME-SIR
Wind		23,584	3	-0,63	-0,77	0,09	-0,62	-0,77	0,13	-0,72	-0,69	-0,07	ICME-SIR
ACE	15/03/2000	15,761	9	-0,95	-0,22	-0,22	0,95	0,28	0,12	-0,95	-0,26	-0,16	SSW
Wind		15,773	5	0,79	-0,07	0,61	0,84	0,00	0,54	-0,94	-0,28	-0,19	SSW
ACE	27/04/2000	27,321	2	0,83	0,37	-0,41	0,43	0,78	0 <i>,</i> 45	-0,88	-0,33	0,34	SSW
Wind		27,344	7	0,95	0,27	-0,14	0,47	0,72	0,51	-0,96	-0,20	0,20	SSW
ACE	16/05/2000	16,186	13	-0,76	-0,44	-0,47	0,72	0,64	0,26	-0,79	-0,45	-0,43	SSW
Wind		16,218	19	-0,73	-0,50	-0,47	0,69	0,67	0,25	-0,73	-0,47	-0,50	SSW
ACE	28/05/2000	28,485	2	-0,27	-0,69	0,67	-0,60	-0,74	0,30	-0,92	-0,32	-0,22	SSW
Wind	20/03/2000	28,551	4	-0,76	-0,65	0,02	-0,66	-0,68	0,31	-0,87	-0,48	-0,12	SSW
ACE	04/07/2000	4,533	4	0,72	0,57	0,40	-0,96	-0,21	0,19	-0,96	-0,25	0,15	SIR
Wind		4,588	13	0,74	0,66	0,15	0,65	0,70	0,30	-0,90	-0,34	0,29	SIR
ACE	08/09/2000	8,719	19	0,04	0,68	0,73	0,46	0,36	0,81	-0,39	-0,83	0,40	ICME
Wind		8,765	3	-0,67	-0,11	0,73	0,44	0,48	0,76	-0,91	-0,41	0,12	SSW
ACE	08/10/2000	8,504	1	0,44	0,83	-0,35	0,25	0,61	0,75	0,41	-0,90	-0,16	SSW
Wind		8,653	8	0,66	0,72	0,24	-0,81	-0,55	0,21	-0,78	-0,58	0,25	SSW
ACE	24/12/2000	24,138	2	-0,25	-0,86	0,44	0,84	0,30	0,44	-0,84	-0,33	-0,42	SIR
Wind	2-1/ 12/ 2000	24,157	4	-0,30	-0,95	-0,11	-0,30	-0,95	0,03	-0,29	-0,95	0,06	SIR

Tabla 2.1. Vectores normales calculados para ACE y Wind utilizando los tres métodos de análisis durante la faseascendente del ciclo solar 23. Se incluye las características del viento solar observadas durante los cruces de HCS<br/>analizados.

El análisis de la evolución de la orientación local de la HCS se ha realizado para cada suceso calculando el ángulo de variación entre los vectores normales estimados por ambos satélites. En la Figura 2.12 se muestra el valor medio de este ángulo calculado a partir de los valores obtenidos por los tres métodos de análisis. Podemos observar que el ángulo medio varía entre 4º y 62º y muestra una tendencia ascendente cuando aumenta la distancia entre los puntos de observación (Figura 2.12a) y cuando se analiza con respecto a la conexión magnética (Figura 2.12c). Sin embargo, cuando analizamos el ángulo de variación con respecto al tiempo transcurrido (t<sub>el</sub>) esta tendencia no es tan clara (Figura 2.12b). La variación observada en la orientación local nos indica

que las variaciones espaciales en la topología local de la lámina durante la fase ascendente del ciclo solar son significativas. Además, la pérdida de conectividad magnética sugiere que la interacción entre la HCS y el viento solar es muy efectiva durante esta fase del ciclo, lo que nos lleva a sugerir la posibilidad de que esta interacción implique un desplazamiento de la HCS con respecto a su ubicación esperada cuando tal interacción no existe.



**Figura 2.12.** Fase ascendente del ciclo solar. El ángulo medio estimado entre los vectores normales al plano de la HCS para los puntos de observación (ACE y Wind) se representa frente a la distancia en radios terrestres, el tiempo transcurrido en horas y la conexión magnética (C) en los paneles (a), (b) y (c), respectivamente.

A continuación, a modo de ejemplo del análisis realizado con los cruces identificados, se presenta el estudio hecho para el evento detectado por ACE y Wind el 08 de septiembre de 2000.

### 2.6.3.1 Cruce de HCS del 08 de septiembre de 2000.

El 8 de septiembre de 2000 ACE y Wind observan la inversión del sentido del campo magnético; HYTARO nos permite determinar el punto de inversión para el cruce de HCS detectado por ACE y por Wind (Figura 2.13). En el caso de ACE, detecta el punto de inversión a las  $17,224 \pm 0,001$  h, mientras que Wind lo detecta a las  $18,349 \pm 0,002$  h, dando un intervalo de tiempo entre ambas detecciones de t<sub>el</sub> =  $1,125 \pm 0,003$  h. A continuación, procedemos a calcular el tiempo esperado mediante la ecuación (2.19). La diferencia entre ambas magnitudes temporales calculadas es de 20,1 minutos, lo que nos conduce a un valor de conexión magnética, C, de 0.22, a priori, podemos asumir una buena conexión magnética. Además, el mapa sinóptico del Observatorio Wilcox sugiere un cruce de línea neutra a principios del 6 de septiembre.

El cálculo de la orientación local de la HCS con cada uno de los métodos MVA, CVA e HYTARO. muestra variaciones importantes entre los valores obtenidos. Las variaciones angulares obtenidas son de 64°, 8° y 50° calculados a partir de MVA, CVA e HYTARO respectivamente. Para este cruce, el ángulo medio entre la observación de ACE y Wind es de 41°±24°.

Asumiendo una buena conexión magnética, esta alta variación en la inclinación local observada por ACE y Wind durante este cruce nos lleva a identificar dos posibles causas. Por un lado, una fuerte influencia del viento solar sobre la estructura local de la HCS, y por otro, cambios en la topología local que se producen en tiempos menores que el tiempo transcurrido de un punto de observación al otro.

Analizamos la influencia del viento solar. Los datos observacionales de Wind muestran una región de viento solar lento. Aunque se detecta un choque interplanetario a finales del 6 de septiembre (dos días antes), las condiciones de viento solar observadas no parecen ser importantes en términos de interacción con la HCS. Además, el 6 de septiembre se observa una eyección de masa coronal interplanetaria (ICME), pero nuevamente el tiempo transcurrido entre la observación del ICME y el cruce de la HCS detectado es lo suficientemente grande como para que se identifique algún tipo de influencia de esta estructura en la topología local de la HCS. El mismo análisis realizado con las observaciones de ACE muestran resultados similares a los descritos para Wind, pero desplazados temporalmente 1 hora.

En este caso, concluimos que las variaciones en la inclinación podrían estar relacionadas con la variación espacial y que la longitud de esta variación debería ser comparable con la distancia que había entre ambos puntos de observación (269  $R_E$ ).

Este suceso no es un caso aislado, en el análisis de los cruces detectados en la fase ascendente, hemos observado que las variaciones en la topología local de la HCS se deben principalmente a variaciones espaciales.



**Figura 2.13.** Componentes del campo magnético de las naves espaciales Wind (panel superior) y ACE (panel medio) e intensidades de campo (panel inferior) para el cruce del 8 de septiembre de 2000. Las líneas verticales marcan los tiempos de inversión y las líneas continuas representan los resultados obtenidos con HYTARO. El segmento horizontal en la parte superior muestra el tiempo transcurrido.

### 2.6.4 Topología de la HCS local en el periodo de Mínimo Solar.

En el análisis de la topología local de la HCS durante el mínimo solar hemos trabajado con los datos observacionales de los cuatro satélites. En 2007 y 2008, ACE y Wind se encontraban alrededor de L1, y STEREO A y B habían alcanzado posiciones de hasta 20700  $R_E$  entre sí. Gracias a que ACE y Wind se mantuvieron en posiciones similares durante la fase ascendente y mínima del ciclo solar, hemos podido estudiar la lámina de corriente en diferentes etapas del ciclo solar. Por su parte, los observatorios STEREO se encontraban en las proximidades de la Tierra a principios de 2007 y se trasladaron a mayores distancias a lo largo de 2008, lo que nos ha permitido analizar las variaciones espaciales en la estructura de la HCS gracias a las grandes distancias que había entre ellas.

El estudio de la HCS en distintas etapas del ciclo solar lo abordamos calculando nuevamente el ángulo medio entre ACE y Wind frente a la distancia y el análisis en función de la distancia, al igual que ocurre en la fase ascendente, muestra una tendencia a aumentar con ésta (Figura 2.14a), o lo que es lo mismo, aumenta la variación de la orientación local de la HCS con la distancia entre los puntos de observación. Esta tendencia creciente también se observa con la representación gráfica del tiempo transcurrido (Figura 2.14b). Por su parte, la conexión magnética, la cual en la fase ascendente muestra que con la distancia la conectividad disminuye, en la fase de mínimo solar dicha tendencia no se observa (Figura 2.14c). Es importante recordar que en la definición de la conexión magnética sólo tenemos en cuenta un término asociado a la corrotación solar y otro asociado al desplazamiento radial, descartando otros efectos como, por ejemplo, cambios en las condiciones del viento solar.

En el mínimo solar, la intensidad media del campo magnético del viento solar es baja, el campo de la superficie solar es casi dipolar y se observa viento solar lento en latitudes más bajas (Richardson et al., 2001). Además, la inclinación de la HCS también es pequeña, lo que nos lleva a deducir que las condiciones del viento solar y las características generales de inclinación de la HCS en este periodo del ciclo solar deberían implicar cambios menores en los vectores normales entre satélites próximos entre sí. Sin embargo, durante el mínimo analizado este no ha sido el caso (Tabla 2.2). La HCS muestra inclinaciones locales de hasta 25°, lo que implica que, en este contexto, las variaciones locales de la HCS sean más relevantes.

**Tabla 2.2.** Vectores normales calculados para ACE, Wind y STEREOs utilizando los tres métodos de análisis durante el periodo de mínimo solar del ciclo 23. Se incluye las características del viento solar observadas durante los cruces de HCS analizados.

Satálita	Facha	т	a /a	MVA			CVA			HYTARO			Viento
Sateme	recha	I	$\lambda_1/\lambda_2$	e <sub>1</sub>	e <sub>2</sub>	e <sub>3</sub>	e <sub>1</sub>	e <sub>2</sub>	e <sub>3</sub>	e <sub>1</sub>	e <sub>2</sub>	e3	Solar
ACE	15/01/2007	15,320	2	-0,60	-0,30	0,75	-0,52	-0,82	0,24	-0,60	-0,73	0,33	ICME
Wind	15/01/2007	15,326	20	0,54	0,84	0,02	-0,57	-0,66	0,49	-0,51	-0,80	0,32	ICME
STA	15/01/2007	15,346	10	-0,58	-0,77	0,28	-0,58	-0,74	0,34	0,52	0,83	-0,20	Shock+ICME
STB	15/01/2007	15,337	4	-0,54	-0,79	0,28	-0,56	-0,80	0,24	0,52	0,83	-0,18	Shock+ICME
ACE	04/02/2007	4,168	5	0,77	-0,24	-0,60	-0,56	0,37	0,74	-1,00	0,06	-0,03	SSW
Wind	04/02/2007	4,162	12	0,54	-0,16	-0,82	-0,17	0,44	0,88	-1,00	0,03	-0,01	SSW
STA	04/02/2007	4,144	5	-0,86	0,08	0,50	-0,60	0,48	0,64	0,94	0,20	-0,27	SSW
STB	04/02/2007	4,151		-0,77	-0,28	0,57	-0,82	-0,30	0,49	0,96	0,27	-0,03	SSW
ACE	12/02/2007	12,930	8	0,47	0,65	0,60	0,47	0,64	0,60	-0,48	-0,69	-0,55	ICME
Wind	12/02/2007	12,955	7	0,46	0,24	0,86	0,50	0,32	0,81	-0,51	-0,48	-0,71	ICME
STA	12/02/2007	12,931	5	0,37	0,66	0,65	0,42	0,53	0,74	0,54	-0,03	0,84	Shock
STB	12/02/2007	12,964	4	-0,39	-0,84	0,39	-0,40	-0,84	0,36	0,85	0,42	0,32	SSW
ACE	23/03/2007	23,677	6	-0,73	-0,66	0,15	0,90	0,13	0,42	-0,88	-0,34	-0,34	SIR
Wind	23/03/2007	23 <i>,</i> 695	6	-0,97	-0,10	-0,20	0,98	0,18	0,11	-0,98	-0,15	-0,13	SIR
STA	23/03/2007	23,734	3	0,15	-0,99	0,04	0,76	0,40	0,52	0,81	-0,01	0,58	SIR
STB	23/03/2007	23,724	53	-0,86	-0,37	-0,36	0,84	0,41	0,35	-0,93	0,01	-0,37	SIR
ACE	13/06/2007	13,752	3	0,88	0,46	-0,12	-0,38	0,33	0,87	-0,90	-0,38	0,23	SIR
Wind	13/06/2007	13,736	13	0,81	0,58	0 <i>,</i> 08	-0,24	0,06	0 <i>,</i> 97	-0,85	-0,49	0,21	SIR
STA	13/06/2007	13,035	3	0,50	0,07	-0,86	-0,52	-0,11	0 <i>,</i> 85	0,54	0,30	-0,78	SIR
STB	13/06/2007	13,584	10	0,53	0,57	0,63	0,27	0,50	0,82	0,64	0,77	-0,03	SIR
ACE	03/07/2007	3,418	3	-0,53	0,14	-0,83	0,76	0,57	0,31	-0,81	-0,45	-0,37	SIR
Wind	03/07/2007	3,410	3	0,40	-0,29	0,87	0,68	0,71	0,18	-0,85	-0,41	-0,32	SIR
STA	03/07/2007	3,688	2	0,49	-0,39	0,78	0,71	0,04	0,70	0,74	0,24	0,62	SIR
STB	03/07/2007	2,937	8	-0,46	-0,78	-0,43	0,47	0,79	0,40	0,24	0,18	0,95	SIR
ACE	12/09/2007	12,424	2	0,08	-0,23	-0,97	-0,46	-0,15	0,88	-0,36	-0,36	0,86	SSW
Wind	12/09/2007	12,446	4	0,76	0,50	0,42	-0,30	-0,09	0,95	-0,22	-0,35	0,91	SSW
STA	12/09/2007	14,236	3	-0,53	-0,27	0,80	-0,44	-0,27	0,86	0,99	0,16	0,03	SSW
STB	12/09/2007	13,431	6	0,58	-0,11	0,81	-0,81	-0,43	0,39	0,99	0,13	0,05	Shock
ACE	11/10/2007	11,177	2	-0,58	-0,81	0,07	0,60	-0,11	0,80	-0,62	-0,11	-0,77	SSW
Wind	11/10/2007	11,186	4	0,50	0,71	0,50	0,61	0,77	0,19	-0,54	-0,82	-0,16	SSW
STA	11/10/2007	12,869	3	-0,76	-0,59	0,26	-0,40	-0,68	0,61	0,96	0,22	0,18	SSW
STB	11/10/2007	10,216	11	-0,98	0,18	-0,01	0,67	-0,53	0,52	0,99	-0,13	-0,09	SSW
ACE	31/01/2008	31,591	3	0,27	0,93	0,24	0,20	0,89	0,40	-0,90	-0,25	-0,36	SIR
Wind	31/01/2008	31,624	4	-0,68	-0,73	0,08	-0,68	-0,73	0,05	-0,71	-0,70	0,00	SIR
STA	31/01/2008	2,368	3	-0,62	-0,79	0,00	-0,18	-0,96	0,22	0,95	0,07	0,31	SIR
STB	31/01/2008	29,952	7	0,66	0,67	0,34	0,51	0,62	0,59	0,49	0,66	0,56	SSW
ACE	03/04/2008	3,069	3	-0,82	-0,51	-0,27	-0,71	-0,67	0,22	-0,85	-0,47	-0,26	SSW
Wind	03/04/2008	3,067	3	-0,81	-0,58	-0,06	-0,70	-0,63	0,34	-0,86	-0,40	-0,32	SSW
STA	03/04/2008	5,715	3	-0,63	-0,09	-0,77	0,36	0,89	0,27	0,72	0,07	0,69	SSW
STB	03/04/2008	2,035	14	-0,88	-0,47	-0,08	0,88	0,46	0,08	0,84	0,31	0,45	SSW
ACE	19/05/2008	19,364	12	-0,86	-0,47	-0,20	0,83	0,56	0,02	0,88	0,46	0,15	SIR
Wind	19/05/2008	19,348	10	-0,72	-0,65	0,23	-0,45	-0 <i>,</i> 85	0,27	-0,87	-0,43	-0,24	SIR
STA	19/05/2008	21,353	9	0,44	0,90	-0,01	-0,45	-0,89	0,04	0,47	0 <i>,</i> 88	-0,03	SIR+shock
STB	19/05/2008	17,638	7	-0,75	-0,56	0,36	-0,82	-0,53	0,23	0,93	0,34	0,11	SSW

El análisis de los resultados obtenidos nos lleva a concluir que durante el mínimo solar la interacción entre el viento solar y la HCS juega un papel importante en la ubicación real de esta última, lo que podría justificar una mala conexión magnética.

Al realizar el mismo análisis con STEREO A y B, el ángulo medio muestra la misma tendencia creciente que la observada por ACE y Wind hasta distancias inferiores a 5000 RE. Sin embargo, esta tendencia cambia a mayores distancias mostrando una tendencia decreciente, lo que puede ser debido a una desconexión entre los puntos de observación más que debido a una lámina menos perturbada (Figura 2.14d). Lo que nos lleva a concluir que a distancias mayores de 5000 R<sub>E</sub> la orientación de la lámina local no conserva la memoria de su topología anterior motivado por diversos factores tales como una interacción continua con el viento solar y una peor conexión magnética. Esta última conclusión está justificada por los resultados obtenidos en el análisis entre el ángulo entre los vectores normales obtenidos entre los puntos de observación y el parámetro C que se muestra la Figura 2.14f, donde el ángulo muestra una tendencia creciente cuando la conexión magnética empeora. Esta misma tendencia se observa cuando se analiza el ángulo medio frente al tiempo transcurrido. En tiempos inferiores a 10 horas se observa una tendencia creciente mientras que, para tiempos mayores, aparece un cambio en la tendencia similar al observado al analizar las distancias, lo que nos lleva a concluir que nuevamente, la conexión magnética en tiempos superiores a 10 horas empeora notablemente. Ahora bien, es importante remarcar que no se aprecian cambios en la línea neutra en la SF, en periodos temporales de 10 horas lo que nos lleva a identificar como principal contribuyente a la variación de la topología local de la HCS, a la interacción de ésta con el viento solar, al menos entre la SF y la órbita terrestre.

El estudio del periodo de mínima actividad solar muestra que la variación de la inclinación local de la HCS en función de la distancia entre satélites tiende a aumentar hasta los 5000 radios terrestres (R<sub>E</sub>). Por encima de esta distancia, los resultados muestran una tendencia a la baja. Esta inversión podría estar relacionada con una interacción continua de la HCS con el viento solar y con una mala conexión magnética, lo que podría provocar cambios en la topología de la HCS local haciéndola irreconocible para analizar la evolución de la estructura de un punto de observación a otro.



**Figura 2.14.** Mínimo solar. El ángulo medio entre los vectores normales al plano HCS estimado por ACE y Wind (fila superior, paneles (a), (b) y (c)) y STA y STB (fila inferior, paneles (d), (e) y (f)) se representa en función de la distancia en R<sub>E</sub>, el tiempo transcurrido en horas y la conexión magnética (C).

# CAPÍTULO 3. MODELO HYTARO DE LA ESTRUCTURA LOCAL DE LA HCS

## 3.1 Introducción

En el capítulo anterior hemos descrito los métodos de análisis de MVA y CVA. El primero de ellos representa la herramienta de carácter general que se aplica a cualquier tipo de discontinuidad magnética, el segundo, CVA, es un método más elaborado, parte de la matriz de covarianza y utiliza la degeneración entre los autovalores para calcular el vector normal a la lámina analizando la geometría del cruce en base a los planos coplanares del campo magnético a ambos lados de la discontinuidad. Aunque ambos métodos de análisis muestran discrepancias en los resultados obtenidos, como pudimos observar en el análisis multi-satélite del capítulo 2, sí que es cierto que ambos tienen un denominador común: por un lado, ninguno de ellos proporciona información alguna sobre las propiedades físicas de la lámina de corriente. Por otro, tampoco ofrecen la posibilidad de predecir la estructura local de la HCS a partir de las condiciones físicas que predominan en los dos sectores que separa la lámina.

Estas dos limitaciones que se observaron en los modelos clásicos empleados en el estudio de las discontinuidades fueron las motivaciones que llevaron a desarrollar el modelo sobre la topología local de la HCS (Blanco et al., 2003) que describía la interacción entre el campo magnético que define la estructura de la lámina de corriente y el plasma confinado en la misma. El modelo buscaba caracterizar los procesos físicos presentes en la lámina lo que permitía ampliar el estudio estadístico que se realizan con los modelos clásicos, aunando las características del plasma y del campo magnético presentes en la lámina de corriente. El modelo permitía además calcular la orientación local de la lámina, pero en este caso, teniendo en cuenta, no sólo los datos de campo magnético sino también los datos referentes a las condiciones físicas medidos todos ellos por la instrumentación embarcada en los satélites. Este modelo recibió el nombre de HYTARO (HYperbolic TAngent ROtation).

# 3.2 HYTARO. Inicios

La HCS se forma en la Corona Solar y se extiende hasta la frontera exterior de la Heliosfera. El viento solar lento rodea a la HCS, si bien se ha observado que la densidad es ligeramente mayor en las proximidades de la HCS que en regiones más alejadas.

Como dijimos, el estudio de la HCS sólo es posible mediante la adquisición de medidas "in situ" tanto de campo magnético como de las características físicas del plasma, lo que implica que los satélites tengan que cruzar una frontera entre sectores. Un estudio global de la HCS implica un análisis multi-satélite el cual podría abordarse, o bien realizando múltiples adquisiciones simultáneas en distintos puntos de observación que dispusiese de un sistema de medición que conectase varios satélites, o bien mediante el estudio de la inclinación local de la HCS por uno o varios satélites y contrastando los resultados con un modelo global. En ambos casos, la orientación local de la HCS es un parámetro fundamental que se ha de determinar desde una perspectiva local, estudiando la topología de la lámina en la región del cruce detectado por cada uno de los satélites involucrados para, a continuación, realizar un estudio global de los mismos. La orientación local de la HCS se calcula asumiendo, por un lado, que la discontinuidad o frontera entre sectores es una estructura plana, y por otro, que hay una dirección en la que el campo magnético no varía o varía poco en comparación con las otras dos direcciones. Esta dirección define el vector normal al plano que representa la HCS, lo que permite, a partir de dicho vector, calcular la orientación del plano de la lámina en un determinado sistema de coordenadas.

Históricamente, se ha utilizado el método de mínima varianza, el cual, como ya hemos explicado, es un método estadístico que determina las direcciones de máxima, media y mínima varianza. Esto convirtió a MVA en el método utilizado para estimar el vector normal de una discontinuidad tangencial en el seno del IMF, aplicado inicialmente a la magnetosfera terrestre para posteriormente generalizar su uso a cualquier discontinuidad. El principal problema asociado a este método estadístico es que no tiene en cuenta el efecto que el plasma confinado en la lámina ejerce sobre ésta. Matemáticamente es un método utilizado en muchas disciplinas para el cálculo de las direcciones normales, lo que por un lado le da robustez al método, pero por otro, evita los condicionantes físicos que motivan el estudio, de ahí que sea un método generalizado.

Por todo ello, Blanco et al., (2003) desarrollaron un modelo que describía la estructura local de la HCS, relacionándola con las condiciones en las que varía el campo magnético a lo largo del cruce, su interacción con el plasma que lo rodea y la situación de equilibrio MHD que se desprende de las conclusiones del trabajo de Wintertaker et al. (1994).

## 3.3 HYTARO. Desarrollo

Una vez descrito el problema que presentaban los modelos estadísticos generales y justificada la necesidad de explorar un modelo que tuviese en cuenta las condiciones de viento solar presentes en la región de un cruce de HCS, se planteó el desarrollo del modelo HYTARO. Para ello se partió de la adopción de un campo de Harris (Harris E. G., 1962) como estructura magnética local de la HCS.

