Tesis Doctoral



Evolución dinámica de la turbulencia en el viento solar

Ruiz, María Emilia

2014-03-26



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

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



Cita tipo APA:

Ruiz, María Emilia. (2014-03-26). Evolución dinámica de la turbulencia en el viento solar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Ruiz, María Emilia. "Evolución dinámica de la turbulencia en el viento solar". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2014-03-26.





Facultad de Ciencias Exactas y Naturales





UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Evolución dinámica de la turbulencia en el viento solar

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

por María Emilia Ruiz

Director de Tesis: Dr. Sergio Dasso

Consejero de Estudios: Dr. Rafael Ferraro

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio, IAFE-CONICET, Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires, febrero de 2014

Resumen

La turbulencia es ubicua en el universo. Tanto observaciones remotas en el medio interestelar local como observaciones in situ en el viento solar (VS) han mostrado evidencia sobre la presencia de dinámica turbulenta en estos escenarios. El VS provee el túnel de viento con mayor número de Reynolds que permite estudiar turbulencia magnetohidrodinámica (MHD) con métodos de observación in situ. En este trabajo se estudia la evolución de la turbulencia MHD en el VS, caracterizando el proceso de envejecimiento y rejuvenecimiento de los estados turbulentos inicialmente desarrollados cerca del Sol. Como herramienta de diagnóstico de la turbulencia empleamos la función de correlación espacial R y la longitud de correlación asociada λ , calculadas ambas a partir de observaciones realizadas in situ en el VS por las sondas Helios 1, Helios 2, ACE y Ulysses. En esta tesis se muestra que en turbulencia MHD existe para R una escala de autosimilaridad dada por λ , y por primera vez se calcula el exponente espectral de las fluctuaciones magnéticas con una base estadística de 10 años. Realizamos un estudio evolutivo de la escala de similaridad en término de la edad de las parcelas de plasma. Además, caracterizamos la función de distribución de probabilidad (FDP) de λ a diferentes distancias heliocéntricas para dos regímenes de viento caracterizados por valores diferentes del beta de protones. Encontramos que la FDP de λ es lognormal y bi-modal, presentando diferentes parámetros en cada régimen, consistente con la variedad de procesos multiplicativos y no lineales que tienen lugar en el VS. Investigamos las propiedades anisótropas de las fluctuaciones a diferentes heliodistancias respecto del campo medio ${\bf B}_0$. Mostramos que el VS rápido y el VS lento no son intrínsecamente diferentes, sino que la diferente manifestación de la anisotropía en estos regímenes es consecuencia de la evolución dinámica de las fluctuaciones, independiente de la velocidad del viento e incluso de la etapa del ciclo de actividad solar. La cascada direccional de energía da lugar a una migración de la energía desde vectores de onda paralelos a ${f B}_0$ hacia vectores de onda perpendiculares a \mathbf{B}_0 a medida que el viento envejece.

Palabras claves: Magnetohidrodinámica, Viento solar, Turbulencia, Meteorología Espacial, Plasma.

Dynamic evolution of the turbulence in the Solar Wind

Abstract

Turbulence is ubiquitous in the Universe. Both, remote observations in the local interstellar medium and in situ observations in the Solar Wind (SW) have shown evidence for the presence of turbulent dynamics in these scenarios. The SW provides the wind tunnel with highest Reynolds number where to study magnetohydrodynamics (MHD) turbulence by means of observational in situ techniques. In this work we study the evolution of MHD turbulence in the SW, characterizing the process of aging and rejuvenation of the turbulent states initially developed near the Sun. As a diagnostic tool of the turbulence we employ the spatial correlation function R and the associated correlation length λ , both estimated from in situ SW observations performed by the spacecrafts Helios 1, Helios 2, ACE y Ulysses. In this Thesis we show that in MHD turbulence exists a scale of self-similarity for R given by λ , and for the first time we estimate the spectral exponent of the magnetic fluctuations with an extense statistical data base of ten years. We perform an evolutive study of the self-similarity scale in terms of the age of the plasma parcels. Besides, we characterize the probability distribution function (PDF) of λ at different heliocentric distances for two SW regimes distinguished by different values of proton beta. We find that the PDF of λ is lognormal and bi-modal, displaying distinct parameters in each regime, consistent with the variety of non-linear multiplicative processes taking place in the SW. We investigate the different anisotropic properties of the fluctuations at different heliodistances with respect to the mean field \mathbf{B}_0 . We show that the fast and slow SW are not intrinsically different, but the different manifestation of anisotropy in these regimes is a consequence of the dynamic evolution of the fluctuations, independent of wind speed and even of the activity solar cycle. Energy directional cascade leads to a migration of energy from wave vectors parallel to \mathbf{B}_0 to wave vectors perpendicular to \mathbf{B}_0 as the wind age.

Keywords: Magnetohydrodynamics, Solar wind, Turbulence, Space Weather, Plasma.

Indice

1.	Intr	oducci	ón	19
	1.1.	El vie	nto solar	20
	1.2.	Aspec	tos de la turbulencia del viento solar	22
2.	Maı	rco teó	rico	27
	2.1.	Magne	etohidrodinámica	27
		2.1.1.	Conservación de la masa	28
		2.1.2.	La ecuación de movimiento	28
		2.1.3.	La ecuación de inducción	30
		2.1.4.	La ecuación de estado y energía	31
		2.1.5.	Conservación del flujo magnético	32
	2.2.	Fluctu	aciones MHD	33
		2.2.1.	Modos lineales en MHD ideal	33
		2.2.2.	Campos de Elsässer y acoplamientos resonantes	34
	2.3.	Funcio	ones de estructura, correlaciones y espectros en procesos turbulentos	36
		2.3.1.	Funciones de autocorrelación y de estructura	37
	2.4.	La ecu	ación de Kármán-Howarth	40
	2.5.	Espect	cros en el viento solar	43
		2.5.1.	Espectro de energía típico en el viento solar	44
		2.5.2.	La cascada de energía según Kolmogorov	45
		2.5.3.	La cascada de energía según Iroshnikov y Kraichnan	47
		2.5.4.	La cascada de energía en turbulencia débil	48
3.	Lon	gitud i	integral: escala de similaridad de la turbulencia MHD	49
	3.1.	Introd	$\operatorname{ucci\'on}$	49
	3.2.	Anális	is	51
		3.2.1.	Función y longitud de autocorrelación magnética	51

В.	La l	nipótes	sis de Taylor	111
Α.	Esta ciale		riedad y ergodicidad en turbulencia MHD en plasmas esp	oa- 109
6.	Con	clusio	nes	105
	5.4.	Conclu	usiones	. 101
		5.3.2.	¿Dependencia con el ciclo solar?	. 99
			Evolución de la anisotropía de λ	
	5.3.	Result	ados	. 92
		5.2.2.	Análisis de datos	. 91
		5.2.1.	Longitudes de correlación anisótropas	. 90
	5.2.	Anális	sis	. 90
	5.1.	Introd	$\operatorname{ucci\'on}$. 87
5.	Ani	\mathbf{sotrop}	ía	87
	4.4.	Concli	usiones	. 85
		4.3.5.	O	
		4.3.4.		
		4.3.3.	Test de hipótesis	
		4.3.2.	Caraterización de las distribuciones de λ	
		4.3.1.	Evolución de λ con la heliodistancia y la edad nominal	
	4.3.	Result	ados	. 70
		4.2.2.	Análisis de datos	. 69
		4.2.1.	Función de distribución lognormal	. 69
	4.2.	Anális	iis	. 69
	4.1.	Introd	ucción	. 67
4.	Lon	\mathbf{gitud}	integral magnética: caracterización y evolución	67
	3.4.	Conclu	usiones	. 64
		3.3.2.	Función de estructura y exponentes espectrales	. 61
		3.3.1.	Similaridad en la función de correlación	. 56
	3.3.	Result	ados	. 56
		3.2.2.	Análisis de datos	. 52

C. Instrumentos para mediciones in situ					
C.1. Helios 1 y Helios 2	113				
C.1.1. Magnetómetro	114				
C.1.2. Instrumentos de plasma	114				
C.2. Advanced Composition Explorer	115				
C.2.1. Magnetómetro	115				
C.2.2. Instrumentos de plasma	115				
C.3. Ulysses	116				
C.3.1. Magnetómetro	117				
C.3.2. Instrumentos de plasma	117				
D. El P-valor Pv en un test de hipótesis					
Bibliografía					

Índice de figuras

1.1.	Las líneas de campo magnético congeladas en el plasma del viento solar	
	dan lugar a la espiral de Parker	21
1.2.	Fluctuaciones en la componente radial del campo magnético observado a 1 UA por la sonda ACE en diferentes escalas de tiempo (1 año, 1 mes, 1	
	día y una hora, desde arriba hacia abajo respectivamente). La figura pone	
	en evidencia una propiedad fundamental de la turbulencia: en el sistema	
	se encuentran excitadas escalas en un amplio rango dinámico y la energía	
	de las fluctuaciones está "repartida" entre diferentes escalas	23
1.3.	(a): Observaciones recolectadas por la sonda Mariner 5 en 1967 durante su	
	viaje a Venus y analizadas por Belcher & Davis (1971), muestran la notable correlación entre las fluctuaciones del campo de velocidades y del campo	
	magnético interplanetario, revelando el carácter Alfvénico de estas fluctua-	
	ciones y su sentido de propagación saliente desde el Sol. (b): Observaciones	
	recolectadas por la sonda Mariner 2 en 1962 durante su viaje a Venus y	
	analizadas por Coleman (1968), muestran que el espectro de densidad de	
	potencia de la componente radial del campo magnético interplanetario se	
	parece mucho al espectro típico de la turbulencia hidrodinámica	24
2.1.	Esquema pictórico de la cascada anisótropa en turbulencia alfvénica: la	
	anisotropía crece a medida que la cascada progresa	36
2.2.	Función de autocorrelación típica para una señal de un proceso turbulento	
	y la escala de tiempo integral ${\mathcal T}$ (Figura adaptada de (Kundu & Cohen	
	2004))	38
2.3.	Espectro de potencias típico de las fluctuaciones del campo magnético	
	interplanetario. Se indican la escala integral de la turbulencia L y la escala	
	de Kolmogorov l_d	45

2.4.	Esquema pictórico de la cascada turbulenta de Richardson en el espacio	
	real	46
3.1.	Función de autocorrelación magnética típica R (normalizada por $R(0)$) observada en el medio interplanetario (línea punteada). Los datos corresponden a observaciones de la sonda Helios 1 a 0.964 UA el día 26 de diciembre de 1976. R decae exponencialmente (línea sólida fuera del recuadro). El valor del desplazamiento correspondiente al valor $1/e$ para R nos da una estimación de la longitud de correlación (método i). El recuadro muestra a R en escala logarítmica, donde la línea sólida verde es un ajuste lineal a $\ln(R)$ vs. r	54
3.2.	Funciones de autocorrelación magnética típicas R normalizadas presentadas en el mismo formato que la figura 3.1. Aquí se presentan observaciones realizadas a diferentes heliodistancias por: (a) la sonda ACE a 1 UA el día 7 de febrero de 1998; (b) la sonda Ulysses a 3.01 UA el día 12	
3.3.	de mayo de 1991	55 57
3.4.	ACE y Ulysses	58
3.5.	Función de correlación promedio (línea sólida negra). El área gris indica la variabilidad que tienen cada una de las R observadas por ACE	59
3.6.	Función de correlación promedio (línea sólida negra) luego de normalizar cada una de las R^I por $R^I(0)$. El área gris muestra la variabilidad de cada una de las funciones de correlación $R(r)^I/R(0)^I$ observadas respecto de la función promedio.	60
3.7.	Función de correlación promedio luego de normalizar cada una de las R^I por $R(0)$ y proponer a λ como la escala de similaridad. Las escalas entre los valores 0 y 1 del eje de abscisas representan el rango inercial de la turbulencia, nuestro rango de interés. El efecto sobre este rango es el de	00
	reducir la variabilidad de la función de correlación de forma notable	61

3.8.	Función de estructura de orden 2, obtenida a partir de la ecuación (2.47).	62
3.9.	Función de estructura de orden 2 en escala logarítmica (línea sólida negra), en gris el error asociado a S_2 . En línea roja a trazos se muestra un ajuste a lineal a S_2 en las escalas correspondientes al rango inercial. Este ajuste devuelve un exponente intermedio entre lo que predicen K41 (línea sólida	co
3.10.	negra) y TD (línea a trazos negra)	63
	de color gris.	64
4.1.	Histogramas del factor de calidad \mathcal{F} . Las líneas punteadas verticales indican la posición del vigésimo percentil (a la izquierda) y octogésimo percentil (a la derecha)	71
4.2.	Panel izquierdo: λ observada vs. heliodistancia (D). Panel derecho: λ observada vs. edad (T) del viento solar. Las barras muestran el error del	
	promedio en cada bin	72
4.3.	Histogramas de λ observados en el medio interplanetario	74
4.4.	Histogramas de $\ln(\lambda)$ y ajuste no lineal por cuadrados mínimos. Los datos corresponden a: (a) H1+H2, (b) ACE y (c) Ulysses	75
4.5.	Ajuste no lineal por cuadrados mínimos para las muestras con β_p alto (línea sólida) y β_p bajo (línea a trazos). La línea de puntos y trazos en el panel (b) es el ajuste para la muestra correspondiente a EMCIs. De	
4.6.	izquierda a derecha: H1+H2, ACE y Ulysses	80
	círculos	84
5.1.	Curvas de nivel de la función de correlación (en dos dimensiones) de las fluctuaciones del viento solar como función de la distancia paralela y perpendicular al campo magnético medio $\mathbf{B_0}$. Las fluctuaciones con vectores de onda paralelos a $\mathbf{B_0}$ contribuyen a los contornos elongados a lo largo de r_{\perp} . Las fluctuaciones con vectores de onda perpendiculares a $\mathbf{B_0}$ contribuyen a los contornos paralelos a r_{\parallel} . (Extraído de Matthaeus et al.	
	(1990))	89

5.2.	Curvas de nivel de la función de correlación (en dos dimensiones) de las fluctuaciones del viento solar como función de la distancia paralela y perpendicular al campo magnético medio $\mathbf{B_0}$. El panel izquierdo corresponde a viento lento. El panel derecho corresponde a viento rápido. (Extraído de Dasso et al. (2005b))	90
5.3.	Histogramas de la variación del ángulo entre la dirección del campo magnético medio y la radial, $\Delta\Theta^I$, observados por cada sonda. La línea a trazos deja a su izquierda el ≈ 80 % de los intervalos observados. Cada cuenta dentro de un bin corresponde a un intervalo I de 24 horas de extensión temporal	92
5.4.	Cantidad de intervalos analizados de Helios 1. La figura muestra cómo se distribuyen las observaciones durante el tiempo que la misión estuvo operativa en comparación con las diferentes etapas del ciclo solar. Helios 2 presenta una distribución similar	93
5.5.	Evolución con la heliodistancia de λ_{\parallel} (rombos) and λ_{\perp} (triángulos). Las barras muestran el error del promedio dentro del bin . El valor de λ reportado en esta figura corresponde al obtenido por el método i (ver sección 3.2.2). El método ii arroja resultados similares. Los datos que se muestran para $D < 1$ UA corresponden a Helios 1. Helios 2 arroja resultados similares.	94
5.6.	Histogramas de la edad turbulenta del plasma interplanetario T observada por cada una de las cuatro sondas. Cada cuenta dentro de un bin es un intervalo I de 24 horas de extensión temporal	95
5.7.	Panel superior: evolución con la edad turbulenta del viento solar de λ_{\parallel} y λ_{\perp} . Las barras muestran el error del promedio dentro del bin . El valor de λ reportado en esta figura corresponde al obtenido por el método i . El método ii arroja resultados similares. Sólo se muestran datos correspondientes a Helios 1. Helios 2 arroja resultados similares. Panel inferior: evolución de $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}$ con T . La línea a trazos es la predicción teórica dada por la ecuación (5.2).	97
50		91
5.8.	Diagrama de puntos para λ_{\parallel} y λ_{\perp} vs. la edad. Se muestran para referencia tendencias lineales en cada panel: la línea roja es un ajuste lineal de λ_{\parallel} ;	no.
	la línea azul es un ajuste lineal de $\lambda_1,\ldots,\ldots,\ldots$	98

5.9.	Gráfico de la velocidad del viento solar a lo largo de las dos primeras
	órbitas de Ulysses. La primer órbita ocurrió durante el mínimo solar y
	mostró viento lento sobre el ecuador y un viento rápido en los polos. La
	segunda órbita coincidió con el máximo solar y mostró vientos rápidos y
	lentos en todas las latitudes, en consonancia con la gran actividad del Sol.
	(Extraída de McComas et al. (2003))
5.10.	Número de manchas solares: promedio mensual (negro) y suavizado anual
	(gris) de los últimos 4 ciclos solares. (Datos extraídos de SIDC: Solar
	Influences Data Analysis Center)
5.11.	Evolución de la anisotropía con la edad para diferentes etapas del ciclo solar. 102
C.1.	Trayectorias orbitales de las dos sondas Helios 1 y Helios 2
C.2.	Travectoria orbital de la sonda Ulysses

A LA EDUCACIÓN PÚBLICA, LAICA Y GRATUITA.

Capítulo 1

Introducción

La turbulencia es ubicua en el Sol y el viento solar. Aún así, cuáles son los procesos físicos que generan la turbulencia en el entorno solar y la fuerzan a evolucionar tanto temporal como espacialmente en el medio interplanetario, cuáles son las escalas en las que es finalmente disipada, cuál es su impacto en el entorno terrestre, son aspectos que permanecen aún sin ser entendidos completamente. Debido a la creciente importancia de la meteorología espacial, del interés por la comprensión de la conexión Sol-viento solar-Tierra y de la posibilidad de entender mecanismos y procesos físicos universales para ampliar nuestro conocimiento de la física espacial y astrofísica general, en esta tesis se estudian diferentes aspectos de la turbulencia magnetohidrodinámica en el viento solar.

El objetivo principal de este trabajo es cuantificar propiedades relevantes y entender la evolución de las fluctuaciones del viento solar, luego de que fueron expulsadas del Sol, hasta que son observadas en cercanías de la Tierra y más allá de ésta.

En este capítulo se presenta una breve descripción cualitativa del escenario, el viento solar, y se introducen las propiedades principales de la turbulencia magnetohidrodinámica observada en él. En el capítulo 2 se da el marco teórico necesario para comprender los diferentes aspectos de la turbulencia magnetohidrodinámica en el viento solar. En el capítulo 3 se desarrolla la técnica empleada para el análisis de observaciones y se la aplica al estudio de la existencia de posibles escalas de similaridad en el viento. En el capítulo 4 se caracteriza dinámica y estadísticamente a la escala de similaridad encontrada en el capítulo previo. En el capítulo 5, mediante un estudio de la anisotropía que se manifiesta en el sistema, se estudian las diferencias observadas en las fluctuaciones en diferentes regímenes de viento. Finalmente en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones generales de este trabajo y en los diferentes apéndices se detallan los instrumentos y satélites que proveyeron las observaciones, y algunos detalles sobre tratamiento estadísticos que se

usaron en esta tesis.

1.1. El viento solar

El espacio entre el Sol y los planetas no se encuentra vacío, sino que está permeado por un plasma tenue y magnetizado: el viento solar.

En el año 1951 el astrónomo alemán L. Biermann sugirió la existencia de un viento solar para explicar la deflexión, en sentido radial y alejándose del Sol, de las colas de los cometas (Biermann 1951; Balogh et al. 2008). Pocos años más tarde, Parker (1958), argumentando que debido a sus altas temperaturas la corona solar no podía permanecer en equilibrio estático, desarrolló la primer descripción teórica en términos de la expansión supersónica de un fluido magnetizado. La existencia del viento solar fue finalmente confirmada por observaciones de las misiones soviéticas Lunik 2 y Lunik 3. La misión estadounidense Mariner 2 observó durante 113 días en 1962 al viento solar, consiguiendo así las primeras observaciones continuas (Neugebauer & Snyder 1966) de este plasma.

El origen del viento solar se debe a la gran diferencia de presión entre el plasma caliente ($\sim 1 \times 10^6 \mathrm{K}$) de la corona solar y el medio interestelar. Bajo estas condiciones, la corona se expande radialmente dando lugar a un flujo continuo de gas ionizado el cual se vuelve supersónico y superalfvénico en apenas unos pocos radios solares. El viento alcanza una velocidad terminal constante, y su densidad entonces decrece radialmente con la distancia heliocéntrica al cuadrado.

El viento solar consiste principalmente de protones y electrones, con una mezcla de partículas alfa (típicamente entre 3% y 5% respecto a los protones) y una muy pequeña proporción (menor al 0.1%) de iones pesados (Meyer-Vernet 2012).

Debido a que la conductividad eléctrica del plasma que constituye al viento solar es muy alta, las líneas del campo magnético coronal están "congeladas" al plasma y son arrastradas por el flujo, formando lo que comúnmente se conoce como el campo magnético interplanetario (CMI). La rotación del Sol causa que, sobre el plano de la eclíptica, las líneas de campo se curven y adquieran la configuración de una espiral cuya inclinación relativa a la dirección radial depende de la distancia heliocéntrica y la velocidad del viento (Burlaga 1995). Esta geometría del CMI se conoce con el nombre de espiral de Parker y se muestra en el esquema de la figura 1.1. Las diferentes misiones espaciales han mostrado que existen principalmente 2 tipos de flujo de viento: un viento rápido con velocidades típicas en el rango 600 km/s - 1200 km/s y con origen en los agujeros coronales en la zona polar del Sol; y un viento lento con velocidades menores a 500 km/s y con origen en cercanías del cinturón de streamers en la zona ecuatorial del Sol. Estos

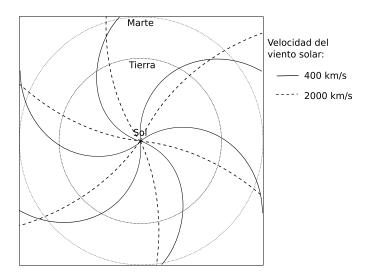


Figura 1.1: Las líneas de campo magnético congeladas en el plasma del viento solar dan lugar a la espiral de Parker.

dos regímenes exhiben además diferente densidad y temperatura de protones: $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$ y $\sim 10^4 \text{K}$ en viento lento, $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ y $\sim 10^5 \text{K}$ en viento rápido (Schwenn 2006; Hansteen 2009; Schrijver & Siscoe 2009).