Harris partió de las ecuaciones de Vlasov y asumió como premisas que la distribución de velocidades era continua y que dicha distribución era Maxwelliana en el plano de inversión, planteando las ecuaciones para cada una de las especies (electrones e iones) con sus correspondientes cargas y masas. Al simplificar el problema, asumió que tanto los campos eléctrico y magnético como la función de distribución dependían únicamente de una componente espacial (convirtiéndolo en un problema unidimensional). La solución al problema que planteó dependía de la función de distribución definida y de las condiciones de contorno que había impuesto al problema. Obtuvo dos ecuaciones diferenciales, una para el potencial eléctrico y otra para el potencial vector, asumiendo, por un lado, que el potencial eléctrico era nulo y que las velocidades de los iones y electrones eran del mismo orden de magnitud, pero de sentido contrario, y por otro, asumiendo que en la posición inicial el potencial vector era nulo, llegó a la expresión que se utilizó como punto de partida en el desarrollo del modelo HYTARO.

Cabe destacar las conclusiones a las que llegó Harris. Por un lado, estableció el rango de variabilidad del campo magnético en la discontinuidad, por otro, concluyó que las presiones (magnética y térmica) se igualaban en el punto de inversión. Además, al igualar la energía cinética de los iones con la energía térmica llegó a una expresión de la semi anchura de la lámina de corriente relacionada con la Longitud de Debye.

En la solución implementada el campo eléctrico era nulo y las densidades de electrones e iones iguales. Estas dos aproximaciones eran válidas porque Harris eligió un sistema de coordenadas en el que las velocidades de los iones y de los electrones eran iguales y opuestas. Si quisiésemos calcular el campo eléctrico en cualquier otro sistema de coordenadas que tuviese un desplazamiento relativo con respecto al que utilizó Harris, tendríamos que aplicar una transformación de Lorentz. Así pues, la expresión deducida como estructura magnética local de la HCS para HYTARO fue:

$$B_{LP} = \begin{pmatrix} B_0 \tanh\left(\frac{y - y_0}{L}\right) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(3.1)

...

donde el subíndice LP hace referencia al sistema Local Propio,  $B_0$  es la amplitud del campo magnético en dicho sistema, y corresponde a la coordenada asociada con el eje perpendicular al plano de corriente,  $y_0$  representa el punto de inversión magnética y L es la semi anchura de la lámina.

Una vez que se estableció una descripción cualitativa del fenómeno, el siguiente paso consistió en relacionar el sistema LP con el sistema en el que se proporcionan las medidas experimentales obtenidas por los satélites. En nuestro caso, y a lo largo de todo el trabajo desarrollado el sistema con el que hemos trabajado ha sido el sistema GSE (Geocentric Solar Ecliptic coordinate system). Este sistema de referencia relaciona un punto en el espacio con la dirección en la que se encuentra el Sol con respecto a la Tierra. El origen de coordenadas coincide con la posición de la Tierra y los ejes quedan definidos del siguiente modo: el eje OX se sitúa en la línea Sol-Tierra apuntando hacia el Sol. El eje OY se sitúa en el plano de la Eclíptica formando un ángulo de  $\pi/2$  rad con respecto al eje OX en sentido antihorario, su dirección coincide con el desplazamiento de la Tierra, pero en sentido contrario. El eje OZ se define perpendicular al plano de la Eclíptica y su sentido será positivo apuntando hacia el norte.

Geométricamente, supone una rotación del sistema de referencia LP al GSE. La definición del sistema LP tenía dos ejes (OX y OZ) en el plano de la lámina, siendo el eje OX el eje que apunta en la dirección de máxima variación del campo magnético y el eje OZ aquel que forma un ángulo de  $\pi/2$  rad con respecto al eje OX en sentido, nuevamente, antihorario. El eje OY es perpendicular al plano de corriente, apuntando hacia afuera.



Figura 3.1. Orientación relativa de un cruce de HCS detectado en el medio interplanetario con respecto al plano de referencia'. (Izquierda) Proyección sobre el plano X<sub>GSE</sub>-Y<sub>GSE</sub>, como puede apreciarse, en este plano ambas láminas están rotadas entre sí un ángulo α. (b) Proyección sobre el plano Y<sub>GSE</sub>-Z<sub>GSE</sub>, en esta configuración, nuevamente ambas láminas (detectada y referencia) forman un ángulo β entre sí. (Blanco et al., 2003)

En la Figura 3.1 puede verse una representación de la orientación relativa entre la lámina de corriente detectada en GSE y la lámina de corriente de referencia en el sistema LP. El plano que contiene la lámina de corriente viene definido por la expresión  $Y_{GSE}=0$  y la estructura magnética de la lámina está descrita por la ecuación 3.1. A este plano lo denominamos plano de referencia. La Figura 3.1 nos muestra que hay una desviación entre los datos observados por el satélite, o lámina de corriente detectada, los cuales se expresan en coordenadas GSE, y el modelo local desarrollado LP. Esto implica que es preciso rotar el plano de referencia hasta superponerlo con el plano de la lámina de corriente detectada. Para ello, basta con realizar dos rotaciones de Euler para superponer ambos planos, o lo que es lo mismo, rotar las componentes del campo magnético definidas en el sistema LP hasta hacerlas coincidir con las componentes del campo magnético

detectadas por el satélite en el sistema GSE. La primera rotación sería alrededor del eje  $Z_{GSE}$ , un ángulo  $\alpha$ , y la segunda rotación, tal y como se muestra en la Figura 3.1, sería alrededor del eje X'<sub>GSE</sub> (eje  $X_{GSE}$  una vez realizada la primera rotación) un ángulo  $\beta$ . Expresado en componentes quedaría:

$$\begin{pmatrix}
B_{x}^{GSE} \\
B_{y}^{GSE} \\
B_{z}^{GSE}
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
1 & 0 & 0 \\
0 & \cos \beta & -\sin \beta \\
0 & \sin \beta & \cos \beta
\end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix}
\cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\
\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\
0 & 0 & 1
\end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix}
B_{x}^{LP} \\
B_{y}^{LP} \\
B_{z}^{LP}
\end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix}
B_{x}^{GSE} \\
B_{y}^{GSE} \\
B_{z}^{GSE}
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
\cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\
\cos \beta \sin \alpha & \cos \beta \cos \alpha & -\sin \beta \\
\sin \beta \sin \alpha & \sin \beta \cos \alpha & \cos \beta
\end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix}
B_{x}^{LP} \\
B_{y}^{LP} \\
B_{z}^{LP}
\end{pmatrix}$$
(3.2)

Las expresiones, aplicando la rotación, quedan:

$$B_{x}^{GSE} = B_{0} \tanh\left(\frac{y - y_{0}}{L}\right) \cos \alpha$$
  

$$B_{y}^{GSE} = B_{0} \tanh\left(\frac{y - y_{0}}{L}\right) \cos \beta \sin \alpha$$
  

$$B_{z}^{GSE} = B_{0} \tanh\left(\frac{y - y_{0}}{L}\right) \sin \beta \sin \alpha$$
(3.3)

Esta primera aproximación idealizaba un cruce de lámina de corriente, asumía que las tres componentes del campo magnético presentaban simetría impar y se anulaban en la posición  $y_0$ . Además, el modelo asumía que el campo magnético se invertía formando un ángulo de  $\pi$  rad. La realidad, en base a los cruces observados muestra que en muchos casos no hay tal simetría y que la amplitud angular observada es menor de la que postula el modelo. Esto obligó a incorporar un campo de fondo que se tradujo en la introducción de tres términos constantes en las componentes del campo magnético (B<sub>x0</sub>, B<sub>y0</sub>, B<sub>z0</sub>). Dicho campo de fondo puede tener dos orígenes diferentes, por un lado, el campo dipolar solar que se extiende en el medio interplanetario y que será tratado en el capítulo 4, y por otro lado, corrientes de plasma que darían lugar a la aparición de campos magnéticos locales. No podemos obviar la posibilidad de que la realidad implique una combinación de ambos orígenes. El campo de fondo no contribuye a la variación de la amplitud del campo B<sub>0</sub>, pero es factible asumir su existencia cuando se está analizando un cruce de HCS.

Con todo ello, la expresión general del modelo en el sistema local quedaría definido con la ecuación (3.1) a la que se ha de añadir el término del campo de fondo que consistiría en tres valores constantes, uno para cada una de las componentes del campo magnético:

$$B_{LP} = \begin{pmatrix} B_{x0} + B_0 \tanh\left(\frac{y - y_0}{L}\right) \\ B_{y0} \\ B_{z0} \end{pmatrix}$$
(3.4)

En algunas publicaciones, adicionalmente, (Blanco et al., 2011) se analizó la influencia de las nubes magnéticas en la configuración de la HCS. En dicha publicación, los sucesos analizados mostraban que el término del campo de fondo en la dirección X ( $B_{x0}$ ) era despreciable. En el trabajo que hemos desarrollado, aun pudiendo discriminar en función de los cruces analizados la posibilidad de eliminar este término constante, lo hemos mantenido (ver más abajo).

Un último apunte sobre el modelo original que hemos de tener en cuenta hace referencia a la forma en que las medidas son adquiridas por los instrumentos embarcados en los satélites. Estos instrumentos toman medidas secuenciales de las condiciones de viento solar en un punto del espacio. Esto viene motivado porque se acepta como una aproximación válida que los satélites se encuentran en reposo con respecto al viento solar y a las estructuras que se desplazan arrastradas por éste (el orden de magnitud de las velocidades de un satélite es de 1 km/s mientras que el viento solar tiene velocidades del orden de 300 km/s o mayor). Si volvemos sobre la HCS, está claro que el tiempo de variación es mayor que el tiempo que tarda en cruzar la posición del satélite, lo que permite, desde un punto de vista cinemático, interpretar las medidas temporales como un barrido espacial asumiendo que la velocidad de tránsito es la velocidad del viento solar. Así pues, para poder evaluar un cruce de la HCS, tomaremos en consideración el tiempo de cruce y la velocidad del viento solar en el cruce para poder evaluar espacialmente el suceso. Las expresiones del modelo quedaron definidas como:

$$X_{GSE} = V_{x0} \cdot (t - t_0)$$
  

$$Y_{GSE} = V_{y0} \cdot (t - t_0)$$
  

$$Z_{GSE} = V_{z0} \cdot (t - t_0)$$
(3.5)

Una aproximación más restrictiva consistía en eliminar la contribución de la posición espacial en el punto de inversión para las coordenadas Y, Z. Esta aproximación se justificaba por el hecho de que la velocidad en la componente X es habitualmente un orden de magnitud superior a las velocidades en las otras dos componentes. Sin embargo, se descartó esta última aproximación por evitar introducir un desfase entre componentes.

Es importante señalar que el modelo desarrollado solo tiene en consideración las ecuaciones de campo magnético a partir del trabajo publicado por Harris, pero no tiene en consideración las condiciones del plasma dentro de la HCS que obtuvo. Llegados a este punto abramos un apartado para analizar las rotaciones.

# 3.4 HYTARO. Modificaciones

El modelo HYTARO tuvo una buena aceptación tras su publicación y ha sido utilizado por diferentes autores (Arrazola et al., 2011, Liou et al., 2021). El modelo original en su versión general, incluyendo todas las componentes del campo de fondo, implicaba un número de parámetros elevado: el campo de fondo ( $B_{x0}$ ,  $B_{y0}$ ,  $B_{z0}$ ), la amplitud ( $B_0$ ), la semi anchura (L), el instante de inversión de campo ( $t_0$ ) y los parámetros angulares ( $\alpha$ ,  $\beta$ ). Además, surgió la discrepancia con otros expertos acerca de la necesidad de aplicar dos o tres rotaciones a la hora de trasladar un sistema de coordenadas a otro para obtener una buena parametrización del cruce de la HCS. El trabajo desarrollado en este Capítulo pretende mostrar, por un lado, los avances en la reducción de parámetros y por otro, clarificar, mediante la aplicación de nuevas técnicas de análisis, por qué del uso de únicamente dos rotaciones en lugar de las tres rotaciones clásicas.

Aunque HYTARO se desarrolló inicialmente para la descripción topológica de un cruce de HCS, podría ser aplicable a cualquier CS, las cuales, como ya vimos en la introducción, se observan en diferentes regiones de la Heliosfera. El modelo HYTARO, en cualquiera de sus versiones, se basa en dos suposiciones principales: la primera es que asume que la forma local de una lámina de corriente es plana y la segunda que su campo magnético puede quedar descrito mediante un campo de Harris modificado (Harris 1962) (ecuación 3.4).

Como ya hemos comentado a la hora de describir el sistema LP, el eje Y<sub>LP</sub> está definido a lo largo de la normal al plano de la lámina, con lo que el vector normal se identifica entonces como  $\vec{n} = (0,1,0)$ . A partir de la ecuación 3.4 obtenemos la intensidad del campo:

$$B = \left[B_0^2 \left[ \tanh\left(\frac{y - y_0}{L}\right) \right]^2 + 2B_0 B_{x0} \tanh\left(\frac{y - y_0}{L}\right) + B_{x0}^2 + B_{y0}^2 + B_{z0}^2 \right]^{1/2}$$
(3.6)

Vemos de (3.6) que la intensidad del campo magnético varía a lo largo de la lámina de corriente, y ésta depende de la relación entre  $B_0$  y  $B_{x0}$ . Si  $B_0 > B_{x0}$  aparece un mínimo dentro de la lámina con un salto magnético ( $\Delta B$ ) entre los planos magnéticos que delimitan la lámina (Figura 3.2a). Dicho salto vendrá dado por la expresión:

$$\Delta B = |B_0 + B_{x0}| - |B_0 - B_{x0}| \tag{3.7}$$

Sin embargo, cuando  $B_0 \le B_{x0}$  desaparece el mínimo y la intensidad muestra un salto magnético entre los planos (Figura 3.2b).



**Figura 3.2.** Simulación de la intensidad del campo magnético y su respuesta cuando  $B_0 < B_{x0}$ (a) y cuando  $B_0 > B_{x0}$  (b). En ambas configuraciones aparece un salto entre los planos que

delimitan la CS, pero en (b) se acompaña de un mínimo en la intensidad, mientras que en (a) dicho mínimo desaparece.

La topología de campo magnético definida conduce a un plano de corriente contenido en el plano XZ a lo largo de la dirección Z e independiente de las componentes del campo magnético de fondo. La densidad de corriente (Arrazola et al., 2022) será entonces:

$$\vec{j} = \frac{B_0}{\mu_0 L} \left[ 1 - \tanh\left(\frac{y - y_0}{L}\right)^2 \right] \vec{u_z}$$
(3.8)

siendo  $\mu_0$  la permeabilidad magnética en el vacío. Podemos entonces fácilmente concluir que el vector normal al plano de corriente lo obtendremos a partir de:

$$\vec{n} = \vec{j} \times \Delta \vec{B} \tag{3.9}$$

Ya que el plano de la lámina de corriente quedará definido con las direcciones de la densidad de corriente y de la variación del campo magnético.

Como hemos mencionado más arriba, una vez descrita la topología en el sistema LP tenemos que relacionar dicha estructura con las observaciones adquiridas por los satélites, o lo que es lo mismo, tenemos que identificar la relación entre los distintos sistemas de coordenadas involucrados (LP, GSE), además de, considerar las medidas temporales proporcionadas por los satélites.

Comencemos por este último apunte, necesitamos adaptar la expresión paramétrica de la topología del campo magnético asociado a un cruce de lámina que definimos en términos espaciales (3.4) a una expresión que tenga presente la dependencia temporal que muestran los datos adquiridos por los satélites. Para ello, definimos un término asociado a la velocidad, teniendo en cuenta que la velocidad del satélite se asume despreciable frente a la velocidad del viento solar. Tomaremos entonces las componentes de la velocidad que nos ofrecen los datos del satélite (sistema GSE) y las trasladaremos al sistema local. La expresión final será:

$$v_y^{LP} = v = -v_x^{GSE} \sin \alpha + v_y^{GSE} \cos \alpha \cos \beta + v_z^{GSE} \cos \alpha \sin \beta$$
(3.10)

Esta expresión la obtenemos a partir de:

$$\begin{pmatrix} v_x^{LP} \\ v_y^{LP} \\ v_z^{LP} \\ v_z^{LP} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \cos \beta \sin \alpha & \sin \beta \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \beta \cos \alpha & \sin \beta \cos \alpha \\ 0 & -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} v_x^{GSE} \\ v_y^{GSE} \\ v_z^{GSE} \end{pmatrix}$$
(3.11)

Al haber definido la dirección normal a lo largo del eje Y, tomaremos la velocidad a lo largo de esa dirección en el sistema local y llegaremos a la expresión (3.10). Un último comentario referente al cálculo de la velocidad; se comparó el efecto que tenía sobre el ajuste, tomar; el valor medio de las velocidades en el periodo temporal que delimita un cruce de HCS, o la velocidad en cada instante de tiempo a lo largo del cruce. La escala temporal que delimita un cruce de HCS era lo suficientemente pequeña como para que cualquiera de las dos vías de análisis no supusiese un cambio significativo en las velocidades y por ende en el análisis de las componentes del campo magnético.

La expresión final de las componentes en el sistema GSE serán entonces:

$$\begin{pmatrix} B_x^{GSE} \\ B_y^{GSE} \\ B_z^{GSE} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \cos \beta \sin \alpha & \cos \beta \cos \alpha & -\sin \beta \\ \sin \beta \sin \alpha & \sin \beta \cos \alpha & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_{x0} + B_0 \tanh\left(\frac{\nu}{L}(t-t_0)\right) \\ B_{y0} \\ B_{z0} \end{pmatrix}$$

$$B_{\chi}^{GSE} = \left[ B_{\chi 0} + B_0 \tanh\left(\frac{v}{L}(t-t_0)\right) \right] \cos \alpha - B_{\gamma 0} \sin \alpha$$
$$B_{\gamma}^{GSE} = \left[ \left[ B_{\chi 0} + B_0 \tanh\left(\frac{v}{L}(t-t_0)\right) \right] \sin \alpha + B_{\gamma 0} \cos \alpha \right] \cos \beta - B_{z0} \sin \beta \quad (3.12)$$
$$B_{z}^{GSE} = \left[ \left[ B_{\chi 0} + B_0 \tanh\left(\frac{v}{L}(t-t_0)\right) \right] \sin \alpha + B_{\gamma 0} \cos \alpha \right] \sin \beta + B_{z0} \cos \beta$$

De acuerdo con el modelo, el campo de fondo, definido por  $B_{x0}$ ,  $B_{y0}$  y  $B_{z0}$ , se puede relacionar con el valor medio del campo magnético medido en la HCS. Estas componentes son

constantes en el interior de la lámina de corriente y diferentes entre sí. Como ya comentamos, en las primeras versiones de HYTARO, el campo de fondo tiene en cuenta el efecto que sobre la lámina podrían tener campos magnéticos de origen externo a la lámina. Asumimos que se trata de campos uniformes y constantes al menos en el intervalo de duración del cruce de lámina. Esta relación se obtiene de la ecuación 3.12 después de determinar el valor medio temporal para un intervalo simétrico alrededor del punto de inversión (t<sub>0</sub>). Para tal intervalo, el valor medio de la tangente hiperbólica es cero, lo que lleva a las siguientes expresiones para los componentes del término constante:

$$B_{x0} = \langle B_x^{GSE} \rangle \cos \alpha + \langle B_y^{GSE} \rangle \sin \alpha \cos \beta + \langle B_z^{GSE} \rangle \sin \alpha \sin \beta$$
  

$$B_{y0} = -\langle B_x^{GSE} \rangle \sin \alpha + \langle B_y^{GSE} \rangle \cos \alpha \cos \beta + \langle B_z^{GSE} \rangle \cos \alpha \sin \beta$$

$$B_{z0} = -\langle B_y^{GSE} \rangle \sin \beta + \langle B_z^{GSE} \rangle \cos \beta$$
(3.13)

Esta definición del campo de fondo permite reducir el número de parámetros libres en HYTARO de ocho a cinco. El modelo HYTARO sigue obteniendo directamente la anchura, el punto de inversión magnética, la amplitud y la orientación local, todos ellos parámetros físicos de la estructura local de la HCS.

Finalmente, las componentes de la densidad de corriente en el sistema GSE quedarán:

$$j_{\chi}^{GSE} = 0$$

$$j_{\chi}^{GSE} = \frac{B_0}{\mu_0 L} \left[ 1 - \tanh\left(\frac{\nu}{L}(t - t_0)\right)^2 \right] \sin\beta \qquad (3.14)$$

$$j_{Z}^{GSE} = -\frac{B_0}{\mu_0 L} \left[ 1 - \tanh\left(\frac{\nu}{L}(t - t_0)\right)^2 \right] \cos\beta$$

Las restricciones que se imponen al definir HYTARO (topología magnética, orientación del plano, rotaciones) nos lleva a que sólo haya corrientes en el plano YZ en el sistema GSE.

Como ya hemos comentado en distintas ocasiones a lo largo del Capítulo, simplemente se realizan dos rotaciones para superponer la topología local con las medidas experimentales obtenidas en el sistema GSE. Este hecho fue motivo de debate. En general, tres rotaciones de Euler son necesarias para definir una transformación de coordenadas, el hecho de que HYTARO se defina imponiendo la condición de que el eje Y local define la dirección perpendicular con respecto al plano de la lámina condiciona que la tercera rotación no sea necesaria. De hecho, los trabajos realizados comparando MVA con HYTARO han mostrado que la estimación del vector de máxima variación en ambos métodos es similar.

Este debate motivó el estudio desde una perspectiva matemática del problema que se estaba planteando, para ello se utilizó el denominado Análisis de Componentes Principales (PCA). Antes de entrar a explicar y desarrollar dicho método de análisis, haremos una breve introducción de las rotaciones para visualizar la complejidad del problema a abordar.

# 3.4.1 Rotaciones

A continuación, trataremos las rotaciones y, lo primero que haremos será distinguir en función del número de sistemas de referencia que utilicemos (rotaciones activas y pasivas), y entre ejes fijos (rotaciones extrínsecas) o ejes móviles (rotaciones intrínsecas), términos que es importante clarificar.

Los ángulos de Euler son un conjunto de tres ángulos que se utilizan para especificar la orientación, o el cambio de orientación, de un objeto en un espacio tridimensional. Cada uno de estos ángulos representa una rotación elemental alrededor de uno de los ejes en un sistema de coordenadas cartesiano tridimensional. Pero, para definir completamente un sistema de ángulos de Euler hemos de tener en cuenta una serie de aspectos, tales como, si queremos realizar cada una de las tres rotaciones alrededor de un eje cartesiano diferente (rotaciones de Tait-Bryan), o alrededor de únicamente dos ejes (rotaciones de Euler clásicas). Ambos sistemas son capaces de representar todas las rotaciones posibles. Existen un total de 12 rotaciones válidas (6 clásicas + 6 Tait-Bryan). En el modelo HYTARO, como ya dijimos, al partir de un plano se aplican únicamente dos rotaciones, y en nuestro caso particular, al eliminar la tercera rotación, la matriz de rotación que obtenemos será la misma independientemente del tipo de rotación, Tait-Bryan o clásica, que elijamos.

$$\vec{B}_{GSE} = (Z_{1A}X_{2A}Z_{3A}) \cdot \vec{B}_{LOCAL} \quad Euler$$

$$\vec{B}_{GSE} = (Y_{1A}X_{2A}Z_{3A}) \cdot \vec{B}_{LOCAL} \quad Tait - Bryan$$

$$\vec{B}_{GSE} = \begin{pmatrix} c1c3 - s1c2s3 & -c1s3 - s1c2c3 & s1s2 \\ c3s1 + c1c2s3 & -s1s3 + c1c2c3 & -c1s2 \\ s2s3 & s2c3 & c2 \end{pmatrix} \cdot \vec{B}_{LOCAL} \quad (Euler)$$

$$\vec{B}_{GSE} = \begin{pmatrix} c1c3 + s1s2s3 & s1s2c3 - c1s3 & s1c2 \\ c2s3 & c2c3 & -s2 \\ c1s2s3 - s1c3 & c1s2c3 + s1s3 & c1c2 \end{pmatrix} \cdot \vec{B}_{LOCAL} \quad (Tait - Bryan)$$
(3.15)

donde c y s representan las funciones trigonométricas coseno y seno respectivamente, y 1, 2 y 3 hacen referencia a los ángulos  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$ .