La configuración tridimensional del viento depende fuertemente del ciclo solar (e.g. McComas et al. 2003). En épocas de mínimo solar, el viento presenta una estructura bimodal, con un viento rápido uniforme originándose de manera sistemática en las altas heliolatitudes, y un viento lento mucho más variable en bajas latitudes, cada uno con las características descriptas en el párrafo anterior. En cambio, la estructura del viento es mucho más compleja en épocas de máxima actividad solar, siendo muy variable y observándose una mezcla de viento de baja y alta velocidad en todas las latitudes heliográficas debido a la combinación de múltiples fuentes en el Sol.

El monitoreo continuo de la corona a través de coronógrafos desde hace más de 40 años, ha revelado que existen eyecciones transitorias de material desde la atmósfera solar hacia el medio interplanetario. Estos eventos, llamados eyecciones de masa coronal (EMC) ocurren de manera usual, siendo más frecuentes en épocas de máxima actividad solar. Pueden liberar $\sim 10^{15-16}$ gramos por evento de material solar en la heliosfera (e.g. Wang et al. 2005). Cuando estas estructuras de plasma son observadas *in situ* en el viento son llamadas eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCI). Son potencialmente geoefectivas, y pueden estar acompañadas por una onda de choque que las precede. Sus

características típicas son, entre otras, la baja temperatura de protones (e.g. Richardson & Cane 1995, y referencias allí incluidas), elevada abundancia de partículas alfa (Galvin et al. 1987), campo magnético intenso (Burlaga et al. 1981), todas en comparación con el viento solar.

En particular, el subconjunto de EMCI que presentan rotación coherente del campo magnético son denominadas nubes magnéticas (NM) (Klein & Burlaga 1982). Poseen una intensidad de campo magnético mayor que en su entorno y se expanden sobre él durante su desplazamiento en el viento desde el Sol hacia la heliosfera externa (Gulisano et al. 2010b, 2012).

El flujo radial, supersónico y superalfvénico del viento solar, a medida que se propaga se expande ocupando un volumen cada vez más grande, pero eventualmente se vuelve lo suficientemente débil de manera que no puede "empujar" al medio interestelar. Así, el viento solar se convierte repentinamente en una onda de choque subsónica conocida como choque de terminación heliosférico (Jokipii 2012). En diciembre de 2004 la sonda Voyager 1 cruzó el choque de terminación a una distancia de ~94 unidades astronómicas (UA) y entró por primera vez en la región subsónica de la heliosfera. Voyager 2 lo cruzó en agosto de 2007 en ~85 UA (Potgieter 2010).

1.2. Aspectos de la turbulencia del viento solar

Las diferentes sondas espaciales que se aventuraron en el viento solar han logrado medir fluctuaciones en las variables del plasma en un amplio rango de escalas. Por ejemplo, la serie temporal de la figura 1.2 muestra cómo la componente radial del campo magnético presenta variaciones aparentemente estocásticas de gran amplitud con cambios abruptos en escalas de hasta el segundo (o más chicas). En cambio, los parámetros escalares, como la densidad de protones, son en general menos variables indicando un nivel relativamente bajo de fluctuaciones compresibles (Petrosyan et al. 2010).

Las primeras observaciones del viento solar pusieron en evidencia que las fluctuaciones en la velocidad y en el campo magnético estaban a menudo fuertemente correlacionadas cerca del Sol aparentando ser ondas de Alfvén perfectas (e.g. Belcher & Davis 1971) con dirección de propagación predominante saliente respecto el Sol. Esta correlación, mostrada en la figura 1.3-a, sugería que el medio podía no estar evolucionando activamente, ya que las ondas de Alfvén puras de amplitud finita (ver sección 2.2.2) son una solución exacta de las ecuaciones de la MHD ideal e incompresible. Estas observaciones han sido históricamente consideradas como indicadores a favor de de una descripción de "ondas" del viento solar.

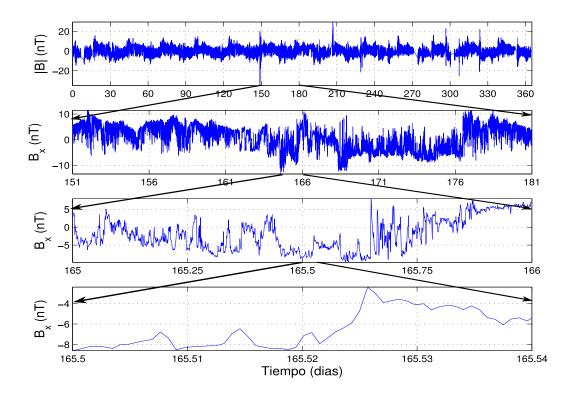


Figura 1.2: Fluctuaciones en la componente radial del campo magnético observado a 1 UA por la sonda ACE en diferentes escalas de tiempo (1 año, 1 mes, 1 día y una hora, desde arriba hacia abajo respectivamente). La figura pone en evidencia una propiedad fundamental de la turbulencia: en el sistema se encuentran excitadas escalas en un amplio rango dinámico y la energía de las fluctuaciones está "repartida" entre diferentes escalas.

Sin embargo, el viento también exhibía la contrastante característica de que el espectro de potencias del campo magnético, figura 1.3-b, se parecía al espectro de la turbulencia completamente desarrollada de hidrodinámica (Coleman 1968), sugiriendo la presencia de una cascada activa de turbulencia MHD. Aún más, el índice espectral observado se acercaba a -5/3 (índice esperado para turbulencia hidrodinámica, ver sección 2.5.2).

También se ha recolectado evidencia a favor de que la turbulencia en el medio interplanetario no decae libremente sino que se encuentra con fuentes de energía libre, por ejemplo inestabilidades en la cillazadura del flujo de gran escala, micro-inestabilidades, choques, etc., que re-inyectan energía al sistema (e.g. Roberts et al. 1992). Se cree que los gradientes de velocidad y de campo magnético entre el viento lento y el viento rápido podrían ser la principal fuente de turbulencia en el medio interplanetario.

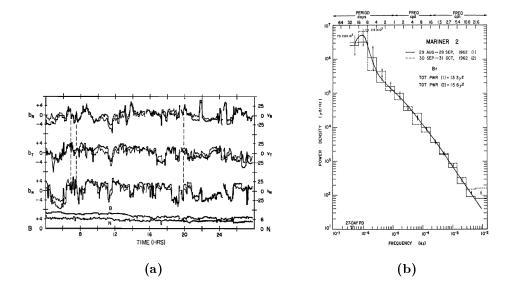


Figura 1.3: (a): Observaciones recolectadas por la sonda Mariner 5 en 1967 durante su viaje a Venus y analizadas por Belcher & Davis (1971), muestran la notable correlación entre las fluctuaciones del campo de velocidades y del campo magnético interplanetario, revelando el carácter Alfvénico de estas fluctuaciones y su sentido de propagación saliente desde el Sol. (b): Observaciones recolectadas por la sonda Mariner 2 en 1962 durante su viaje a Venus y analizadas por Coleman (1968), muestran que el espectro de densidad de potencia de la componente radial del campo magnético interplanetario se parece mucho al espectro típico de la turbulencia hidrodinámica.

Hoy se comprende que las dos visiones (ondas y turbulencia) no son necesariamente incompatibles. En general, el Sol genera fluctuaciones fuertemente correlacionadas ("alfvénicas") que son advectadas por el viento solar hacia el medio interplanetario donde interactúan, dando lugar a una cascada turbulenta que opera enviando energía a las escalas más pequeñas, pero sin decaer libremente debido a las fuentes locales de energía que reaniman de forma continua la turbulencia. La evidencia acumulada desde el nacimiento de la era espacial hasta la actualidad, respalda firmemente la descripción de la evolución de las fluctuaciones en el viento solar en términos de turbulencia magnetohidrodinámica (Matthaeus & Velli 2011).

La anisotropía en la turbulencia del viento solar es un aspecto que permanece pobremente entendido. Surge de la ruptura de la simetría isótropa en las propiedades de las fluc-

tuaciones turbulentas como resultado de la presencia del campo magnético macroscópico local. La ocurrencia de anisotropías en el viento solar es a priori esperable dado el rol central del campo magnético guía en la dinámica del sistema en las escalas asociadas a la aproximación MHD. La anisotropía puede tomar muchas formas y tener consecuencias sobre varios otros fenómenos, como tasas de calentamiento y topología del campo magnético (Horbury et al. 2012). En particular, puede manifestarse en la función de correlación teniendo consecuencias en el vector de onda. Esta anisotropía emerge de forma dinámica en la turbulencia del viento solar, y produce gradientes más intensos en la dirección normal al campo magnético medio de gran escala que a lo largo de él (e.g. Shebalin et al. 1983), fortaleciendo la trasferencia espectral de energía hacia vectores de onda perpendiculares y debilitándola hacia vectores de onda paralelos, efecto que se vuelve progresivamente más marcado en las escalas más chicas.

Desde hace tiempo, se ha reconocido en la comunidad de física solar y espacial, la importancia y relevancia de los procesos turbulentos en las pequeñas escalas y su impacto directo en los fenómenos heliosféricos de escalas más grandes. Al igual que la turbulencia en experimentos de laboratorios terrestres, la turbulencia en el viento solar es al día de hoy un tema de gran importancia que no está completamente comprendido. La turbulencia es el agente que media en la compleja dinámica de acoplamientos entre escalas muy grandes y muy pequeñas, movimientos muy lentos de fluidos y procesos cinéticos muy rápidos y, entre partículas de plasma de muy alta y de muy baja energía. Se cree que la turbulencia observada es responsable del calentamiento del medio interplanetario, participa activamente en el scattering y transporte de rayos cósmicos tanto de origen solar como de origen galáctico en la heliosfera. Además, la turbulencia en la heliosfera interna provee importantes indicios sobre la naturaleza turbulenta de la baja corona solar.

Capítulo 2

Marco teórico

El escenario y los fenómenos que se estudian en esta tesis involucran plasmas cuya dinámica puede ser descripta dentro del marco teórico de la magnetohidrodinámica (MHD). Esta teoría trata al plasma del medio interplanetario, nuestro objeto de estudio, como un medio continuo y unifica las ecuaciones básicas de la hidrodinámica con las leyes de Maxwell del electromagnetismo para describir sus propiedades.

Por otro lado, las fluctuaciones en el viento solar presentan tanto características vinculadas a ondas de Alfvén (que se propagan principalmente en dirección saliente del Sol), como también rasgos asociados a un medio turbulento activo, exhibiendo propiedades similares a la turbulencia hidrodinámica de Kolmogorov. Si bien estas dos perspectivas parecen ser muy diferentes, ambas son necesarias para una adecuada descripción del viento solar, y deben surgir del marco teórico de la MHD.

En este capítulo presentamos una introducción a conceptos básicos de la teoría MHD, mostrando los parámetros relevantes que caracterizan los diferentes regímenes del plasma y las ecuaciones que rigen su dinámica. Presentamos además una introducción sobre funciones de autocorrelación y funciones de estructura, y sus características principales para procesos turbulentos. Se describe también el tipo de espectro de energía que puede encontrarse en el viento solar.

2.1. Magnetohidrodinámica

La aproximación magnetohidrodinámica (MHD) es el enfoque más usado para estudiar y comprender las propiedades macroscópicas del plasma y campo magnético en el medio interplanetario. En esta aproximación, se considera al plasma como un fluido magnetizado en el cual las escalas espaciales macroscópicas de interés son mayores que las

escalas espaciales intrínsecas del plasma, como el radio de Larmor, la longitud de Debye o la escala inercial de los iones; y las escalas de tiempo macroscópicas son mayores a las escalas temporales cinéticas del plasma, como por ejemplo la frecuencia de ciclotrón. El conjunto de ecuaciones MHD básicas describe el acoplamiento entre las ecuaciones de fluidos y las del electromagnetismo. Consiste de ecuaciones para la densidad de masa ρ , densidad de corriente \mathbf{j} , la cantidad de movimiento, la energía y una ecuación de estado, las leyes de Maxwell del electromagnetismo y una relación constitutiva entre el campo eléctrico y la densidad de corriente (i.e. una ley de Ohm).

2.1.1. Conservación de la masa

La conservación de la masa para un elemento de fluido con velocidad \mathbf{v} , implica una ecuación de continuidad para la densidad de masa, a medida que transcurre el tiempo t

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = D_t \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{2.1}$$

Aquí D_t es la derivada convectiva $D_t = \partial_t + \mathbf{v}.\nabla$. A veces resulta conveniente reescribir la ecuación (2.1) como $D_t(\ln \rho) = -\nabla .\mathbf{v}$, ya que para flujos incompresibles se tiene que $\nabla .\mathbf{v} = 0$, lo que significa que la densidad de masa de un elemento de fluido debe ser constante. Es interesante observar que si el volumen de un elemento de fluido aumenta, i.e., $\nabla .\mathbf{v} > \mathbf{0}$, debido a la conservación de la masa, ρ debe disminuir en el tiempo si seguimos al elemento de fluido y viceversa.

2.1.2. La ecuación de movimiento

La ecuación de movimiento puede obtenerse de manera simple considerando las fuerzas que actúan sobre un elemento de fluido con volumen δV y con masa $\rho \delta V$. Debido a las escalas que nos interesan en esta tesis, las fuerzas que vamos a considerar son la fuerza de Lorentz, la fuerza de presión y la fuerza viscosa.

La fuerza de Lorentz que siente un elemento de fluido con carga eléctrica δq y corriente eléctrica $\delta \mathbf{J} = \mathbf{j}\delta V$ en presencia de un campo electromagnético es $\delta q\mathbf{E} + \delta \mathbf{J} \times \mathbf{B}/c$, donde \mathbf{E} es el campo eléctrico y \mathbf{B} el campo magnético. En la mayoría de los casos de interés, se cumple la condición de quasi-neutralidad $\delta q \simeq 0$ y por lo tanto sólo la parte magnética contribuye:

$$\mathbf{F}_L = \delta V \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \tag{2.2}$$

Si suponemos condiciones cercanas al equilibrio termodinámico local, el tensor de

presiones es isótropo $p_{ij} = p\delta_{ij}$ y ejerce una fuerza sobre el elemento de fluido dada por:

$$\mathbf{F}_p = -\oint_S p d\mathbf{S} = -\delta V \,\nabla p \tag{2.3}$$

Al igual que la fuerza de presión, ecuación (2.3), la viscosidad actúa a través de la superficie del elemento de fluido:

$$\mathbf{F}_{\mu} = \oint \bar{\bar{\sigma}}^{\mu} \cdot d\mathbf{S} = \delta V \, \nabla \cdot \bar{\bar{\sigma}}^{\mu} \tag{2.4}$$

donde $\sigma_{ij}^{\mu} = \mu[(\partial_i \mathbf{v}_j + \partial_j \mathbf{v}_i) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\nabla \cdot \mathbf{v}]$ es el tensor de esfuerzos viscosos y μ la viscosidad dinámica (e.g. Batchelor 1967), la cual consideramos constante.

Sumando cada una de estas contribuciones obtenemos la ecuación de movimiento o ecuación de momentos:

$$\rho D_t \mathbf{v} = \rho (\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mu (\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}))$$
 (2.5)

La interpretación de esta ecuación es simple: la variación temporal de la cantidad de movimiento contenido en un elemento de fluido es igual a la suma de las fuerzas que actúan sobre él.

Por otro lado, la densidad de corriente eléctrica y el campo magnético están relacionados por la ley de Ampère:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \tag{2.6}$$

donde hemos despreciado la corriente de desplazamiento debido a que aquí consideramos sistemas no relativistas. En este caso la ecuación de conservación de la carga se reduce a $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$. Con la ecuación (2.6) podemos reescribir la fuerza magnética, ecuación (2.2) de la siguiente manera:

$$\frac{1}{c}\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\frac{1}{8\pi}\nabla B^2 + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} = -\nabla \cdot \bar{T}^M$$
 (2.7)

donde T_{ij}^{M} es el tensor (de rango 2) de esfuerzos magnético:

$$T_{ij}^{M} = \frac{1}{8\pi} B^2 \delta_{ij} - \frac{1}{4\pi} B_i B_j \tag{2.8}$$

El primer término en (2.8) puede ser interpretado como la presión magnética mientras que el segundo puede ser pensado como una tensión.

Para caracterizar la importancia relativa entre la presión magnética y la presión del plasma es útil definir el parámetro adimensional:

$$\beta = \frac{8\pi p}{B^2} \tag{2.9}$$

llamado β del plasma. Si $\beta \gg 1$ la presión del plasma domina y la presión magnética puede ser despreciada. En el caso contrario, $\beta \ll 1$, la que domina es la presión del campo magnético. En otras palabras, β es un parámetro adimensional que caracteriza la intensidad de $\bf B$ en un plasma.

Finalmente, cabe mencionar que cuando los efectos de compresibilidad son despreciables en el sistema, la ecuación de movimiento (2.5) toma la forma:

$$\rho D_t \mathbf{v} = \rho (\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mu \nabla^2 \mathbf{v}$$
 (2.10)

donde hemos reescrito la fuerza de Lorentz en términos de la expresión (2.7).

2.1.3. La ecuación de inducción

La dinámica del campo magnético se obtiene a partir de la ley de Faraday:

$$\partial_t \mathbf{B} = -c\nabla \times \mathbf{E} \tag{2.11}$$

donde el campo eléctrico es determinado por la ley de Ohm del sistema. En el marco de referencia del fluido (fluido en reposo) se tiene que $\mathbf{E}_{\mathrm{fluido}} = \mathbf{j}_{\mathrm{fluido}}/\sigma$ (versión simplificada de la ley de Ohm), con σ la conductividad eléctrica del medio. En el sistema de referencia del laboratorio, en el cual usualmente se consideran las ecuaciones de fluidos, un elemento de fluido se mueve con velocidad \mathbf{v} y el campo eléctrico se obtiene a partir de una transformación de Lorentz en el límite no relativista (e.g. Jackson 1998). Así, en el sistema de referencia del laboratorio se tiene que $\mathbf{E}_{\mathrm{laboratorio}} = \mathbf{E}_{\mathrm{fluido}} + \mathbf{v} \times \mathbf{B/c}$, resultando entonces:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\sigma}\mathbf{j} \tag{2.12}$$

Reemplazando (2.12) en (2.11) y asumiendo que σ es uniforme obtenemos la ecuación de inducción clásica:

$$\partial_t \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \, \nabla^2 \mathbf{B} \tag{2.13}$$

con $\eta=c^2/4\pi\sigma$ el coeficiente de difusión magnética, también llamado resistividad magnética.

Comprender la estructura de esta ecuación es importante para entender las propiedades del medio interplanetario.

Es importante notar aquí que si inicialmente se tiene que $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mathbf{0}$, esta ley de Maxwell será satisfecha para todo tiempo posterior dado que la ecuación (2.13) verifica $\partial_t(\nabla \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{0}$

Dos regímenes bien diferentes se pueden distinguir en la ecuación (2.13) dependiendo de la importancia de la conductividad eléctrica del plasma. Para un valor de σ pequeño (o movimientos lentos del plasma) la ecuación de inducción se reduce a la ecuación de difusión:

$$\partial_t \mathbf{B} = \eta \, \nabla^2 \mathbf{B} \tag{2.14}$$

Aquí, la líneas de campo magnético difunden respecto del fluido. De esta ecuación se puede estimar un tiempo de difusión τ_{dif} :

$$\left|\partial_t \mathbf{B}\right| = \left|\eta \nabla^2 \mathbf{B}\right| \Rightarrow \tau_{dif} = \frac{L^2}{\eta}$$
 (2.15)

donde L es una longitud típica del sistema en la que se producen variaciones apreciables de \mathbf{B} en tiempos del orden de τ_{dif} .

En el caso que la conductividad sea muy grande (o los movimientos del plasma muy rápidos respecto de τ_{dif}) el término difusivo en (2.13) puede ser despreciado y se obtiene así una ecuación de transporte:

$$\partial_t \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{2.16}$$

Como veremos en la sección 2.1.5, la ecuación (2.16) implica la conservación del flujo magnético a través de superficies materiales. En este caso las líneas de campo se mueven advectadas junto con el fluido.

La transición entre un régimen difusivo a uno convectivo puede ser parametrizada por el número (adimensional) de Reynolds magnético R_M , definido como el cociente entre los valores típicos del término de transporte (2.16) y el término difusivo (2.14):

$$R_M = \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} = \frac{\tau_{dif}}{\tau_u} = \frac{\mathbf{v}L}{\eta}$$
 (2.17)

con $\tau_u = \frac{L}{v}$ un tiempo característico asociado al régimen convectivo y v una velocidad típica de interés del sistema. Para $R_M \gg 1$ el numerador será dominante ($\tau_u \ll \tau_{dif}$ siendo el proceso convectivo más eficiente), mientras que para $R_M \ll 1$ el campo magnético difundirá ($\tau_u \gg \tau_{dif}$, mayor eficiencia del proceso de difusión). En general, se tiene que $R_M \gg 1$ en una gran cantidad de escenarios de física espacial y astrofísicos.

2.1.4. La ecuación de estado y energía

Para completar el sistema de ecuaciones hasta aquí presentado es necesario considerar una ecuación dinámica para la presión. Bajo condiciones cercanas al equilibrio termodinámico local, la presión está acoplada a la temperatura y densidad por una ecuación de

estado. Para plasmas diluidos como el del viento solar, la aproximación de gas ideal es generalmente válida.