Si hacemos el ángulo de índice 1 igual a 0, o lo que es lo mismo, realizamos únicamente las dos rotaciones por las condiciones del problema que estamos abordando, tendremos la misma matriz de rotación aplicando indistintamente las rotaciones de Tait-Bryan o las de Euler:

$$\vec{B}_{GSE} = \begin{pmatrix} c3 & -s3 & 0\\ c2s3 & c2c3 & -s2\\ s2s3 & s2c3 & c2 \end{pmatrix} \cdot \vec{B}_{LOCAL} \quad (Euler)$$

$$\vec{B}_{GSE} = \begin{pmatrix} c3 & -s3 & 0\\ c2s3 & c2c3 & -s2\\ s2s3 & s2c3 & c2 \end{pmatrix} \cdot \vec{B}_{LOCAL} \quad (Tait - Bryan) \quad (3.16)$$

$$\begin{pmatrix} B_x^{GSE}\\ B_y^{GSE}\\ B_z^{GSE} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha & 0\\ \cos\beta\sin\alpha & \cos\beta\cos\alpha & -\sin\beta\\ \sin\beta\sin\alpha & \sin\beta\cos\alpha & \cos\beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x^{LP}\\ B_y^{LP}\\ B_z^{LP} \end{pmatrix}$$

Además, hubo que elegir entre aplicar rotaciones intrínsecas o extrínsecas (Figura 3.3): en un sistema intrínseco, cada una de las rotaciones elementales se realiza en el sistema de coordenadas rotado por la(s) operación(es) anterior(es), es decir, los ejes se mueven con cada rotación. En un sistema extrínseco, cada rotación se realiza alrededor de los ejes del sistema de coordenadas fijo. Tal y como se definen, las rotaciones intrínsecas y extrínsecas son equivalentes para los mismos ángulos, pero con un orden invertido de rotaciones elementales. En el problema nuevamente se ve reducida la complejidad del mismo al asumir únicamente dos rotaciones, y llevamos el sistema LP mediante dos rotaciones consecutivas al sistema GSE en el que se expresan los datos.



Figura 3.3. Rotación intrínseca (izquierda) frente a rotación extrínseca (derecha)

Finalmente, están las rotaciones activas frente a las rotaciones pasivas (Figura 3.4). Una rotación se dice activa cuando el punto o vector gira en relación con el sistema de coordenadas. En cambio, una rotación pasiva se da cuando el sistema de coordenadas gira con respecto al punto o vector. Las dos convenciones producen rotaciones opuestas. En nuestro caso, hemos de visualizarlo identificando dos elementos, el satélite y el sistema LP de la lámina, en función de que tengamos que trasladar información del sistema GSE (satélite) al sistema LP (lámina), léase, velocidad del viento solar, valores medios de las componentes del campo magnético, estaremos aplicando una rotación pasiva. Ahora bien, realizaremos una rotación activa cuando queramos trasladar el sistema LP a los datos adquiridos por el satélite GSE. Este último punto referente a las rotaciones activas o pasivas no se ve simplificado por el hecho de reducir las rotaciones a dos consecutivas e implica tener en cuenta en cada instante el traslado de información de un sistema al otro, o viceversa (LP  $\rightarrow$  GSE, GSE  $\rightarrow$  LP).



**Figura 3.4.** Diferencia entre rotaciones pasivas y activas. Una rotación pasiva cambia el sistema de referencia con respecto al cual un vector es expresado (izquierda). Una rotación activa mantiene el sistema de referencia fijo mientras rota el vector (derecha). Nótese que v tiene las mismas componentes con respecto a la base  $x'_i$  (izquierda) que las componentes que presenta v' con respecto a la base  $x_i$  (derecha). La importancia de aplicar correctamente las rotaciones viene condicionada por la aplicación del principio de mínima acción, el cual nos va a exigir, tanto en este trabajo como en cualquier estudio donde haya que aplicar rotaciones, que la acción no varíe al rotar las coordenadas, lo cual nos asegurará que las leyes físicas involucradas tampoco varíen al realizar las rotaciones. En resumen, si un observador mide una distribución de datos con una determinada configuración, y aplica una rotación para obtener otra configuración a partir de los datos originales, las leyes físicas no deberían verse afectadas. Por ejemplo, si un satélite mide la velocidad v de un tipo de partícula, existirán partículas del mismo tipo cuyas velocidades puedan expresarse como el producto de la matriz de rotación por la velocidad v que llevan las partículas medidas por el satélite (v' = Rv). Si esto no fuese así, habría una dirección privilegiada en la naturaleza para el desplazamiento de esa partícula.

#### 3.4.2 Análisis de Componentes Principales (PCA)

El método PCA fue formulado por primera vez por (Pearson K., 1901), quien formuló el análisis desde un punto de vista geométrico como encontrar "líneas y planos de ajuste más cercanos a los sistemas de puntos en el espacio".

Para estudiar las relaciones entre *n* variables correlacionadas, el conjunto original de variables puede transformarse en otro conjunto de nuevas variables que no están correlacionadas entre sí denominado conjunto de componentes principales. Este nuevo conjunto elimina la redundancia en la información. PCA es una transformación lineal de los ejes de coordenadas ortogonales a un nuevo marco de referencia ortogonal que corresponde a la geometría del conjunto de datos (Kirschvink, 1980). En nuestro problema, el origen en el nuevo sistema corresponde al punto de inversión del campo magnético y los nuevos ejes se determinan realizando un ajuste por mínimos cuadrados de los datos. Cada eje en el nuevo marco de referencia tiene asociado un término de varianza, dos de ellos en la dirección de máxima y mínima varianza y un tercero en la dirección intermedia. Al igual que ocurre con MVA, PCA trabaja con la matriz de covarianza pero a diferencia de ésta, PCA nos permite estudiar la contribución de cada uno de los componentes a la varianza total y abordar el problema de reducción de dimensionalidad. Por ejemplo, en el caso

de que dos de los valores propios tomen valor cero, el tercer autovalor tendrá un autovector que será paralelo a la recta de ajuste de los datos involucrados y los otros dos autovectores, de autovalores igual a cero, formarán, con respecto a este, ángulos rectos arbitrarios. Cuando estamos estudiando un CS, estamos analizando un plano y, en principio, la dirección perpendicular al plano, en el caso ideal, no tiene variación. Aplicando el método de componentes principales podemos reducir la dimensionalidad del problema, lo que nos permitirá evitar trabajar con un tercer ángulo arbitrario, evitando así incluir un parámetro adicional en el modelo.

La matriz de covarianza muestra la covarianza de dos elementos vectoriales en un conjunto de datos. Si los dos elementos del vector varían conjuntamente, tendrán un valor de covarianza elevado. Por el contrario, si un cambio en un elemento es completamente independiente de otro, su covarianza será nula. Los valores propios o autovalores representan la varianza de los datos a lo largo de los ejes identificados como de componente principal. Estos se ordenan en función de su varianza de mayor a menor, donde una varianza grande nos indica, en términos de información contenida en los datos, que la mayor parte de ésta se encuentra en la componente asociada a dicha varianza. Los autovalores asociados con cada vector propio representan la varianza de los datos a lo largo de los nuevos ejes o ejes principales. Con el método PCA, a través de los autovalores, podemos analizar si la topología de un conjunto de puntos se puede representar por una línea, un plano o una representación tridimensional. La relación entre los autovalores nos permitirá anticipar si el ajuste es válido para una recta ( $\lambda_{max} \gg \lambda_{med} \ge \lambda_{min} \cong 0$ ), para un plano ( $\lambda_{max} \ge \lambda_{med} >> \lambda_{min} \cong$ 0) o para una representación tridimensional ( $\lambda_{max} >> \lambda_{med} \ge \lambda_{min} >> 0$ ) (Kirschvink, 1980).

A la hora de estudiar la reducción de la dimensionalidad, evaluaremos la contribución de cada una de las componentes y eliminaremos la componente principal de autovalor menor, analizando el problema únicamente con las otras dos componentes. Un análisis posterior del nuevo conjunto de datos de componentes principales nos permite evaluar la contribución que tenía la componente principal más pequeña.

Este análisis puede ser realizado en términos de rotaciones. Como ya vimos, las matrices de Euler rotan los datos sin cambiar su estructura. De la misma manera, al aplicar el método PCA, los vectores propios se utilizarán para transformar el sistema, en este caso, rotar los datos a un nuevo sistema de coordenadas en el que los datos se alinean en función de la correlación que tengan con los nuevos ejes definidos por los componentes principales. Recordemos que el método PCA identifica no sólo las componentes principales, sino también la varianza.

Cuando aplicamos sobre el modelo HYTARO tres rotaciones, aparece una fuerte correlación entre los ángulos. Por ello, es necesario analizar cada una de las variables del modelo, eliminando parámetros que contribuyan a altas dependencias, o incluir parámetros físicos adicionales para reducir la correlación entre variables angulares.

Tomemos uno de los cruces de CS analizados detectado el 01/04/1997 (Figura 3.5). El ejemplo muestra la contribución de cada uno de los componentes principales, donde la varianza mínima, por la topología del problema analizado, está en la dirección perpendicular. Los resultados muestran que una reducción de la dimensionalidad puede ser asequible, obvio si nos atenemos al problema en cuestión, desde un punto de vista estrictamente matemático estamos tratando de ajustar un plano. Aplicando el método PCA al CS obtenemos los siguientes autovalores: 10.85, 0.30 y 0.01. El cruce seleccionado cumple con el criterio de validez de MVA definido por (Horbury et al., 2001; Knetter et al., 2003). La contribución a la varianza de cada uno de ellos es del 97,2%, 2,6% y 0,1%, respectivamente (Tabla 3.1).

 Tabla 3.1. Análisis de la contribución de cada uno de los autovalores mediante el método de componentes principales para los cruces analizados.

Α	NÁLISIS DE CO	AN	ANÁLISIS DE COMPONENTES PRINCIPALES								
Fecha	Autovalores	Autovectores		$\sigma^2$	Fecha	Autovalores	Autovectores			$\sigma^2$	
01/04/1997	10,851	-0,76	0,21	-0,62	97,24%		17,587	-0,56	0,78	-0,26	98,12%
	0,294	0,18	0,98	0,11	2,63%	18/04/1995	0,321	0,50	0,58	0,65	1,79%
	0,014	0,63	-0,03	-0,78	0,13%		0,016	0,66	0,24	-0,71	0,09%
02/01/1995	15,726	0,69	-0,67	0,28	92,63%		26,447	-0,77	0,64	-0,09	91,49%
	1,177	0,21	0,56	0,81	6,93%	19/06/1995	2,126	-0,25	-0,17	0,95	7,35%
	0,074	-0,70	-0,50	0,52	0,44%		0,333	0,59	0,75	0,29	1,15%
02/05/1995	21,482	0,70	-0,72	0,03	97,69%		15,222	0,75	-0,55	0,37	99,39%
	0,304	-0,09	-0,06	0,99	1,38%	20/03/1997	0,069	0,19	0,71	0,68	0,45%
	0,203	-0,71	-0,70	-0,11	0,92%		0,024	-0,64	-0,44	0,64	0,16%
09/03/1995	23,305	0,60	-0,68	-0,43	98,42%		5,300	-0,27	0,88	0,40	98,42%
	0,324	-0,02	-0,55	0,84	1,37%	22/04/1995	0,056	-0,68	-0,47	0,57	1,04%
	0,051	-0,80	-0,49	-0,34	0,22%		0,029	0,68	-0,12	0,72	0,54%
13/06/1996	4,838	0,45	-0,62	-0,64	99,22%		16,827	0,68	-0,60	0,42	95,04%
	0,035	-0,04	-0,74	0,68	0,72%	23/05/1995	0,603	-0,08	0,51	0,86	3,41%
	0,003	-0,89	-0,28	-0,36	0,06%		0,276	-0,73	-0,62	0,30	1,56%
14/06/1995	6,192	0,77	-0,61	-0,18	96,98%		1,115	-0,53	0,61	0,59	87,38%
	0,173	-0,08	-0,38	0,92	2,71%	26/10/1995	0,153	0,40	-0,43	0,81	11,99%
	0,020	-0,64	-0,69	-0,34	0,31%		0,008	0,75	0,67	-0,01	0,63%
17/03/1995	10,073	0,39	-0,80	-0,46	96,44%		1,532	-0,62	0,78	-0,12	99,35%
	0,312	-0,17	-0,56	0,82	2,99%	31/07/1995	0,007	-0,27	-0,07	0,96	0,45%
	0,060	-0,91	-0,24	-0,35	0,57%		0,003	0,74	0,62	0,25	0,19%

Una vez definido el sistema cuyos ejes coinciden con las componentes principales, recalculamos un nuevo conjunto de datos de campo magnético eliminando la contribución debida al autovalor menor. Posteriormente, aplicamos el modelo HYTARO sobre esta nueva base y comparamos los resultados obtenidos con el análisis sobre los datos originales (Tabla 3.2). Los resultados muestran pequeñas diferencias entre los parámetros de ambos conjuntos de datos, los datos originales y los datos calculados aplicando inicialmente el método PCA. Estas diferencias entre los parámetros son debidas a la contribución de la componente principal menor que se ha eliminado. Existe una relación entre la varianza de cada una de las componentes principales con los parámetros de ajuste.


Figura 3.5. Cruce de HCS del 01 de abril de 1997 incluyendo el ajuste realizado con HYTARO. Las líneas continuas son las curvas de ajuste obtenidas y los puntos representan el campo magnético.

Tabla 3.2. Comparativa de los parámetros angulares obtenidos con HYTARO para el cruce del 01 de abril de 1997 sin aplicar CVA (Originales) y aplicándolo sobre el conjunto de datos de campo magnético (Reconstruidos). Se incluye el error estándar y R<sup>2</sup>.

Datos	R <sup>2</sup>	α (°)	$\sigma_{lpha}$	β (°)	$\sigma_{\beta}$
Originales	0,967	41	1	74	2
Reconstruidos	0,969	41	1	72	2

El análisis de los vectores normales calculados aplicando HYTARO en ambos conjuntos de datos, original y PCA calculado, presentan una desviación de 14.3° entre uno y otro. En este punto, es interesante comentar que un análisis similar, entre HYTARO y MVA, de vectores normales calculados, trabajando en este caso con los datos originales muestra la misma desviación. Esto se explica porque tanto MVA como PCA, utilizan los autovalores y autovectores obtenidos mediante la matriz de covarianza.

Finalmente, comprobamos la variación entre los vectores normales calculados por MVA, nuevamente, con los datos originales y con los datos calculados por PCA. En este segundo caso,

el tercer autovalor es cero ya que en la reducción de la dimensionalidad del problema hemos recalculado el conjunto de datos para la nueva base definida a partir de las componentes principales, eliminando la aportación de la componente más pequeña. El vector propio asociado con este tercer valor propio no cambia. El hecho de que el vector normal al plano de la lámina no varíe, podemos interpretarlo como que la información que estamos eliminando no supone un cambio sustancial con respecto al problema original. De hecho, conviene recordar que la varianza del autovalor mínimo representa el 0,1% de la varianza total.

Analizando la contribución de incluir la tercera rotación, observamos que cuando se implementa dicha rotación en HYTARO, las dependencias que aparecen entre los tres parámetros angulares asociados a cada una de las rotaciones hacen imposible determinar la contribución de cada una de ellas. El método PCA nos permite determinar esta contribución y eliminar la rotación asociada al eje principal cuya varianza es menor. En todos los casos analizados, la varianza del valor propio más bajo está por debajo del 1%.



**Figura 3.6.** Histograma representando la desviación angular entre los vectores normales calculados mediante HYTARO y PCA. (Arrazola et al., 2022).

Un análisis de la desviación entre los vectores normales obtenidos con HYTARO y PCA se resume en la Figura 3.6. En esta figura, se sintetiza un estudio realizado con 14 CS donde el 50% de los cruces analizados muestran una desviación inferior a 15°. Solo el 14% de los cruces de HCS muestran ángulos entre vectores normales mayores a 45°. Para estos casos, una posible explicación la hallamos en los modelos de la estructura global del viento solar. Peng (Peng et al., 2019)

concluye que, en algunos casos, la HCS se describe mejor con una espiral de Arquímedes, superpuesta por ondas de pequeña escala. Israelevich et al. (2001) desarrolló un modelo a partir del modelo conceptual de Alfvén incluyendo las componentes radial y azimutal de la corriente eléctrica, las simulaciones numéricas mostraron la estructura en espiral de la lámina de corriente y una alta dependencia con el ciclo solar. La estructura regular del sistema de corrientes heliosféricas desaparece cerca del máximo solar, y concluye que el comportamiento del campo magnético heliosférico durante el ciclo solar puede describirse como un transporte de flujo magnético desde las regiones ecuatoriales a las polares del Sol.

#### 3.5 Análisis CS

A lo largo de este capítulo se ha abordado la definición del modelo HYTARO que desarrolló Blanco (Blanco el al., 2003), y se han abordado las modificaciones al modelo original implementadas, principalmente, para reducir el número de parámetros y para justificar el hecho de realizar únicamente dos rotaciones frente a las tres rotaciones clásicas. En este último apartado abordaremos el análisis de un cruce de HCS aplicando el modelo HYTARO modificado. En el capítulo 2 se utilizó HYTARO como un modelo complementario a los análisis clásicos (MVA, CVA), pero en ningún caso entramos a evaluar los cruces analizados desde una perspectiva local del suceso, sino que los resultados locales (orientaciones calculadas) sirvieron para extrapolar un análisis global de la HCS.

HYTARO es un modelo que nos ofrece la posibilidad de calcular la anchura, la orientación y la estructura magnética, es decir, una serie de características propias de cada cruce, lo que nos permite avanzar en la descripción de la estructura local de la lámina. Las observaciones "in situ" muestran que la estructura local de la HCS es una frontera nítida entre sectores magnéticos con polaridades opuestas. La transición entre sectores aparece como una inversión de la dirección del campo magnético, con un mínimo en la intensidad del mismo.

Las características adicionales del viento solar cuyo análisis nos permite identificar un cruce de HCS son, por ejemplo, el cambio en el signo del producto escalar del flujo de calor de electrones y el campo magnético (Qe · B) (Kahler et al., 1998), o la aparición de un máximo en el parámetro beta del plasma (Winterhalter et al., 1994), aunque Crooker et al. (2004) advirtieron que a veces se observan cruces de HCS sin que se muestre un incremento claro en este parámetro.

Los instrumentos MFI y SWE de Wind observaron un cruce típico de HCS el 9 de marzo de 1995. El campo magnético mostró un mínimo de intensidad junto con un cambio en la polaridad del campo magnético. Al mismo tiempo se detectó un máximo en el parámetro beta acompañado de un cambio de signo del flujo de electrones (Figura 3.7).



Figura 3.7. Cruce de HCS detectado por el satélite Wind (HMI, SWE). De arriba abajo: Beta del plasma, signo flujo de electrones (Q<sub>e</sub>×B), componentes de B en coordenadas GSE e intensidad de B (Arrazola et al., 2022).

Uno de los objetivos que desde los orígenes del modelo original de HYTARO se ha buscado es que sea posible utilizarlo como una herramienta capaz de proporcionar información veraz de un cruce de HCS. Una vez asentadas las bases físicas sobre las que se desarrolló el modelo originalmente, hemos de abordar la resolución matemática del problema dando uso a las expresiones de las componentes del campo magnético (3.12). Para ello, utilizamos dichas expresiones como una función de ajuste para las observaciones del campo magnético suministradas por el satélite durante un cruce de HCS. Como dijimos, los parámetros de ajuste se han reducido a cinco: los ángulos de rotación ( $\alpha$  y  $\beta$ ), la semi anchura de la lámina (L), la amplitud B<sub>0</sub> y el instante de inversión del campo magnético t<sub>0</sub>. El algoritmo de Levenberg-Marquardt se ha utilizado para minimizar la función chi-cuadrado, basándose en la expresión 3.12. Como se mencionó anteriormente, las componentes del campo de fondo calculadas a partir de los valores promedio de los datos experimentales (3.13) se ha incluido en el análisis a modo de restricción, permitiendo reducir el número de parámetros libres, pasando de ocho a cinco.

Antes de continuar con el análisis del cruce de HCS mostrado como ejemplo, es necesario abordar los errores asociados al procedimiento de ajuste. En el análisis de datos no se ha utilizado ninguna ponderación especial para los datos experimentales suministrados por el instrumento MFI, debido a que el magnetómetro normalmente suministra errores experimentales similares para mediciones individuales durante un cruce de HCS. El error asociado a cada parámetro de ajuste es su error estándar calculado por la expresión:

$$\sigma_i = \sqrt{C_{ii} \cdot \chi^2} \tag{3.17}$$

siendo C<sub>ii</sub> el elemento de la diagonal de la matriz de covarianza y  $\chi^2$  el parámetro chi-cuadrado reducido (chi-cuadrado entre el número de grados de libertad del problema). Los parámetros angulares  $\alpha$  y  $\beta$  son los responsables de la definición de la orientación local de la lámina y, por ello, los errores asociados a ambos toman mayor relevancia. El error de ambos parámetros es aproximadamente de  $\pm$  0.03 rad (1.7 °) lo que implica un error máximo de  $\pm$  0.03 rad en la componente X y de  $\pm$  0.06 rad en las otras dos componentes del vector normal al plano de la HCS.

La Figura 3.8 muestra los resultados obtenidos aplicando el modelo HYTARO al cruce de HCS detectado por Wind el 9 de marzo de 1995. Tal y como muestra la figura, HYTARO reproduce el campo magnético (líneas continuas) obtenido a partir de las observaciones (líneas discontinuas). Además, HYTARO nos permite estimar la anchura del cruce  $(13.2 \times 10^4 \text{ km})$  y calcular el vector normal al plano de la HCS (0.72, 0.66, 0.20). Al comparar este resultado con el análisis mediante MVA sobre el mismo intervalo de datos, obtenemos un resultado similar (0,67, 0,73, -0,16). La relación entre los autovalores medio y mínimo está en torno a 3, próximo al límite inferior de aplicabilidad establecido por Lepping & Behannon (1980). Un último apunte con respecto al ejemplo mostrado en la Figura 3.7; si nos fijamos en la misma, es posible seleccionar un rango de datos menor que se ajuste a los criterios de cruce y estabilidad, sin embargo, el rango fue seleccionado para ser consistente con otros cruces seleccionados donde no era posible encontrar condiciones magnéticas estables tan cerca del CS. Este comentario nos lleva a indicar que la anchura calculada debe ser considerada como una anchura de límite de sector mayor que la anchura de la HCS. En los cruces analizados reduciremos el rango de datos seleccionado.



**Figura 3.8.** Ejemplo de aplicación HYTARO. Las líneas continuas son las curvas de ajuste obtenidas y los puntos representan el campo magnético observado. Los parámetros de ajuste se dan en el cuadro con el chi-cuadrado por grado de libertad y el factor de correlación.

En resumen, HYTARO es un modelo que describe el campo magnético local detectado durante un cruce de HCS. Parte de un campo de Harris modificado compuesto por un término constante asociado a un campo de fondo y una tangente hiperbólica de Harris. El modelo se ha mejorado reduciendo el número de parámetros libres (de ocho a cinco), introduciendo la trayectoria relativa de la nave espacial a través de la HCS y añadiendo una componente X, al campo de fondo. HYTARO reproduce diferentes topologías de campo magnético observadas en cruces de HCS gracias a ese campo de fondo, el cual, en este capítulo lo hemos definido uniforme y constante dentro de la región del cruce.

Como hemos podido comprobar, HYTARO obtiene buenos valores de correlación cuando se ajusta al campo magnético y sus estimaciones de anchura del cruce y de orientación local están en consonancia con los resultados presentados en trabajos previos por diferentes investigadores.

Por su parte, el método PCA se ha utilizado para evaluar la contribución de cada uno de los componentes principales y las implicaciones de una reducción de la dimensionalidad eliminando el componente menor. Los resultados, analizados en términos de pérdida de información, muestran que menos del 1% de la información se pierde al eliminar la componente principal menor, y el ajuste mediante el modelo HYTARO muestra ligeras discrepancias entre los datos originales con respecto a los datos reconstruidos a lo largo de los componentes principales, lo que nos ha permitido demostrar que no son necesarias tres rotaciones, de hecho, cuando se aplican tres rotaciones al modelo HYTARO, se observa una fuerte correlación entre los parámetros angulares y se obtienen resultados aleatorios tanto en el vector normal como en el ancho de la lámina.

HYTARO no pretende sustituir a los métodos clásicos de MVA y CVA, simplemente ofrece un enfoque diferente en el estudio de la topología local de la HCS y proporciona una alternativa a los métodos tradicionales. De ahí que se haya buscado comparar todos los métodos entre sí, a través del cálculo de la inclinación local de la HCS obteniendo resultados similares, y sólo en algunos casos, discrepancias mayores, entre los resultados obtenidos por cada uno de ellos.

# CAPÍTULO 4. MODELO HYTARO+

#### 4.1 Introducción

El problema que queremos abordar en este apartado parte del hecho de la complejidad existente en la caracterización de los campos magnéticos que tenemos en el medio interplanetario. En el modelo HYTARO incluimos un campo de fondo  $B_0$  ( $B_{x0}$ ,  $B_{y0}$ ,  $B_{z0}$ ) con el que asumimos la existencia de campos adicionales al existente en la propia lámina de corriente. En las mejoras presentadas al modelo HYTARO, el campo de fondo lo calculamos a partir de los valores medios de las componentes del campo magnético que proporcionan los datos satelitales en coordenadas GSE. En este capítulo pretendemos profundizar en el origen de dicho campo de fondo. Lo primero que tendremos que hacer será identificar las posibles fuentes. En el medio interplanetario, la influencia del Sol y el campo magnético se postula como el principal candidato para tal fin.

El desarrollo multipolar se utiliza para dar una descripción general de cualquier fenómeno físico de un sistema que permita una representación de función potencial. El más notable de estos es el potencial newtoniano de la teoría gravitacional.

El análisis multipolar es un método matemático mediante el cual se descompone una fuente compleja en una suma de partes elementales. De este modo puede escribirse en términos de una serie infinita de fuentes elementales cada una con un carácter diferente. Este método aborda el desarrollo realizando una expansión binomial y permite evaluar la descomposición de la fuente compleja término a término. Magnitudes de distintas disciplinas tales como gravitación, física nuclear, electromagnetismo...utilizan este desarrollo. La resolución del problema físico suele ser bastante complicada lo que obliga o bien a reformular el problema planteado o a buscar mediante aproximaciones simplificarlo, y es en este último punto donde entra el análisis multipolar.

Históricamente, la descripción teórica de la HCS se basó en la premisa de que el campo magnético del Sol en calma podía describirse como un dipolo. Por lo tanto, si hay dos hemisferios (o sectores) con el campo magnético en direcciones opuestas, tiene que haber una discontinuidad magnética entre ellos que represente una línea neutra en el Sol y una lámina en el viento solar (Wilcox & Ness 1965; Alfvén 1977, 1981; Schwadron y McComas, 2005). El origen solar de la estructura sectorial del IMF fue corroborado con los primeros datos obtenidos vía satélite (Ness & Wilcox 1964). Antonucci y Svalgaard, en 1974, definieron la HCS como una extensión del ecuador del campo magnético solar a la heliosfera (Antonucci & Svalgaard 1974). Además, se estudió la relación entre la posición de la línea neutra en el Sol y la posición de la HCS en la heliosfera (Behannon et al. 1981).

El campo magnético cuadrupolar ha estado muy ligado al estudio del medio interplanetario desde que las observaciones a 1UA de cuatro sectores del IMF se asociaron a la existencia del campo magnético cuadrupolar (Schultz 1973; Girish & Prabhkaran N., 1988), aunque Svalgaard demostró que una forma ondulada del ecuador magnético solar podía producir el mismo efecto observacional (Svalgaard et al. 1974). Esta última aproximación se correlacionó mejor con las observaciones (Korzhov N. P., 1978). Además, el estudio de la componente cuadrupolar llevó a la conclusión de que no podía despreciarse, por ejemplo, durante períodos de alta actividad solar (Sanderson et al. 2003). Estudios posteriores concluyeron que componentes de orden superior, tales como el octupolo, también podían aparecer a lo largo de un ciclo solar, lo que complicaba el estudio del campo magnético solar y su extensión a la Heliosfera (DeRosa et al., 2012).

En los últimos años se ha confirmado mediante datos observacionales que la HCS no es la única lámina de corriente a gran escala tanto espacial como temporal. El trabajo desarrollado por Kislov (p.e. Kislov et al., 2019) apunta en esta dirección. A la hora de desarrollar la expansión radial de los modelos coronales, históricamente se ha aproximado el campo magnético solar a un dipolo. Esta aproximación a la hora de desarrollar los modelos sugiere la existencia de una única lámina de corriente (HCS), sin embargo, la complejidad del campo magnético solar a lo largo del ciclo solar sugiere la necesidad de incluir componentes de órdenes superiores. El trabajo de Kislov desarrolla un modelo a partir de un análisis multipolar para concluir que existe la posibilidad de que aparezcan, en función del ciclo solar y de la región del Sol que se esté analizando, más láminas de corriente en la Heliosfera similares a la HCS. El hecho de que la HCS no sea la única lámina de corriente a gran escala y de larga duración en el viento solar, fue confirmado por observaciones de láminas de corriente cónicas de larga duración ubicadas dentro de agujeros polares coronales.

Estas estructuras de forma cónica se encontraron no sólo en la corona, sino que fueron observadas mediante medidas in situ a varias distancias heliocéntricas (Khabarova et al., 2017). Estas superficies neutras cónicas pueden interpretarse como extensiones de líneas neutras locales, formadas en las regiones polares como resultado de la superposición del dipolo y del cuadrupolo.

Como ya vimos anteriormente, la introducción de la SF permitió desarrollar modelos semiempíricos con los que abordar el estudio del magnetismo solar. Sin embargo, la complejidad del estudio hace que estos modelos presenten ciertas limitaciones, como, por ejemplo, que el límite de la atmósfera solar en realidad está definido por la superficie de Alfvén de forma no esférica y variable, la cual cambia con la actividad solar (DeForest et al., 2018). Si a esto le añadimos la dificultad en la definición de algunos parámetros clave del viento solar, el resultado muestra la complejidad a la hora de reconstruir los mapas de campos magnéticos, de velocidad y de concentración de plasma en las proximidades del Sol (Vlahakis et al., 2000). A todo ello, se suma el problema relativo a la fuerte variabilidad espacial y temporal del campo magnético solar y los efectos a corto plazo de la actividad solar (Hale et al. 1919; Parker 1958, 1969).

Esto implica que modelar la estructura a gran escala del viento solar en expansión sigue siendo un área de desarrollo de la física del plasma motivado principalmente por la incertidumbre en el establecimiento de las condiciones de contorno.

El desarrollo multipolar del campo magnético solar más allá de la contribución del dipolo magnético permite la aparición de estructuras magnéticas en el viento solar debido a la superposición del dipolo con el cuadrupolo, el octupolo...

En una expansión multipolar aplicada al medio interplanetario, la relación entre términos consecutivos puede expresarse en función de las velocidades de rotación y de propagación del viento solar  $\frac{R_{\odot}\omega}{v_{sw}}$  donde  $R_{\odot}$  y  $\omega$  son el radio y la velocidad angular solar, y v<sub>sw</sub> la velocidad del viento solar. Dicha relación, asumiendo una v<sub>sw</sub> ~ 450 km/s es del orden de ~1/200. Dado que esta relación es pequeña, los efectos de los momentos de orden superior del campo magnético solar en la estructura de la lámina de corriente son también pequeños. Esta es la razón por la que Kaburaki (Kaburaki et al. 1979) trabajó únicamente con el momento dipolar solar. Ahora bien, existe una

excepción en la que el momento cuadrupolar puede contribuir notablemente y por ello ser necesario incluirlo en el desarrollo multipolar. Dicha excepción ocurre cuando se asume que el eje dipolar coincide con el eje de rotación, en este caso, el momento dipolar y la velocidad angular de rotación son vectores paralelos entre sí  $(\vec{m} \parallel \vec{\omega})$ . En la aproximación realizada para desarrollar el modelo HYTARO+, hemos asumido que el eje dipolar solar es coincidente con el eje de rotación, lo que nos lleva a incluir el término cuadrupolar.

Todo ello, unido al hecho de la necesidad de introducir un campo de fondo para los estudios analíticos de los cruces de HCS con los modelos de la bibliografía, por ejemplo, HYTARO, nos llevó a buscar el sentido físico de este campo de fondo, quedando definido por las componentes del campo magnético dipolar y cuadrupolar solar.

La primera aproximación que planteamos en el modelo HYTARO aplicando el desarrollo multipolar es asumir un problema simétrico. Si un problema presenta simetría esférica, y si la solución al problema se puede presentar en términos de una integral, sea esta resoluble fácilmente o no, entonces se puede realizar un análisis multipolar esférico. El desarrollo multipolar permite identificar la contribución debida a las que denominaremos variables tanto de fuentes como de campos. Esto sólo es posible en un sistema de coordenadas esféricas y cartesianas. Esta es una de las razones por las que un análisis multipolar tiene significado solo en uno o ambos de estos sistemas de coordenadas. El análisis en cualquier otro sistema de coordenadas implicaría el uso de métodos alternativos para poder identificar la contribución de cada término en la expansión binomial que se emplea.

El modelo más simple del dipolo magnético fue desarrollado por Biot (Humboldt & Biot, 1805), y describía a éste en el centro de una esfera. La noción básica de un dipolo surgió del concepto de polos magnéticos puntuales (o como Biot escribió, "centros de acción"), y representa el caso límite de un par de polos puntuales de signos opuestos, que se acercan uno al otro dentro de una separación infinitesimal, mientras que la fuerza de sus polos se incrementa para mantener un momento magnético constante. Se definen separados por una distancia infinitesimal donde una mayor aproximación no tiene un efecto observable en los modelos de campo magnético.

La manera de abordar la configuración del campo magnético dipolar es mediante su potencial vectorial dado por:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\vec{m}}{r^2} \cos\theta \tag{4.1}$$

donde  $\vec{m}$  es el momento magnético dipolar, *r* es la distancia radial entre el punto de observación y el dipolo y  $\theta$  es el ángulo entre el vector de posición del punto observación y el vector momento dipolar. Más adelante presentaremos una deducción detallada de este término.

#### 4.2 Desarrollo Multipolar

Haremos el desarrollo multipolar del potencial vectorial magnético  $\vec{A}(\vec{r})$ , obteniendo una expresión que sea válida para puntos distantes a la fuente y a la densidad de corriente asociada. A partir del potencial vectorial calculado, podremos obtener el campo magnético correspondiente.

$$\vec{A}(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{A}_n(\vec{r}) \\ \vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r})$$
  $\rightarrow \vec{B}(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{B}_n(\vec{r})$  (4.2)

El problema lo tenemos que abordar asumiendo que el satélite, que representa nuestro observador, se encuentra alejado de la fuente. Para llegar a este planteamiento tenemos que resolver inicialmente el cálculo del potencial vectorial  $\vec{A}(\vec{r})$  y del campo magnético  $\vec{B}(\vec{r}) =$  $\nabla \times \vec{A}(\vec{r})$  para dos hilos paralelos separados una distancia *d* por los que fluye una corriente  $I_1 =$  $I(+\vec{z}) e I_2 = I(-\vec{z})$  (Anexo B). A continuación, iremos un paso más allá y volveremos a analizar el potencial vectorial magnético y el campo magnético asociado esta vez con una espira, pero en este caso, nuestro interés se centrará en el cálculo del campo magnético a grandes distancias en comparación con las dimensiones de la espira de corriente con el que obtendremos el desarrollo dipolar. Y finalmente, ampliaremos este desarrollo al estudio de dos espiras con el que obtendremos las componentes cuadrupolares del campo magnético.

## 4.2.1 Campo dipolar magnético

Para simplificar la demostración, tomaremos el punto de observación P en el plano XZ. Además, el radio de la espira lo denotaremos por R, con lo que tendremos:



Figura 4.1. Geometría del problema para el cálculo del campo magnético asociado a una espira de corriente (parte superior). Relaciones trigonométricas (parte inferior)

Para ayudar en el desarrollo que vamos a realizar hemos incluido en la Figura 4.1 (parte inferior) dos representaciones geométricas, la primera sobre el plano XY con la que definiremos el elemento infinitesimal  $d\ell$ .

$$d\vec{\ell}' = Rd\varphi\hat{\varphi}$$

$$d\ell' = Rd\varphi$$
(4.4)

106

De la segunda representación geométrica obtenemos:

$$\cos\psi = \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{|\vec{r}| \cdot |\vec{r}'|} = \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{rR} \quad R = |\vec{r}'| = r'$$
(4.5)

Con todo ello, tendremos que:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) I \oint_{C'} \frac{d\ell'(\vec{r}')}{r} \qquad r = |r - r'|$$
(4.6)

Recordemos que estamos trabajando el ejemplo de una espira sobre el plano XY por la que circula una corriente I. Además, en el caso en el que el punto de observación, P, esté sobre el plano XZ, la única componente de  $d\vec{\ell}'$  que contribuirá al cálculo del potencial vectorial será la componente Y. Si P no estuviese sobre el plano XZ, contribuirían también la componente X y el cálculo del mismo sería equivalente al que realizaremos a continuación. La expresión anterior pasará a ser:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}(x,0,z) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) I \int_0^{2\pi} \frac{(Rd\varphi)\cos\varphi}{r} \hat{\varphi}$$
(4.7)

Por la ley de los cosenos tenemos que:

$$\boldsymbol{r} = r^2 + R^2 - 2rR\cos\psi \tag{4.8}$$

Además:

$$\frac{r}{r} = \left(1 - \frac{R^2}{r^2} + \frac{2rR}{r^2}\cos\psi\right)^{1/2} \to \begin{cases} R \ll r, r \\ r \approx r \end{cases} \to \frac{r}{r} \approx 1 - \frac{1}{2}\frac{R^2}{r^2} + \frac{R}{r}\cos\psi \qquad (4.9)$$

Finalmente, el hecho de tener el punto de observación P en el plano XZ nos permite aplicar la siguiente simplificación:

$$\vec{r} \cdot \vec{r}' = |\vec{r}| \cdot |\vec{r}'| \cos \psi = (x\hat{x} + z\hat{z}) \cdot [(R\cos\varphi)\hat{x} + (R\sin\varphi)\hat{y}] = xR\cos\varphi \quad (4.10a)$$
$$\frac{r}{r} \approx 1 - \frac{1}{2}\frac{R^2}{r^2} + \frac{R}{r}\cos\psi \cong 1 - \frac{1}{2}\frac{R^2}{r^2} + \frac{xR}{r^2}\cos\varphi \quad r \gg R, \quad r \cong r = |r - r'| \quad (4.10b)$$

Sustituyendo en la expresión del potencial vector obtenemos:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}(x,0,z) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{l}{r} \int_0^{2\pi} R \cos\varphi \left(1 - \frac{1}{2} \frac{R^2}{r^2} + \frac{xR}{r^2} \cos\varphi\right) d\varphi \hat{y}$$
  
$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}(x,0,z) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{l\pi R^2}{r^3} x(\hat{y}) \; ; \; \hat{\varphi} = \hat{y}$$
(4.11)

Ahora bien, si nos fijamos en el plano XZ, podemos mediante trigonometría obtener la siguiente relación (Figura 1)

$$\sin\theta = \frac{x}{r}$$

Con lo que el potencial vectorial quedará:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}(x,0,z) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{l\pi R^2}{r^2} \sin\theta \ \hat{\varphi}$$
 (4.11b)

Si tenemos en cuenta el momento dipolar magnético asociado a una espira de corriente circular tendremos que:

$$\vec{m} = I\vec{a} \quad \rightarrow \vec{a} = \pi R^2 \hat{z} \quad \rightarrow \vec{m} = I\pi R^2 \hat{z} \tag{4.12}$$

$$\vec{m} \times \hat{r} = Ia\hat{z} \times \hat{r} = I\pi R^2 (\hat{z} \times \hat{r})$$
(4.13)

$$\hat{z} \times \hat{r} = \left(\cos\theta \,\hat{r} - \sin\theta \,\hat{\theta}\right) \times \hat{r} = -\sin\theta \left(\hat{\theta} \times \hat{r}\right) = -\sin\theta \left(-\hat{\varphi}\right) = \sin\theta \left(\hat{\varphi}\right) \quad (4.14)$$

$$\vec{m} \times \hat{r} = Ia\hat{z} \times \hat{r} = I\pi R^2 \sin\theta \left(\hat{\varphi}\right) \tag{4.15}$$

Finalmente, podremos expresar el potencial vector como:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}(x,0,z) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{l\pi R^2}{r^2} \sin\theta \ \vec{\varphi} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{\vec{m} \times \hat{r}}{r^2} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3}$$
(4.16)

Una vez calculado el potencial vectorial asociado a una espira de corriente y evaluado a una distancia r>> R, estamos en disposición de calcular el campo magnético.

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \nabla \times \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3}$$
(4.17)

$$\vec{B}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \left[ -(\vec{m} \cdot \nabla) \frac{\vec{r}}{r^3} + \vec{m} \left(\nabla \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}\right) \right] \quad \rightarrow \nabla \cdot \frac{\vec{r}}{r^3} = 0 \tag{4.18}$$

$$(\vec{m} \cdot \nabla) \frac{\vec{r}}{r^3} = \frac{\vec{m}}{r^3} - \frac{3(\vec{m} \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} = \frac{3(\vec{m} \cdot \vec{r})\vec{r} - \vec{m}}{r^3}$$
(4.19)

$$\vec{B}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \left[\frac{3(\vec{m}\cdot\hat{r})\hat{r}-\vec{m}}{r^3}\right]$$
(4.20)

Asumiendo un momento magnético dipolar  $\vec{m} = I\pi R^2 \hat{z}$ , tendríamos en coordenadas esféricas las siguientes expresiones:

$$\vec{B}_r(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{2m}{r^3} \cos\theta \,\hat{r} \tag{4.21a}$$

$$\vec{B}_{\theta}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{m}{r^3} \sin\theta \,\hat{\theta} \tag{4.21b}$$

$$\vec{B}_{\varphi}(\vec{r}) = 0 \tag{4.21c}$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_r(\vec{r}) + \vec{B}_\theta(\vec{r}) + \vec{B}_\varphi(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{m}{r^3} \left(2\cos\theta\,\hat{r} + \sin\theta\,\hat{\theta}\right) \quad (4.21d)$$

En el trabajo desarrollado hemos utilizado datos referidos a un sistema de coordenadas cartesiano lo que nos obliga a convertir las componentes del campo magnético de coordenadas esféricas a coordenadas cartesianas aplicando un cambio de base.

$$x = r \sin \theta \cos \varphi$$
  

$$y = r \sin \theta \sin \varphi$$
  

$$z = r \cos \theta$$
  

$$\begin{pmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \sin \varphi & \sin \varphi \\ \cos \theta & -\sin \theta & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{r} \\ \hat{\theta} \\ \hat{\varphi} \end{pmatrix}$$
(4.22)

Con lo que obtendremos las componentes del campo dipolar magnético en coordenadas cartesianas.

$$\vec{B}_x^{dipolo} = 3M \frac{XZ}{r^5} \vec{u}_x \tag{4.23a}$$

$$\vec{B}_{y}^{dipolo} = 3M \frac{YZ}{r^{5}} \vec{u}_{y}$$
(4.23b)

$$\vec{B}_{z}^{dipolo} = M \frac{(3Z^{2} - r^{2})}{r^{5}} \vec{u}_{z}$$
(4.23c)

El parámetro M está relacionado con el momento dipolar magnético *m* mediante la expresión:

$$\vec{m} = \frac{4\pi \vec{M}}{\mu_0} \quad \begin{cases} m \to [A \cdot m^2] \\ M \to [T \cdot m^3] \end{cases}$$
(4.24)

Cuando estamos trabajando con las propiedades espaciales del campo dipolar es recomendable trabajar con el parámetro M. En cambio, si se pretende realizar un análisis energético teniendo en cuenta la energía magnética del sistema que se está analizando, entonces, se trabaja directamente con el momento dipolar *m*. En nuestro caso, estamos evaluando el impacto que tiene en términos espaciales el campo magnético solar en el campo de fondo identificado en un cruce de HCS, con lo que trabajaremos con M.

A partir del problema clásico se calcula el momento magnético asociado a una esfera en rotación asumiendo una velocidad angular  $\vec{\omega}$  constante de la esfera alrededor del eje Z (Anexo C). A priori, el problema que planteamos tendrá como resultado un momento dipolar. Con todo ello, podemos concluir que el momento magnético asociado a la esfera en rotación será proporcional a:

$$\vec{m} = C_1 \cdot R_{Sol}^2 \vec{\omega} \left[ Am^2 \right] \tag{4.25}$$

donde C<sub>1</sub> es un parámetro adicional del modelo.

Para trabajar en Teslas (T) incluimos la permeabilidad magnética en el vacío y obtenemos el valor con el que realizamos los ajustes de los cruces de lámina de corriente:

$$M = C_1 \frac{R_{Sol}^2 \cdot \vec{\omega} \cdot \mu_0}{4\pi} \quad [Tm^3] = C_1 M'$$
(4.26)

#### 4.2.2 Campo cuadrupolar magnético

En el estudio que describiremos más adelante hemos visto la necesidad de incorporar el término cuadrupolar a la hora de considerar el campo de fondo. El campo del cuadrupolo magnético es la siguiente componente que tenemos en el desarrollo multipolar. Su interés radica en que puede ser el término dominante en los intervalos en los que el campo magnético del Sol se invierte.

El cuadrupolo es el principal contribuyente del campo no dipolar y (a diferencia del dipolo centrado) describe el cambio direccional del campo magnético solar.

Así pues, consideraremos el campo de un cuadrupolo lineal. Presenta simetría especular (tanto en magnitud como en signo) alrededor del plano que pasa por el cuadrupolo y es normal a su eje. En una esfera, desde un punto de vista geométrico, el ecuador es continuo y el campo está dirigido radialmente, con polaridad contraria a la de los polos.

Para fijar las coordenadas con las que describir el cuadrupolo magnético, partimos de dos espiras (Figura 4.2), cada una de ellas de radio R, donde las corrientes fluyen en sentidos contrarios y separadas una distancia d = R.



Figura 4.2. Geometría del problema del campo magnético asociado a un cuadrupolo

El momento cuadrupolar magnético será:

$$Q_m = |\vec{Q}_m| = 2g_m d^2 \quad [A \cdot m^3]$$

$$Q_m = 2md = 2Iad = 2I\pi R^2 d = 2I\pi R^3 \quad [A \cdot m^3]$$
(4.27)

A distancias grandes el potencial vectorial cuadrupolar vendrá dado por la expresión:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{Q_m}{r^3} \left[ \hat{r} \times \left\{ \frac{3\hat{z}\hat{z} - \overleftarrow{1}}{2} \right\} \times \hat{r} \right] = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{Q_m}{r^3} \left\{ \frac{3\cos^2\theta - 1}{2} \right\}$$
(4.28)

siendo  $\theta$  el ángulo polar, el cual es igual a cos  $\theta = \hat{r} \cdot \hat{r}'$ 

De modo que la expansión multipolar del potencial vectorial quedará, incluyendo el término cuadrupolar, de la siguiente forma:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \sum_{n=!}^{\infty} \overrightarrow{A_n}(\vec{r}) = \underbrace{\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{\hat{m} \times \hat{r}}{r^2}}_{T\acute{e}rmino\ dipolar} + \underbrace{\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{\hat{r} \times \vec{Q}_m \times \hat{r}}{r^3}}_{T\acute{e}rmino\ cuadrupolar}$$
(4.29)

El tensor del momento cuadrupolar magnético,  $\vec{Q}_m$ , es una herramienta matemática para describir el campo. Se trata de un tensor de segundo rango, real, simétrico y de traza nula. Al ser real y simétrico podemos diagonalizarlo y sus tres autovectores corresponden a las direcciones principales del campo. El hecho de que tenga traza nula implica que sólo dos de sus componentes son independientes. Por ejemplo, una distribución de carga esférica uniforme tiene momento cuadrupolar nulo, ahora bien, si deformamos la esfera convirtiéndola en un elipsoide en una de las direcciones principales (X), el tensor cuadrupolar tendrá componentes no nulas, y en sus ejes principales, dos de los momentos ( $Q_{zz}$  y  $Q_{yy}$ ) serán iguales. El tensor cuadrupolar magnético tomará entonces la forma:

$$\vec{Q}_{m} = \begin{pmatrix} Q_{m_{xx}} & Q_{m_{yx}} & Q_{m_{zx}} \\ Q_{m_{xy}} & Q_{m_{yy}} & Q_{m_{zy}} \\ Q_{m_{xz}} & Q_{m_{yz}} & Q_{m_{zz}} \end{pmatrix}$$
(4.30)

En nuestro caso, para un cuadrupolo lineal magnético definido a lo largo del eje Z tendremos que:

$$Q_{m_{xx}} = Q_{m_{yy}}$$
;  $Q_{m_{ij}} = Q_{m_{ji}}$ ;  $Q_{m_{zz}} = -2Q_{m_{xx}} = -2Q_{m_{yy}} = 2g_m d^2 = 2I\pi R^3$  (4.31)

El tensor quedará entonces expresado de la siguiente manera:

$$\vec{Q}_m = 2g_m d^2 \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0\\ 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix} = 2I\pi R^3 \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0\\ 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}$$
(4.32)

El campo magnético cuadrupolar lo obtendremos calculando el rotacional del potencial vectorial.