Si en un sistema puede despreciarse la conducción de calor en las escalas espaciales y temporales de interés, el cambio de estado en un elemento de fluido puede ser aproximado como adiabático:

$$D_t(p\rho^{-\gamma}) = 0 (2.18)$$

Al parámetro γ se lo denomina exponente adiabático y para el caso de un gas simple se tiene $\gamma = 5/3$.

Si se desea considerar efectos de transferencia de calor local, generalmente se introduce al sistema de ecuaciones una relación entre p y ρ más general (relación politrópica):

$$p(\rho) = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\alpha} \tag{2.19}$$

donde α es el exponente politrópico y puede tomar valores entre 0 y ∞ , siendo p_0 un valor de referencia para una densidad de referencia ρ_0 . Un proceso isobárico es representado por $\alpha = 0$. El límite $\alpha = 1$ describe variaciones isotérmicas. El límite opuesto, $\alpha \to \infty$ describe la dinámica en el caso de un fluido incompresible $(D_t \rho = 0)$. Si $\alpha > 1$ la temperatura del plasma disminuirá a medida que éste se expande y aumentará si es comprimido. Además, si $\alpha < \gamma$ debe entregarse calor al sistema para que el plasma se expanda (e.g. Totten et al. 1995).

2.1.5. Conservación del flujo magnético

El régimen ideal de los sistemas MHD presenta varias cantidades conservadas las cuales pueden dividirse en tres clases: las que sólo involucran parámetros del fluido, las que sólo involucran al campo magnético y las que involucran ambas. Las cantidades invariantes son importantes dado que reflejan vínculos impuestos al sistema, los cuales se rompen sólo por efectos disipativos. En este trabajo vamos a considerar solamente la conservación del flujo magnético.

El flujo magnético Φ se define como la integral:

$$\Phi = \int_{S} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \tag{2.20}$$

a través de una superficie material S(t) (encerrada por una curva C(t)) que se mueve con el plasma. Su derivada total respecto del tiempo será entonces:

$$d_t \Phi = \int_S \partial_t \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} + \oint_{\mathcal{C}} (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) \cdot d\mathbf{l}$$
 (2.21)

ya que el flujo magnético a través de una superficie material S puede cambiar de dos maneras diferentes: por un lado la intensidad de \mathbf{B} encerrado por la curva \mathcal{C} puede variar, por otro lado la propia curva \mathcal{C} puede cambiar al moverse junto al plasma. Si reemplazamos el término $\partial_t B$ por la ecuación de inducción (2.13) y aplicamos el teorema de Stokes encontramos que:

$$\mathbf{d}_t \Phi = -\eta \frac{4\pi}{c} \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{j} \cdot \mathbf{dl} \tag{2.22}$$

de donde vemos que el flujo magnético se conserva si $\eta=0$. En este caso, el significado físico de (2.22) es que el campo magnético está congelado en el fluido y se mueve con él, lo que es conocido como "frozen-in magnetic field" válido en el marco de la MHD ideal (e.g. Biskamp 2003).

2.2. Fluctuaciones MHD

2.2.1. Modos lineales en MHD ideal

Los modos lineales de un sistema constituyen elementos básicos para el estudio de fluctuaciones. En esta sección presentamos una reseña de uno de los principales modos lineales que ocurren en una configuración MHD: el modo de Alfvén. Estas fluctuaciones no compresibles, están asociadas con el movimiento transversal de las líneas de campo y tienen origen en el término $(\mathbf{B}.\nabla)\mathbf{B}$ de la fuerza de Lorentz, ecuación (2.7): la tensión magnética tiende a enderezar las líneas del campo magnético causando así oscilaciones transversales.

Para examinar este tipo de movimiento, consideramos el caso más simple de un plasma homogéneo incompresible, no viscoso y perfectamente conductor ($\eta = 0$), caracterizado por un estado de equilibrio $\mathbf{v}_0 = 0$ con densidad ρ_o , presión p_0 , inmerso en un campo magnético uniforme \mathbf{B}_0 . Las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de este sistema son (2.10) con $\mu = 0$ y la ecuación (2.16).

Consideramos perturbaciones pequeñas de los campos $|\delta \mathbf{v}|$ y $|\delta \mathbf{b}| \ll |\mathbf{B}_0|$ y soluciones a las ecuaciones linealizadas del tipo onda plana $\propto \exp i(\mathbf{k}.\mathbf{x} - \omega t)$ con \mathbf{k} el vector de onda y ω la frecuencia. Encontramos así la relación de dispersión:

$$\left(\frac{1}{4\pi\rho_0}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0) - \omega^2\right)\delta\mathbf{v} = \frac{1}{4\pi\rho_0}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)(\delta\mathbf{v}\cdot\mathbf{B}_0)\mathbf{k}$$
 (2.23)

Si permitimos que \mathbf{k} y \mathbf{B}_0 formen un ángulo arbitrario θ y recordamos la hipótesis de incompresibilidad, i.e., $\mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v} = 0$ (en el espacio de Fourier), la ecuación (2.23) se reduce a (el coeficiente escalar de cada miembro de (2.23) debe ser nulo):

$$\omega^2 = \mathcal{V}_a^2 k_\parallel^2 \tag{2.24}$$

donde k_{\parallel} es la componente de **k** paralela a \mathbf{B}_0 y \mathbf{V}_a es la velocidad de Alfvén:

$$\mathbf{V}_a = \frac{\mathbf{B}_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \tag{2.25}$$

Simultáneamente encontramos que la polarización de la perturbación es tal que el campo de velocidades $\delta \mathbf{v}$ es perpendicular \mathbf{B}_0 . De la ecuación (2.16) linealizada, vemos también que $\delta \mathbf{B} \parallel \delta \mathbf{v}$.

Cualquier tipo de onda en la naturaleza es causada por una fuerza restitutiva que se opone a los desplazamientos en el sistema cuando se lo aparta de un estado de equilibrio. En el contexto del modelo MHD presentado en este capítulo, son posibles dos tipos de fuerzas restitutivas: una con origen en los gradientes de presión, la otra con origen en los esfuerzos magnéticos. El modo de Alfvén es una onda puramente transversal que no provoca variaciones en la densidad de masa ni en la presión, siendo la única fuerza restitutiva la tensión magnética.

En el caso más general de un plasma compresible, son posibles tres modos lineales: el modo Alfvén descripto anteriormente y otros dos magnetosónicos, los cuales son una combinación de efectos acústicos y magnéticos con los dos tipos de fuerza restitutiva presentes (e.g. Choudhuri 1998). Sin embargo, dado que las fluctuaciones a estudiar en esta tesis son principalmente incompresibles (e.g. Zank & Matthaeus 1992) no consideraremos estos dos modos.

2.2.2. Campos de Elsässer y acoplamientos resonantes

Los efectos del modo de Alfvén en el caso no lineal (amplitud finita de las perturbaciones) se hacen evidentes reescribiendo las ecuaciones MHD en términos de las variables de Elsässer \mathbf{z}^{\pm} (ver ecuación 2.26). Consideremos entonces la ecuación de Navier-Stokes (2.10) para las fluctuaciones \mathbf{v} del campo de velocidades, y la ecuación de inducción (2.13) para un campo magnético $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{b}$ con campo medio \mathbf{B}_0 . Las variables de Elsässer se definen como:

$$\mathbf{z}^{\pm} = \mathbf{v} \pm \frac{\delta \mathbf{b}}{\sqrt{4\pi\rho}} = \mathbf{v} \pm \mathbf{b} \tag{2.26}$$

con $\mathbf{b} = \frac{\delta \mathbf{b}}{\sqrt{4\pi\rho}}$ las fluctuaciones magnéticas en unidades de velocidad.

Sumando y restando las ecuaciones (2.10) y (2.13) podemos hallar ecuaciones para la

evolución de \mathbf{z}^{\pm} :

$$\frac{\partial \mathbf{z}^{+}}{\partial_{t}} + (\mathbf{z}^{-} \cdot \nabla) \mathbf{z}^{+} = (\mathbf{V}_{a} \cdot \nabla) \mathbf{z}^{+} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\nu + \eta}{2} \nabla^{2} \mathbf{z}^{+} + \frac{\nu - \eta}{2} \nabla^{2} \mathbf{z}^{-}$$
(2.27)

$$\frac{\partial \mathbf{z}^{-}}{\partial_{t}} + (\mathbf{z}^{+} \cdot \nabla) \mathbf{z}^{-} = -(\mathbf{V}_{a} \cdot \nabla) \mathbf{z}^{-} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\nu - \eta}{2} \nabla^{2} \mathbf{z}^{+} + \frac{\nu + \eta}{2} \nabla^{2} \mathbf{z}^{-}$$
(2.28)

$$\nabla \cdot \mathbf{z}^{\pm} = 0 \tag{2.29}$$

donde $\mathbf{V}_a = \mathbf{B}_0/\sqrt{4\pi\rho}$ es la velocidad de Alfvén y P es la presión total $P = p/\rho_0 + b^2/2$, la cual actúa para hacer cumplir la condición de incompresibilidad desacoplándose de la dinámica de \mathbf{z}^{\pm} (al igual que en hidrodinámica incompresible).

Se puede hallar una solución exacta de las ecuaciones (2.27) y (2.28) ideales (asumiendo disipación nula). Tanto cuando $\mathbf{z}^+ = 0$ o cuando $\mathbf{z}^- = 0$, los términos no lineales se cancelan y se obtiene una ecuación de onda:

$$\frac{\partial \mathbf{z}^{\pm}}{\partial t} \mp (\mathbf{V}_a \, \nabla) \, \mathbf{z}^{\pm} = 0 \tag{2.30}$$

La ecuación (2.30) muestra que las variables de Elsässer pueden ser interpretadas de la siguiente manera: si $\mathbf{z}^+ = 0$, el campo \mathbf{z}^- describe a una onda de Alfvén propagándose con velocidad \mathbf{V}_a en la dirección del campo magnético de fondo \mathbf{B}_0 mientras que si $\mathbf{z}^- = 0$, \mathbf{z}^+ describe a una onda de Alfvén con velocidad \mathbf{V}_a que se propaga en la dirección opuesta (e.g. Biskamp 2003).

Una propiedad importante de las variables de Elsässer es que \mathbf{z}^+ y \mathbf{z}^- se acoplan sólo de manera cruzada en el término no lineal de las ecuaciones (2.27) y (2.28) cuando ambos son no nulos. En este caso ambos modos, \mathbf{z}^+ y \mathbf{z}^- , se propagan en direcciones opuestas y desarrollan turbulencia en el sistema.

Iroshnikov (1964) y Kraichnan (1965) fueron los primeros en reconocer que dos ondas de Alfvén deben "cruzarse" para producir un tercer modo de baja frecuencia, y así interactuar con la turbulencia de torbellinos en el fluido. Esta interacción es necesaria para que la energía llegue a las pequeñas escalas a través de la cascada. Más tarde este efecto fue identificado en simulaciones numéricas (e.g. Shebalin et al. 1983; Oughton et al. 1994): el campo magnético de gran escala \mathbf{B}_0 suprime el crecimiento de los gradientes paralelos a \mathbf{B}_0 pero dado que los gradientes perpendiculares no se ven afectados de la misma manera, los efectos no lineales de la cascada transfieren energía a las escalas más chicas pero de forma anisótropa. Como resultado, las longitudes de correlación son más grandes a lo largo de \mathbf{B}_0 . Shebalin et al. (1983) explicó el desarrollo de esta anisotropía mediante la interacción resonante de tres ondas: dos modos de Fourier pueden intercambiar energía de forma eficiente con un tercer modo sólo si la tríada obedece la siguiente

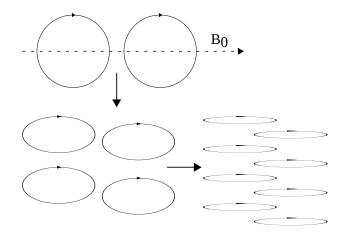


Figura 2.1: Esquema pictórico de la cascada anisótropa en turbulencia alfvénica: la anisotropía crece a medida que la cascada progresa.

condición de resonancia:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 \tag{2.31}$$

$$\omega(\mathbf{k}_1) - \omega(\mathbf{k}_2) = \pm \omega(\mathbf{k}_3) \tag{2.32}$$

donde \mathbf{k}_1 y \mathbf{k}_2 son los vectores de onda asociados a los modos de Fourier que excitan resonantemente a \mathbf{k}_3 y el signo \pm en el lado derecho de la segunda ecuación se debe a que las ondas interactuantes deben propagarse en sentidos opuestos. En el límite lineal, cada modo satisface la ecuación (2.24), resultando (2.32) en: $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{V}_a - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{V}_a = \pm \mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{V}_a$. Así, las condiciones (2.31) y (2.32) quedarán satisfechas si $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{V}_a = 0$ o $\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{V}_a = 0$. En consecuencia, \mathbf{k}_1 o \mathbf{k}_2 tienen componente nula a lo largo de \mathbf{B}_0 . Así, los acoplamientos de modos alfvénicos propician la transferencia espectral de energía hacia vectores de onda perpendiculares más grandes, produciendo correlaciones mayores en la dirección paralela al campo magnético medio, como se esquematiza en la figura 2.1.

2.3. Funciones de estructura, correlaciones y espectros en procesos turbulentos

Las fluctuaciones en el viento solar presentan tanto características vinculadas a ondas de Alfvén (que se propagan principalmente en dirección saliente del Sol), como también rasgos asociados a un medio turbulento activo, exhibiendo propiedades similares a la

turbulencia hidrodinámica de Kolmogorov. Si bien estas dos perspectivas parecen ser muy diferentes, ambas son necesarias para una adecuada descripción del viento solar.

Existen tres cantidades tradicionalmente usadas para caracterizar estadísticamente el estado principal de un campo turbulento: la función de correlación, la función de estructura y el espectro de energías. El tensor de correlaciones es el más fundamental, el ladrillo desde el cual pueden construirse las otras dos cantidades. El espectro de energías y la función de estructura se relacionan con la función de correlación, y cada uno en diferentes formas describen en qué manera la energía se distribuye en las diferentes escalas espaciales.

A continuación, presentamos un breve repaso sobre funciones de autocorrelación y sus características principales para procesos turbulentos. Se introducen también las funciones de estructura y el tipo de espectro de energía que puede encontrarse en el viento solar.

2.3.1. Funciones de autocorrelación y de estructura

Supongamos una variable V(t) que pueda ser descompuesta en un valor medio V_0 y una desviación $\mathbf{v}(t)$ respecto de ese valor medio como $V(t) = V_0 + \mathbf{v}(t)$. La autocorrelación de la fluctuación $\mathbf{v}(t)$ en dos instantes de tiempo diferentes t_1 y t_2 se define como:

$$R(t_1, t_2) = \langle \mathbf{v}(t_1) \cdot \mathbf{v}(t_2) \rangle \tag{2.33}$$

donde $\langle \cdots \rangle$ representa el promedio en un ensemble establecido apropiadamente. Cuando la magnitud de $R(t_1, t_2)$ es chica, se dice que $v(t_1)$ y $v(t_2)$ están pobremente correlacionados, en cambio si la magnitud de $R(t_1, t_2)$ es grande (positiva o negativa), $v(t_1)$ y $v(t_2)$ están fuertemente correlacionados.

Si el proceso que describe la variable v(t) es ergódico y estacionario, el promedio en el ensemble y el promedio temporal coinciden (e.g. Marsch 1991, ver también Apéndice A), y además resulta independiente del origen del tiempo t. Podemos entonces desplazar el origen de t por alguna cantidad, por ejemplo t_1 , en la ecuación (2.33) y obtener $\langle v(0) \cdot v(t_2 - t_1) \rangle$ (o $\langle v(t) \cdot v(t + t_2 - t_1) \rangle$ para un origen arbitrario t de medición).

Llamando $t_2-t_1=\tau$ al desplazamiento temporal, podemos definir la función de autocorrelación de un proceso estacionario como:

$$R(\tau) = \langle \mathbf{v}(0) \cdot \mathbf{v}(\tau) \rangle \tag{2.34}$$

la cual es sólo función de τ y se considera a $\langle \cdots \rangle$ como el promedio temporal usual.

Podemos definir también la función de autocorrelación normalizada:

$$\mathcal{R}(\tau) = \frac{\langle \mathbf{v}(0) \cdot \mathbf{v}(\tau) \rangle}{\langle \mathbf{v}^2 \rangle} \tag{2.35}$$

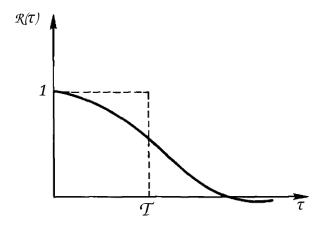


Figura 2.2: Función de autocorrelación típica para una señal de un proceso turbulento y la escala de tiempo integral \mathcal{T} (Figura adaptada de (Kundu & Cohen 2004)).

con $\langle v^2 \rangle$ la varianza, independiente del tiempo si el proceso es estacionario. Por la desigualdad de Schwartz (e.g. Kundu & Cohen 2004):

$$\langle \mathbf{v}(t_1) \cdot \mathbf{v}(t_2) \rangle \le [\langle \mathbf{v}(t_1)^2 \rangle]^{1/2} [\langle \mathbf{v}(t_2)^2 \rangle]^{1/2}$$
 (2.36)

resulta que $\mathcal{R} \leq 1$, y $\mathcal{R}(0) = 1$.

La función de autocorrelación (2.34) es simétrica en un proceso estacionario ya que:

$$R(\tau) = \langle \mathbf{v}(0) \cdot \mathbf{v}(\tau) \rangle = \langle \mathbf{v}(-\tau) \cdot \mathbf{v}(0) \rangle = \langle \mathbf{v}(0) \cdot \mathbf{v}(-\tau) \rangle = R(-\tau) \tag{2.37}$$

La figura 2.2 muestra una función de autocorrelación normalizada típica para un proceso turbulento. En condiciones normales, \mathcal{R} tiende a cero cuando $\tau \to \infty$ dado que se pierde correlación ("memoria") luego de tiempos grandes. Si reemplazamos la función observada por un rectángulo de altura unidad y ancho \mathcal{T} (ver figura 2.2) tal que su área es igual al área que encierra $\mathcal{R}(\tau)$ con el eje de abscisas, se obtiene una medida del ancho de la función de correlación con el tiempo \mathcal{T} dado por:

$$\mathcal{T} = \int_0^\infty \mathcal{R}(\tau) \, d\tau \tag{2.38}$$

 \mathcal{T} se llama escala de tiempo integral o tiempo de correlación y es una medida del tiempo en el cual $\mathbf{v}(t)$ está significativamente correlacionada consigo misma. En otras palabras, \mathcal{T} es una medida de la *memoria* del proceso.

La transformada de Fourier $E(\omega)$ de la función de autocorrelación (2.34) es:

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega\tau} R(\tau) d\tau$$
 (2.39)

y es evidente que si antitransformamos recuperamos la función original:

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\tau} E(\omega) d\omega \qquad (2.40)$$

Sustituyendo $\tau = 0$ en la ecuación (2.40) obtenemos:

$$R(0) = \langle \mathbf{v}^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) d\omega$$
 (2.41)

de donde vemos que $E(\omega)d\omega$ es la contribución a la energía (o varianza) considerando una banda de frecuencia $d\omega$ centrada en ω . Esto es, la función $E(\omega)$ representa la distribución o espectro de la energía como función de la frecuencia ω .

De manera similar a lo descripto hasta ahora, si la variable v depende de la posición espacial \mathbf{x} , se puede definir una función de autocorrelación asociada con la separación espacial \mathbf{r} entre dos mediciones de la misma variable v evaluada en dos puntos diferentes \mathbf{x} y $\mathbf{r} + \mathbf{x}$. Si la variable v es espacialmente homogénea, la función de correlación sólo depende de la separación \mathbf{r} :

$$R(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{v}(\mathbf{0}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \rangle \tag{2.42}$$

En este caso, R tendrá información sobre cuán correlacionado está el campo v evaluado en dos puntos separados por \mathbf{r} . Si las fluctuaciones v en \mathbf{x} y en $\mathbf{r} + \mathbf{x}$ son estadísticamente independientes, entonces $R(\mathbf{r}) = 0$, esto es, la separación \mathbf{r} es mucho más grande que el tamaño típico de los remolinos en el flujo. En cambio, cuando la separación tiende a cero, se tendrá que $R(0) = \langle \mathbf{v}^2 \rangle$.

También se puede definir una "longitud" de correlación o longitud integral:

$$L = \int_0^\infty R(\mathbf{r})/R(0) \, \mathrm{d}\mathbf{r} \tag{2.43}$$

L es una medida conveniente del alcance de la región en la que las fluctuaciones están apreciablemente correlacionadas, esto es, L es una medida del tamaño de los torbellinos más grandes.

Análogamente, podemos definir un espectro de energías $E(\mathbf{k})$ como función del número de onda \mathbf{k} a través de la transformada de Fourier de (2.42):

$$E(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^{1/3}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} R(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$
 (2.44)

donde $R(\mathbf{r})$ es:

$$R(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} E(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$$
 (2.45)

Así $E(\mathbf{k})$ permite identificar los tamaños de los diferentes torbellinos en el espacio de los vectores de onda \mathbf{k} y cómo se distribuye la energía en ellos. La función de estructura, en cambio, permite esta identificación en el espacio real.

La función de estructura de segundo orden se define como:

$$S(\mathbf{x}, \mathbf{r}) = \langle [\delta \mathbf{v}]^2 \rangle = \langle [\mathbf{v}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \mathbf{v}(\mathbf{x})]^2 \rangle$$
 (2.46)

y es una forma usual de estudiar diferentes propiedades de la turbulencia por medio de los incrementos $\delta \mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - \mathbf{v}(\mathbf{x})$. De forma más general se define la función de estructura de orden p como $S_p(\mathbf{x}, \mathbf{r}) = \langle [\delta \mathbf{v}]^p \rangle$. Las estructuras de tamaño $\sim |\mathbf{r}|$ o más chicas contribuyen significativamente a $\delta \mathbf{v}$, por lo que se interpreta a $\langle [\delta \mathbf{v}]^2 \rangle$ como un indicador de la energía por unidad de masa contenida en los torbellinos de tamaño $\sim |\mathbf{r}|$ o menor.