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) \tag{4.33}$$

El campo expresado en coordenadas esféricas será:

$$\vec{B}_{r}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_{0}}{4\pi}\right) \frac{Q_{m}}{r^{4}} \left[\frac{3\cos^{2}\theta - 1}{2}\right] \hat{r}$$
$$\vec{B}_{\theta}(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_{0}}{4\pi}\right) \frac{Q_{m}}{r^{4}} \sin\theta\cos\theta \ \hat{\theta}$$
$$\vec{B}_{\varphi}(\vec{r}) = 0 \ \hat{\varphi}$$
(4.34)

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_r(\vec{r}) + \vec{B}_\theta(\vec{r}) + \vec{B}_\varphi(\vec{r}) = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{Q_m}{r^4} \left( \left[\frac{3\cos^2\theta - 1}{2}\right] \hat{r} + (\sin\theta\cos\theta)\hat{\theta} \right)$$
(4.35)

El hecho de que hayamos seleccionado una configuración simétrica, tanto en la dirección axial como en la azimutal, hace que no haya dependencia con  $\varphi$ , de ahí que la componente del campo sea nula.

Aplicaremos entonces un cambio de base para obtener las componentes cartesianas del campo magnético cuadrupolar tal y como hemos hecho con las componentes cartesianas dipolares calculadas en el apartado anterior.

$$\vec{B}_{x}^{cuadrupolo} = Q_{m_{xx}} \left[ \frac{5XZ^{2} - Xr^{2}}{r^{7}} \right] \vec{u}_{x}$$
  
$$\vec{B}_{y}^{cuadrupolo} = Q_{m_{yy}} \left[ \frac{5YZ^{2} - Yr^{2}}{r^{7}} \right] \vec{u}_{y}$$
(4.36)  
$$\vec{B}_{z}^{cuadrupol} = Q_{m_{zz}} \left[ \frac{5Z^{3} - 3Zr^{2}}{r^{7}} \right] \vec{u}_{z}$$

siendo r igual a  $r = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$  y  $Q_{m_{zz}} = -2Q_{m_{xx}} = -2Q_{m_{yy}}$ 

Para el cuadrupolo, la expresión utilizada para el momento cuadrupolar vendrá dada por la relación con el momento dipolar:

$$Q = \frac{C_2}{C_1} \cdot M \cdot R_{Sol} = \frac{C_2}{C_1} C_1 \frac{q \cdot R_{Sol}^3 \cdot \vec{\omega} \cdot \mu_0}{4\pi} \ [Tm^3] = C_2 Q'$$
(4.37)

### 4.3 HYTARO+

El modelo HYTARO se desarrolló asumiendo la existencia de un campo de fondo presente en los cruces de lámina de corriente. Y como se describe en la primera aproximación a este problema se calculó (capítulo 3) en base al valor medio de los datos de campo magnético suministrados por los instrumentos embarcados en los satélites y de las orientaciones obtenidas a partir del ajuste del modelo a los datos. Se sabe que el MFI tiene su origen en el Sol, y que la rotación solar queda patente en la representación de las líneas de campo en espiral (espiral de Arquímedes).

Además, se sabe que la intensidad del campo magnético interplanetario es de aproximadamente 5 nT en las proximidades de la Tierra (1 UA). La complejidad en la descripción de los campos magnéticos presentes en la superficie solar y en el medio interplanetario queda patente con la descripción realizada de los modelos de superficie fuente y del medio interplanetario.

Por un lado, el comportamiento dipolar del campo magnético interplanetario fue confirmado por el satélite Ulysses (1990-2009), al describir la primera órbita polar alrededor del Sol entre los años 1994 y 1995 donde confirmó que presentaba la misma polaridad que la existente en la superficie del Sol (Forsyth et al., 1996). En cuanto al ecuador solar, éste presenta una inclinación de ~7° con respecto al plano de la Eclíptica. Por otro lado, las líneas del campo magnético interplanetario con origen en el Sol son barridas por el viento solar, creando dos regiones de polaridad magnética opuesta en longitudes solares, separadas por la lámina de corriente heliosférica situada cerca del plano del ecuador solar (latitud 0°). Las observaciones proporcionadas por Ulysses mostraron que la ondulación de la HCS alcanzaba los  $\pm 20^{\circ}$  (Forsyth et al., 1996). Se identificaron cuatro sectores magnéticos en el plano ecuatorial que giran alrededor de las longitudes solares.

Por otro lado, hay que tener en cuenta la complejidad de los campos magnéticos generados por el Sol y la indeterminación de determinadas variables, lo que condiciona las aproximaciones al modelo que tenemos que realizar. Por ejemplo, asumimos el modelo de un dipolo ideal en el que el campo magnético decrece con la inversa del cubo de la distancia. En estas condiciones, el momento dipolar magnético dependerá del campo magnético en la superficie solar y del radio solar:

$$m \propto B_S \cdot R_{\odot}^3 \tag{4.38}$$

Esto nos obliga a asumir un campo magnético en la superficie solar B<sub>s</sub>, lo que nos lleva al estudio de la dinamo solar. Los modelos de dínamo solar desarrollados apuntan en la dirección de la existencia de un dipolo oscilante (Parker, 1993) con el que conseguir que el campo poloidal se

mantenga a lo largo de toda la esfera solar. Además, el campo magnético solar a gran escala en las proximidades de los polos es básicamente dipolar, con una intensidad de aproximadamente  $10^{-3}$  T. Ahora bien, en muchas publicaciones se asume un campo magnético medio en la superficie solar de  $10^{-4}$  T. Nótese que la estructura de un campo magnético dipolar a gran escala acaba distorsionándose por los efectos producidos, desde un punto de vista global, por la rotación y el viento solar, y desde un punto de vista local, por las manchas solares, y que existen las regiones bipolares activas a latitudes medias donde la actividad magnética se produce a escalas temporales relativamente cortas (meses, años...), y aunque cubren pequeñas regiones en comparación con la superficie solar, su intensidad puede alcanzar los 2000 G (Brants & Zwaan, 1982). Todo ello muestra la incertidumbre en la determinación del valor del campo magnético en la superficie solar. Por otro lado, la rotación diferencial implica que la velocidad de rotación depende de la latitud, en las proximidades del ecuador solar, el periodo de rotación es aproximadamente de 24 días, mientras que en los polos el periodo es de ~30 días. Nuevamente, la incertidumbre en la definición del valor de la velocidad rotacional es evidente.

Todo ello nos lleva a incluir en el modelo HYTARO+ dos parámetros adicionales,  $C_1$  asociado a las componentes dipolares y  $C_2$  asociado a las componentes cuadrupolares, cuya finalidad es la de absorber, por un lado, la indeterminación en la definición del momento dipolar magnético y por otro, las desviaciones que presentan las expresiones ideales de un campo dipolar y cuadrupolar frente a los datos experimentales obtenidos vía satélite. El campo de fondo queda definido para cada una de las componentes como se muestra a continuación:

$$\vec{B}_{x0} = C_1 \vec{B}_x^{dipolo} + C_2 \vec{B}_x^{cuadrupolo} = \left(3C_1 M \frac{XZ}{r^5} + C_2 Q'_{m_{xx}} \left[\frac{5XZ^2 - Xr^2}{r^7}\right]\right) \vec{u}_x$$
$$\vec{B}_{y0} = C_1 \vec{B}_y^{dipolo} + C_2 \vec{B}_y^{cuadrupolo} = \left(3C_1 M \frac{YZ}{r^5} + C_2 Q'_{m_{yy}} \left[\frac{5YZ^2 - Yr^2}{r^7}\right]\right) \vec{u}_y$$
(4.39)
$$\vec{B}_{z0} = C_1 \vec{B}_z^{dipolo} + C_2 \vec{B}_z^{cuadrupolo} = \left(C_1 M \frac{(3Z^2 - r^2)}{r^5} + C_2 Q'_{m_{zz}} \left[\frac{5Z^3 - 3Zr^2}{r^7}\right]\right) \vec{u}_z$$

donde X, Y, Z son las posiciones espaciales del punto de observación, en este caso, el cruce de HCS con respecto a la fuente, es decir, el Sol, expresadas en coordenadas GSE. En este punto, cabe destacar que el sistema de coordenadas GSE tiene su origen en el centro de la Tierra y que la coordenada X indica la distancia de la fuente al satélite.

La expresión del modelo HYTARO (3.4) que presentamos en el capítulo 3 sigue siendo válida. En dicho modelo, el número de parámetros era de 5 (B<sub>0</sub>, t<sub>0</sub>, L,  $\alpha$ ,  $\beta$ ), sin embargo, con el nuevo modelo, incluimos dos parámetros adicionales C<sub>1</sub> y C<sub>2</sub> con los que identificar la contribución del campo magnético dipolar y cuadrupolar.

$$B_{x}^{LP} = B_{x0} + B_{0} \tanh\left(\frac{y - y_{0}}{L}\right)$$

$$B_{y}^{LP} = B_{y0}$$

$$B_{z}^{LP} = B_{z0}$$
(3.4)

Las componentes del campo magnético de fondo para HYTARO (3.12), las definimos anteriormente como:

$$B_{x0} = \langle B_x^{GSE} \rangle \cos \alpha + \langle B_y^{GSE} \rangle \sin \alpha \cos \beta + \langle B_z^{GSE} \rangle \sin \alpha \sin \beta$$
  

$$B_{y0} = -\langle B_x^{GSE} \rangle \sin \alpha + \langle B_y^{GSE} \rangle \cos \alpha \cos \beta + \langle B_z^{GSE} \rangle \cos \alpha \sin \beta$$
(3.12)  

$$B_{z0} = -\langle B_y^{GSE} \rangle \sin \beta + \langle B_z^{GSE} \rangle \cos \beta$$

Mientras que para HYTARO+, al incluir la contribución del dipolo y cuadrupolo, las componentes del campo de fondo serán:

$$B_{x0} = (C_1 B_x^{dipolo} + C_2 B_x^{cuadrupolo}) \cos \alpha + (C_1 B_y^{dipolo} + C_2 B_y^{cuadrupolo}) \sin \alpha \cos \beta$$
$$+ (C_1 B_z^{dipolo} + C_2 B_z^{cuadrupolo}) \sin \alpha \sin \beta$$
$$B_{y0} = -(C_1 B_x^{dipolo} + C_2 B_x^{cuadrupolo}) \sin \alpha + (C_1 B_y^{dipolo} + C_2 B_y^{cuadrupolo}) \cos \alpha \cos \beta$$
(4.40)
$$+ (C_1 B_z^{dipolo} + C_2 B_z^{cuadrupolo}) \cos \alpha \sin \beta$$
$$B_{z0} = -(C_1 B_y^{dipolo} + C_2 B_y^{cuadrupolo}) \sin \beta + (C_1 B_z^{dipolo} + C_2 B_z^{cuadrupolo}) \cos \beta$$

Nótese que hemos rotado al sistema local propio (LP) las componentes dipolares y cuadrupolares que las hemos calculado inicialmente en el sistema GSE.

### 4.4 Análisis

Hemos de tener en cuenta que el tiempo que emplea un satélite en atravesar la lámina de corriente es lo suficientemente pequeño como para que podamos asumir que el campo de fondo es uniforme y constante en dicha región. Con HYTARO+ pretendemos explorar la contribución de las componentes multipolares a estos campos que se han identificado en los ajustes realizados desde que se generó el modelo HYTARO original.

El periodo en el que nos hemos centrado ha abarcado la totalidad del ciclo 23 (desde agosto de 1996 hasta diciembre de 2008) y parte del ciclo 22 (desde enero de 1995 hasta agosto de 1996). El ciclo 23 se caracterizó por tener un mínimo cuyo nivel de actividad fue inusualmente bajo y también porque los campos polares fueron aproximadamente un 40% más débiles que durante los tres mínimos anteriores (Schrijver y Liu 2008). Si tenemos en cuenta que los agujeros polares coronales proporcionan la mayor parte del flujo magnético abierto en el periodo de mínima actividad solar, durante este ciclo se observó un debilitamiento en la intensidad del campo magnético interplanetario (Smith & Balogh, 2008). Por otro lado, en términos de viento solar, las observaciones realizadas por Ulysses mostraron que el viento solar a altas latitudes era más lento (~3%) y menos denso (~17%) en el periodo de mínima actividad que en el mismo periodo para el ciclo anterior (McComas et al., 2008).

Se han identificado y analizado 99 cruces de HCS seleccionando dichos cruces en base a los criterios definidos en el Capítulo anterior. Asumiendo que un cruce de HCS sucede cuando la intensidad de campo magnético es mínima, se observa una inversión de polaridad y el flujo de electrones en el viento solar invierte su signo (Blanco et al., 2006). Los datos de campo magnético utilizados han sido los del instrumento MFI a bordo del satélite WIND (Lepping et al., 1995) promediados sobre 3 s. Los datos de viento solar se obtuvieron del instrumento SWE (Ogilvie et

al., 1995). Durante el ciclo analizado, WIND estuvo orbitando entre L1 y en determinados intervalos temporales cruzó la Magnetosfera, dichos intervalos fueron eliminados.

Los análisis realizados muestran la necesidad de incluir ambos términos, dipolar y cuadrupolar, en la función de ajuste.

En HYTARO+ el campo magnético de fondo incluye los términos dipolar y cuadrupolar con los ejes de simetría paralelos entre sí y al eje Z en el sistema GSE. Además, el tensor del momento cuadrupolar magnético es diagonal para el sistema de coordenadas definido. El análisis incluyendo únicamente la contribución de la componente dipolar se muestra en la Figura 4.3. El cruce seleccionado corresponde al 31 de Julio de 1995. En dicho análisis, se observa que la función de ajuste no puede evaluar el desplazamiento de las componentes X e Y del campo magnético con respecto al punto de inversión. Un análisis de la contribución por componentes del campo dipolar muestra que es la componente Z la que contribuye en términos dipolares al ajuste (Figura 4.5), mientras que la contribución de las componentes X e Y es residual.



**Figura 4.3.** Componentes del campo magnético e intensidad para el 31 de julio de 1995. Se incluyen las líneas de ajuste (en rojo). Nótese que no se está teniendo en cuenta la contribución de la componente cuadrupolar del campo  $(C_2 = 0)$ . Se incluyen los valores del campo de fondo por componente.

**Tabla 4.1.** En la parte superior se incluyen los resultados obtenidos para los parámetros deajuste con HYTARO+ cuando se realiza el ajuste únicamente con la componente dipolar.En la parte inferior los valores del campo de fondo por componentes para el dipolo. Elcuadrupolo no interviene y las componentes aparecen a 0.

	(CS310795)	<b>R<sup>2</sup>=</b> 0,971				
	Parameter	Value	StdErr	CV(%)	Dependenc	ies
	t <sub>o</sub> (h)	0,0235	0,0004	1,740	0,007	
	В <sub>0</sub> (Т)	1,90E-09	0,07E-09	3,678	0,363	
	<b>C</b> <sub>1</sub>	6,49	0,07	1,045	0,063	
	C <sub>2</sub>					
	α (°)	131,0	1,8	1,392	0,050	
	β (°)	-4	2	48,700	0,012	
	L (m)	-5,2E+06	0,7E+06	14,990	0,363	
	DIPOLO		QUADRUPOLO			
B <sub>Xdipolo</sub> (T)	B <sub>Ydipolo</sub> (T)	B <sub>Zdipolo</sub> (T)	B <sub>Xquadrupolo</sub> (T)	<b>B</b> <sub>Yquad</sub>	<sub>Irupolo</sub> (T)	B <sub>Zquadrupolo</sub> (T)
-8,91E-14	-5,40E-17	-6,55E-11	0,00E+00	0,0	0E+00	0,00E+00

Como acabamos de discutir, el análisis de la estructura local de la HCS incluyendo únicamente la contribución del campo dipolar no es suficiente. Por un lado, el campo dipolar en el plano de la Eclíptica es residual y la contribución de la componente vertical no identifica el desplazamiento que sufre en términos de campo magnético la lámina de corriente. La superposición de los términos dipolar y cuadrupolar mejora los resultados obtenidos anteriormente. En la Figura 4.4 se muestra el ajuste incluyendo el término cuadrupolar.



Figura 4.4. Componentes del campo magnético e intensidad para el 31 de julio de 1995. Se incluyen las líneas de ajuste (en rojo) en este caso teniendo en cuenta la contribución de la componente cuadrupolar (C<sub>2</sub> ≠ 0). Se incluyen los valores del campo de fondo para el dipolo y el cuadrupolo por componente.

(CS31079	5)	<b>R<sup>2</sup>=</b> 0,992			
Paramet	er Value	StdErr	CV(%)	Dependen	cies
t <sub>0</sub> (h)	0,0231	L 0,0002	0,977	0,069	
В <sub>0</sub> (Т)	1,90E-0	0,04E-09	9 1,966	0,382	
<b>C</b> <sub>1</sub>	6,44	0,04	0,557	0,075	
C <sub>2</sub>	336	14	3,951	0,024	
α (°)	132,5	0,9	0,667	0,150	
β (°)	-3	1	31,070	0,055	
L (m)	5,3E+0	6 0,4E+06	7,806	0,389	
DIPOI	0		QUADRUPOLO		
B <sub>Xdipolo</sub> (T) B <sub>Ydipolo</sub>	(T) B <sub>Zdipolo</sub>	, (T) B <sub>Xquadru</sub>	<sub>ipolo</sub> (T) Β <sub>γ</sub>	<sub>'quadrupolo</sub> (T)	B <sub>Zquadrupolo</sub> (T
8,85E-14 -5,36E	17 -6,50E	-11 -1,58	E-11	-9,58E-15	2,15E-14

Tabla 4.2. En la parte superior se incluyen los resultados obtenidos para los parámetros deajuste con HYTARO+. En la parte inferior los valores del campo de fondo por<br/>componentes para el dipolo y el cuadrupolo.

El campo cuadrupolar muestra una mayor contribución de la componente X, mientras que la contribución de las otras dos componentes es despreciable. La contribución del término cuadrupolar permite corregir el desplazamiento presente en los datos experimentales al considerar que en el punto de inversión el campo es cero, lo que no se observa en los datos, es decir, existe un valor de campo distinto de cero en el punto de inversión. Además, los parámetros de base del modelo HYTARO con los que se ha trabajado en el capítulo 3, léase instante de inversión (t<sub>0</sub>), amplitud (B<sub>0</sub>), semi-anchura (L) y los términos angulares asociados a la rotación (phi, theta), al ser parámetros independientes del campo de fondo, muestran resultados similares en ambos ajustes. Los valores que obtenemos para las componentes dipolares sin incluir el término cuadrupolar e incluyéndolo son también muy similares. HYTARO+ nos permite no sólo seguir identificando los parámetros asociados a la topología local de un cruce de HCS que obtenía HYTARO, sino que identifica la contribución por componentes del campo magnético dipolar y cuadrupolar.

Un análisis general de los resultados obtenidos en los cruces de lámina de corriente analizados muestra la contribución por componentes tanto para el dipolo como para el cuadrupolo. La función de ajuste de HYTARO+ nos permite calcular el campo de fondo identificando por término (dipolar y cuadrupolar) y componente (X, Y, Z). Nuevamente, la componente Z dipolar y la componente X cuadrupolar son las que definen el campo de fondo cuando analizamos la estructura local de la HCS.



Figura 4.5. Histograma con la contribución de cada una de las componentes del campo dipolar.

En la Figura 4.5 se incluye la contribución de cada una de las componentes del campo dipolar. Nótese que aun siendo residuales (en el mejor de los casos 2 órdenes de magnitud menores que la componente B<sub>Z</sub>) las contribuciones que tendrían las componentes contenidas en el plano de la Eclíptica (X e Y), la que menos contribuye de las dos es la componente dipolar B<sub>Y</sub>.

En cambio, con el campo cuadrupolar (Figura 4.6), las componentes  $B_Y$  y  $B_Z$  son las que menos contribuyen en la evaluación realizada de los cruces de HCS, aunque en este caso, ambas presentan unos resultados similares, estando su máximo en  $10^{-13}$  T para ambas componentes.



Figura 4.6. Histograma con la contribución de cada una de las componentes del campo cuadrupolar.

Vamos a resumir el comportamiento de las componentes del campo magnético solar. Para ello analizaremos cruces de HCS en cada una de las regiones de interés que se muestran en la Figura 4.7. El ciclo solar 23 comienza en agosto de 1996 y finaliza en enero de 2008. El primer mínimo entre los ciclos 22 y 23 lo hemos identificado entre 1995 y finales de 1997. A continuación, comienza la fase de ascenso hasta que alcanza el máximo en el año 2001. El periodo de máxima actividad lo hemos encuadrado entre los años 2000 y 2002. La fase de descenso culmina alrededor de 2005 donde comienza un nuevo periodo de mínima actividad solar que se prolonga hasta enero de 2008, arrancando el ciclo 24.



Figura 4.7. Imagen obtenida de las predicciones mensuales de manchas solares realizada por el Dr. David H. Hathaway donde se muestra el ciclo solar 23.

El análisis por componente a lo largo del ciclo 23 lo hemos desarrollado agrupando los cruces de HCS analizados por año. En la Figura 4.8 se han representado los valores promedio por año para  $B_0$ , y las componentes multipolares cuya contribución es mayor a lo largo de todo el ciclo analizado, en este caso,  $B_{Zdipolar}$  y  $B_{Xcuadrupolar}$ . En la figura puede verse que la componente cuadrupolar alcanza su máximo en el periodo del máximo de actividad solar del ciclo 23 coincidiendo con el máximo de intensidad. Además, presentan tendencias similares los valores promedio del cuadrupolo y la intensidad hasta la fase de descenso del ciclo.

La componente dipolar analizada muestra una oscilación durante la primera mitad del ciclo obteniendo su máximo en la fase de descenso en el año 2003, lo cual puede venir motivado porque de dicho año, simplemente se han analizado 3 cruces. Aunque durante este ciclo, los años 2000, 2001 y 2003 fueron años de alta actividad solar.

Al comparar con la intensidad del campo magnético promediada, vemos una tendencia en la relación con las componentes multipolares. Las épocas en las que la contribución de la componente

cuadrupolar es más notable coinciden con los máximos de intensidad. Esta tendencia se rompe en el año 2003, donde, aunque los valores de la componente cuadrupolar son notables, es la componente dipolar la que más contribuye coincidiendo con el mínimo de intensidad.

Aunque los resultados no son concluyentes, podemos observar cómo en el periodo de máxima actividad solar, comprendido entre los años 2000 y 2002 (en noviembre de 2001 se obtuvo el recuento máximo de manchas solares) el promedio del término cuadrupolar muestra su máximo dentro del ciclo analizado. Por su parte, la componente dipolar presenta su máximo en el año 2003 coincidente con el mínimo de amplitud de los cruces analizados.



**Figura 4.8.** Componentes del campo dipolar (B<sub>z</sub>) y cuadrupolar (B<sub>x</sub>) promediadas a lo largo del año y representadas en función del ciclo solar. Se incluye también la intensidad del campo magnético B<sub>0</sub>.

#### 4.4.1 HYTARO+ vs HYTARO

El campo de fondo definido por los parámetros  $B_{x0}$ ,  $B_{y0}$  y  $B_{z0}$  ha sido analizado desde las primeras versiones del modelo HYTARO que lo incorporaron. El modelo HYTARO, en todas sus variantes, se fundamenta en la premisa de que la lámina de corriente es una estructura sencilla que está rotada con respecto a un sistema de referencia en el que las ecuaciones que describen la estructura de la lámina tampoco presentan mayor complejidad. HYTARO+ parte de la misma premisa que el modelo anterior, pero incorporando el sentido físico al campo de fondo definido a partir de las componentes del campo magnético dipolar y cuadrupolar lo que permite avanzar en el desarrollo de una herramienta que nos permita evaluar el comportamiento de los campos dipolares y cuadrupolares a lo largo del ciclo solar e identificar la contribución de los mismos analizando cruces de HCS locales.

El análisis de los cruces por medio de ambos modelos pretende validar el modelo HYTARO+ comparando las similitudes o discrepancias que presentan los parámetros que definen la topología local de un cruce de HCS. En este sentido hemos calculado los vectores normales mediante los modelos HYTARO e HYTARO+ y los resultados se muestran en la Figura 4.9. En dicha figura puede verse que la desviación entre los vectores normales calculados por uno y otro modelo se encuentra en la mayoría de los casos entre -5° y +5°, llegando a los 11° en casos puntales. En estos casos, una revisión de la identificación del cruce detectado es necesaria. En cualquier caso, son variaciones lo suficientemente pequeñas como para aceptar que HYTARO+ es un modelo tan válido como HYTARO para el cálculo de los parámetros que describen la topología de la HCS local. HYTARO+ no sólo describe mediante estos parámetros la estructura local de la HCS, sino que incorpora el sentido físico al campo de fondo incorporando los términos dipolares y cuadrupolares, aproximación que HYTARO no contempla. En el anexo D se muestran los resultados obtenidos con ambos modelos.



Figura 4.9. Variación angular entre los vectores calculados mediante HYTARO e HYTARO+ para cada uno de los cruces de HCS analizados.

Lo mismo sucede con la semi-anchura (L) y la amplitud de la intensidad el campo (B<sub>0</sub>). Cuando analizamos el ratio entre la semi-anchura obtenida mediante HYTARO+ frente a HYTARO, oscila entre 0 y 2 para el 90% de los cruces de HCS analizados. La amplitud nos devuelve un ratio de  $\pm 1$  nuevamente para el 90% de los cruces.

Con todo ello podemos concluir que HYTARO+ e HYTARO son modelos con los que obtenemos resultados similares, pero HYTARO+ aparte de calcular parámetros relativos a la estructura local de la HCS nos permite obtener información relativa al campo de fondo en base al desarrollo multipolar e identificar los términos que más contribuyen a dicho campo.

# CAPÍTULO 5. CONCLUSIONES

En el trabajo de Tesis Doctoral presentado hemos ahondado en la extensión del modelo fenomenológico HYTARO desarrollado en la Universidad de Alcalá. Tres han sido los bloques en los que se asienta este trabajo: la aplicabilidad del modelo HYTARO mediante el estudio multisatélite; la optimización del modelo reduciendo su número de parámetros y justificando mediante un análisis de componentes principales la reducción dimensional del mismo; y, finalmente, la la definición del modelo HYTARO+ cuya principal contribución radica en la definición del campo de fondo en base a las componentes multipolares del Sol, lo que ha permitido identificar la contribución de los campos dipolar y cuadrupolar del Sol en la estructura local de la HCS. Además de determinar parámetros físicos como la anchura de la lámina, el punto de inversión, la orientación local del plano de corriente y la amplitud de la variación de la intensidad del campo magnético, con mucha más precisión.

El primer bloque se ha centrado en el estudio multi-satélite desarrollado en dos periodos (fase ascendente solar (de 1998 a 2001) y mínimo solar (2007-2008)) que nos ha permitido evaluar mediante el análisis de los cruces de HCS la influencia del ciclo solar en los datos observacionales de ACE y Wind, y las variaciones espaciales de la estructura de la HCS evaluando el aumento en la distancia entre las satélites STEREOs.

La conexión entre los cruces de HCS y su origen en la corona se ha analizado suponiendo una propagación constante a lo largo de la espiral de Parker, lo que nos ha permitido suponer que las observaciones, realizadas en distintos puntos de observación, están conectadas con la misma fuente en la corona.

En el análisis global durante la fase ascendente del ciclo solar, las variaciones observadas en la orientación local de la HCS nos llevan a suponer que las variaciones espaciales en la estructura local de la HCS son importantes. Además, en dicho periodo, la interacción entre la HCS y el viento solar es muy efectiva teniendo en cuenta la baja conectividad magnética calculada. Esto implica
que dicha interacción produce un desplazamiento de la lámina de corriente con respecto a su ubicación esperada en caso de ausencia de interacción.

El análisis espacial durante el periodo de mínimo solar muestra una tendencia creciente entre la variación de la inclinación local de la lámina y las distancias entre los satélites hasta distancias inferiores a 5000 R<sub>E</sub> (< 10 horas). A mayores distancias (> 10 horas), los resultados muestran una tendencia decreciente. En estos casos, la evolución de la estructura local de la HCS no puede analizarse aun considerando la misma estructura, lo que nos lleva a plantear la posibilidad de que una interacción continuada de la HCS con el viento solar junto con una baja conectividad magnética produzca variaciones en la estructura de la lámina a nivel local que impidan abordar con fiabilidad un análisis de la evolución de la estructura de la HCS mediante este procedimiento.

El segundo bloque de estudio se ha centrado en la optimización del modelo HYTARO. En esta fase del estudio hemos podido reducir el número de parámetros libres pasando de ocho a cinco. Además, con respecto al modelo original se ha incluido la trayectoria relativa que sigue el satélite a través de la HCS, y se ha añadido un campo de fondo con una componente  $B_{x0}$  que originalmente se asumía despreciable.

La optimización incluyó el análisis del campo de fondo, el cual, finalmente, ha sido calculado con los datos de campo medio medidos a ambos lados del cruce. El modelo HYTARO, con estas mejoras, continúa reproduciendo distintas topologías del campo magnético observadas en los cruces de la lámina de corriente, y mantiene la información, que ya aportaba, acerca de la estructura local de cada cruce analizado.

En los ajustes realizados se obtienen buenos valores de correlación y las estimaciones de los parámetros locales (anchura, orientación local) están en línea con las que se presentan en trabajos previos de diferentes investigadores.

Al aplicar tres rotaciones en el modelo HYTARO se observó una fuerte correlación entre los ángulos, lo que se tradujo en la obtención de parámetros poco fiables debido a su alta dependencia tanto en el cálculo del vector normal, como en el cálculo de la anchura de la lámina. En esta fase de optimización trabajamos con el método de componentes principales (PCA), con la finalidad de evaluar la contribución de cada una de las componentes principales, lo que nos permitió abordar una reducción de dimensionalidad del problema eliminando la componente que menos contribuía. En términos de pérdida de información menos del 1% pertenece a la componente principal eliminada, lo que se traduce en que en el ajuste del modelo HYTARO muestra ligeras discrepancias entre los datos originales con respecto a los datos reconstruidos mediante el método de componentes principales.

El tercer bloque de este trabajo corresponde al análisis multipolar del Sol y su contribución al campo de fondo, dando un significado físico al mismo, presente en un cruce de lámina de corriente. La necesidad de incorporar un campo de fondo en el modelo HYTARO nos ha llevado a determinar el campo de fondo asignándole un significado físico al mismo. Así, hemos desglosado la contribución del campo de fondo por componentes ( $B_{x0}$ ,  $B_{y0}$ ,  $B_{z0}$ ) y por término multipolar (dipolar y cuadrupolar). Esta aportación ha llevado a la definición del modelo HYTARO+. Con idea de evaluar la mejora que supone frente a modelos y estudios previos se ha llevado a cabo el análisis de 99 cruces de HCS a 1 UA cubriendo el ciclo solar 23.

En el desarrollo del modelo HYTARO+ hemos tenido que calcular las componentes de los campos magnéticos dipolar y cuadrupolar a 1UA lo que nos ha permitido, entre otras cosas, identificar la componente Z del campo dipolar y la componente X del campo cuadrupolar como los términos que más contribuyen al campo de fondo presente en los cruces analizados.

Se ha analizado con HYTARO+ la contribución de las componentes multipolares a lo largo del ciclo solar mostrando una cierta dependencia con la fase del ciclo aunque (y lo remarcamos como trabajo a futuro) habría que ampliar el estudio a más ciclos solares.

A futuro cabe destacar varias vías de investigación, algunas de ellas abiertas o en fase de estudio, otras en cambio planteadas según avanzaba en la realización del trabajo de tesis presentado.

Así pues, uno de nuestros próximos propósitos es extender el estudio de las componentes multipolares, analizando cruces detectados por otros satélites ubicados en distintas regiones del medio interplanetario, lo que nos permitirá realizar una extensa lista de los mismos, así como indudablemente afianzar HYTARO+ como una herramienta robusta adecuada para el análisis de HCS local.

Otra línea de trabajo pasa por abordar el estudio del campo dipolar y cuadrupolar solar analizando su comportamiento en función del ciclo solar. En el trabajo de tesis presentado, abordamos este estudio para un único ciclo, y necesitamos extender el estudio cubriendo un mayor número de ciclos solares.

Otro aspecto en el que estamos interesados es abordar el estudio de la desviación del eje de rotación solar con respecto al eje magnético dipolar para así analizar el impacto de la desviación en HYTARO+.

#### Anexo A. Modelo de Parker

Los modelos de la Corona solar, que nombraremos más adelante, eran modificaciones del modelo de Parker (Parker, 1958), de ahí que merezca mención aparte el modelo que desarrolló Parker. El modelo hidrodinámico que desarrolló era un modelo de la Corona solar bajo la influencia del campo gravitacional solar, e incluía el flujo del viento solar impulsado por el gradiente de presión entre la Corona y el medio interplanetario.

Comenzó postulando las ecuaciones de continuidad de la masa (A.1) y la ecuación de Navier-Stokes (A.2), la cual relaciona las variaciones temporales del momento lineal con las fuerzas que actúan sobre un fluido:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \vec{V} \right) = 0 \tag{A.1}$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \vec{F_{\nu}} - \nabla P + \mu_{din} \nabla^2 \vec{V}$$
(A.2)

donde los parámetros de plasma que entran en juego son: la densidad,  $\rho$ , la presión, P, la velocidad del plasma,  $\vec{V}$ , la fuerza gravitatoria,  $\vec{F_{v}}$  y la viscosidad dinámica,  $\mu_{din}$ .

Estas dos expresiones se simplifican asumiendo una solución hidrodinámica estacionaria, es decir, la densidad no varía con el tiempo y la pérdida de energía debida a la viscosidad es despreciable, con lo que las expresiones (A.1) y (A.2) quedarán:

$$\nabla \cdot \left(\rho \vec{V}\right) = 0 \tag{A.1a}$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \vec{F_{\nu}} - \nabla P \tag{A.2a}$$

A su vez, si asumimos una solución simétrica y esférica donde todas las variables tienen una dependencia directa con la distancia a la que llamaremos radio heliocéntrico r, las expresiones anteriores se pueden expresar como:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(\rho v r^2) = 0 \tag{A.1b}$$

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\rho \frac{GM_s}{r^2} - \frac{dP}{dr}$$
(A. 2b)

La primera de estas dos ecuaciones implica que, si tenemos un sistema formado por una superficie esférica centrada con el Sol situado en su origen, el flujo de masa que atraviesa dicha superficie será constante. Utilizando esta expresión y aproximando, mediante la ley de los gases ideales para expresar la presión, p, en términos de la temperatura, T, y el radio heliocéntrico, la expresión (A.2b) quedará expresada como:

$$\left(v^2 - \frac{2kT}{m}\right)\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} = -\frac{GM_s}{r^2} + \frac{4kT}{mr}$$
(A.3)

donde k es la constante de Boltzmann y m es la masa. Analizando esta expresión, a la derecha de la misma tenemos dos términos, uno gravitacional y otro dependiente de la temperatura.

Una primera conclusión a la que llegamos es que cuando la distancia heliocéntrica es pequeña, es decir, cerca de la base de la Corona, hay una fuerte dependencia con la atracción gravitatoria (la fuerza resultante tiene valor negativo). Cuando r crece, en un momento determinado, el término de la derecha de la expresión (A.3) será igual a cero, en dicho punto la atracción gravitatoria estará compensada por el término térmico. Pasada esa distancia heliocéntrica crítica (r<sub>c</sub>), la resultante es positiva lo que querrá decir que la Corona ya no estará ligada gravitacionalmente y el viento solar se expandirá en la Heliosfera.

Hemos visto que la distancia heliocéntrica crítica,  $r_c$ , representa la distancia donde las fuerzas se anulan, lo que implicará que el término de la izquierda de la expresión (A.3), tendrá que ser

igual a cero, lo que supondrá que una de las siguientes condiciones se tendrá que cumplir para que la igualdad se respete.

$$v_c^2 - \frac{2kT}{m} = 0 \tag{A.4}$$

$$\left. \frac{dv}{dr} \right|_{r=r_c} = 0 \tag{A.5}$$

La primera ecuación (A.4) nos indica que, en el caso particular de un fluido isotérmico, la velocidad crítica será igual a la velocidad del sonido.

El desarrollo del modelo de Parker nos lleva a la figura 1.6 donde se muestran las cinco posibles soluciones al modelo representando la velocidad en función de la distancia heliocéntrica.



**Figura A.1.** Simulación de las cinco posibles soluciones a la ecuación 1.3. Representación de la velocidad del viento solar, v, en función de la distancia heliocéntrica, r. (Alan Hood, Solar MHD theory group, University of St. Andrews)

Analizando dicha figura, podemos decir que las soluciones I y II pueden descartarse ya que no satisfacen ninguna de las condiciones que se impusieron para la resolución del modelo. Por un lado, la solución I describe un viento solar que vuelve a caer hacia la superficie solar y la solución II representa un viento solar sin una fuente solar de la que emana, es decir, sin un origen determinado. Las soluciones III y IV satisfacen la ecuación A.5, ya que presentan un punto de inflexión en  $r = r_c$ , ahora bien, en base a las observaciones ambas soluciones se descartan. La solución III muestra un flujo supersónico en la base de la Corona y la solución IV presenta velocidades bajas a grandes distancias. La única solución que cumple con las condiciones iniciales impuestas en la resolución del modelo que propone Parker y con las observaciones realizadas es la solución V, la cual arranca con un flujo subsónico en la base de la Corona, acelerando hasta alcanzar velocidades supersónicas a grandes distancias.

Los modelos que se desarrollaron a partir del modelo de Parker ganaron en complejidad incluyendo la imanación del plasma (Weber & Davis, 1967) y los mecanismos de calentamiento y aceleración del viento solar (McKenzie et al, 1997), pero todos ellos mostraban pequeñas discrepancias en la velocidad y comportamiento del viento solar más allá de 10R<sub>☉</sub> (Cravens, 1997). De ahí que supongan correcciones al modelo de Parker.

# Anexo B. $\overrightarrow{B}$ de dos hilos de corriente.

El problema lo tenemos que abordar asumiendo que el satélite, que representa nuestro observador, se encuentra alejado de la fuente donde tenemos una distribución de carga, asumiremos conocida  $\rho(\mathbf{r})$ . Para llegar a este planteamiento tenemos que resolver inicialmente el cálculo de  $\vec{A}(\vec{r})$  y del campo magnético  $\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r})$  para dos hilos paralelos separados una distancia *d* por los que fluye una corriente  $I_1 = I(+\vec{z})$  e  $I_2 = I(-\vec{z})$ .



**Figura B.1.** Geometría del problema de dos hilos paralelos separados una distancia d por los que fluye una corriente  $I_1 = I(+\vec{z}) e I_2 = I(-\vec{z})$ .

En base a la figura podemos deducir geométricamente que:

$$d\ell_1 = +d\ell \vec{z} = +dz\vec{z} \tag{B.1}$$

$$d\ell_2 = -d\ell \vec{z} = -dz\vec{z} \tag{B.2}$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} - \vec{r'}_1 \tag{B.3}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{r} - \vec{r'}_2 \tag{B.4}$$

Y asumiendo que la longitud L de los filamentos es mucho mayor que la distancia al punto de observación P desde cada uno de ellos R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>, concluiremos que:

$$\overrightarrow{A_1}(R_1) \approx + \left(\frac{\mu_0}{2\pi}\right) I \ln\left(\frac{2L}{R_1}\right) \vec{z}$$
 (B.5)

$$\overrightarrow{A_2}(R_2) \approx -\left(\frac{\mu_0}{2\pi}\right) I \ln\left(\frac{2L}{R_2}\right) \vec{z}$$
 (B.6)

Aplicando el principio de superposición tendremos:

$$\vec{A}_{Total} = \vec{A}_1(R_1) + \vec{A}_2(R_2) \approx \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) I \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \vec{z} \quad L \gg R_1, R_2 \tag{B.7}$$

Además, podemos mediante análisis geométrico, expresar  $R_1$  y  $R_2$  en función de las componentes X e Y contenidas en el plano perpendicular a los filamentos y que contiene el punto de observación P.



Figura B.2. Geometría del plano perpendicular a los filamentos

$$R_1^2 = x^2 + y^2$$

$$R_2^2 = x^2 + (d - y)^2$$

$$\vec{A}_{Total} \approx \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) I \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \vec{z} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) I \ln\left(\frac{x^2 + (d - y)^2}{x^2 + y^2}\right)^2 \vec{z} \quad L \gg R_1, R_2 \qquad (B.8)$$

Como las corrientes las hemos definido a lo largo del eje Z, el potencial vectorial es cero en X e Y. En y=d/2,  $\vec{A}(\vec{r})$  se anula e invierte el signo, siendo la dirección siempre paralela a la corriente más próxima.

En este caso, el campo magnético en coordenadas cartesianas será:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}_{Total} = \begin{cases} B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} = -\left(\frac{\mu_0}{2\pi}\right) I\left(\frac{(d-y)}{x^2 + (d-y)^2} + \frac{y}{x^2 + y^2}\right) \\ B_y = \frac{\partial A_z}{\partial x} = -\left(\frac{\mu_0}{2\pi}\right) I\left(\frac{x}{x^2 + (d-y)^2} - \frac{x}{x^2 + y^2}\right) \\ B_z = 0 \end{cases}$$
(B.9)

# Anexo C. $\vec{B}$ de una esfera en rotación.

El cálculo del potencial vectorial para una esfera en rotación con una densidad de carga superficial ( $\sigma$ ) uniforme parte de la distribución geométrica que se muestra en la figura. Por simplificar el desarrollo teórico, el punto de observación se ha situado en el eje Z y el eje de rotación en el plano XZ.



Figura C.1. Distribución geométrica para la resolución del problema del campo magnético de una esfera en rotación.

El potencial vectorial en función de la densidad de corriente vendrá dado por:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\vec{K}(\vec{r})}{r} da \qquad (C.1)$$

donde el elemento infinitesimal de área y la densidad de corriente los podemos definir de la siguiente manera:

$$da = R^2 \sin \theta \, d\theta d\varphi \tag{C.2}$$

$$\vec{K}(\vec{r}) = \sigma \vec{v}(\vec{r}) \tag{C.3}$$

140

$$\vec{v}(\vec{r}) = \vec{\omega} \times \vec{r}' = \underbrace{\omega(\sin\psi\,\hat{x} + \cos\psi\,\hat{z})}_{\vec{\omega}} \times \underbrace{R(\sin\theta\cos\varphi\,\hat{x} + \sin\theta\sin\varphi\,\hat{y} + \cos\theta\,\hat{z})}_{\vec{r}'} \quad (C.4)$$

Hay que tener en cuenta que, en base al planteamiento del problema, se cumple que:

$$\int_0^{2\pi} \sin\varphi \, d\varphi = \int_0^{2\pi} \cos\varphi \, d\varphi = 0 \tag{C.5}$$

Lo que implica que cualquier término en la expresión de la velocidad que dependa de  $\phi$  será nulo. Además, por la ley de los cosenos tenemos que:

$$\mathbf{r} = |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr\cos\theta}$$
(C.6)

Con lo que, el potencial vectorial será:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\vec{K}(\vec{r})}{r} da = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\sigma(\vec{\omega} \times \vec{r}')}{r} da = \frac{\mu_0 R^3 \sigma \omega \sin \psi}{2} \int_S \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos \theta}} d\theta \,\hat{y} \quad (C.7)$$

La resolución de la integral nos devuelve el valor del potencial vectorial, que, en nuestro caso, lo evaluamos a una distancia r >> R, siendo R el radio solar.

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 R^4 \sigma}{3r^3} (\vec{\omega} \times \vec{r}') \tag{C.8}$$

Una vez resuelto el potencial vectorial para un eje de rotación angular arbitrario, rotamos dicho eje y lo hacemos coincidir con el eje Z. En este caso, tendríamos:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 R^4 \omega \sigma}{3r^2} \sin \theta \ \hat{\varphi} \tag{C.9}$$

Y el campo magnético asociado será:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) = \frac{2\mu_0 R\omega\sigma}{3} \left(\cos\theta \,\hat{r} - \sin\theta \,\hat{\theta}\right) \tag{C.10}$$

141

### Anexo D. Parámetros de ajuste y Cruces de HCS

En este anexo se incluye un resumen de los resultados obtenidos aplicando HYTARO+. Las gráficas que se incluyen muestran los resultados obtenidos con ambos modelos, en muchos casos, aparecen superpuestas las líneas de ajuste.

Evento	PARÁMETROS					<b>D</b> <sup>2</sup>		DIPOLO		QUADRUPOLO		
(Fecha)	t0 (h)	B0 (T)	phi (°)	theta (°)	L (m)	К	B <sub>Xdip</sub> (T)	B <sub>Ydip</sub> (T)	B <sub>Zdip</sub> (T)	B <sub>Xquad</sub> (T)	B <sub>Yquad</sub> (T)	B <sub>Zquad</sub> (T)
CS020195	0,0255	-6,3E-09	-48,13	-18,49	2,14E+07	0,967	-1,78E-13	-2,61E-16	6,17E-11	4,99E-11	7,30E-14	1,44E-13
CS260295	0,0352	7,6E-09	-121,00	184,30	-3,01E+06	0 <i>,</i> 985	-1,95E-13	1,22E-16	1,56E-10	-5,64E-11	3,53E-14	-7,07E-14
CS090395	0,0278	4,9E-09	55,31	-147,30	-1,01E+06	0,979	9,67E-14	5,30E-17	-4,92E-11	-4,23E-11	-2,32E-14	-8,32E-14
CS170395	0,0331	-4,6E-09	73,69	-150,10	-7,66E+06	0,980	-3,14E-14	-4,15E-17	-5,81E-11	-4,12E-11	-5,44E-14	2,23E-14
CS180495	0,0211	-4,2E-09	126,20	-21,65	1,85E+06	0,984	1,63E-14	1,94E-17	2,99E-11	-4,25E-11	-5,04E-14	2,31E-14
CS220495	0,1243	3,5E-09	73,40	196,80	-5,70E+06	0,923	-1,76E-14	-1,36E-18	-6,88E-11	-2,00E-11	-1,55E-15	5,13E-15
CS020595	0,0692	-6,1E-09	43,23	166,90	3,95E+06	0,971	-1,47E-13	1,28E-16	5,66E-11	-2,74E-11	2,39E-14	-7,10E-14
CS230595	0,0541	-4,8E-09	143,70	-41,86	6,99E+06	0,861	-2,61E-14	-1,79E-17	-2,07E-11	2,96E-11	2,02E-14	-3,73E-14
CS300595	0,1446	4,8E-08	44,99	-153,70	3,53E+08	0,947	-2,23E-14	6,20E-18	-5,64E-11	-2,45E-10	6,80E-14	9,67E-14
CS140695	0,0570	3,0E-09	41,87	-161,90	1,45E+07	0,972	-7,79E-14	7,73E-17	-3,30E-11	-2,09E-11	2,08E-14	4,93E-14
CS190695	0,0968	9,5E-09	320,20	350,30	-6,90E+07	0,956	-3,23E-13	4,14E-16	-1,32E-10	2,24E-11	-2,88E-14	-5,48E-14
CS250695	0,3633	9,0E-09	-138,50	-224,50	-1,07E+08	0,909	1,91E-14	-1,49E-17	7,11E-11	9,44E-11	-7,37E-14	-2,54E-14
CS250695b	0,7132	2,4E-06	230,90	204,00	-3,32E+10	0,981	1,25E-13	-9,75E-17	4,62E-10	1,22E-09	-9,49E-13	-3,29E-13
CS310795	0,0235	1,9E-09	131,00	-3,70	5,18E+06	0,971	-8,85E-14	-5,36E-17	-6,50E-11	-1,58E-11	-9,58E-15	2,15E-14
CS040995	0,0269	3,1E-09	36,28	-54,69	5,05E+06	0,965	3,55E-14	1,12E-17	2,07E-11	-4,01E-12	-1,27E-15	6,86E-15
CS261095	0,0695	2,2E-09	51,66	219,20	2,48E+07	0,977	-6,76E-14	-2,69E-17	-5,87E-11	-2,18E-11	-8,68E-15	2,51E-14
CS260496	0,0408	3,9E-09	-58,14	0,16	3,47E+07	0,915	6,25E-16	-4,99E-19	5,43E-12	-3,09E-12	2,47E-15	3,56E-16
CS050696	0,0574	-4,3E-09	-67,09	48,47	-3,02E+07	0,917	-2,71E-14	-6,76E-18	-1,53E-11	1,92E-11	4,80E-15	-3,41E-14
CS130696	0,0224	-2,2E-09	63,32	-136,60	3,23E+06	0,987	2,22E-15	7,70E-19	4,63E-12	-9,47E-12	-3,28E-15	4,54E-15
CS170796	0,0513	3,2E-09	43,36	52,85	1,27E+06	0,982	8,25E-15	5,18E-18	5,05E-11	1,65E-11	1,04E-14	-2,69E-15
CS111096	0,0347	2,5E-09	42,90	-11,56	3,87E+06	0,972	1,14E-14	-3,49E-17	1,63E-11	-2,73E-11	8,39E-14	1,90E-14
CS150397	0,0405	2,6E-09	45,28	199,50	-1,03E+07	0,949	-7,58E-15	-7,07E-18	1,70E-11	2,96E-11	2,76E-14	1,32E-14
CS200397	0,0352	-1,0E-08	133,80	-30,67	-2,61E+07	0,914	4,42E-14	3,78E-17	-4,29E-11	9,87E-11	8,45E-14	1,02E-13
CS010497	0,0210	-3,6E-09	138,60	-70,51	1,53E+06	0,979	2,56E-14	1,40E-17	-1,13E-11	2,91E-11	1,59E-14	6,58E-14