Si se asume isotropía, entonces $S_p(\mathbf{r})$ será sólo función de $r = |\mathbf{r}|$. Equivalentemente, un proceso estacionario es al mismo tiempo un proceso con incrementos estacionarios.

En particular, puede mostrarse (Monin & Yaglom 1971) que la función de estructura de segundo orden S_2 y la función de correlación verifican la siguiente relación:

$$S_2(\mathbf{r}) = 2R(0) - 2R(\mathbf{r}) \tag{2.47}$$

Cuando el espectro de energías $E(k = |\mathbf{k}|)$ tiene la forma de una ley de potencias, puede mostrarse que se relaciona con $S_2(\mathbf{r})$ de la siguiente manera (Frisch 1995):

si
$$E(k) \propto k^{-q}$$
 con 1

entonces, para $|\mathbf{r}|$ chico, se tiene que:

$$S_2(\mathbf{r}) \propto |\mathbf{r}|^{q-1} \tag{2.49}$$

En particular, si se tiene un espectro tipo Kolmogorov con q=5/3, se espera que $S_2(\mathbf{r}) \propto |\mathbf{r}|^{2/3}$.

2.4. La ecuación de Kármán-Howarth

En esta sección vamos a considerar el caso hidrodinámico, es decir, vamos a dejar de lado los efectos del campo magnético sobre el flujo, y mostrar cómo la ecuación de

Navier-Stokes (2.10) puede ser transformada en una ecuación para la evolución de la función de correlación.

Consideremos entonces la componente *i*-ésima de la ecuación (2.10) en el punto \mathbf{x} , y la componente *j*-ésima evaluada en $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \mathbf{r}$:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + \left(\mathbf{v}_k \frac{\partial}{\partial x_k}\right) \mathbf{v}_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \nabla_x^2 \mathbf{v}_i \tag{2.50}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{j}^{\prime}}{\partial t} + \left(\mathbf{v}_{k}^{\prime} \frac{\partial}{\partial x_{k}^{\prime}}\right) \mathbf{v}_{j}^{\prime} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{\prime}}{\partial x_{j}^{\prime}} + \frac{\mu}{\rho} \nabla_{x^{\prime}}^{2} \mathbf{v}_{j}^{\prime} \tag{2.51}$$

donde \mathbf{v}_i' denota al campo de velocidades evaluado en $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \mathbf{r}$.

Si multiplicamos (2.50) por \mathbf{v}_j' , (2.51) por \mathbf{v}_i , promediamos y luego sumamos término a término, obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j' \rangle = -\left\langle \mathbf{v}_j' \left(\mathbf{v}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right) \mathbf{v}_i + \mathbf{v}_i \left(\mathbf{v}_k' \frac{\partial}{\partial x_k'} \right) \mathbf{v}_j' \right\rangle
- \frac{1}{\rho} \left\langle \mathbf{v}_j' \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mathbf{v}_i \frac{\partial p'}{\partial x_j'} \right\rangle + \nu \left\langle \mathbf{v}_j' \nabla_x^2 \mathbf{v}_i + \mathbf{v}_i \nabla_{\mathbf{x}'}^2 \mathbf{v}_j' \right\rangle$$
(2.52)

donde hemos llamado $\nu = \mu/\rho$. La expresión (2.52) puede ser simplificada de forma significativa teniendo en cuenta que: (i) las operaciones de promediar y diferenciar conmutan, (ii) $\partial/\partial x_i = -\partial/\partial r_i$ y $\partial/\partial x'_j = \partial/\partial r_j$ (iii) \mathbf{v}_i es independiente de \mathbf{x}' y \mathbf{v}'_j es independiente de \mathbf{x} . Además considerando que en turbulencia isótropa se tiene que $\langle \mathbf{v}_i p' \rangle = \langle \mathbf{v}'_j p \rangle = 0$, la ecuación (2.52) resulta en:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j' \rangle = \frac{\partial}{\partial r_k} \left(\langle \mathbf{v}_i \mathbf{v}_k \mathbf{v}_j' \rangle + \langle \mathbf{v}_i' \mathbf{v}_k \mathbf{v}_j \rangle \right) + 2\nu \nabla_r^2 \langle \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j' \rangle \tag{2.53}$$

Introduciendo la definición de correlaciones dobles $\mathcal{R}_{ij} = \langle \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j' \rangle / \langle \mathbf{v}^2 \rangle$ (ver sección 2.3) y triples $T_{ijk} = \langle \mathbf{v}_i \mathbf{v}_j \mathbf{v}_k' \rangle / \langle \mathbf{v}^2 \rangle^{3/2}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{v}^2 \mathcal{R}_{ij} \rangle = \langle \mathbf{v}^2 \rangle^{3/2} \frac{\partial}{\partial r_k} (\langle T_{ijk} \rangle + \langle T_{kji} \rangle) + 2\nu \langle \mathbf{v}^2 \rangle \nabla_r^2 \mathcal{R}_{ij}$$
 (2.54)

En turbulencia isótropa, las correlaciones \mathcal{R} y T pueden expresarse en términos de funciones escalares f y h respectivamente (e.g. de Kármán & Howarth 1938; Batchelor 1953). Así la ecuación (2.54) resulta:

$$\frac{\partial (\langle \mathbf{v}^2 \rangle f)}{\partial t} + 2 \langle \mathbf{v}^2 \rangle^{3/2} \, \left(\frac{\partial h}{\partial r} + \frac{4}{r} h \right) = 2 \nu \, \langle \mathbf{v}^2 \rangle \, \left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial f}{\partial r} \right) \tag{2.55}$$

La ecuación (2.55) es conocida como la ecuación de Kármán-Howarth y es la ecuación más importante de la turbulencia hidrodinámica isótropa para la evolución de la función

de correlación. Debe observarse que la evolución de las correlaciones dobles depende de las correlaciones triples, por lo que para resolver (2.55) es necesaria una ecuación para la evolución de las correlaciones triples, las cuales a su vez dependen de las correlaciones cuádruples.

Sin embargo, en el límite de número de Reynolds (hidrodinámico $Re = UL/\nu$) muy grande puede derivarse a partir de (2.55) una ecuación para la evolución de la escala de similaridad de la turbulencia.

Supongamos entonces que las funciones f y h son independientes de la viscosidad (Taylor 1937). Supongamos además que f y h preservan su forma y que sólo su escala cambia con el tiempo (i.e. hipótesis de similaridad). Bajo estas condiciones f y h serán funciones solamente de la variable $\psi = r/L(t)$, donde L(t) representa la escala de similaridad del sistema.

Haciendo uso de la ecuación para el decrecimiento de la energía de la turbulencia (Taylor 1937):

$$\frac{d\langle \mathbf{v}^2 \rangle}{dt} = -10\nu \frac{\langle \mathbf{v}^2 \rangle}{\ell} \tag{2.56}$$

donde ℓ es la escala de Taylor, la ecuación (2.55) resulta en:

$$-\frac{df}{d\psi}\psi\langle \mathbf{v}^2\rangle \frac{1}{L}\frac{dL}{dt} - 10f\nu\frac{\langle \mathbf{v}^2\rangle}{\lambda^2} + 2\langle \mathbf{v}^2\rangle^{3/2}\frac{1}{L}\left(\frac{dh}{d\psi} + \frac{4h}{\psi}\right) = 0$$
 (2.57)

La ecuación (2.57) es de la forma $A(\phi)a(t) + B(\phi)b(t) + C(\phi)c(t) = 0$ (ϕ es una cantidad que no depende del tiempo), por lo que no es autosimilar. Para que lo sea, los coeficientes en cada término que dependen del tiempo deben ser proporcionales entre si. Encontramos entonces:

$$\frac{dL}{dt} = C_1 \sqrt{\langle \mathbf{v}^2 \rangle} \qquad \frac{d\langle \mathbf{v}^2 \rangle}{dt} = -C_2 \frac{\langle \mathbf{v}^2 \rangle^{3/2}}{L} \qquad (2.58)$$

Partiendo de las ecuaciones (2.58), podemos hallar también una ecuación diferencial para la escala L:

$$L\frac{d^{2}L}{dt^{2}} = \frac{-5}{C_{1}C_{2}} \left(\frac{d^{2}L}{dt^{2}}\right) \tag{2.59}$$

siendo la solución general de (2.59):

$$L = L_0 \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)^{\frac{5}{5 + C_1 C_2}} \tag{2.60}$$

donde L_0 y t_0 son constantes arbitrarias determinadas por una condición inicial.

Las ecuaciones (2.58) capturan el contenido físico básico de la fenomenología más simple de la turbulencia. En consecuencia, durante el decaimiento autosimilar de la turbulencia, las funciones de correlación se deforman:

$$R(r) = \langle v(t)^2 \rangle \tilde{R} \left(\frac{r}{L(t)} \right)$$
 (2.61)

siendo $\tilde{R}(r/L(t))$ una función universal de la turbulencia hidrodinámica.

La hipótesis de autosimilaridad ha sido observada experimentalmente en hidrodinámica (Batchelor & Townsend 1949). En MHD, pueden encontrarse soluciones autosimilares para el decaimiento de la energía (e.g. Wan et al. 2012). Sin embargo, la hipótesis de auto preservación para \tilde{R} aún no ha sido observada.

2.5. Espectros en el viento solar

En hidrodinámica, los principales aspectos de la turbulencia para un fluido incompresible son determinados por la ecuación $\nabla \cdot \mathbf{v} = \mathbf{0}$ y por (2.10) sin campo magnético. Cuando el término no lineal es mucho más grande que el término disipativo, la energía es transferida desde las escalas grandes a escalas pequeñas vía una cascada en el número de onda k en el espacio de Fourier (Richardson 1922). Esto es, la energía contenida en las escalas grandes es transferida a escalas cada vez más pequeñas (hasta alcanzar la escala de Kolmogorov), donde el término viscoso compite con el término no lineal, y la energía es eventualmente disipada como calor a nivel molecular.

La heliosfera es el laboratorio natural por excelencia para el estudio de los diferentes aspectos de la turbulencia MHD. En el viento solar, el término no lineal de la ecuación (2.10) supera en gran medida al término disipativo. En particular, Matthaeus et al. (2005) estimaron mediante el análisis de funciones de correlación (ver sección 2.3) un número de Reynolds magnético efectivo $R_M \approx 200000$. En estas condiciones, la energía es transferida desde grandes a pequeñas escalas a través de una cascada turbulenta, por lo que es razonable observar un espectro de potencias para las fluctuaciones del viento solar.

Las propiedades espectrales de las fluctuaciones contienen información sobre los mecanismos físicos involucrados en el proceso de cascada de invariantes ideales (e.g., la energía del sistema). Si el mecanismo más eficiente en la cascada es la transferencia local de energía (en el espacio de Fourier), se espera encontrar para el espectro una ley de potencias con exponente -5/3 (Kolmogorov 1941). Sin embargo, un exponente -3/2 es esperado para el espectro de energía de un magnetofluido cuando el mecanismo más eficiente en la

45

cascada es la interacción entre paquetes de Alfvén (mecanismo propuesto por Iroshnikov (1964) y Kraichnan (1965)), paquetes que fueron descriptos a partir de las variables de Elsässer en la sección 2.2.2. En el caso del viento solar, \mathbf{z}^+ y \mathbf{z}^- suelen ser representados como \mathbf{z}^{out} y \mathbf{z}^{in} y caracterizan respectivamente paquetes de Alfvén que se propagan en dirección saliente y entrante respecto del Sol.

Cuál es el mecanismo más eficiente en el proceso de cascada que ocurre en la turbulencia MHD presente en el viento solar es aún una pregunta abierta (e.g. Biskamp 2003; Bruno & Carbone 2013). Mientras que algunos autores mencionan que en el rango inercial, las observaciones actuales en el viento solar no permiten todavía distinguir entre un índice espectral tipo Kolmogorov de uno tipo Kraichnan (e.g. Vasquez et al. 2007), algunos otros han encontrado que las fluctuaciones magnéticas exhiben una ley espectral con índice -5/3 (e.g. Bruno et al. 2005).

2.5.1. Espectro de energía típico en el viento solar

La figura 2.3 muestra un espectro de densidad de energía típico para fluctuaciones del campo magnético del viento solar a 1 UA. Se distinguen tres rangos de frecuencias f y cada uno exhibe de manera clara una ley de potencias con diferente índice espectral.

El rango de menor frecuencia se asocia a las escalas espaciales en las que se inyecta energía al sistema. Estas fluctuaciones de gran escala pueden ser identificadas con las estructuras e inhomogeneidades macroscópicas del viento solar. Su extremo superior está asociado a la escala integral de la turbulencia L. Este rango exhibe un comportamiento $\sim f^{-1}$ y tiene origen en la baja corona como consecuencia de una jerarquía de estructuras en reconección (Matthaeus & Goldstein 1986). Es decir, este espectro 1/f no corresponde a la convección de estructuras espaciales generadas en el medio interplanetario por procesos MHD en tránsito dado que no es válida la hipótesis de Taylor (Matthaeus et al. 2007, ver apéndice B), sino que es mayormente un fenómeno temporal.

El rango de frecuencias altas comienza cerca de la frecuencia de ciclotrón local. En este rango los efectos cinéticos y de disipación tienen un rol preponderante, removiendo energía del sistema, i.e. las fluctuaciones son convertidas en energía térmica, la cual puede calentar significativamente al viento solar. Sin embargo, en el viento solar, en estas escalas por debajo de la escala l_d asociada a la frecuencia de ciclotrón de los protones, existen modos de ondas de plasma, como las ondas de Alfvén cinéticas y whistlers, que sugieren que una cascada adicional debida a efectos dispersivos podría estar operando en lugar de solamente disipación. Así algunos autores prefieren llamar a este rango de escalas "rango de dispersión" (e.g. Horbury et al. 2012).

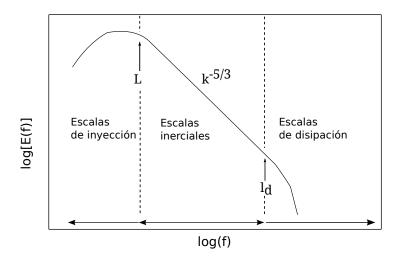


Figura 2.3: Espectro de potencias típico de las fluctuaciones del campo magnético interplanetario. Se indican la escala integral de la turbulencia L y la escala de Kolmogorov l_d .

El rango de frecuencias intermedias (escalas entre L y l_d) se asemeja al rango inercial $\sim k^{-5/3}$ predicho por Kolmogorov en turbulencia hidrodinámica. Aquí las interacciones no lineales gobiernan la dinámica. El rango inercial de la turbulencia MHD en el viento solar es muy amplio y se extiende desde su escala integral $L=1,2\times 10^6$ km (Matthaeus et al. 2005, a 1 UA) hasta escalas cercanas al radio de giro del protón $l_d\approx 130-260$ km (Bruno & Carbone 2013, a 1 UA).

La dinámica del flujo espectral de energía en el rango inercial puede ser idealizado como la cascada de Richardson: en una jerarquía de torbellinos el más grande (con tamaño típico L) le transfiere su energía a un torbellino ligeramente más pequeño, el cuál a su vez transfiere esa energía a otro también más pequeño, así hacia escalas cada vez más chicas, hasta alcanzar una escala l_d donde comienza el rango de altas frecuencias (Richardson 1922). Esta idea se esquematiza en la figura 2.4.

2.5.2. La cascada de energía según Kolmogorov

El modelo más simple de turbulencia es el desarrollado por Kolmogorov (1941, al cual nos referiremos como K41) sobre la base de argumentos fenomenológicos y sin incluir un campo magnético, y representa la base de casi todos los modelos fenomenológicos de turbulencia.

Universidad de Buenos Aires 47 Febrero 2014

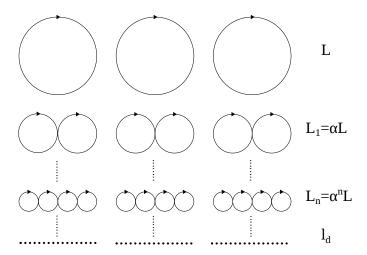


Figura 2.4: Esquema pictórico de la cascada turbulenta de Richardson en el espacio real.

K41 considera que en un fluido en estado turbulento isótropo y homogéneo, se pueden distinguir estructuras (o vórtices) en todas las escalas las cuales interactúan entre ellas y eventualmente se dividen y separan dando lugar a estructuras más pequeñas. Al mismo tiempo, los vórtices grandes se forman continuamente y experimentan la misma evolución dinámica. El tiempo de rotación de un vórtice se define como $\tau_{nl} = \ell/u_{\ell}$, donde ℓ es la escala bajo consideración y u_{ℓ} es la velocidad que caracteriza a los vórtices en esa escala ℓ . Se puede definir una tasa de transferencia de energía en la escala ℓ como:

$$\epsilon_{\ell} \sim \frac{\mathcal{E}_{\ell}}{\tau_{\rm cas}}$$
 (2.62)

donde \mathscr{E}_{ℓ} es la energía transferida desde un torbellino "padre" a un torbellino "hijo" en el tiempo $\tau_{\rm cas}$ (i.e. $\tau_{\rm cas}$ es el tiempo que le toma a la energía "cascadear" de una escala a otra). En el caso de K41, $\tau_{\rm cas} = \tau_{nl}$. Esta relación puede expresarse también en términos de u_{ℓ} como:

$$\epsilon_{\ell} \sim \frac{u_{\ell}^2}{\tau_{nl}} \sim \frac{u_{\ell}^3}{\ell} \tag{2.63}$$

de dónde se despeja $u_{\ell} \sim \epsilon_{\ell}^{1/3} \ell^{1/3}$. Bajo la hipótesis de invarianza de escala para la tasa de transferencia de energía (i.e., se remueve la dependencia de ℓ : $\epsilon_{\ell} \to \epsilon$), se obtiene:

$$u_{\ell} \sim \epsilon^{1/3} \ell^{1/3} \tag{2.64}$$

Por otro lado, la densidad espectral de energía en las cercanías del número de onda $k=1/\ell$ es $E(k)\sim u_k^2/k$. Reemplazando entonces por (2.64) se encuentra la siguiente

relación para el espectro de potencias:

$$E_{K41}(k) \sim \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$$
 (2.65)

2.5.3. La cascada de energía según Iroshnikov y Kraichnan

Al igual que otros fluidos astrofísicos, el viento solar está acompañado de un campo magnético intenso, el cual tiene un importante impacto en la dinámica de la cascada turbulenta.

El enfoque desarrollado por Iroshnikov (1964) y Kraichnan (1965) (al cual nos referiremos como IK) para turbulencia MHD es una modificación del enfoque de K41 en el que se introduce un modelo diferente para el flujo no lineal de energía. En este caso, la energía es principalmente transportada por las ondas de Alfvén propagándose a lo largo del campo magnético. La transferencia espectral de energía ocurre durante la colisión de dos paquetes de ondas de Alfvén. A pesar de la presencia de un campo magnético, el modelo IK es isótropo. Puede entenderse en términos simples como se explica a continuación.

Por simplicidad vamos a suponer (1) la presencia de un campo magnético medio uniforme \mathbf{B}_0 , (2) que las fluctuaciones turbulentas son perturbaciones ondulatorias (i.e., ondas de Alfvén) propagándose a lo largo de \mathbf{B}_0 a la velocidad de Alfvén V_a , (3) que los paquetes tienen extensión característica ℓ y (4) que $z_{\ell}^+ \sim z_{\ell}^- \sim v_{\ell} \sim b_{\ell}$. Para que se inicie la turbulencia, los paquetes de onda deberán propagarse en sentidos opuestos a lo largo de \mathbf{B}_0 (ver sección 2.2.2).

El campo \mathbf{B}_0 introduce al problema una nueva escala de tiempo: el tiempo de Alfvén $\tau_a \sim \ell/V_a$. Dos paquetes de onda de Alfvén tardan un tiempo τ_a en pasar uno a través del otro. Durante esta interacción, los paquetes se distorsionan. Desde las ecuaciones (2.27) y (2.28), podemos estimar esta distorsión, al cabo de una colisión en:

$$\Delta(u_{\ell}) \sim \frac{u_{\ell}^2}{\ell} \tau_a \sim u_{\ell} \frac{\tau_a}{\tau_{nl}} \tag{2.66}$$

Pero los paquetes de onda serán significativamente deformados al cabo de $N \sim (u_{\ell}/\Delta(u_{\ell}))^2$ colisiones al azar.

Es importante insistir que en IK, una "estructura" tiene que experimentar muchas interacciones no correlacionados con otra "estructura" moviéndose en sentido opuesto antes de transferir su energía a una escala más pequeña. Así, el tiempo típico para la transferencia $\tau_{\rm cas}$ energía será:

$$\tau_{\rm cas} \sim N \tau_a \sim \tau_{nl} \frac{\tau_{nl}}{\tau_a} \tag{2.67}$$

Suponiendo un flujo de energía constante entre las escalas que conforman el rango inercial, $\epsilon \sim u_{\ell}^2/\tau_{\text{cas}}$, tenemos que $u_{\ell} \sim (V_a \epsilon \ell)^{1/4}$, lo que resulta en el espectro de energía de Iroshnikov (1964) y Kraichnan (1965):

$$E_{IK}(k) \sim \sqrt{V_a \epsilon} \, k^{-3/2} \tag{2.68}$$

2.5.4. La cascada de energía en turbulencia débil

Los modelos K41 e IK son espacialmente isótropos, las estructuras turbulentas son caracterizadas por una sola longitud espacial ℓ . La turbulencia débil en MHD tiene en cuenta la anisotropía espacial inducida por el campo magnético (ver capítulo 5), asumiendo que la distorsión de un paquete de onda debido a una interacción no lineal es pequeña en comparación con la amplitud de los torbellinos en interacción.