Evento	PARÁMETROS							DIPOLO		QUADRUPOLO			
(Fecha)	t0 (h)	B0 (T)	phi (°)	theta (°)	L (m)	R⁻	B <sub>Xdip</sub> (T)	B <sub>Ydip</sub> (T)	B <sub>Zdip</sub> (T)	B <sub>Xquad</sub> (T)	B <sub>Yquad</sub> (T)	B <sub>Zquad</sub> (T)	
CS290497	0,0271	2,8E-09	72,58	-157,30	2,65E+06	0,978	1,65E-14	-1,15E-18	-5,01E-12	-6,32E-12	4,42E-16	-2,08E-14	
CS070797	0,0312	5,0E-09	-301,10	-155,10	-6,07E+05	0,989	9,96E-15	6,36E-18	3,01E-11	3,27E-11	2,09E-14	-1,08E-14	
CS250797a	0,0502	2,3E-09	-34,57	-337,50	-4,56E+06	0,972	-2,13E-16	-1,75E-19	-1,10E-12	1,79E-12	1,47E-15	-3,47E-16	
CS250797b	0,0877	-4,0E-09	-40,84	352,80	6,81E+07	0,925	2,67E-16	2,18E-19	1,52E-12	2,41E-11	1,97E-14	-4,25E-15	
CS031197	0,0569	-3,3E-09	56,06	-112,90	1,19E+07	0,950	2,69E-15	-3,17E-18	1,28E-11	1,46E-11	-1,72E-14	-3,08E-15	
CS180198	0,0141	7,2E-09	-49,64	-355 <i>,</i> 40	7,77E+05	0,989	-1,37E-13	-8,57E-17	-5,86E-11	-5,20E-11	-3,27E-14	1,21E-13	
CS290198	0,1824	5,8E-09	47,61	-128,30	-4,55E+07	0,968	2,79E-13	9,06E-17	7,95E-11	4,97E-11	1,62E-14	-1,74E-13	
CS240398	0,0327	3,6E-09	68,22	-155 <i>,</i> 40	9,82E+06	0,977	-1,86E-14	2,00E-17	-1,27E-11	-4,33E-11	4,66E-14	6,34E-14	
CS230498	0,0445	1,1E-08	75,61	142,80	-3,33E+06	0,948	2,20E-13	-5,95E-17	-7,89E-11	5,68E-11	-1,54E-14	1,58E-13	
CS011298	0,0642	-8,6E-09	45,10	133,60	-3,19E+06	0,964	-4,96E-14	-2,05E-17	-1,71E-11	4,49E-11	1,85E-14	-1,30E-13	
CS110299a	0,1690	-7,6E-09	65,43	131,10	8,70E+07	0,927	-3,49E-14	-3,15E-17	2,15E-11	9,14E-12	8,24E-15	1,49E-14	
CS110299b	0,1312	-1,6E-08	139,30	-40,72	1,76E+08	0,937	3,63E-14	3,44E-17	-2,34E-11	6,37E-11	6,04E-14	9,87E-14	
CS240599a	0,0714	1,8E-08	-42,30	-359,00	-1,99E+08	0,965	-2,38E-13	2,58E-16	-1,51E-10	5,46E-11	-5,92E-14	-8,63E-14	
CS240599b	0,0550	1,0E-08	59,20	157,80	-4,49E+06	0,925	-1,30E-13	1,41E-16	-8,22E-11	2,28E-11	-2,47E-14	-3,60E-14	
CS300799	0,0187	-1,8E-06	-43,38	-35,25	6,40E+09	0,962	-3,05E-13	-1,14E-16	2,32E-10	1,43E-10	5,34E-14	1,89E-13	
CS230899	0,0224	-4,3E-09	47,58	-159 <i>,</i> 40	-1,87E+06	0,994	5,88E-14	-4,87E-17	1,18E-10	3,95E-11	-3,28E-14	-1,98E-14	
CS070999	0,0228	-5,0E-09	140,10	2,48	3,78E+06	0,983	1,39E-13	-1,78E-16	-4,83E-11	-4,82E-11	6,17E-14	-1,38E-13	
CS050200	0,0588	7,0E-09	-126,80	-173,00	3,67E+06	0,975	-8,68E-14	1,07E-16	1,19E-10	4,72E-11	-5,82E-14	3,45E-14	
CS230200	0,0175	-7,8E-09	44,32	-186,80	1,34E+06	0,983	1,68E-13	-1,01E-17	-9,88E-11	2,20E-11	-1,32E-15	3,76E-14	
CS060300	0,2554	1,6E-08	-123,00	-123,60	1,88E+08	0,921	-3,67E-14	5,67E-17	1,61E-11	2,04E-10	-3,15E-13	4,64E-13	
CS150300	0,0364	1,8E-09	-64,31	-37,27	4,43E+06	0,906	-6,21E-15	-1,26E-17	9,75E-12	1,09E-11	2,21E-14	6,94E-15	
CS270400	0,0948	-4,3E-09	-71,98	37,17	3,46E+07	0,977	3,90E-14	2,71E-17	3,60E-11	1,02E-11	7,08E-15	-1,11E-14	
CS160500	0,0619	4,8E-09	47,61	149,90	-8,63E+06	0,955	-2,58E-14	2,80E-17	-2,11E-11	3,15E-11	-3,41E-14	-3,85E-14	
CS280500	0,1415	3,7E-09	45,31	-197,60	-3,25E+07	0,951	3,54E-14	-7,04E-17	5,47E-11	-3,62E-11	7,19E-14	2,34E-14	
CS040700	0,0431	6,1E-09	139,30	-3,04	-4,35E+07	0,909	-2,23E-14	-3,48E-19	-6,33E-11	2,36E-11	3,68E-16	-8,31E-15	

Evento	PARÁMETROS					_2		DIPOLO		QUADRUPOLO		
(Fecha)	t0 (h)	B0 (T)	phi (°)	theta (°)	L (m)	R	B <sub>Xdip</sub> (T)	B <sub>Ydip</sub> (T)	B <sub>Zdip</sub> (T)	B <sub>Xquad</sub> (T)	B <sub>Yquad</sub> (T)	B <sub>Zquad</sub> (T)
CS080900	0,0775	4,3E-09	54,55	-155,10	-2,37E+07	0,897	8,01E-15	-1,39E-17	-4,63E-12	1,82E-11	-3,15E-14	3,15E-14
CS241100	0,0333	4,3E-09	20,87	-225,20	3,21E+04	0,965	-1,95E-14	2,54E-17	6,27E-11	-6,93E-11	9,03E-14	-2,16E-14
CS170101	0,0573	-3,6E-09	-108,00	174,20	-6,62E+06	0,977	1,89E-13	3,21E-17	-6,69E-11	-1,69E-11	-2,88E-15	-4,79E-14
CS050201	0,0673	-1,9E-09	141,40	6,40	-6,10E+06	0,948	-3,54E-14	-2,67E-16	-2,62E-11	1,84E-11	1,39E-13	-2,49E-14
CS060501	0,4233	3,7E-08	-147,80	-150,20	2,47E+08	0,924	2,98E-13	3,45E-16	9,58E-11	5,91E-10	6,84E-13	-1,84E-12
CS080601	0,1487	7,0E-09	54,78	-108,80	3,71E+07	0 <i>,</i> 878	-8,70E-15	-4,78E-18	-4,63E-11	-7,44E-11	-4,08E-14	1,40E-14
CS170601	0,0595	6,2E-09	47,02	-166,70	5,93E+05	0,961	-3,34E-14	-4,94E-17	5,28E-11	2,16E-11	3,19E-14	1,37E-14
CS170202	0,0387	5,1E-09	-142,20	-135,20	2,54E+06	0 <i>,</i> 953	3,95E-14	-6,96E-17	-1,94E-11	-2,13E-11	3,75E-14	-4,33E-14
CS030302	0,0537	-9,6E-09	55 <i>,</i> 30	201,50	-1,85E+07	0,930	-2,10E-14	3,42E-17	4,14E-11	8,74E-11	-1,43E-13	4,43E-14
CS140402	0,0863	-4,4E-09	53,06	-126,90	3,95E+07	0,947	1,23E-14	9,20E-18	4,02E-12	-4,17E-11	-3,13E-14	1,27E-13
CS180502	0,1023	-1,3E-08	53,60	144,30	2,36E+07	0,950	-1,67E-13	-3,13E-16	-1,04E-10	1,13E-10	2,11E-13	-1,82E-13
CS160902	0,1869	1,2E-08	73,46	-120,20	-4,78E+07	0,962	1,94E-14	5,26E-18	-2,87E-11	-1,22E-10	-3,32E-14	-8,23E-14
CS120203	0,0627	-4,6E-09	-129,70	181,70	-1,45E+07	0,987	1,69E-13	-4,24E-17	8,87E-11	2,92E-11	-7,33E-15	-5,56E-14
CS110303	0,1801	-8,4E-09	39,50	179,50	-1,30E+08	0,946	1,97E-14	-1,01E-17	2,75E-11	-4,71E-11	2,42E-14	3,38E-14
CS110703	0,0472	-8,2E-09	140,10	-12,03	-2,67E+06	0,967	-3,62E-13	5,07E-16	1,19E-10	1,04E-10	-1,45E-13	3,16E-13
CS240304	0,0551	-2,0E-09	43,90	-193,60	-9,27E+06	0,963	-1,16E-17	-7,69E-20	6,88E-13	6,01E-12	3,98E-14	1,02E-16
CS040404	0,0516	-6,8E-09	-46,50	165,30	1,04E+07	0,978	2,56E-13	4,22E-16	9,01E-11	2,70E-11	4,44E-14	-7,68E-14
CS300404	0,0497	-6,6E-09	80,43	-158,80	2,37E+07	0,968	5,50E-14	-1,54E-16	7,66E-11	3,94E-11	-1,10E-13	-2,83E-14
CS280504	0,0355	-7,0E-09	140,20	-13,71	4,56E+07	0,985	3,13E-14	8,84E-18	1,16E-10	-3,05E-11	-8,62E-15	8,22E-15
CS250604	0,0420	1,9E-09	67,53	161,30	-5,60E+06	0,952	8,58E-14	3,08E-16	-4,20E-11	2,60E-11	9,36E-14	5,32E-14
CS150704	0,1177	5,9E-09	55,59	80,62	-6,03E+07	0,930	1,47E-14	-2,76E-17	-4,74E-12	4,29E-11	-8,08E-14	1,33E-13
CS090804	0,0474	-8,2E-09	42,60	-152,90	-1,69E+06	0,962	-1,75E-13	2,25E-16	7,90E-11	5,99E-11	-7,70E-14	1,33E-13
CS190904	0,1946	5,9E-09	122,10	8,30	-1,14E+08	0,927	4,55E-14	1,30E-17	-6,61E-11	1,45E-11	4,15E-15	1,00E-14
CS110305	0,1645	-3,1E-09	27,32	0,46	9,72E+07	0,925	-1,61E-14	-2,01E-17	-1,16E-11	-3,02E-11	-3,76E-14	4,18E-14
CS290505	0,0275	-4,7E-09	97,54	-67,36	-6,03E+05	0,995	-4,11E-14	2,87E-17	-2,70E-10	-9,34E-11	6,53E-14	1,42E-14

Evento	PARÁMETROS					_2		DIPOLO		QUADRUPOLO			
(Fecha)	t0 (h)	B0 (T)	phi (°)	theta (°)	L (m)	R	B <sub>Xdip</sub> (T)	B <sub>Ydip</sub> (T)	B <sub>Zdip</sub> (T)	B <sub>Xquad</sub> (T)	B <sub>Yquad</sub> (T)	B <sub>Zquad</sub> (T)	
CS040605	0,0785	4,8E-09	53,29	174,30	-1,64E+07	0,832	1,34E-14	-1,39E-17	-2,73E-11	2,21E-11	-2,31E-14	1,09E-14	
CS160605	0,0482	-1,8E-08	64,75	157,30	-7,81E+06	0,942	-3,57E-14	5,48E-17	2,19E-11	-4,41E-11	6,78E-14	-7,18E-14	
CS010705	0,0885	-1,2E-08	133,10	7,75	2,51E+07	0,982	-4,83E-13	9,16E-16	1,78E-10	3,98E-11	-7,55E-14	1,08E-13	
CS021105	0,0535	3,4E-09	50,42	-145,30	-3,05E+06	0,992	-7,06E-15	-5,85E-18	-9,78E-12	-2,43E-11	-2,01E-14	1,75E-14	
CS170406	0,1090	-2,7E-09	23,45	168,70	1,79E+07	0,972	-8,07E-15	-8,23E-18	-2,51E-12	-1,25E-11	-1,28E-14	4,03E-14	
CS010506	0,0433	2,7E-09	53,09	65,44	3,15E+06	0,957	-7,02E-15	-2,56E-17	-8,76E-12	2,06E-11	7,53E-14	-1,65E-14	
CS100506	0,0705	-5,2E-09	129,00	15,54	6,66E+06	0,983	-7,27E-15	2,73E-18	-3,91E-12	-7,28E-11	2,73E-14	1,35E-13	
CS110606	0,0491	-3,1E-09	50,96	-86,55	1,51E+07	0,972	-4,88E-15	8,75E-18	3,54E-12	-5,03E-12	9,01E-15	-6,93E-15	
CS310706	0,0399	1,0E-08	44,46	-79,54	1,40E+07	0,970	-1,51E-14	1,57E-18	5,90E-12	-2,46E-11	2,55E-15	-6,31E-14	
CS130806	0,0533	-2,9E-09	142,60	16,01	-1,95E+06	0,975	1,26E-14	8,86E-18	-8,89E-12	8,31E-12	5,85E-15	1,18E-14	
CS080906	0,0442	-2,0E-09	-58,94	187,10	9,04E+06	0,975	-8,83E-16	-1,02E-18	-3,33E-12	-2,21E-11	-2,54E-14	5,85E-15	
CS291106	0,0290	-5,7E-09	109,50	-22,59	5,99E+06	0,971	-2,54E-15	3,98E-18	3,97E-11	-2,23E-11	3,49E-14	-1,43E-15	
CS230107	0,0491	-2,8E-09	114,60	-79,12	1,78E+07	0,944	1,12E-14	-1,63E-17	-4,80E-12	8,71E-12	-1,26E-14	2,03E-14	
CS120207b	0,0241	3,2E-08	-26,20	-40,80	-1,18E+08	0,910	9,41E-14	1,14E-16	-1,03E-10	-2,12E-10	-2,57E-13	-1,94E-13	
CS110307	0,1543	-1,2E-08	-63,67	5,95	-1,11E+08	0,941	-1,59E-13	3,88E-16	-6,93E-11	1,33E-10	-3,24E-13	-3,07E-13	
CS230307	0,0337	-4,7E-09	299,00	-49,96	2,47E+06	0,979	2,95E-14	-1,51E-17	1,13E-11	8,99E-12	-4,61E-15	-2,34E-14	
CS310307	0,0850	-9,8E-09	110,50	-11,45	2,01E+07	0,967	-2,33E-13	-2,01E-16	-9,45E-11	5,04E-11	4,35E-14	-1,24E-13	
CS220407	0,0481	6,8E-09	-51,34	-333,10	-1,65E+07	0,951	-3,11E-14	-1,16E-16	-3,46E-11	4,55E-11	1,70E-13	-4,08E-14	
CS230507	0,0922	6,8E-09	51,96	203,00	6,41E+07	0,979	5,73E-14	-9,36E-17	1,52E-10	6,53E-11	-1,07E-13	-2,46E-14	
CS130607	0,0559	-4,8E-09	54,23	-146,10	-3,00E+06	0,945	2,38E-14	3,93E-17	-7,37E-12	-2,44E-11	-4,04E-14	-7,89E-14	
CS201107	0,0648	9,3E-09	-116,70	-240,10	1,29E+06	0,937	1,35E-15	-2,27E-18	2,22E-12	-1,03E-10	1,73E-13	6,22E-14	
CS310108	0,0539	4,4E-09	44,74	182,60	4,56E+06	0,964	4,53E-14	-2,02E-16	-1,12E-10	-6,86E-11	3,06E-13	-2,77E-14	
CS030408	0,0468	-2,7E-09	57,61	139,30	-2,55E+07	0,957	4,53E-14	1,27E-16	2,49E-11	-2,34E-11	-6,54E-14	4,25E-14	
CS190508	-0,3780	4,4E-08	59,39	-168,00	-4,65E+08	0,987	-1,31E-14	2,37E-17	-3,46E-11	7,81E-10	-1,41E-12	-2,96E-13	
CS300708	0,1092	3,7E-09	-120,60	-93,16	-4,96E+07	0,987	1,24E-14	-5,64E-17	-4,20E-11	8,98E-11	-4,08E-13	2,66E-14	

En las siguientes páginas se incluyen los ajustes de los cruces de HCS realizados con HYTARO+. Se incluye el día de detección, la intensidad del campo magnético B (fucsia) y las componentes  $B_x$  (azul),  $B_y$  (verde) y  $B_z$  (rojo). Las líneas negras corresponden a las funciones de ajuste.



17 marzo 1995



26 febrero 1995



18 abril 1995



09 marzo 1995



22 abril 1995





14 junio 1995



23 mayo 1995







30 mayo 1995



25 junio 1995





26 octubre 1995



31 julio 1995







04 septiembre 1995



05 junio 1996







**17 julio 1996** 





11 octubre 1996



01 abril 1997







25 julio 1997 (b)





03 noviembre 1997



25 julio 1997 (a)









01 diciembre 1998



24 marzo 1998

11 febrero 1999 (a)





Time (h)



11 febrero 1999 (b)





30 julio 1999



05 febrero 2000



23 agosto 1999



23 febrero 2000



0,05



16 mayo 2000



15 marzo 2000



28 mayo 2000



27 abril 2000



04 julio 2000







10 8 6 4 B Bx By Bz •••• -2 -4 -6 -8 0,00 0,01 0,02 0,03 0,04 0,05 0,06 0,07

24 noviembre 2000







Time (h)



08 junio 2001







8



17 febrero 2002

18 mayo 2002







16 septiembre 2002







11 marzo 2003











30 abril 2004







25 junio 2004



19 septiembre 2004



15 julio 2004



11 marzo 2005





01 julio 2005



04 junio 2005



02 noviembre 2005



16 junio 2005



17 abril 2006





31 julio 2006



10 mayo 2006

-4

-6 -8

0,02 0,04

0,00

13 agosto 2006





0,06

0,08

Time (h)

0,10

0,12

0,14 0,16



08 septiembre 2006





11 marzo 2007



23 enero 2007







12 febrero 2007 (b)









20 noviembre 2007



23 mayo 2007



















#### REFERENCIAS

Acuña, M. H. & Whang, Y. C. 1976. A two-region model of the solar wind including azimuthal velocity. Astrophysical Journal, vol. 203, pt. 1, p. 720-738.

Acuña, M.H. et al. (2008). The STEREO/IMPACT Magnetic Field Experiment. In: Russell, C.T. (eds) The STEREO Mission. Springer, New York, NY. https://doi.org/10.1007/978-0-387-09649-0\_8

Alfven, H. 1977. Electric currents in cosmic plasma. Rev. Geophys. 15, 271, 1977.

Altschuler, M.D., Newkirk, G. Magnetic fields and the structure of the solar corona. Sol Phys 9, 131-149 (1969)

Antonucci, E, and Svalgaard, L. Green corona and solar sector structure. Netherlands: N. p., 1974. Web. doi:10.1007/BF00151551.

Arrazola, D. & Blanco, Juan & Rodriguez-Pacheco, Javier & Hidalgo, M. (2012). Study of Local Heliospheric Current Sheet Variations from Multi-Spacecraft Observations. Solar Physics. 281. 10.1007/s11207-012-0104-8.

D. Arrazola, J. J. Blanco, M. A. Hidalgo (2022) Analysis of the heliospheric current sheet's local structure based on a magnetic model A&A 660 A12 DOI: 10.1051/0004-6361/202142474

Aschwanden, M.J., Newmark, J.S., Delaboudinière, J.-P., et al. 1999a, ApJ 515, 842

W. I. Axford and J. F. McKenzie, "The acceleration of the solar wind", AIP Conference Proceedings 382, 72-75 (1996) https://doi.org/10.1063/1.51363

Balogh, A., Bothmer, V., Crooker, N. et al. The Solar Origin of Corotating Interaction Regions and Their Formation in the Inner Heliosphere. Space Science Reviews 89, 141–178 (1999). https://doi.org/10.1023/A:1005245306874

Bame, S. J., McComas, D. J., Barraclough, B. L., Phillips, J. L., Sofaly, K. J., Chavez, J. C., ... & Sakurai, R. K. (1992). The Ulysses solar wind plasma experiment. Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 92, 237-265.

Bavassano, B., R. Woo, and R. Bruno. Heliospheric plasma sheet and coronal streamers. Geophys. Res. Lett., 24, 1655, 1997.

Behannon, K. W., F. M. Neubauer, and H. Bamstorf. Fine-scale characteristics of interplanetary sector boundaries. J. Geophys. Res., 8 6 , 3273.3287,1981.

Biermann, L. 1953, Physical processes in comet tails and their relation to solar activity, Mém. Soc. Roy. Sci. Liège (Ser. 4) 13 291

Birkeland, K. R. 1908, 1913, The Norvegian Aurora Polaris Expedition 1902–1903, vols. 1 and 2, Christiania, Norway, H. Aschehoug & Co

Blanco, J., Rodríguez-pacheco, J. & Sequeiros, J. A new Method for Determining the Interplanetary Current-Sheet Local Orientation. Solar Physics 213, 147–172 (2003). https://doi.org/10.1023/A:1023279208917

Blanco, J. J., Rodriguez-Pacheco, J., Hidalgo, M. A., & Sequeiros, J. (2006). Analysis of the heliospheric current sheet fine structure: Single or multiple current sheets. Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics, 68(18), 2173-2181.

Blanco, J. J., Rodriguez-Pacheco, J., Hidalgo, M. A., & Sequeiros, J. (2008). Monitoring the heliospheric current sheet local structure for the years 1995 to 2001. Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics, 70(2-4), 226-233.

Blanco, J. J., Hidalgo, M. A., Rodriguez-Pacheco, J., & Medina, J. (2011). Interaction between magnetic clouds and the heliospheric current sheet at 1 AU as it is observed by one single observation point. Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics, 73(11-12), 1339-1347.

Brandt, J. C., Wolff, C., & Cassinelli, J. P. (1969). Interplanetary gas. XVI. A calculation of the angular momentum of the Solar wind. The Astrophysical Journal, 156, 1117.

Brants, J. J., & Zwaan, C. (1982). The structure of sunspots. Solar Physics, 80(2), 251-258.

Bravo, S., Stewart, G. A., & Blanco-Cano, X. (1998). The varying multipolar structure of the Sun's magnetic field and the evolution of the solar magnetosphere through the solar cycle. Solar Physics, 179(2), 223-235.

Burlaga, L. F., & Ness, N. F. (1997). Global patterns of heliospheric magnetic field polarities and elevation angles: 1990 through 1995. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 102(A9), 19731-19742.

Burlaga, L. F., Hundhausen, A. J., & Zhao, X. P. (1981). The coronal and interplanetary current sheet in early 1976. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 86(A11), 8893-8898.

Burlaga, L. F. (1969). Directional discontinuities in the interplanetary magnetic field. Solar Physics, 7(1), 54-71.