Consideremos una estructura/paquete de onda de amplitud z_{\parallel} y tamaño ℓ_{\parallel} paralelo al \mathbf{B}_{0} , y de amplitud z_{\perp} y tamaño ℓ_{\perp} perpendicular a \mathbf{B}_{0} . El tiempo de cascada (2.67) se puede generalizar asociando τ_{nl} a los movimientos perpendiculares a \mathbf{B}_{0} mientras que el tiempo de interacción paralelo es τ_{a} :

$$\tau_{\perp} \sim \tau_{nl} \sim \frac{\ell_{\perp}}{z_{\perp}}$$
(2.69)

$$\tau_{\parallel} \sim \tau_a \sim \frac{\ell_{\parallel}}{z_{\parallel}} \tag{2.70}$$

$$\Rightarrow \qquad \tau_{\rm cas} \sim \tau_{\perp} \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{||}} \tag{2.71}$$

Reemplazando en la tasa de transferencia de energía $\epsilon \sim z_{\ell}^2/\tau_{\text{\tiny cas}}$ obtenemos para el espectro de energía:

$$E_{TD}(k_{\perp}) \sim \sqrt{V_a \epsilon k_{\parallel}} k_{\perp}^{-2} \tag{2.72}$$

En este régimen $(k_{\perp} \gg k_{\parallel})$ la cascada de energía en k_{\parallel} se ve impedida de progresar (Müller & Biskamp 2003).

Capítulo 3

Longitud integral: escala de similaridad de la turbulencia MHD

La turbulencia en el viento solar es libre de evolucionar sin restricciones y sin verse afectada por los diagnósticos pasivos realizados *in situ* de las diferentes sondas, transportando la gran variedad de condiciones de contorno que quedaron impresas en las fluctuaciones del plasma cerca del Sol.

El concepto de autosimilitud en turbulencia, esto es, todas las escalas espaciales del rango inercial exhiben la misma física y son equivalentes, es una de las hipótesis clave en las teorías de Kármán & Howarth (1938) y Kolmogorov (1941). Resultan de gran interés las implicaciones de esta hipótesis sobre las fluctuaciones observadas en el viento solar.

En este capítulo nos vamos a concentrar en la turbulencia magnetohidrodinámica a 1 UA y estudiar desde las observaciones si existe una escala de similaridad en las fluctuaciones del campo magnético interplanetario.

3.1. Introducción

El viento solar (VS) es un sistema complejo y estructurado, en el que los campos varían ampliamente a lo largo de diferentes escalas espaciales y temporales. Sin embargo, a pesar de su complejidad, es posible identificar diferentes tipos de fenómenos asociados a diferentes escalas espaciales.

En una escala global, la expansión continua del VS tiene consecuencias directas en las escalas espaciales típicas en las que varían las cantidades físicas macroscópicas que caracterizan al sistema (e.g.: densidad de masa, componentes del campo magnético, temperatura, etc). Entre 0.3 UA y 5.3 UA, estas cantidades típicamente decaen como leyes

de potencias con un exponente negativo del orden uno (Mariani & Neubauer 1990). Así se tiene que a una distancia D respecto del Sol la escala espacial típica dominada por la "expansión estacionaria" puede estimarse como $\sim D$: si f representa una cantidad macroscópica tal que $f(D) = f_0(D/D_0)^{\alpha}$ y L su escala de variabilidad, se tiene que $|df/dD \sim f/L|$. Si el exponente $|\alpha| \approx 1$, entonces $L \approx D$.

Por otro lado, diferentes fenómenos transitorios de origen solar producen perturbaciones al VS estacionario. Un ejemplo de estas estructuras transitorias son la manifestación interplanetaria de las eyecciones de masa coronal (EMC interplanetarias, EMCI). Las EMCIs son erupciones de plasma rápidas que emanan debido a inestabilidades del plasma coronal (e.g. Gopalswamy 2006) y tienen una topología magnética radicalmente diferente a la del VS estacionario (e.g. Dasso et al. 2005a). Estas estructuras de plasma compuestas (pueden contener varias sub-estructuras más pequeñas, como ondas de choque, vainas de plasma, etc) son objetos de la mesoescala del sistema y tienen un tamaño típico de una fracción de D.

En la turbulencia del VS, la escala espacial más grande del rango inercial puede ser aproximada por la escala integral turbulenta λ (ver ecuaciones 2.43 y 3.5 para una definición exacta), donde λ es también un indicador para estimar el tamaño típico de los torbellinos que contienen la mayor parte de la energía turbulenta (e.g., Matthaeus et al. 1994). El rango inercial se extiende desde λ hacia escalas mucho más chicas abarcando varios órdenes de magnitud (ver figura 2.3). En toda su extensión participan procesos turbulentos. Además es un rango muy rico en procesos no lineales (ver por ejemplo Coleman 1968, y sección 2.5) y contiene una importante actividad de ondas (ver por ejemplo Belcher & Davis 1971, y sección 2.2). Esta actividad turbulenta compleja afecta la evolución de diferentes aspectos de las fluctuaciones del VS, como por ejemplo la intensidad misma de las fluctuaciones, la escala integral, el nivel de alfvenicidad (Tu & Marsch 1995), la anisotropía (Matthaeus et al. 1990; Dasso et al. 2005b; Ruiz et al. 2011), etc.

En particular, se sabe que λ crece con la heliodistancia (e.g., Tu & Marsch 1995). Cerca de la Tierra (D=1 UA) toma el valor $\lambda \sim 0.0079$ UA (Matthaeus et al. 2005) mientras que cerca de Saturno (D=10 UA) se tiene $\lambda \sim 0.046$ UA (Smith et al. 2001). Estudiaremos esta evolución con mayor detalle en el capítulo 4.

Todos estos fenómenos físicos, cada uno asociado a diferentes escalas espaciales, están acoplados. Como ejemplo: (1) el decaimiento de la presión total del viento solar, determinado por la escala de la expansión estacionaria, juega un rol importante en la interacción de las nubes magnéticas con su ambiente (Démoulin & Dasso 2009; Gulisano

et al. 2010b, 2012), (2) la presencia de la cizalladura del perfil de velocidades (por ejemplo asociado con ICMEs o regiones corrotantes en interacción) puede producir inestabilidades e introducir energía en las escalas más grandes del rango inercial turbulento (Goldstein et al. 1995), (3) las propiedades turbulentas controlan el arrastre sobre las ICMEs y otros procesos de gran escala (Matthaeus & Velli 2011).

Aún más, la corona solar no sólo imprime diferentes condiciones de contorno en las diferentes corrientes de viento macroscópicas (como por ejemplo diferentes velocidades entre un viento usual y una EMCI, diferente conectividad magnética, etc.) sino también imprime diferentes condiciones de contorno en las fluctuaciones de viento. Así, si consideramos dos torbellinos turbulentos diferentes, estos podrán tener tamaños típicos λ diferentes y por lo tanto ser descriptos por dos funciones de correlación diferentes (ver ecuaciones 2.42 y 3.2 para una definición exacta). En este capítulo investigamos cómo se pueden re-escalar los diferentes regímenes turbulentos del viento solar, y nos preguntamos si es posible lograr una única función de correlación magnética para la turbulencia en el VS a partir de una ley de autosemejanza, en forma similar a lo que ocurre en turbulencia hidrodinámica.

3.2. Análisis

3.2.1. Función y longitud de autocorrelación magnética

Un campo magnético turbulento \mathbf{B} puede ser estudiado separando la componente fluctuante de pequeña escala \mathbf{b} de la componente de gran escala $\langle \mathbf{B} \rangle$, esta última descripta por el promedio en el ensamble (indicado mediante $\langle \cdots \rangle$). Así, el campo puede ser descompuesto como:

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b} \tag{3.1}$$

La función de autocorrelación magnética se define como:

$$R(\{\mathbf{x}, \mathbf{t}\}; \{\mathbf{r}, \tau\}) = \langle \mathbf{b}(\mathbf{x}, \mathbf{t}) \cdot \mathbf{b}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \mathbf{t} + \tau) \rangle$$
(3.2)

y es la herramienta que vamos a emplear para el estudio de los campos magnéticos turbulentos en el viento solar ya que contiene mucha información de las propiedades turbulentas (ver sección 2.3) del **B** interplanetario. La cantidad $R(\{\mathbf{x},\mathbf{t}\};\{\mathbf{r},\tau\})$ representa la traza media del tensor de correlación en dos puntos/dos tiempos del campo magnético interplanetario, y $\{\mathbf{r},\tau\}$ son los desplazamientos (o lags) espacial y temporal respectivamente.

Bajo la hipótesis de que el viento solar es un medio homogéneo y estacionario (Matthaeus & Goldstein 1982), podemos remover la dependencia de R en la posición y en el tiempo $\{x,t\}$. Además, el viento solar es un flujo súper-sónico y súper-alfvénico, en particular respecto de una sonda considerada en reposo en la heliosfera durante varias horas de medición. Esto significa que el tiempo de tránsito de las fluctuaciones a través de una sonda es mucho menor que el tiempo característico en el que evolucionan dinámicamente. Esta es la condición para la validez de la hipótesis de Taylor (1938, ver apéncide B):

$$R(\mathbf{r} = -\tau V_{sw} \hat{r}, \tau = 0)|_{\text{referencial del fluido}} = R(\mathbf{r} = \mathbf{0}, \tau)|_{\text{referencial de la sonda}}$$
(3.3)

Dado que el interés principal en R resulta cuando se la considera en el referencial del fluido, podemos remover la dependencia intrínseca en el tiempo de las fluctuaciones en la ecuación (3.2) y obtener una correlación R que es sólo función del desplazamiento espacial:

$$R(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{b}(\mathbf{0}) \cdot \mathbf{b}(\mathbf{r}) \rangle \tag{3.4}$$

Podemos entonces calcular la estructura espacial de R a partir de series temporales del campo magnético observadas $in \ situ$ por una sola sonda.

Otra herramienta útil en el estudio de campos turbulentos es la longitud de autocorrelación espacial:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty dr \langle \mathbf{b}(\mathbf{0}) \cdot \mathbf{b}(\mathbf{r}) \rangle}{\langle \mathbf{b}^2 \rangle}$$
 (3.5)

La longitud λ es una medida del tamaño de los vórtices que contienen la mayor cantidad de energía en un flujo turbulento (Batchelor 1967). Aún más, se suele identificar esta longitud λ con el quiebre en el espectro que separa el rango inercial del rango de inyección asociado a las estructuras de gran escala en el viento solar (Bruno et al. 2005, ver también 2.3).

3.2.2. Análisis de datos

A continuación vamos a aplicar los conceptos brevemente presentados al comienzo de esta sección a observaciones de plasma y de campo magnético colectadas por diferentes sondas espaciales que exploraron repetidamente la heliosfera interna y externa.

En particular analizamos las observaciones realizadas in situ en el VS por las siguientes cuatro sondas: Helios 1 (H1), Helios 2 (H2), ACE y Ulysses.

Las series temporales de campo magnético y de parámetros del plasma del viento solar observadas por H1 y H2 se extienden desde diciembre de 1974 hasta junio de 1981, su cadencia es de 40 segundos (un dato cada 40 s) y fueron tomadas esencialmente en

Tabla 3.1: Características principales de las cuatro sondas usadas en la presente tesis.
Para mayor detalle ver Apéndices C.1, C.2 y C.3

	Helios 1	Helios 2	ACE	Ulysses
Instrumentos	MAG PEI	MAG PEI	MAG SWEPAM	$rac{ m VHM/FGM}{ m SWOOPs}$
Heliodistancia (UA)	0.3 - 1.0	0.3 - 1.0	1	1.3 - 5.3
Heliolatitud $\theta(^{\circ})$	Plano de la eclíptica	Plano de la eclíptica	Plano de la eclíptica	Restringimos a $ \theta < 30^{\circ}$
Período	13-12-1974 a 20-06-1981	18-01-1976 a 20-06-1981	05-02-1998 a 31-03-2008	25-11-1990 a 25-05-2009
Cadencia	40 s	40 s	1 m	1 m

el plano de la eclíptica. Las observaciones usadas en esta tesis provenientes de la sonda ACE, fija a 1 UA en la eclíptica en el viento solar, abarcan el período febrero de 1998 - marzo de 2008 y tienen una cadencia de 1 minuto. También analizamos datos de la sonda Ulysses. Las series temporales que consideramos se extienden desde febrero de 1992 hasta marzo de 2009 y también tienen una cadencia de 1 minuto. Dado que el plano de la órbita de Ulysses se inclina respecto del plano de la eclíptica en aproximadamente 80°, restringimos las observaciones a heliolatitudes θ tales que $|\theta| < 30^{\circ}$ para mantener nuestro estudio en las cercanías de ese plano.

Las principales características de las series temporales que analizamos se resumen en la tabla 3.1. La descripción de las órbitas y de los instrumentos a bordo de cada una de las sondas que proveyeron las observaciones que analizamos se presenta en los apéndices C.1, C.2 y C.3.

Las series temporales provenientes de cada sonda s se procesaron como se describe a continuación.

Para cada sonda s agrupamos los datos en intervalos I, cada uno con longitud temporal de 24 hs, obteniendo así N_1^s subseries (o intervalos). Las misiones Helios presentan muchos huecos (o $data\ gaps$) en sus mediciones. Repetimos entonces este procedimiento sólo para H1 y H2 desplazando las series en 12 hs respecto de su origen, obteniendo $N_2^{s=H1}$ y $N_2^{s=H2}$ intervalos adicionales y logrando maximizar la utilidad de las observaciones, en forma similar a lo realizado por Milano et al. (2004).

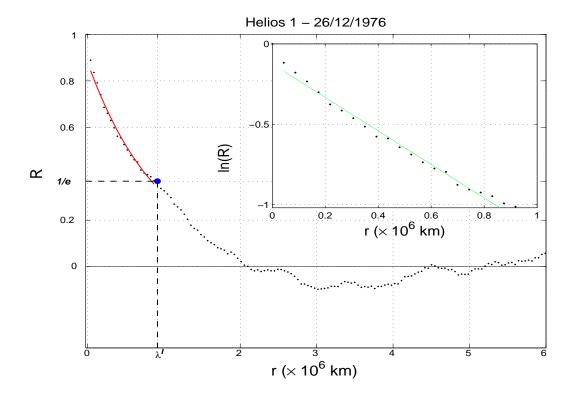


Figura 3.1: Función de autocorrelación magnética típica R (normalizada por R(0)) observada en el medio interplanetario (línea punteada). Los datos corresponden a observaciones de la sonda Helios 1 a 0.964 UA el día 26 de diciembre de 1976. R decae exponencialmente (línea sólida fuera del recuadro). El valor del desplazamiento correspondiente al valor 1/e para R nos da una estimación de la longitud de correlación (método i). El recuadro muestra a R en escala logarítmica, donde la línea sólida verde es un ajuste lineal a $\ln(R)$ vs. r.

Nos interesa que cada intervalo sea estadísticamente significativo. Para ello retenemos sólo aquellos intervalos que comprenden al menos el 30 % de las observaciones esperadas según la cadencia mencionada más arriba (ver tabla 3.1). Por ejemplo, dada una serie temporal de ACE correspondiente a un intervalo I, se espera que ésta tenga una observación por minuto, lo que implica $60\times24=1440$ observaciones en 1 día. Si un dado intervalo I presentaba menos de $30\times1440/100=432$ datos, ese intervalo es descartado.

Este procedimiento resulta en $N_1^{s=U}=2885$ intervalos de la sonda Ulysses, $N_1^{s=A}=3197$ de ACE y $N_1^{s=H1+H2}+N_2^{s=H1+H2}=485$ para Helios, donde s=H1+H2 significa que

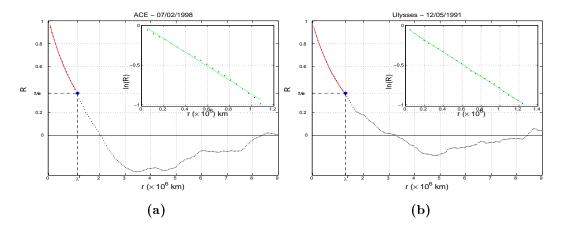


Figura 3.2: Funciones de autocorrelación magnética típicas R normalizadas presentadas en el mismo formato que la figura 3.1. Aquí se presentan observaciones realizadas a diferentes heliodistancias por: (a) la sonda ACE a 1 UA el día 7 de febrero de 1998; (b) la sonda Ulysses a 3.01 UA el día 12 de mayo de 1991.

los intervalos de H1 y H2 se han mezclado para generar un sólo conjunto de datos representantes de la heliosfera interna.

Las funciones de correlación y las longitudes de correlación asociadas se han calculado de la siguiente manera. A partir de las series temporales de campo magnético $\mathbf{B}^{I,s}$, definimos en cada intervalo las fluctuaciones magnéticas como $\mathbf{b}^{I,s} = \mathbf{B}^{I,s} - \mathbf{B}^{I,s}_{\text{lin}}$, donde $\mathbf{B}^{I,s}$ es un ajuste lineal de $\mathbf{B}^{I,s}$. De esta manera removemos tanto el valor medio del campo en el intervalo como la tendencia lineal asociada a potencia mal resuelta en las frecuencias muy bajas.

Nuestro objetivo es calcular funciones de correlación $R^{I,s}(\mathbf{r})$ de dos puntos separadas una distancia \mathbf{r} en el espacio como se describió en la sección 3.2.1. Las series temporales de cada sonda nos proveen de correlaciones de dos tiempos y de un punto en el espacio. Sin embargo, debido al carácter súper-alfvénico del VS se verifica la hipótesis de Taylor. Así, en cada intervalo la velocidad media del viento solar $\mathbf{V}^{I,s}_{sw} \equiv \langle \mathbf{V}^{I,s} \rangle$ nos permite calcular el desplazamiento espacial \mathbf{r} (ecuación 3.3) a lo largo de la dirección radial heliocéntrica. De esta forma, empleamos la técnica de Blackman-Tukey (Blackman & Tukey 1958) para el cálculo de cada $R^{I,s}(\mathbf{r})$.

En las figuras 3.1 y 3.2 se muestran las funciones de autocorrelación magnética típicas calculadas con el método descripto a partir de observaciones *in situ* del campo magnético interplanetario.

La función de correlación de la figura 3.1 fue observada en la heliosfera interna por

Helios 1, mientras que los datos de las figuras 3.2-a y 3.2-b provienen de las sondas ACE y Ulysses respectivamente. En todos los ejemplos, R exhibe un decaimiento exponencial cuando la correlación es significativa, como lo muestra el ajuste (línea sólida roja) en la figura 3.1, indicando la perdida de correlación a medida que el desplazamiento espacial crece.

En esta tesis usamos dos métodos diferentes, que llamaremos i y ii, para estimar la longitud de autocorrelación magnética λ^I a partir de la función R^I en cada intervalo. El comportamiento de R, en las escalas más grandes y en la parte del rango inercial de las longitudes de onda más largas, se puede aproximar de manera simple por una exponencial decreciente $R \sim \exp(-r/\lambda)$ (Ruiz et al. 2008, 2010, y ver figuras 3.1 y 3.2). El método denominado i determina un valor de la escala de correlación λ^I_i como el valor del desplazamiento para el cual la función decreciente R^I alcanza el valor $\exp(-1)$ por primera vez, esto es $R^I(r=\lambda^I_i)=1/e$. Usando la misma aproximación para la forma funcional de la correlación, podemos parametrizar (en el mimo rango) a la función de correlación como $\ln(R) \sim -r/\lambda$. El segundo método ii emplea esta relación analítica y define a λ^I_{ii} como la inversa de la pendiente, con signo opuesto, que se obtiene del ajuste lineal a $\ln(R^I)$ vs. r (ver recuadro dentro de la figura 3.1).

La figura 3.3 presenta la comparación de los dos métodos utilizados para la estimación de λ . El método ii nos provee de un valor apenas más grande que el método i: λ_{ii} es aproximadamente un 20 % más grande que λ_i para las observaciones de H1, 11 % para H2, 20 % para las observaciones de ACE y 15 % Ulysses.

3.3. Resultados

3.3.1. Similaridad en la función de correlación

En este capítulo vamos a concentrar nuestro estudio a 1 UA en la eclíptica, con el objeto de disponer de la mayor estadística posible (i.e., mayor cantidad de observaciones) dejando fijas variables como la distancia al Sol y la heliolatitud. Así, los resultados que vamos a presentar corresponden solamente a las observaciones de la sonda ACE con las longitudes de correlación calculadas con el método i; el método ii valida los resultados obtenidos.

Para cada uno de los 3197 intervalos de 24 horas que se obtienen de la serie temporal del campo magnético observado por ACE, calculamos una función de correlación con el método descripto en la sección 3.2. La figura 3.4 muestra tres ejemplos observados en el año 2005. Si bien las tres curvas tienen un comportamiento como el esperado, la principal

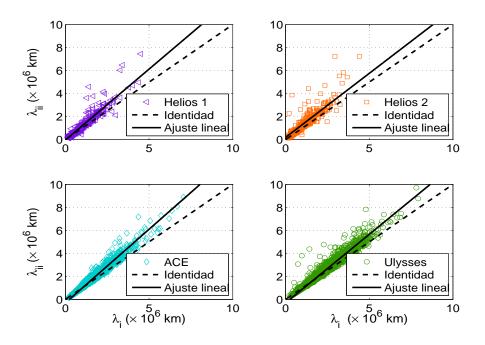


Figura 3.3: Comparación de las dos estimaciones de la longitud de correlación magnética graficadas en una nube de puntos de λ_{ii}^I vs. λ_i^I . Se muestran para referencia la línea identidad $\lambda_{ii}^I = \lambda_i^I$ (discontinua) y la línea recta correspondiente a un ajuste por cuadrados mínimos (continua). De izquierda a derecha y de arriba a abajo los datos corresponden a Helios 1, Helios 2, ACE y Ulysses.

diferencia entre ellas es su amplitud cuando la separación espacial es nula, i.e., la energía de las fluctuaciones $R(r=0)=\langle b^2\rangle$: 8616 nT², 4111 nT² y 488 nT² para la curva sólida, a trazos y puntos, y a trazos respectivamente. Vemos entonces que R(0) para la curva verde es más de 17 veces mayor que R(0) para la curva roja. Podemos ver esta gran variabilidad en las funciones de correlación observadas, considerando todos los intervalos, en la figura 3.5. La figura fue construida como se explica a continuación. Definimos bines en el eje de abscisas de ancho 0.25×10^6 km y establecimos como valor representativo de la abscisa el promedio de r dentro del r0. Luego, cada una de las 3197 funciones de correlación fue promediada dentro de cada r0, dando lugar así a un r1 que ordenadas) por cada r2 finalmente promediamos cada array dentro de cada r3 y asignamos como indicador de la variabilidad de r3 al desvío estandard (área gris). Vemos entonces que esta gran dispersión no solo está presente r3, con una dispersión típica de hasta r3.

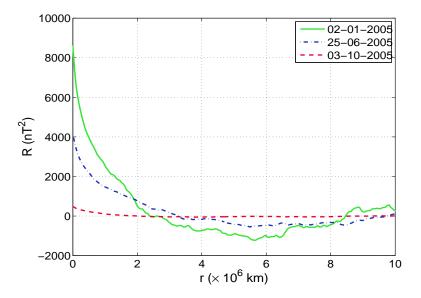


Figura 3.4: Tres funciones de correlación observadas por ACE. Si bien cada una tiene un comportamiento esperado, la amplitud inicial es significativamente diferente en los tres casos.

 4000 nT^2 entre $R(0) - \sigma(R)$ y $R(0) + \sigma(R)$, sino también en la escala correspondiente a la longitud de correlación donde R varía típicamente entre \sim -500 nT² y \sim 2000 nT². Esta gran variabilidad también se manifiesta en todas las escalas menores a la longitud de correlación, i.e., escalas que conforman el rango inercial de la turbulencia. Por lo tanto, si la función de correlación contiene información de la turbulencia en el viento solar, la dispersión observada en los diferentes intervalos dificulta la realización de promedios para hallar, por ejemplo, una forma típica de R en el viento solar.

Por debajo del punto de Alfvén, la baja corona solar provee diferentes condiciones de contorno al viento solar, inyectando diferentes niveles de intensidad de las fluctuaciones, esto es diferentes valores para $R(\mathbf{0}) = \langle b^2 \rangle$. Así, si bien existe convergencia estadística de los promedios (Tu & Marsch 1995, ver también el apéndice A), para poder comparar intervalos con diferente amplitud en las fluctuaciones deberíamos normalizar cada función de correlación como:

$$R^{\text{norm},I}(\mathbf{r}) = \frac{R^I(\mathbf{r})}{R^I(\mathbf{0})}$$
(3.6)

Repetimos entonces el procedimiento realizado para la figura 3.5, pero ahora lo hacemos para $R^{\text{norm},I}(\mathbf{r})$. El resultado se muestra en la figura 3.6. En negro nuevamente se

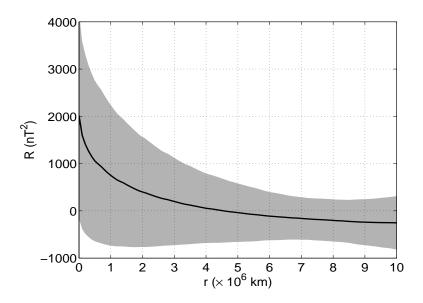


Figura 3.5: Función de correlación promedio (línea sólida negra). El área gris indica la variabilidad que tienen cada una de las R observadas por ACE.

muestra el promedio de R y el área gris es un indicador de la dispersión. Si bien ahora la variabilidad de R en las escalas más chicas se redujo, en la escala integral $(r \sim \lambda)$ R aún varía de forma muy significativa en más de un 50 %.

En turbulencia hidrodinámica isótropa existen dos variables de similaridad: la energía turbulenta $\langle \mathbf{v}^2 \rangle$ y la escala de similaridad L (ver la sección 2.4 del capítulo 2). En su desarrollo para la evolución de la función de correlación, de Kármán & Howarth (1938) proponen que ésta sólo depende de la variable adimensional $\psi = r/L(t)$, donde L a su vez evoluciona de acuerdo con (2.59) y (2.60).

Nos interesa incorporar la hipótesis de autosimilaridad introducida por de Kármán & Howarth (1938, en el caso hidrodinámico) a las observaciones de ACE, ya que la ecuación (2.60) nos indica que las diferentes condiciones iniciales del sistema no sólo se van a manifestar en R(0) sino también en la escala L a través de diferentes valores para L_0 .

En la figura 3.6 podemos ver que cuando R (línea sólida negra) cae a $^{1/e}$ de su amplitud inicial, el valor del desplazamiento r (o sea la longitud de correlación λ) presenta también una amplia variabilidad de valores, típicamente entre 0.5×10^6 y 2×10^6 km. Esta distribución de λ es el objeto de estudio del capítulo 4.

Para poder comparar intervalos con diferente amplitud R(0) y diferente longitud de

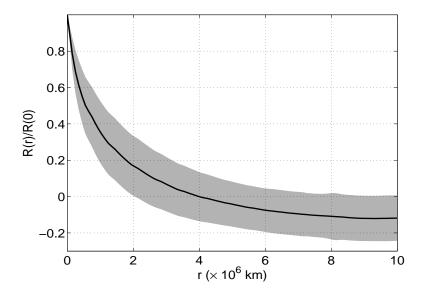


Figura 3.6: Función de correlación promedio (línea sólida negra) luego de normalizar cada una de las R^I por $R^I(0)$. El área gris muestra la variabilidad de cada una de las funciones de correlación $R(r)^I/R(0)^I$ observadas respecto de la función promedio.

correlación deberíamos normalizar cada función de correlación con una escala propia de longitud. Proponemos para esta escala a la longitud de correlación λ como la escala de similaridad para el viento solar:

$$\tilde{R}^{I} = R^{\text{norm},I} \left(\frac{r}{\lambda} \right) = \frac{R^{I}(r/\lambda)}{R^{I}(0)}$$
(3.7)

Repetimos entonces el procedimiento realizado para las figuras 3.5 y 3.6, pero ahora además normalizando el vector desplazamiento espacial por λ . El resultado se muestra en la figura 3.7: la línea sólida negra es la función de correlación promedio, el área gris es un indicador de su variabilidad, la cual se redujo significativamente en las escalas asociadas al rango inercial de la turbulencia. Si comparamos con la figura 3.6, el desvío estándar evaluado en $r = \lambda/2$ se redujo a la tercera parte, mientras que evaluado en $r = 5\lambda$ (esto es en escalas más largas que las del rango inercial) mantiene su valor.

Vemos entonces la importante ventaja de normalizar R por ambas escalas: energía R(0) y longitud de correlación λ . Se obtiene así una forma asintótica de la función de correlación, optimizando el promedio en el ensamble luego de remover los efectos de escala $(R(0) \text{ y } \lambda)$ sobre R (Ruiz et al. 2014b,a).

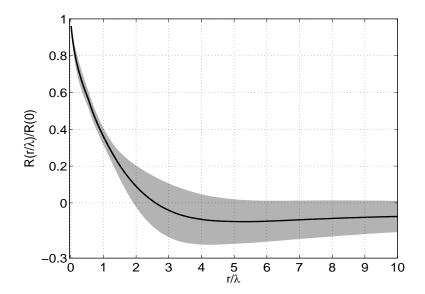


Figura 3.7: Función de correlación promedio luego de normalizar cada una de las R^I por R(0) y proponer a λ como la escala de similaridad. Las escalas entre los valores 0 y 1 del eje de abscisas representan el rango inercial de la turbulencia, nuestro rango de interés. El efecto sobre este rango es el de reducir la variabilidad de la función de correlación de forma notable.

3.3.2. Función de estructura y exponentes espectrales

Bajo la hipótesis de número de Reynolds alto, la escala de tiempo relevante en un fluidos incompresible en estado turbulento es el tiempo no lineal de rotación de los torbellinos τ_{nl} . Para estos flujos la fenomenología desarrollada por Kolmogorov (1941, ver también la sección 2.5.2) predice un espectro para la energía cinética de la forma $E_{K41}^{\rm v}(k) = C_{K41}k^{-5/3}$.

Cuando se introducen además fuerzas electromagnéticas, pueden surgir otras escalas de tiempo como el tiempo de Alfvén τ_a asociado con la propagación de ondas de Alfvén. Si bien la fenomenología K41 aún puede (parcialmente) aplicarse, debe considerarse el rol de estas ondas en la producción de una ley de potencias para el espectro de la energía total $E_{IK}^{\rm T}(k) = C_{IK}k^{-3/2}$ (Iroshnikov 1964; Kraichnan 1965, ver también la sección 2.5.3).

En ambos casos, K41 e IK, se asume isotropía. Sin embargo, en MHD, la anisotropía es originada por la presencia de un campo magnético en las escalas grandes, el cual puede ser dominante en términos energéticos y relevante en todas las escalas.

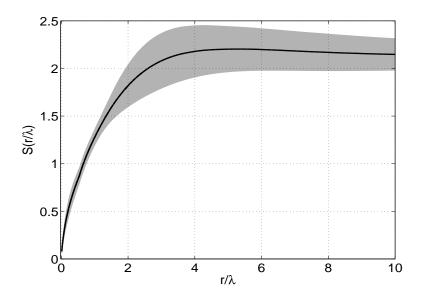


Figura 3.8: Función de estructura de orden 2, obtenida a partir de la ecuación (2.47).

El enfoque de la turbulencia débil (TD) incorpora esta anisotropía, prediciendo un espectro de la forma $E_{TD}(k_{\perp}) = C_{TD}k_{\perp}^{-2}$, donde perpendicular significa relativo a la dirección del campo magnético (ver capítulo 5). En este modelo no hay una prescripción para la transferencia de energía en k_{\parallel} (ver sección 2.5.4).

Otro enfoque fenomenológico parte de la hipótesis de que aún en presencia de un campo magnético de fondo intenso, haciendo que el sistema sea altamente anisótropo, es posible obtener un espectro tipo K41 por medio de un efecto dinámico que hace que $\tau_{nl} \sim \tau_a$ en todas las escalas (Goldreich & Sridhar 1995).

Las simulaciones numéricas a la fecha son incapaces de dar una respuesta definitiva a la pregunta de cuál es el índice espectral de la turbulencia en el viento solar. Las observaciones por otro lado, parecen indicar un valor para este índice más cercano a lo predicho por K41 (e.g. Bruno & Carbone 2013).

Las diferencias entre las predicciones de K41, IK y TD son muy sutiles y cualquier tipo de "contaminación", como por ejemplo intermitencia (la aparición esporádica de estructuras intensas en la pequeña escala, e.g., Nakwacki et al. 2014), hace difícil poder elegir entre una de las tres teorías.

Estas sencillas leyes de potencia para el espectro de energía del sistema representan la autosimilaridad del mismo. El índice espectral puede calcularse a partir de la función de correlación presentada en la figura 3.7. Haciendo uso de la ecuación (2.47) podemos

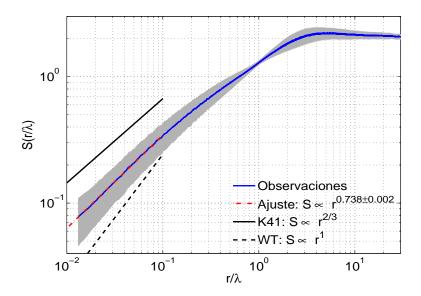


Figura 3.9: Función de estructura de orden 2 en escala logarítmica (línea sólida negra), en gris el error asociado a S_2 . En línea roja a trazos se muestra un ajuste a lineal a S_2 en las escalas correspondientes al rango inercial. Este ajuste devuelve un exponente intermedio entre lo que predicen K41 (línea sólida negra) y TD (línea a trazos negra)

.

calcular la función de estructura S de orden 2. Si el espectro de energías tiene la forma de una ley de potencias $E(k) \propto k^{-q}$ con un dado índice espectral q, entonces E(k) y q se relacionan con S por medio de las ecuaciones (2.48) y (2.49): q = n + 1 con n el exponente de un ajuste exponencial a $S \propto r^n$ válido para r chico.

La figura 3.8 muestra la función de estructura (en escala lineal) que resulta de emplear la ecuación (2.47) sobre la función de correlación de la figura 3.7. Vemos aquí también la escasa variabilidad de S en las escalas asociadas al rango inercial.

En las escalas pequeñas del rango inercial la función de estructura presenta la propiedad $S \propto r^n$ (ver sección 2.3.1), por lo que cuando es presentada en escala logarítmica, figura 3.9, este rango aparecerá como una recta. Así, mediante un ajuste lineal por cuadrados mínimos encontramos que el exponente $n=0.738\pm0.002$ lo que resulta en un índice espectral $q=1.738\pm0.002$.

La figura 3.10 muestra un histograma de los índices espectrales observados en el viento solar por Vasquez et al. (2007). Los autores analizaron observaciones de ACE en el período 1998 - 2002 considerando un amplio rango de condiciones del plasma del viento solar. La

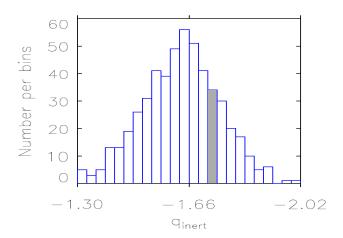


Figura 3.10: Histograma del índice espectral q observado en el viento solar por Vasquez et al. (2007) usando observaciones de ACE para un rango bien amplio de condiciones del plasma. Nuestro resultado queda incluido en la columna de color gris.

.

distribución que reportan es aproximadamente simétrica con media $q_{\text{medio}} = 1,63 \pm 0,14$, valor cercano al predicho por Kolmogorov (1941). El índice espectral, $q = 1,738 \pm 0,002$ obtenido con nuestro método cae dentro de la columna gris y es consistente, dentro del error, con el resultado de Vasquez et al. (2007).

3.4. Conclusiones

En este capítulo analizamos 10 años de observaciones realizadas por la sonda ACE a 1 UA del campo magnético interplanetario. A partir de estas observaciones calculamos la función de correlación magnética R, y mostramos cómo las diferentes condiciones de contorno provistas por la baja corona solar se manifiestan tanto en la varianza, en la longitud de correlación y en todas las escalas menores a esta última que conforman el rango inercial de la turbulencia MHD en el viento solar. Para esto normalizamos R por R(0) y normalizamos el desplazamiento espacial r por λ obteniendo así una forma asintótica de R, esto es $\tilde{R} = \frac{R(r/\lambda)}{R(0)}$, logrando remover efectos de escala. Así, hallamos por primera vez evidencia observacional de que la longitud de correlación de las fluctuaciones magnéticas λ puede ser usada como la escala de autosimilaridad espacial de la turbulencia MHD en el viento solar.

Siguiendo con el análisis propuesto, calculamos la función de estructura a partir de \tilde{R} y calculamos el índice espectral q de las fluctuaciones magnéticas con nuestra extensa base estadística. Encontramos que $q=1,738\pm0,002$, valor que se encuentra entre las predicciones de Kolmogorov ($q_{K41}=5/3$) y turbulencia débil ($q_{TD}=2$), consistente con la presencia de actividad turbulenta en el viento solar y la presencia de ondas de Alfvén propagándose en el medio. Si el número de Reynolds del sistema es lo suficientemente grande, el rol de las ondas puede ser ensombrecido por su interacción con los vórtices, resultando así un índice espectral más cercano a K41.

Capítulo 4

Longitud integral magnética: caracterización y evolución

Cualquier descripción macroscópica, o de gran escala, de un sistema físico complejo como el viento solar debería ser complementada por una descripción estadística de los campos, ya que por ejemplo, al día de hoy no es posible conocer con suficiente detalle las condiciones de borde de este flujo (Burlaga & Lazarus 2000).

En este capítulo vamos a estudiar cómo es la evolución de la longitud de autocorrelación de las fluctuaciones magnéticas λ desde distancias heliocéntricas tan cercanas al Sol como 0.3 UA hasta distancias tan lejanas como 5.3 UA, explorando así la heliosfera interna y parte de la heliosfera externa. Vamos también a caracterizar la función de distribución de probabilidad (FDP) de λ en función de la heliodistancia, diferenciando entre el viento solar usual y su componente transitoria. Estudiaremos también muestras de viento con valores observados de beta de protones β_p bajos y altos. Vamos a mostrar que en todos estos regímenes (viento parkeriano, componente transitoria, β_p alto, β_p bajo) λ sigue una FDP lognormal, siendo esto consistente con los procesos no lineales y multiplicativos que tienen lugar en el viento solar.

4.1. Introducción

En la naturaleza, las funciones de distribución lognormales son muy frecuentes, apareciendo en diversas áreas de la ciencia (e.g. Limpert et al. 2001) cuando se quieren describir procesos multiplicativos. En particular en geofísica espacial y física solar muchos autores consideraron funciones de distribución lognormales para modelar diferentes cantidades de interés. Por ejemplo, el índice geomagnético Dst sigue una distribución lognormal,

debido a que este índice resulta del producto de muchas perturbaciones magnéticas en pequeños sistemas de corriente en la magnetosfera terrestre (Campbell 1996). Consistentemente con el comportamiento del índice Dst, el contenido energético de la corriente de anillo durante una tormenta geomagnética tiene también una distribución lognormal (Liemohn & Kozyra 2003). La distribución lognormal es un buen modelo para las observaciones de velocidad, densidad y temperatura de protones a 1 UA (Burlaga & Lazarus 2000). También la magnitud de las fluctuaciones del campo magnético interplanetario parece seguir una distribución lognormal (Padhye et al. 2001), al igual que la velocidad de Alfvén y el parámetro β de protones a 1 UA (Mullan & Smith 2006). Yurchyshyn et al. (2005) estudiaron 4315 eyecciones coronales de masa y mostraron que la distribución de las velocidades de las ECMs puede ser descripta con una función lognormal. Aún más, al separar a los eventos en los grupos ECMs en aceleración y ECMs en deceleración, encontraron que las funciones de distribución lognormales correspondientes eran casi iguales, sugiriendo que no es posible hacer una distinción estadística de estos dos tipos de eventos. En la manifestación interplanetaria de las ECMs, y en su funda, Guo et al. (2010) reportaron distribuciones lognormales para las observaciones de la magnitud de campo magnético, velocidad, densidad y temperatura de protones, presión dinámica, beta de protones y número de Mach-Alfvén. Chen et al. (2008) mostraron, mediante simulaciones numéricas, que cuando el viento solar cruza el choque de terminación heliosférico, este transforma la distribución de la intensidad de campo magnético de lognormal a normal. Wicks et al. (2010) reportaron una forma asimétrica para la FDP para la longitud de correlación de la magnitud del campo magnético a 1 UA. Matthaeus & Goldstein (1986) postularon teóricamente que λ sigue una distribución lognormal. Los autores explicaron que la estructuras que inician las cascadas en el rango inercial amplifican su tamaño típico inicial λ_0 durante su transporte desde la superficie solar hacia el viento solar, siendo algún tipo de reconección magnética el principal mecanismo de amplificación. Esto ocurre M veces y cada una aumenta el tamaño en un factor $(1+\varepsilon)$ dando lugar a un tamaño final dado por $\lambda = \lambda_0 (1 + \varepsilon)^M$ con λ la longitud de correlación de las fluctuaciones. Si M es suficientemente grande, la variable aleatoria $\ln(\lambda)$ tendrá una distribución normal y por lo tanto λ una distribución lognormal. Sin embargo, hasta donde sabemos hoy, la función de distribución de probabilidades (FDP) de la longitud de autocorrelación de las fluctuaciones magnéticas (ver sección 2.3) en el viento solar no ha sido estudiada aún.

Análisis 4.2.

Función de distribución lognormal

Se dice que una función de distribución de probabilidades (FDP) $f_L(x|\mu,\sigma)$ es lognormal si:

$$f_L(x|\mu,\sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{(\ln(x)-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$
(4.1)

donde x es una variable aleatoria definida positiva. La distribución gaussiana (o normal) y la distribución lognormal están relacionadas. Dada la variable aleatoria x, con distribución lognormal con parámetros μ y σ , entonces la variable aleatoria $y = \ln(x)$ tendrá una distribución normal con media μ y desvío estándar σ . La media m, la mediana m^* y la varianza var de x son funciones de los parámetros μ y σ (Mood et al. 1974) y están dados por:

$$m = \exp\left(\mu + \frac{\sigma^2}{2}\right), \tag{4.2}$$

$$m^* = \exp(\mu), \tag{4.3}$$

$$m^* = \exp(\mu),\tag{4.3}$$

$$var = \exp(2\mu + \sigma^2)(\exp(\sigma^2) - 1)$$
 (4.4)

Las funciones de distribución lognormales son un posible a juste cuando la distribución de una cantidad aleatoria definida positiva tiene una media relativamente baja, varianza grande y es asimétrica con una cola larga hacia la derecha (Limpert et al. 2001). En general uno se encuentra con FDP lognormales cuando el observable que se quiere estudiar es el resultado de una gran número de procesos independientes operando de manera simultánea. La cola larga en este tipo de distribuciones pone en evidencia la existencia de interacciones no lineales y de procesos multiplicativos.

Estas consideraciones, junto con las ideas presentadas en la sección 4.1, nos motivan a proponer funciones de distribución lognormales como un modelo físico para la distribución de las longitudes de autocorrelación magnética en el viento solar.

4.2.2.Análisis de datos

Con el total de intervalos de 24 hs que constituyen nuestra base de datos, descripta en la sección 3.2.2, procedemos como se describe a continuación.

Normalizamos cada función de correlación como $R^{\text{norm},s,I}(\mathbf{r}) = R^{s,I}(\mathbf{r})/R^{s,I}(\mathbf{0})$ (ver sección 3.3.1). Para simplificar la notación, en adelante dejaremos de usar los superíndices norm y s.

En la sección 3.2.2 introdujimos dos métodos diferentes, i y ii, para el cálculo de las longitudes de correlación magnética a partir de las funciones R^I en cada intervalo.