Burlaga, L. F. (1971). Hydromagnetic waves and discontinuities in the solar wind. Space Science Reviews, 12(5), 600-657

Carrington, R. C. 1860, Description of a singular appearance seen on the Sun on September 1, 1859, Mont. Not. Roy. Soc. 20 13

Chamberlain, J. W. 1960. Interplanetary Gas II. Expansion of a Model Solar Corona. Astrophysical Journal, vol. 131, p.47

Chapman, S. 1957, Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere, Smithsonian Contr. Astrophys. 2 1

Cranmer, S. R. (2009). Coronal holes. Living Reviews in Solar Physics, 6(1), 1-66.

Cravens, T.E. Physics of Solar System Plasmas. C.U.P., Cambridge, UK, 1997

Crooker, N. U., G. L. Siscoe, S. Shodhan, D. F. Webb, J. T. Gosling, and E. J. Smith. Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics. J. Geophys. Res., 98,9731, 1993.

Crooker, N. U. Heliospheric current sheet structure. In Solar Wind Nine: Proceedings of the Ninth International Solar Wind Conference, AIP Conf. Proc., 471, 93, 1999

Cuperman, S, and Harten, A. Solution of One-Fluid Equations with Modified Thermal Conductivity for the Solar Wind. Country unknown/Code not available: N. p., 1970.

DeForest, C. E., Howard, R. A., Velli, M., Viall, N., & Vourlidas, A. (2018). The highly structured outer solar corona. The Astrophysical Journal, 862(1), 18.

DeRosa, M. L., Brun, A. S., & Hoeksema, J. T. (2012). Solar magnetic field reversals and the role of dynamo families. The Astrophysical Journal, 757(1), 96.

Dulk, G.A., McLean, D.J. Coronal magnetic fields. Sol Phys 57, 279–295 (1978). https://doi.org/10.1007/BF00160102

Eastwood, J. P., A. Balogh, M. W. Dunlop, and C. W. Smith. Cluster Observations of the heliospheric current sheet and an associated magnetic flux rope and comparisons with ACE. J. Geophys. Res., 107(A11), 2002 BUSCAR

Erdős, G., & Balogh, A. (1998). The symmetry of the heliospheric current sheet as observed by Ulysses during the fast latitude scan. Geophysical research letters, 25(3), 245-248.

Pearson, Karl. "LIII. On lines and planes of closest fit to systems of points in space." The London, Edinburgh, and Dublin philosophical magazine and journal of science 2.11 (1901): 559-572.

Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Fenimore, E. E., and Gosling, J. T. (1981), The solar origins of solar wind interstream flows: Near-equatorial coronal streamers, J. Geophys. Res., 86(A7), 5408–5416, doi:10.1029/JA086iA07p05408

Fisk, L. A., N. A. Schwadron, and T. H. Zurbuchen. "Acceleration of the fast solar wind by the emergence of new magnetic flux." Journal of Geophysical Research: Space Physics 104.A9 (1999): 19765-19772.

Forbes, T. G. "Numerical simulation of a catastrophe model for coronal mass ejections." Journal of Geophysical Research: Space Physics 95.A8 (1990): 11919-11931.

Forsyth, R. J., et al. "The underlying Parker spiral structure in the Ulysses magnetic field observations, 1990–1994." Journal of Geophysical Research: Space Physics 101.A1 (1996): 395-403.

Forsyth, R. J., A. Balogh, and E. J. Smith. "The underlying direction of the heliospheric magnetic field through the Ulysses first orbit." Journal of Geophysical Research: Space Physics 107.A11 (2002): SSH-19.

Foukal, P., 1990, Solar Astrophysics, Wiley & Sons, New York

Galvin, Antoinette B., et al. "The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) investigation on the STEREO observatories." Space Science Reviews 136.1 (2008): 437-486.

Gary, G.A.: 2001, Plasma beta above a solar active region: rethinking the paradigm. Solar Phys. 203, 71
Girish, T. E., and S. R. Nayar. "North-south asymmetry in the heliospheric current sheet and the IMF sector structure." Solar physics 116.2 (1988): 369-376.

Gómez-Herrero, R., et al. "Circumsolar energetic particle distribution on 2011 November 3." The Astrophysical Journal 799.1 (2015): 55.

Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C., Borrini, G., & Hansen, R. T.: 1981, JGR 86, 5438

Groth, Clinton PT, et al. "Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere." Journal of Geophysical Research: Space Physics 105.A11 (2000): 25053-25078.

Hale, G. E. (1908), On the probable existence of a magnetic field in sun-spots, Terr. Magn. Atmos. Electr., 13(4), 159–160, doi:10.1029/TE013i004p00159

Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H.: 1919, ApJ 49, 153

Hansteen, V. H. 2009a, Stellar winds and magnetic fields, ed. C. J. Schrijver & G. L. Siscoe, 226-255

Hansteen, V. H. 2009b, The solar atmosphere, ed. C. J. Schrijver & G. L. Siscoe, 195-224

Harris, E. G. "On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field." Il Nuovo Cimento (1955-1965) 23.1 (1962): 115-121.

Harvey Karen L. (1985) The Relationship Between Coronal Bright Points as Seen in HeI?10830 and the Evolution of the Photospheric Network Magnetic Fields. Australian Journal of Physics 38, 875-884. https://doi.org/10.1071/PH850875

Hathaway, David H. "The solar cycle." Living reviews in solar physics 12.1 (2015): 1-87.

Hoeksema, Jon Todd. Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields. Diss. Stanford University, 1984.

Hoeksema J.T, Wilcox J.M, Scherrer P.H, The structure of the heliospheric current sheet—1978–1982. J. Geophys. Res. 88, 9910–9918 (1983)

Horbury, Timothy S., et al. "Three spacecraft observations of solar wind discontinuities." Geophysical research letters 28.4 (2001): 677-680.

Hu, Y. Q., et al. "Three-dimensional MHD modeling of the global corona throughout solar cycle 23." Journal of Geophysical Research: Space Physics 113.A3 (2008).

Humboldt, Messieur, and Messieur Biot. "XXXVII. On the variations of the terrestrial magnetism in different latitudes. Read by M. Biot, in the Mathematical and Physical Class of the French National Institute 26 th Frimaire, An 13.(17 th December 1804)." The Philosophical Magazine 22.87 (1805): 248-257.

Hung, R. J. & Barnes, A. 1973. Dissipation of Hydromagnetic Waves with Application to the Outer Solar Corona. I. Collisionless Protons and Collisional Electrons. Astrophysical Journal, Vol. 180, pp. 253-270 (1973)

Israelevich, P. L., et al. "MHD simulation of the three-dimensional structure of the heliospheric current sheet." Astronomy & Astrophysics 376.1 (2001): 288-291.

Jiao, L., McClymont, A.N. & MikiĆ, Z. Reconstruction of the Three-dimensional coronal magnetic field. Solar Physics 174, 311–327 (1997).

Judge, P.G.: 2010, The chromosphere: gateway to the corona? ...Or the purgatory of solar physics? Mem. Soc. Astron. Ital. 81, 543

Kahler, S. W., and R. P. Lin. The determination of interplanetary magnetic field polarities around sector boundaries using E > 2 keV electrons. Geophys. Res. Lett., 21, 1575.1578, 1994.

Kahler, S. W., and R. P. Lin. An examination of directional discontinuities and magnetic polarity changes around interplanetary sector boundaries using E > 2keV electrons. Solar Physics, 161, 183, 1995.

Kahler, S., N. U. Crooker, and J. T. Gosling. "Properties of interplanetary magnetic sector boundaries based on electron heat-flux flow directions." Journal of Geophysical Research: Space Physics 103.A9 (1998): 20603-20612.

Kahler, S. W., Crooker, N. U. and D. E. Larson. Probing the magnetic polarity structure of the heliospheric current sheet. J. Geophys. Res., 108, doi:10.1029/2002JA0096 49, 2003.

Khabarova, O. V., Malova, H. V., Kislov, R. A., Zelenyi, L. M., Obridko, V. N., Kharshiladze, A. F., ... & Fujiki, K. I. (2017). High-latitude conic current sheets in the solar wind. The Astrophysical Journal, 836(1), 108.

Khabarova, O. V., Zank, G. P., Li, G., Malandraki, O. E., le Roux, J. A., & Webb, G. M. (2016). Small-scale magnetic islands in the solar wind and their role in particle acceleration. II. Particle energization inside magnetically confined cavities. The Astrophysical Journal, 827(2), 122.

Khabarova, O. V., Obridko, V. N., Kislov, R. A., Malova, H. V., Bemporad, A., Zelenyi, L. M., ... & Kharshiladze, A. F. (2018). Evolution of the Solar Wind Speed with Heliocentric Distance and Solar Cycle. Surprises from Ulysses and Unexpectedness from Observations of the Solar Corona. Plasma Physics Reports, 44(9), 840-853.

Kaburaki, O., & Yoshii, Y. (1979). On the three-dimensional structure of the solar magnetic field in interplanetary space. Solar Physics, 64(1), 187-197.

Kirschvink, J. (1980). The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data. Geophysical Journal International, 62(3), 699-718.

Kislov, R. A., Khabarova, O. V., & Malova, H. V. (2019). Quasi-stationary current sheets of the solar origin in the heliosphere. The Astrophysical Journal, 875(1), 28.

Klein, L., & Burlaga, L. F. (1980). Interplanetary sector boundaries 1971–1973. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 85(A5), 2269-2276.

Knetter, T., Neubauer, F. M., Horbury, T., & Balogh, A. (2003). Discontinuity observations with Cluster. Advances in Space Research, 32(4), 543-548.

Knetter, T., Neubauer, F. M., Horbury, T., & Balogh, A. (2004). Four-point discontinuity observations using Cluster magnetic field data: A statistical survey. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 109(A6).

Korzhov, N. P. (1978). The three-dimensional structure of the interplanetary magnetic field. Soviet Astronomy, 22, 53-59.

Krieger, A. S., Timothy, A. F. and E. C. Roelof. A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream. Solar Physics, 29, 505, 1973

Landau, L. D., Bell, J. S., Kearsley, M. J., Pitaevskii, L. P., Lifshitz, E. M., & Sykes, J. B. (2013). Electrodynamics of continuous media (Vol. 8). elsevier.

Lee, C.O., Luhmann, J.G., Hoeksema, J.T., Sun, X., Arge, C.N., de Pater, I.: 2011, Coronal field opens at lower height during the solar cycles 22 and 23 minimum periods: IMF comparison suggests the source surface should be lowered. Solar Phys. 269, 367

Lepping, R. P., & Behannon, K. W. (1980). Magnetic field directional discontinuities: 1. Minimum variance errors. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 85(A9), 4695-4703.

Lepping, R. P., Acũna, M. H., Burlaga, L. F., Farrell, W. M., Slavin, J. A., Schatten, K. H., ... & Worley, E. M. (1995). The WIND magnetic field investigation. Space Science Reviews, 71(1), 207-229.

Lepping, R. P., Szabo, A., Peredo, M., & Hoeksema, J. T. (1996). Large-scale properties and solar connection of the heliospheric current and plasma sheets: WIND observations. Geophysical research letters, 23(10), 1199-1202.

Davis Jr, L. (1955). Interplanetary magnetic fields and cosmic rays. Physical Review, 100(5), 1440.

Lin, R. P., Anderson, K. A., Ashford, S., Carlson, C., Curtis, D., Ergun, R., ... & Paschmann, G. (1995). A threedimensional plasma and energetic particle investigation for the Wind spacecraft. Space Science Reviews, 71(1), 125-153.

Liou, K., & Wu, C. C. (2021). Characteristics of the Heliospheric Current Sheets at the Sector Boundaries: Wind Observations from 1995–2020. The Astrophysical Journal, 920(1), 39.

Lucek, E. A., & Balogh, A. (1998). The identification and characterization of Alfvénic fluctuations in Ulysses data at midlatitudes. The Astrophysical Journal, 507(2), 984.

Ma, G., Marubashi, K., & Maruyama, T. (1999, May). Heliospheric current sheet inclinations at Venus and Earth. In Annales Geophysicae (Vol. 17, No. 5, pp. 642-649). Springer-Verlag.

Maiewski, E. V., Kislov, R. A., Khabarova, O. V., Malova, H. V., Popov, V. Y., Petrukovich, A. A., & Zelenyi, L. M. (2020). Magnetohydrodynamic modeling of the solar wind key parameters and current sheets in the heliosphere: Radial and solar cycle evolution. The Astrophysical Journal, 892(1), 12.

McComas, D. J., Ebert, R. W., Elliott, H. A., Goldstein, B. E., Gosling, J. T., Schwadron, N. A., & Skoug, R. M. (2008). Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. Geophysical Research Letters, 35(18).

McComas, D. J., Bame, S. J., Barker, P., Feldman, W. C., Phillips, J. L., Riley, P., & Griffee, J. W. (1998). Solar wind electron proton alpha monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer. The Advanced Composition Explorer Mission, 563-612.

McComas, D. J. et al. 2003, The three-dimensional solar wind around solar maximum, Geophys. Res. Lett. 30 1517

McKenzie, J. F., Axford, W. I., and M. Banaszkiewicz. The fast solar wind. Geophys. Res. Lett., 24, 2877,1997.

Mikic, Z. & Linker, J. A. 1999, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 31, Bulletin of the American Astronomical Society, 918

Mikic, Z., Linker, J.A., Lionello, R., Riley, P., Titov, V.: 2007, Predicting the structure of the solar corona for the total solar eclipse of March 29, 2006. In: Demircan, O., Selam, S.O., Albayrak, B. (eds.) Solar and Stellar Physics Through Eclipses CS-370, Astron. Soc. Pac., San Francisco, 299

Mursula, K. and Hiltula, T. 2003. Bashful ballerina: Southward shifted heliospheric current sheet. Geo. Res. Letters, Vol. 30, NO. 22, 2135

Ness, N. F., & Wilcox, J. M. (1964). Solar origin of the interplanetary magnetic field. Physical Review Letters, 13(15), 461.

Ness, N. F., Scearce, C. S., & Cantarano, S. (1966). Preliminary results from the Pioneer 6 magnetic field experiment. Journal of Geophysical Research, 71(13), 3305-3313.

Neugebauer, M. & Snyder, C. W. 1962, Solar plasma experiment. Science, 138, 1095

Neugebauer, M., Forsyth, R. J., Galvin, A. B., Harvey, K. L., Hoeksema, J. T., Lazarus, A. J., ... & Wimmer-Schweingruber, R. F. (1998). Spatial structure of the solar wind and comparisons with solar data and models. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 103(A7), 14587-14599.

Neugebauer, M. 1991 The Quasi-Stationary and Transient States of the Solar Wind. Science 19 Apr 1991: Vol. 252, Issue 5004, pp. 404-409

Noble, L. M. & Scarf, F. L. 1963. Conductive Heating of the Solar Wind. I. Astrophysical Journal, vol. 138, p.1169

Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., Hunsaker, F., Keller, J., Lobell, J., ... & Gergin, E. (1995). SWE, a comprehensive plasma instrument for the Wind spacecraft. Space Science Reviews, 71(1), 55-77.

Parker, E. N.: 1958, Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. ApJ 128, 664

Parker, E. N. (1963). Kinematical Hydromagnetic Theory and its Application to the Low Solar Photosphere. The Astrophysical Journal, 138, 552.

Parker, E. N. (1993). A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation. The Astrophysical Journal, 408, 707-719.

Paschmann, G., & Daly, P. W. (1998). Analysis methods for multi-spacecraft data.

Peng, J., Liu, Y. C. M., Huang, J., Klecker, B., & Wang, C. (2019). The warped heliospheric current sheet. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 124(12), 9814-9823.

Peng, J., Liu, Y. C. M., Huang, J., Li, H., Klecker, B., Galvin, A. B., ... & Zhang, J. (2017). In situ analysis of heliospheric current sheet propagation. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 122(10), 9803-9814.

Pizzo, V. J., & Gosling, J. T. (1994). 3-D simulation of high-latitude interaction regions: Comparison with ULYSSES results. Geophysical research letters, 21(18), 2063-2066.

Podgorny, A.I. & Podgorny, I.M. 2004. An MHD Model for a Heliospheric Current Sheet. Astronomy Reports, Vol. 48, No. 5, pp. 433–438

Rees, D.E., 1987, in Numerical Radiative Transfer, ed. W. Kalkofen. (Cambridge University Press), Cambridge, p 213

Richardson, J. D., Wang, C., & Paularena, K. I. (2001). The solar wind: from solar minimum to solar maximum. Advances in Space Research, 27(3), 471-479.

Riley, P., Linker, J. A., & Mikić, Z. (2002). Modeling the heliospheric current sheet: Solar cycle variations. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 107(A7), SSH-8.

Riley, P., Linker, J. A., Mikić, Z., Lionello, R., Ledvina, S. A., & Luhmann, J. G. (2006). A comparison between global solar magnetohydrodynamic and potential field source surface model results. The Astrophysical Journal, 653(2), 1510.

Rosenberg, R. L. & P. J. Coleman, Jr, "Heliographic Latitude Dependence of the Dominant Polarity of the Interplanetary Magnetic Field", J. Geophys. Res., 74, 5611, 1969

Sanderson, T. R., Appourchaux, T., Hoeksema, J. T., & Harvey, K. L. (2003). Observations of the Sun's magnetic field during the recent solar maximum. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 108(A1).

Schatten, K.H., Wilcox, J.M. & Ness, N.F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields. Sol Phys 6, 442–455 (1969).

Schrijver, C.J., DeRosa, M.L.: 2003, Photospheric and heliospheric magnetic fields. Solar Phys. 212, 165

Schrijver, C. J., & Liu, Y. (2008). The global solar magnetic field through a full sunspot cycle: Observations and model results. Solar Physics, 252(1), 19-31.

Schrijver, C. J. & Zwaan, C. 2000, Solar and Stellar Magnetic Activity (Solar and stellar magnetic activity / Carolus J. Schrijver, Cornelius Zwaan. New York : Cambridge University Press, 2000. (Cambridge astrophysics series ; 34))

Schultz, M. Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator. 1973. Astrophys. Space Sci. 24, 371.

Schwadron, N. A., Fisk, L. A., & Zurbuchen, T. H. (1999). Elemental fractionation in the slow solar wind. The Astrophysical Journal, 521(2), 859.

Schwadron, N. A., McComas, D. J., Elliott, H. A., Gloeckler, G., Geiss, J., & Von Steiger, R. (2005). Solar wind from the coronal hole boundaries. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 110(A4).

Scudder, J. D. (2005). Geometry of magnetosonic shocks and plane-polarized waves: Coplanarity Variance Analysis (CVA). Journal of Geophysical Research: Space Physics, 110(A2).

Shodhan, S., Crooker, N. U., Hughes, W. J., & Siscoe, G. L. (1994). Heliospheric current sheet inclinations predicted from source surface maps. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 99(A2), 2531-2536.

Smith, Edward J. et al. "Observations of the interplanetary sector structure up to heliographic latitudes of 16°: Pioneer 11." Journal of Geophysical Research 83 (1978): 717-724.

Smith, E. J., & Balogh, A. (1995). Ulysses observations of the radial magnetic field. Geophysical research letters, 22(23), 3317-3320.

Smith, E. J., & Balogh, A. (2008). Decrease in heliospheric magnetic flux in this solar minimum: Recent Ulysses magnetic field observations. Geophysical research letters, 35(22).

Smith, E. J., & Thomas, B. T. (1986). Latitudinal extent of the heliospheric current sheet and modulation of galactic cosmic rays. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 91(A3), 2933-2942.

Smith, E. J., & Wolfe, J. H. (1976). Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11. Geophysical Research Letters, 3(3), 137-140.

Smith, E. J. (2001), The heliospheric current sheet, J. Geophys. Res., 106(A8), 15819–15831, doi:10.1029/2000JA000120

Smith, E. J., Balogh, A., Burton, M. E., Forsyth, R., & Lepping, R. P. (1997). Radial and azimuthal components of the heliospheric magnetic field: Ulysses observations. Advances in Space Research, 20(1), 47-53.

Smith, C. W., L'Heureux, J., Ness, N. F., Acuna, M. H., Burlaga, L. F., & Scheifele, J. (1998). The ACE magnetic fields experiment. The advanced composition explorer mission, 613-632.

Sonett, C. P. A summary review of the scientific findings of the Mariner Venus mission. Space Sci. Rev., 2, 751,1963

Sonnerup, B. U., and Cahill, L. J. (1967), Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, J. Geophys. Res., 72(1), 171–183.

Sonnerup, B. U., & Scheible, M. (1998). Minimum and maximum variance analysis. Analysis methods for multispacecraft data, 1, 185-220.

Steinberg, J. T., Lazarus, A. J., Ogilvie, K. W., Lepping, R., & Byrnes, J. (1996). Differential flow between solar wind protons and alpha particles: First WIND observations. Geophysical research letters, 23(10), 1183-1186.

Sturrock, P. A. & Hartle, R. E. 1966. Two-Fluid Model of the Solar Wind. Phys. Rev. Lett. 16, 628.

Sturrock, P. A. (1994). Plasma physics: an introduction to the theory of astrophysical, geophysical and laboratory plasmas. Cambridge University Press.

Suess, S. T., D. J. McComas, S. J. Bame, and B. E. Goldstein. Solar wind eddies and the heliospheric current sheet. J. Geophys. Res., 100, 12261.12273, 1995

Suess, S. T., Ko, Y. K., Von Steiger, R., & Moore, R. L. (2009). Quiescent current sheets in the solar wind and origins of slow wind. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 114(A4).

Svalgaard, L., Wilcox, J.M. & Duvall, T.L. A model combining the polar and the sector structured solar magnetic fields. Sol Phys 37, 157–172 (1974).

Svalgaard, L., & Wilcox, J. M. (1975). Long term evolution of solar sector structure. Solar Physics, 41(2), 461-475.

Tadesse, T., Wiegelmann, T., Gosain, S., MacNeice, P., Pevtsov, A.A.: 2014, First use of synoptic vector magnetograms for global nonlinear, force-free coronal magnetic field models. Astron. Astrophys. 562, A105

Tsurutani, B. T., Lakhina, G. S., Verkhoglyadova, O. P., Gonzalez, W. D., Echer, E., & Guarnieri, F. L. (2011). A review of interplanetary discontinuities and their geomagnetic effects. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 73(1), 5-19.

van der Holst, B., Sokolov, I.V., Meng, X., Jin, M., Manchester, W.B. IV, Tóth, G., Gombosi, T.I.: 2014, Alfvén Wave Solar Model (AWSoM): coronal heating. Astrophys. J. 782, 81

Villante, U., Bruno, R., Mariani, F., Burlaga, L., and Ness, N. (1979), The shape and location of the sector boundary surface in the inner solar system, J. Geophys. Res., 84(A11), 6641–6648.

Virtanen I. I. & Mursula K. 2014. North-South Asymmetric Solar Cycle Evolution: Signatures in the Photosphere and Consequences in the Corona Ap J 781 99

Vlahakis, N., Tsinganos, K., Sauty, C., & Trussoni, E. (2000). A disc-wind model with correct crossing of all magnetohydrodynamic critical surfaces. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 318(2), 417-428.

Wang, Y.-M & Young, P. & Muglach, K. (2014). Evidence for Two Separate Heliospheric Current Sheets of Cylindrical Shape During Mid-2012. The Astrophysical Journal. 780. 103-. 10.1088/0004-637X/780/1/103.

Webb, D. F., & Howard, R. A. (1994). The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 99(A3), 4201-4220.

Weber E. J. & Davis, L. 1967, The Angular Momentum of the Solar Wind. Astrophysical Journal, vol. 148, p.217-227

Wiegelmann, T.: 2008, Nonlinear force-free modeling of the solar coronal magnetic field. J. Geophys. Res. 113, 3

Wilcox, J. M., and Ness, N. F. (1965), Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium, J. Geophys.vRes., 70(23), 5793–5805, doi:10.1029/JZ070i023p05793.

Wilcox, J. M., and Scherrer, P. H. (1972), Annual and solar-magnetic-cycle variations in the interplanetary magnetic field, 1926–1971, J. Geophys. Res., 77(28), 5385–5388, doi:10.1029/JA077i028p05385

Winterhalter, D., Smith, E. J., Burton, M. E., Murphy, N., and McComas, D. J. (1994), The heliospheric plasma sheet, J. Geophys. Res., 99( A4), 6667–6680

Yamauchi, Y., Suess, S. T., Steinberg, J. T., & Sakurai, T. (2004). Differential velocity between solar wind protons and alpha particles in pressure balance structures. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 109(A3).

Zhou, Y. -Y., Smith, E. J., Winterhalter, D., McComas, D. J., Skoug, R. M., Goldstein, B. E., and C. W. Smith. Morphology and evolution of the heliospheric current and plasma sheets from 1 to 5 AU. In Solar Wind Eleven: Proceedings of the Eleventh International Solar Wind Conference, AIP Conf. Proc., 592,659, 2005