En general se acepta que, cuando la turbulencia es estacionaria, las funciones de autocorrelación magnética en el viento solar se comporten como hemos mostrado en las figuras 3.1 y 3.2 (Kundu & Cohen 2004; Milano et al. 2004; Ruiz et al. 2011). Desviaciones respecto de esa forma, pueden significar las presencia de eventos transitorios como por ejemplo hojas de corriente de gran escala, choques u otras discontinuidades.

Bajo la aproximación $R \sim \exp(-r/\lambda)$ para las funciones de autocorrelación, encontramos, a partir de una inspección visual de R, que aquellos intervalos en los que la turbulencia es estacionaria, están caracterizados por tener $\lambda_i \approx \lambda_{ii}$, mientras que los intervalos con valores de λ_i muy diferentes a λ_{ii} tienen funciones de autocorrelación que se alejan significativamente de la forma exponencial propuesta.

Este hecho nos motiva a definir un factor de calidad \mathcal{F} :

$$\mathcal{F}^{s,I} = \frac{\lambda_{ii}^{s,I} - \lambda_{i}^{s,I}}{\lambda_{ii}^{s,I} + \lambda_{i}^{s,I}} \tag{4.5}$$

Así, podemos seleccionar los mejores intervalos en base al valor de \mathcal{F} . Para ello recurrimos a los histogramas de \mathcal{F} presentados en la figura 4.1, para las tres bases de datos, H1+H2, ACE, y Ulysses en los paneles (a), (b) y (c) respectivamente. En los tres casos, el histograma de \mathcal{F} es acampanado, pero no gaussiano ni simétrico. Los intervalos de nuestro interés son los que verifican $\lambda_i \cong \lambda_{ii}$, estos se encuentran en la región central de cada histograma.

En particular, para los resultados que se presentan en la sección 4.3, retuvimos el 60% de los intervalos descartando aquellos que mostraban valores de $\mathcal F$ menores al valor del vigésimo percentil P_{20} y aquellos intervalos cuyo $\mathcal F$ era mayor al valor del octogésimo percentil P_{80} .

Finalmente, con el objeto de permitir una clara dintinción entre las tres muestras de datos, (i.e., evitar solapamiento entre estaciones), limitamos las observaciones de las sondas Helios a heliodistancias entre 0.3 y 0.7 UA, y a las observaciones de Ulysses a heliodistancias entre 3 UA y 5.3 UA.

4.3. Resultados

4.3.1. Evolución de λ con la heliodistancia y la edad nominal

Las estructuras turbulentas evolucionan y son advectadas por el viento solar a través de la heliosfera con la velocidad del viento solar V_{vs} (e.g. Ruiz et al. 2014b). Es por eso que

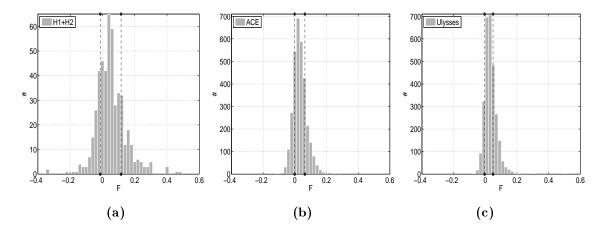


Figura 4.1: Histogramas del factor de calidad \mathcal{F} . Las líneas punteadas verticales indican la posición del vigésimo percentil (a la izquierda) y octogésimo percentil (a la derecha).

en esta sección vamos a estudiar la evolución de la longitud de correlación magnética tanto con la distancia al Sol como con la edad nominal (ver ecuación 4.6 para su definición).

La escala de similaridad, usualmente identificada con la escala de correlación de las fluctuaciones, es una cantidad clave en los modelos de turbulencia MHD (de Kármán & Howarth 1938; Matthaeus et al. 2012, ver también los capítulos 2 y 3 de esta tesis). Así, la caracterización empírica de la evolución de esta escala es fundamental ya sea para mejorar modelos existentes de turbulencia MHD, como también para analizar soluciones numéricas o elegir condiciones de contorno apropiadas.

El panel izquierdo de la figura 4.2 presenta observaciones de Helios (triángulos), ACE (cuadrados) y Ulysses (diamantes), que muestran la evolución de λ con la heliodistancia. Las observaciones fueron divididas en bines de diferente ancho (ΔD =0.14 AU para H1+H2 y ΔD =0.4 para los datos de Ulysses), y cada valor de la ordenada es la mediana en el grupo.

La longitud de correlación crece con la distancia heliocéntrica tanto en la heliosfera interna como en la heliosfera externa, en buen acuerdo tanto con trabajos observacionales previos (e.g. Bruno et al. 2005; D'Amicis et al. 2010; Ruiz et al. 2010) como con modelos (e.g. Smith et al. 2001). La línea a trazos es un ajuste por cuadrados mínimos a los datos e ilustra este comportamiento, produciendo una ley de potencias $\lambda(D) = 0.89(D/1\,UA)^{0.43} \times 10^6$ km. Otros exponentes en leyes de potencia han sido reportados (e.g. Klein et al. 1992). Aún más, entre 1 UA y 5 UA la tasa de crecimiento de λ con la heliodistancia es $\Delta\lambda/\Delta D \sim 0.0015$, valor muy cercano a las predicciones del

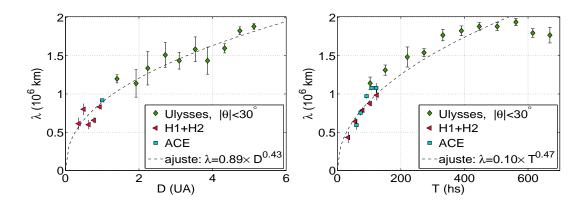


Figura 4.2: Panel izquierdo: λ observada vs. heliodistancia (D). Panel derecho: λ observada vs. edad (T) del viento solar. Las barras muestran el error del promedio en cada bin.

modelo de Smith et al. (2001) con el valor de cizalladura más fuerte como mecanismo de forzado de la turbulencia. Por el contrario, las observaciones reportadas por D'Amicis et al. (2010), muestran una tasa de crecimiento entre 1 UA y 1.4 UA, $\Delta\lambda/\Delta D \sim 0.063$, mayor que las observaciones que nosotros reportamos ($\Delta \lambda/\Delta D \sim 0.0023$). Sin embargo, mientras que D'Amicis et al. (2010) observan solamente viento solar rápido (alfvénico), nosotros observamos viento lento y rápido mezclado. La intensidad de la cizalladura es típicamente más alta en el viento lento que en el viento rápido, y cuanto más intensa es la cizalladura más lento crecen las longitudes de correlación. En el plano de la eclíptica el viento lento es mucho más frecuente que el viento rápido, y esto resulta en que las propiedades del viento lento son favorecidas con respecto a las del viento rápido, cuando por ejemplo se calculan promedios. El crecimiento observado de λ es consistente con el corrimiento de la quebradura en el espectro, concepto introducido por primera vez por Tu et al. (1984), hacia la región de las bajas frecuencias. Este quiebre en el espectro separa al rango inercial del rango de inyección, y su corrimiento revela que las interacciones no lineales en escalas grandes aún están en funcionamiento a grandes distancias respecto del Sol.

Desde que son originadas en el Sol, las estructuras turbulentas viajan por la heliosfera, y al cabo de un tiempo $\sim D/V_{vs}$ alcanzarán una dada sonda situada a una distancia D. Para cada intervalo I analizado, calculamos lo que llamamos la "edad" del intervalo:

$$T^I = D^I / V_{vs}^I \tag{4.6}$$

Así T^I corresponde al tiempo nominal que le lleva a una parcela I de viento solar moviéndose a una velocidad V^I_{sw} viajar una dada distancia desde el Sol hasta la sonda situada en D^I .

El panel derecho en la figura 4.2 muestra la evolución de λ con T. Hemos distribuido nuevamente las observaciones en grupos de T con diferente ancho para cada sonda (ΔT =25 hs para H1+H2, ΔT =18 hs para ACE y ΔT =58 hs para Ulysses). El valor de la ordenada corresponde a la mediana dentro de cada grupo.

La longitud de correlación crece con la edad hasta llegar a ~500 hs, momento en el cual pareciera comenzar a decrecer. Un ajuste por cuadrados mínimos a los datos (línea a trazos) nos da una ley de potencias de la forma $\lambda(T) = 0.10(T/1\,hs)^{0.47} \times 10^6$ km. Este crecimiento global es consistente con simulaciones numéricas derivadas de modelos de turbulencia MHD basados en el enfoque hidrodinámico de Kármán y Howarth (e.g. Oughton et al. 2006).

4.3.2. Caraterización de las distribuciones de λ

En esta sección de la presente tesis vamos a caracterizar la distribución de las longitudes de autocorrelación magnética sobre el plano de la eclíptica en tres heliodistancias diferentes (i.e., tres estaciones espaciales).

La figura 4.3 muestra los histogramas de la longitud de autocorrelación magnética λ en cada estación. La heliodistancia crece de izquierda a derecha, los paneles (a), (b) y (c) corresponden a H1+H2, ACE y Ulysses respectivamente. A medida que la heliodistancia crece, los bines a la derecha van siendo ocupados de forma progresiva. En cada caso, la distribución es claramente asimétrica con una cola más larga a la derecha que a la izquierda. Esta cola larga podría estar asociada con la existencia de interacciones no lineales y procesos multiplicativos, y nos motivan a explorar y evaluar la siguiente hipótesis: "la longitud de autocorrelación magnética λ tiene una función de distribución lognormal" (Ruiz et al. 2014b).

Dado que las distribuciones gaussianas son fáciles de interpretar vamos a realizar el análisis estadístico sobre $\ln(\lambda)$ calculando los diferentes momentos, y luego haremos uso de las ecuaciones (4.2), (4.3) y (4.4) para obtener información sobre la distribución de λ . Los momentos de mayor orden que la varianza son de interés ya que nos permiten estudiar cómo o cuánto la distribución de $\ln(\lambda)$ se desvía respecto de la gaussiana.

Los momentos centrados de tercer orden γ , cuarto orden K y sexto orden M_6 se

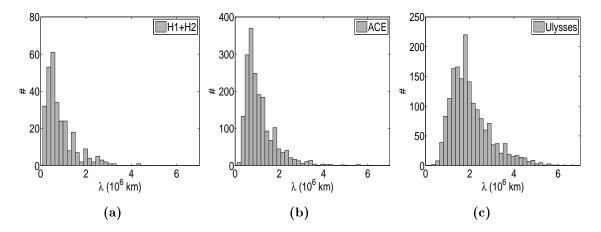


Figura 4.3: Histogramas de λ observados en el medio interplanetario.

definen, respectivamente, como:

$$\gamma = \frac{[E(x-\mu)]^3}{\sigma^3} \tag{4.7}$$

$$\gamma = \frac{[E(x-\mu)]^3}{\sigma^3}$$

$$K = \frac{E[(x-\mu)]^4}{\sigma^4}$$

$$M_6 = \frac{E[(x-\mu)]^6}{\sigma^6}$$
(4.7)
(4.8)

$$M_6 = \frac{E[(x-\mu)]^6}{\sigma^6} \tag{4.9}$$

donde E siginifica valor de expectación, x es la variable aleatoria, μ es su valor de expectación ($\mu = E(x)$) y σ su desvío estandar.

Todos los momentos centrales impares son exactamente cero cuando la distribución es simétrica. Así, cualquier momento central impar que no se anule puede ser usado como un indicador o una medida de la asimetría de una distribución. Para el caso particular del momento centrado de tercer orden γ o asimetría, los valores positivos indican que la distribución tiene una cola hacia la derecha del valor medio, mientras que valores negativos indican la existencia de una cola hacia la izquierda.

Los momentos K (kurtosis) y M_6 son muy útiles cuando se quiere comparar una distribución con la gaussiana, para la cual K=3 y $M_6=15$. Cualquier distribución acampanada con un valor de K mayor (menor) que 3, será más alta (más baja) que una gaussiana con la misma media y desvío estandar. Por otro lado, la información de cómo caen las colas de la distribución está contenida en M_6 . Los valores de M_6 mayores a 15 indican un decrecimiento más lento y valores de M_6 menores a 15 indican un decrecimiento más rápido comparado con la distribución gaussiana.

La figura 4.4 presenta los histogramas de $\ln(\lambda)$, junto con un ajuste no lineal por

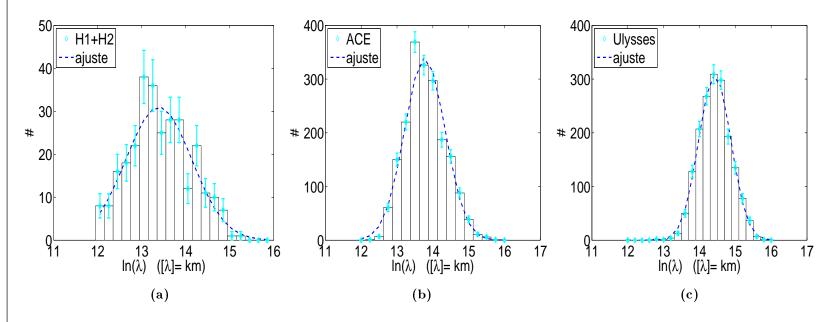


Figura 4.4: Histogramas de $\ln(\lambda)$ y ajuste no lineal por cuadrados mínimos. Los datos corresponden a: (a) H1+H2, (b) ACE y (c) Ulysses.

4.3. RESULTADOS

cuadrados mínimos a los datos de una función gaussiana (con diferentes valores de μ y σ en cada caso). Los bines a la izquierda del histograma del panel (a) están vacíos. Esto se debe al procedimiento de selección de intervalos para este estudio. La definición del factor de calidad \mathcal{F} depende de forma explícita de λ_{ii} que fue calculada desde el ajuste lineal a $\ln(R) \sim -r/\lambda$. Debido a la resolución de los datos, si una función de correlación decae muy rápido sólo habrá pocos puntos (incluso uno sólo en pocos casos extremos) disponibles en la región de interés para ajustar una línea recta. A estos casos, que ocupan los bines a la izquierda, se les asignó una bandera y fueron excluidos del análisis.

La tabla 4.1 muestra los parámetros estadísticos más relevantes de las distribuciones presentadas en la figuras 4.3 y 4.4. La tabla está estructurada de la siguiente manera. En el primer panel se listan los momentos de las distribuciones observadas de $\ln(\lambda)$ obtenidos operando directamente con las observaciones: la media μ y la varianza σ^2 , la asimetría γ , la kurtosis K y el momento sexto centrado M_6 . Se incluyen también el valor medio m y la mediana m^* de la distribución de λ obtenidos por medio de las ecuaciones (4.2), (4.3) y (4.4).

En el segundo panel se presentan los valores de los parámetros obtenidos desde el ajuste no lineal por cuadrados mínimos a los datos: la media $\mu_{\rm fit}$ y la varianza $\sigma_{\rm fit}^2$, el número de grados de libertad en cada ajuste, el valor mínimo de χ^2 que resultó en cada ajuste, y la media y la mediana de λ obtenidas de las ecuaciones (4.2), (4.3) y (4.4).

Comparamos estas cantidades en el tercer panel. Como era de esperar, los valores de las diferentes cantidades estadísticas obtenidas ya sea de forma directa de los datos o desde los ajustes son notablemente similares.

El número final de intervalos I estudiados en cada estación se muestran en la última fila de la tabla 4.1.

A medida que D crece, los momentos cuarto y sexto de $\ln(\lambda)$ muestran una tendencia a alcanzar los valores esperados para una distribución gaussiana, mientras que la varianza decrece. La asimetría no exhibe un comportamiento claro, pero sin embargo siempre es positiva y no se aparta demasiado del valor cero esperado para una distribución simétrica.

Recordando que el valor esperado para χ^2 mínimo está dado por el número de grados de libertad dof y que su varianza es 2*dof, vemos que el χ^2 mínimo observado por H1+H2 y el observado por Ulysses caen dentro del intervalo $(dof \pm \sqrt{2*dof})$, indicando así un buen ajuste. No se obtiene lo mismo con la sonda ACE.

Tabla 4.1: Parámetros estadísticos de las distribuciones de $\ln(\lambda)$ (figuras 4.4). Se listan los valores obtenidos desde las observaciones (1^{er} panel) y desde el ajuste por cuadrados mínimos no lineal (2^{do} panel). El 3^{er} panel compara los primeros dos. El 4^{to} panel muestra el p-valor Pv del test de bondad de ajuste de JB (sección 4.3.3) y el número de intervalos analizados.

Panel 1: desde las observaciones								
	$\mathrm{H}1\mathrm{+H}2$	ACE	Ulysses					
μ	13.42	13.78	14.43					
σ^2	0.47	0.30	0.19					
γ	0.21	0.35	0.04					
K	2.49	2.79	2.94					
M_6	9.75	12.40	12.71					
$m~(\times 10^6~{\rm km})$	0.85	1.12	2.03					
$m^*(\times 10^6 \text{ km})$	0.67	0.97	1.85					

Panel 2: desde el ajuste no lineal a los datos

	$_{ m H1+H2}$	ACE	Ulysses
$\mu_{ m fit}$	13.39	13.78	14.43
$\sigma_{ m fit}^2$	0.56	0.32	0.20
$m~(\times 10^6~{\rm km})$	0.86	1.13	2.04
$m^*(\times 10^6 \text{ km})$	0.65	0.96	1.84
dof	18	15	19
χ^2	17.70	60.19	23.5

Panel 3: comparación entre panel 1 y panel 2

	$\mathrm{H}1\mathrm{+H}2$	ACE	Ulysses
μ_{P1}/μ_{P2}	1.002	1	1
$\sigma_{P1}^2/\sigma_{P2}^2$	0.84	0.94	0.95
m_{P1}/m_{P2}	0.99	0.99	0.995
m_{P1}^*/m_{P2}^*	1.03	1.01	1.01

Continuación Tabla 4.1.

Panel 4: test de hipótesis de bondad de ajuste

	H1+H2	ACE	Ulysses
Pv	0.06	< 0.001	0.71
# of intervals	291	1919	1731

4.3.3. Test de hipótesis

Tanto los histogramas como los diferentes momentos de la distribución obervada de $\ln(\lambda)$ son útiles para caracterizar la función de densidad de probabilidad FDP asintótica. Aunque estas herramientas pueden cuantificar desviaciones respecto de una gaussiana, en esta sección implementamos un test de bondad de ajuste con el objeto de cuantificar con qué nivel de confianza podemos aceptar la hipótesis "la distribución de $\ln(\lambda)$ es normal", i.e. "la distribución de λ es lognormal". Empleamos entonces el test de Jarque-Bera (JB Jarque & Bera 1980; Thadewald & Büning 2007) para respaldar y complementar los métodos presentados en la sección 4.3.2.

El test JB es muy útil para testear la hipótesis de gaussianidad, esto es testear la hipótesis nula H_0 que la variable aleatoria $\ln(\lambda)$ proviene de una distribución normal con media y varianza desconocidas, en contra de la hipótesis alternativa en la que $\ln(\lambda)$ no sigue una distribución normal. Este test es adecuado en el caso de no conocer la forma de la distribución bajo hipótesis y sus parámetros (μ y σ^2) deben ser estimados desde los datos.

El estadístico del test JB se define como:

$$\xi_{JB} = \frac{n}{6} \left(\gamma^2 + \frac{(K-3)^2}{4} \right) \tag{4.10}$$

donde n es el número de datos, γ es la asimetría muestral (ecuación 4.7), y K la kurtosis muestral (ecuación 4.8); ξ_{JB} tiene asintóticamente una distribución χ^2 con dos grados de libertad (Jarque & Bera 1980). Cabe enfatizar que, en una distribución gaussiana, tanto la asimetría como la kurtosis toman valores definidos.

Implementamos entonces, en cada estación espacial y de forma independiente, el test de Jarque-Bera a la variable aleatoria $\ln(\lambda)$ con el objeto de testear la hipótesis "la distribución de $\ln(\lambda)$ es gaussiana". Empleamos la función incorporada a la herramienta numérica MatLab para este test. Los resultados se presentan en el tercer panel de la tabla 4.1 en términos del p-valor Pv, i.e., el mayor nivel de significancia que podemos tolerar

 $\sin \operatorname{rechazar} H_0$ (ver apéndice D).

Los valores de Pv obtenidos para los conjuntos de datos de H1+H2 y Ulysses, Pv = 0.06 y Pv = 0.71 respectivamente, constituyen fuerte evidencia en favor de aceptar H_0 : la distribución de $\ln(\lambda)$ es gaussiana, lo que implica una distribución lognormal para λ en ambos casos. Aún más, supongamos que medimos de nuevo en la heliosfera interna longitudes de correlación y organizamos las mediciones en un nuevo histograma. Siendo verdadera la hipótesis nula, la probabilidad de obtener un histograma igual o peor que el presentado en la figura 4.4-a está dada por Pv, esto es una probabilidad del 6 %. Para el caso de la heliosfera externa, el resultado es aún mejor, ya que al repetir el experimento, la probabilidad de obtener un histograma igual o peor que el presentado en la figura 4.4-c, siendo verdadera H_0 , es del 71 %.

En lo que respecta a los datos de ACE, si bien los resultados (figura 4.4-(b)) son cualitativamente buenos, la evidencia cuantitativa, dada por Pv, indicaría poco nivel confianza para sostener H_0 con esta muestra a 1 UA. Esto es consistente con alto valor de χ^2 (mínimo) observado para ACE (ver tabla 4.1).

4.3.4. Longitudes de correlación en regímenes de β_p alto y β_p bajo

En esta sección investigamos la estadística de las longitudes de correlación al subdividir la muestra en dos grupos con valores altos y bajos del parámetro beta de protones β_p (presión cinética de los protones/presión magnética).

Así, en la dinámica del viento solar, los valores grandes o pequeños de β_p son indicadores del rol dominante del plasma o del campo magnético, respectivamente.

En regímenes de β_p alto y bajo pueden ser activadas diferentes tipos de ondas (e.g. Bale et al. 2009). También existen relaciones entre β_p y otros parámetros del plasma, por ejemplo la anisotropía en la temperatura, la cual introduce restricciones al sistema y determina las propiedades de las inestabilades en plasmas espaciales (e.g. Bale et al. 2009). Así β_p es un parámetro que juega un rol clave en la regulación de la propagación de ondas y en la activación de inestabilades en el viento solar.

Para estudiar si la función de distribución de la longitud de correlación magnética depende del régimen del plasma (eventos con bajo y alto β_p), dividimos cada muestra en dos grupos representativos en cada estación espacial: uno donde $\beta_p < 0.4$ y otro en el que $\beta_p > 0.7$, permitiendo así una división clara entre los conjuntos de datos y al mismo tiempo conservando una cantidad estadísticamente significativa de información.

La figura 4.5 muestra el ajuste no lineal por cuadrados mínimos a las distribuciones de $\ln(\lambda)$ para ambos regímenes. En este caso, los seis ajustes gaussianos fueron normalizados

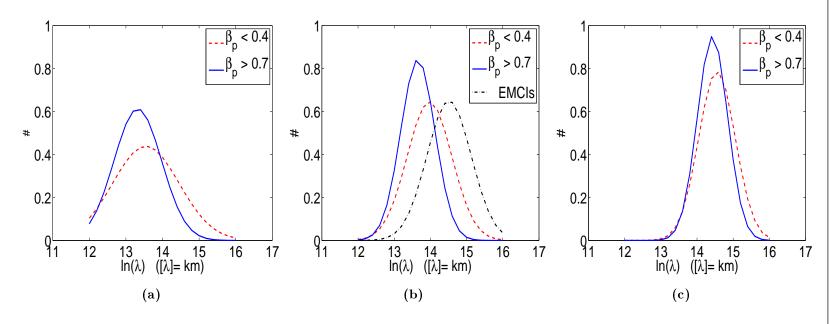


Figura 4.5: Ajuste no lineal por cuadrados mínimos para las muestras con β_p alto (línea sólida) y β_p bajo (línea a trazos). La línea de puntos y trazos en el panel (b) es el ajuste para la muestra correspondiente a EMCIs. De izquierda a derecha: H1+H2, ACE y Ulysses.

por el área total, y por lo tanto el valor de la ordenada representa una densidad de probabilidad. La heliodistancia crece de izquierda a derecha, cada panel corresponde a las observaciones de H1+H2, ACE y Ulysses respectivamente. Sistemáticamente, en las tres estaciones se observa que la distribución de $\ln(\lambda)$ en el plasma con β_p bajo es más ancha y está desplazada hacia la derecha respecto de la distribución de $\ln(\lambda)$ para el plasma con β_p alto.

En la tabla 4.2 listamos los parámetros estadísticos más relevantes de cada distribución en los diferentes regímenes según β_p . La tabla está estructurada de igual forma que la tabla 4.1: el primer panel presenta los momentos calculados de forma directa desde las observaciones, el segundo panel muestra los momentos obtenidos del ajuste no lineal, junto el número de grados de libertad en cada ajuste (dof) y el valor mínimo del estadístico χ^2 . El tercer panel compara los resultados reportados en los paneles 1 y 2 de esta tabla.

En ambos regímenes de β_p vemos que λ crece con la heliodistancia. En ambas poblaciones, λ crece aproximadamente a la misma tasa, siendo su media m en el régimen de β_p bajo 1.5 veces mayor que m en el régimen de β_p alto en la heliosfera interna, y 1.2 veces mayor en la heliosfera externa.

Realizamos también el test de bondad de ajuste de Jarque-Bera en cada uno de los seis conjuntos de datos, para evaluar con qué nivel de confianza podemos aceptar la hipótesis de distribución lognormal de λ en cada uno de los dos regímenes (β_p alto y bajo). Efectuamos el test sobre las distribuciones de $\ln(\lambda)$, reportamos el Pv obtenido en el cuarto panel de la tabla 4.2. Los valores de Pv, 0.06,0.06 y 0.10 en el regímen de β_p bajo, y 0.14, 0.08, 0.36 en el regímen de β_p alto para las observaciones de Helios, ACE y Ulysses respectivamente, indican que la hipótesis nula " λ tiene distribución lognormal tanto en un regímenes de β_p alto o bajo" puede ser aceptada en los seis casos, con esos niveles de confianza.

4.3.5. Longitudes de correlación en viento solar transitorio

Un ejemplo típico en el viento solar de regiones con β_p bajo (Klein & Burlaga 1982; Burlaga et al. 1981) son las EMCIs. Estas estructuras transitorias son también observadas in situ en el espacio interplanetario, siendo sus principales características temperaturas anormalmente bajas de protones, flujo bidireccional de iones energéticos y electrones supratérmicos (indicadores del estado de conexión con el Sol), mayor de abundancia de helio que en viento usual, estados de ionización inusuales de iones pesados, campos magnéticos intensos con rotaciones suaves de su dirección (Neugebauer & Goldstein 1997,

Tabla 4.2: Parámetros estadísticos de las distribuciones de $\ln(\lambda)$ para los regímenes de β_p bajo, β_p alto y EMCIs.

Panel 1: desde las observaciones							
		$\beta_p < 0.4$			$\beta_p > 0.7$		EMCIs
	H1+H2	ACE	Ulysses	$\mathrm{H}1\mathrm{+H}2$	ACE	Ulysses	ACE
μ	13.57	13.98	14.55	13.35	13.68	14.42	14.52
σ^2	0.61	0.35	0.24	0.32	0.20	0.17	0.53
γ	0.13	0.07	-0.17	0.41	0.18	0.10	-0.16
K	1.96	2.58	2.65	2.61	2.62	3.11	3.08
M_6	4.88	10.10	11.57	8.88	10.33	15.27	14.00
$m~(\times 10^6~{\rm km})$	1.06	1.40	2.35	0.74	0.97	1.99	2.33
$m^*~(\times 10^6~{\rm km})$	0.78	1.18	2.08	0.63	0.87	1.83	2.03

Panel 2: desde el ajuste no lineal a los datos

		$\beta_p < 0.4$			$\beta_p > 0.7$		EMCIs
	$H1\!+\!H2$	ACE	Ulysses	$\mathrm{H}1\mathrm{+H}2$	ACE	Ulysses	ACE
$\mu_{ m fit}$	13.54	13.97	14.55	13.32	13.65	14.43	14.50
$\sigma_{ ext{fit}}^2$	0.83	0.38	0.26	0.42	0.22	0.18	0.59
$m~(\times 10^6~{\rm km})$	1.15	1.41	2.37	0.75	0.95	2.02	2.36
$m^* \ (\times 10^6 \ \mathrm{km})$	0.78	1.17	2.08	0.61	0.85	1.85	1.98
dof	19	19	19	19	19	19	17
χ^2	18	24	17.6	19	19	20.6	21

Panel 3: comparación entre panel 1 (P1) y panel 2 (P2)

		$\beta_p < 0.4$:		$\beta_p > 0.7$		EMCIs
	$_{\rm H1+H2}$	ACE	Ulysses	$\mathrm{H}1\mathrm{+H}2$	ACE	Ulysses	ACE
μ_{P1}/μ_{P2}	1.002	1.001	1	1.002	1.002	0.999	1.00
$\sigma_{P1}^2/\sigma_{P2}^2$	0.73	0.92	0.92	0.76	0.91	0.94	0.90
m_{P1}/m_{P2}	0.923	0.99	0.99	0.99	1.02	0.99	0.99
m_{P1}^{st}/m_{P2}^{st}	1	1.01	1	1.03	1.02	0.99	1.03

\sim		٠,	TD 1.1	4.0
UO.	ntinii	acion.	Tabla	4.2.

Panel 4: test de hipótesis de bondad de ajuste							
		$\beta_p < 0.4$:		$\beta_p > 0.7$,	EMCIs
	H1+H2	ACE	Ulysses	$\mathrm{H}1\mathrm{+H}2$	ACE	Ulysses	ACE
Pv	0.06	0.06	0.10	0.14	0.08	0.36	0.51
# of intervals	101	675	409	85	405	872	119

y referencias allí incluidas). Pueden iniciar tormentas geomagnéticas y su presencia se refleja en el decrecimiento del flujo de rayos cósmicos, por lo que es de gran interes entender su manifestación a 1 UA.

Un subconjunto de estas estructuras son las nubes magnéticas (NMs), objetos transitorios observados en el VS, caracterizadas por mostrar una rotación suave y coherente de la dirección del campo magnético, una intensidad del campo magnético superior a la del VS usual, baja temperatura de protones y en consecuencia, bajo β_p en comparación con el VS ambiente. Tienen además niveles de turbulencia menores y diferentes propiedades en las fluctuaciones (e.g. Dasso et al. 2003; Matthaeus et al. 2008; Nakwacki et al. 2014). Los valores típicos de β_p a 1 UA para el viento solar ambiente son \sim 0.7, mientras que en nubes $\beta_p \sim$ 0.12 (Lepping et al. 2003) o más chico.s Las NMs tienen gran tamaño y gran extensión temporal a medida que evolucionan y expanden (e.g. Nakwacki et al. 2011). El principal motor de esta expansión es la rápida disminución de la presión total del viento con la heliodistancia, dada por la ley global $P_{sw} \propto D^{-n_p}$ representada en la figura 4.6. Aquí, P_{sw} es la suma de las presiones parciales magnética, de protones y electrones reportadas en trabajos previos (Marsch et al. 1989; Mariani & Neubauer 1990; Totten et al. 1995; Schwenn 2006, se consideró la contribución a la presión de las partículas α despreciable).

Dentro de las condiciones típicas del viento solar, Démoulin & Dasso (2009) mostraron las NMs tienen una expansión casi autosimilar, caracterizada por una tasa de expansión normalizada $\zeta \approx n_p/4$. Gulisano et al. (2010a) y Gulisano et al. (2010b) mostramos que este resultado está en gran acuerdo con el estimado desde el perfil de velocidades de NMs medido en el viento solar, y hallamos que $n_p = 2.91 \pm 0.31$ con lo que $\zeta = 0.73 \pm 0.008$.

En general, no todas las características individuales mencionadas se presentan al mismo tiempo en una ECMIs. Sin embargo la depresión en la temperatura de los protones está casi siempre presente (Richardson & Cane 2010), por lo que es uno de los indicadores

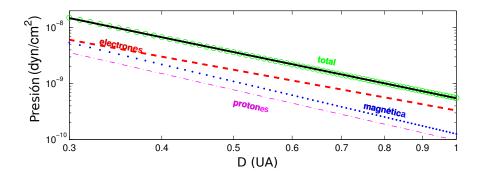


Figura 4.6: Presión total del viento solar y sus componentes en función de la distancia heliocéntrica. La línea continua muestra el ajuste lineal por cuadrados mínimos a la presión total, calculada a partir de los puntos marcados con círculos.

más usados en la identificación de ECMIs.

Dado que algunas propiedades turbulentas y macroscópicas (e.g. expansión, β_p , etc.) en ECMIs difieren de las del viento usual, nos preguntamos si la distribución de las longitudes de correlación en esta componente transitoria del viento solar también lo será. Para estudiar la FDP de λ en ECMIs empleamos el criterio sobre la temperatura de protones de Richardson & Cane (1995). Este criterio compara la temperatura de protones observada $T_{\rm obs}$ con la temperatura esperada $T_{\rm esp}$ para viento solar en expansión "usual" con una velocidad observada $V_{\rm sw}$. $T_{\rm esp}$ es esencialmente la temperatura típica encontrada en viento solar normal con velocidad $V_{\rm sw}$ y se la infiere usando la bien establecida correlación entre la velocidad del viento y su temperatura (Lopez & Freeman 1986; Lopez 1987). Basados en esta correlación, Richardson & Cane (1995) establecieron que en EMCIs se verifica $T_{\rm obs}/T_{\rm esp} < 1/2$. Así, retuvimos a sólo aquellos intervalos que muestran una temperatura observada menor que la mitad de la temperatura esperada.

Estudiamos en esta sección sólamente datos de ACE, ampliando el rango de los valores de \mathcal{F} al intervalo de percentiles (5^{to}-95^{to}) para incrementar la cantidad de intervalos a analizar.

En el panel (b) de la figura 4.4 se muestra en línea de puntos y trazos el ajuste no lineal a la distribución de $\ln(\lambda)$ para este régimen transitorio. El ajuste fue normalizado por el área total para una mejor comparación de los resultados. La distribución de $\ln(\lambda)$ para el régimen transitorio de EMCIs es también más ancha que para el régimen de β_p alto y está aún más desplazada hacia la derecha cuando se la compara con la distribución para

 β_p bajo. El test de JB devuelve un valor para Pv igual a 0.51 dando evidencia suficiente en favor de la hipótesis "la longitud de correlación magnética en EMCIs y NMs sigue una distribución lognormal". La última columna de la tabla 4.2 muestra los parámetros estadísticos para este régimen. La distribución de las longitudes de correlación en este régimen a 1 UA es similar a la de plasma con bajo β_p pero con una media mayor.

4.4. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado el análisis de las observaciones del campo magnético interplanetario para diferentes heliodistancias D, restringiéndonos al plano de la eclíptica, provenientes de cuatro sondas diferentes: Helios 1, Helios 2, ACE y Ulysses. A partir de estas observaciones, caracterizamos las funciones de distribución de probabilidad (FDP) de la longitud de correlación magnética λ en el viento solar, en su componente transitoria a 1 UA, en regímenes de viento con beta de protones β_p bajo y alto. Investigamos cuantitativamente además, la hipótesis de que la FDP de λ es lognormal.

En particular, ajustamos los dos parámetros libres de una distribución normal a las FDP observadas del $\ln(\lambda)$. Cualitativamente y con respecto a los parámetros ajustados, todas las muestras analizadas de λ parecen ser bien descriptas por una distribución lognormal. Luego, aplicamos el test de bondad de ajuste de Jarque-Bera (JB) con el objetivo de cuantificar apartamientos respecto de la FDP normal (para $\ln(\lambda)$). Encontramos clara evidencia, i.e. niveles de confianza, que permiten concluir, en el caso de H1+H2 y Ulysses, que λ sigue una distribución lognormal. Por otro lado, respecto a las observaciones de ACE, la evidencia no es tan concluyente y no permite afirmar lo mismo.

Sin embargo, al separar al viento solar en dos regímenes diferentes, uno con β_p alto y otro con β_p bajo, y luego de evaluar la hipótesis de una distribución lognormal con el test de JB, encontramos en cada estación espacial que los valores de Pv nos permiten concluir que, respecto a las fluctuaciones, el viento solar es bimodal con dos poblaciones de λ diferentes según el régimen de β_p . Además, los momentos de $\ln(\lambda)$ evolucionan hacia lo que se espera para una FDP gaussiana, siendo la distribución de λ para el régimen de β_p alto más angosta y desplazada hacia la izquierda respecto de la distribución en el régimen de β_p bajo. Mientras que en el primer régimen (plasma con β_p alto) la amplitud de las fluctuaciones es mayor que en el segundo (plasma con β_p bajo), las longitudes de correlación toman valores más pequeños en el primero, en contraposición a lo que se espera de teorías de turbulencia MHD como las basadas en el enfoque hidrodinámico de Kármán y Howarth (sección 2.4). Este comportamiento de λ podría ser entonces una consecuencia de las diferentes condiciones iniciales del campo magnético en la corona

solar.

Además de su componente estacionaria, el viento solar contiene varias componentes transitorias, de las cuales las eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs) son un ejemplo. Separamos esta componente a 1 UA reteniendo aquellos intervalos con una temperatura de protones observada menor que la mitad de la temperatura esperada para el viento usual (Richardson & Cane 1995). La distribución de $\ln(\lambda)$ es en este caso similar a la de β_p bajo pero corrida hacia su derecha y con mayor confianza en la hipótesis de una FDP lognormal para λ .

En general encontramos que las funciones de distribución de probabilidad evolucionan con la distancia al Sol. Para heliodistancias grandes, encontramos que la distribución es más angosta (varianza σ^2 decreciente con D) y más cercana a una distribución lognormal para λ . De la tabla 4.1 es posible ver que a medida que la heliodistancia crece, los momentos de $\ln(\lambda)$ (γ , K y M_6) tienden a acercarse progresivamente a los valores esperados en una distribución normal. Este resultado es consistente con los procesos multiplicativos, que tienen lugar en el viento solar y que involucran a λ , con una consecuente relajación a una distribución lognormal (Matthaeus & Goldstein 1986). Confirmamos también que λ crece con la distancia heliocéntrica (D) y con la edad nominal ($T = D/V_{vs}$) del viento solar, encontrando que $\lambda(D) = 0.89(D/1UA)^{0.43} \times 10^6$ km en el rango de D [0.3-5.3] UA y $\lambda(T) = 0.11(T/1 hr)^{0.47} \times 10^6$ km en el rango de T [30-670] horas. Encontramos también este comportamiento de ley de potencias en los regímenes con β_p alto y bajo.

Capítulo 5

Anisotropía

A medida que las parcelas de plasma del viento solar se alejan del Sol, las fluctuaciones contenidas en el mismo evolucionan dando lugar a mecanismos físicos que transportan energía entre los diferentes modos del mismo sistema. En particular la presencia de un campo magnético medio en sistemas MHD turbulentos como el viento solar tiende a generar anisotropías en las propiedades de las fluctuaciones desarrolladas y sostenidas por el sistema.

En este capítulo nos vamos a concentrar en el desarrollo dinámico de la anisotropía en la escala integral de la turbulencia en el viento solar, medida tanto paralela como perpendicular al campo magnético medio local. Los resultados que presentamos en este capítulo muestran que esta anisotropía evoluciona sistemáticamente en la heliosfera interna dejando en evidencia la presencia de un amplio conjunto de procesos dinámicos en el medio interplanetario, principalmente cerca del Sol.

5.1. Introducción

El campo magnético medio \mathbf{B}_0 impone una dirección preferencial en la turbulencia MHD que, a diferencia de lo que sucede con un campo medio de velocidades en hidrodinámica, no puede ser removido por una transformación de Galileo (Kraichnan 1965). En consecuencia, los sistemas MHD turbulentos tienden a desarrollar anisotropías con respecto a \mathbf{B}_0 , generando correlaciones más intensas a lo largo del campo magnético que perpendicular a él. Este efecto fue observado en experimentos de laboratorio (Robinson & Rusbridge 1971; Zweben et al. 1979) y también documentado en estudios analíticos y de simulaciones numéricas (Shebalin et al. 1983; Montgomery 1982; Oughton et al. 1994; Goldreich & Sridhar 1995). Estos estudios coinciden en que la transferencia espectral de

energía hacia las escalas chicas procede sin impedimentos en la dirección perpendicular a \mathbf{B}_0 en el espacio de los vectores de onda \mathbf{k} , pero se ve suprimida en la dirección paralela. Esto es, la turbulencia MHD excita preferencialmente fluctuaciones con correlaciones más intensas a lo largo del campo magnético medio que perpendicular a él.

Los modelos más simples comúnmente usados en la descripción de la anisotropía en las fluctuaciones del viento solar son el modelo "slab" y el modelo "2D". En el primero, las fluctuaciones están caracterizadas por vectores de onda paralelos a ${f B_0}$; en el segundo modelo en cambio las fluctuaciones están caracterizadas por vectores de onda perpendiculares a B₀ (e.g., Matthaeus et al. 1990; Oughton et al. 1994; Tu & Marsch 1993; Bieber et al. 1994, 1996). Ambos modelos "slab" y "2D" son sencillos pero, a la vez, proporcionan una parametrización muy útil de la anisotropía en la turbulencia del VS. Por ejemplo, descomposiciones como ésta, en dos componentes en la que ninguna de ellas contiene vectores de onda oblicuos, proveen de simplificaciones importantes para cálculos analíticos en teorías de transporte y scattering de partículas cargadas en la heliosfera (e.g., Matthaeus et al. 1995; Shalchi et al. 2004). Sin embargo, en la práctica es conceptualmente ventajoso pensar a las dos componentes como "quasi-slab" y "quasi-2D". Esto quiere decir, agrupar las diferentes contribuciones de los vectores de onda ${\bf k}$ en estas dos categorías según algún criterio dado. El criterio elegido en esta tesis es el de agrupar los diferentes \mathbf{k} según cuál sea el valor del ángulo Θ que formen con el campo magnético medio (i.e., Θ es el ángulo entre la dirección radial y $\mathbf{B_0}$). Así, en la componente "quasislab" consideraremos vectores de onda que verifiquen $0^{\circ} < \Theta < \Theta_A$ y, en la componente "quasi-2D", $\Theta_B < \Theta < 90^\circ$, donde Θ_A y Θ_B serán especificados en la sección 5.3. En adelante, dejaremos de usar la etiqueta "quasi" y nos referiremos a estas dos poblaciones simplemente como slab y 2D.

La primera evidencia observacional de que el viento solar contiene a 1 UA fluctuaciones tipo slab y tipo 2D fue proporcionada por Matthaeus et al. (1990). Sus resultados, obtenidos mediante técnicas de una sola sonda, fueron representados en la figura 5.1 conocida como "Cruz de Malta". Los contornos de nivel de la función de correlación en dos dimensiones presentan un patrón en cruz cuando se los grafica en un plano de dos dimensiones en el que uno de los ejes es paralelo al campo magnético. Hay un lóbulo a lo largo de cada eje, ambos sugieren la presencia de las dos poblaciones de fluctuaciones, slab y 2D.

Más recientemente, Dasso et al. (2005b) llevaron adelante un análisis similar, y mostraron que al subdividir las observaciones de viento en VS rápido (con velocidades mayores a 500 km/s) y VS lento (con velocidades menores a 400 km/s), ambos regímenes

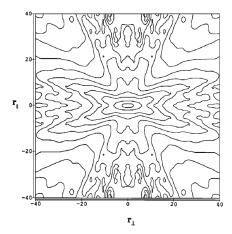


Figura 5.1: Curvas de nivel de la función de correlación (en dos dimensiones) de las fluctuaciones del viento solar como función de la distancia paralela y perpendicular al campo magnético medio ${\bf B_0}$. Las fluctuaciones con vectores de onda paralelos a ${\bf B_0}$ contribuyen a los contornos elongados a lo largo de r_{\perp} . Las fluctuaciones con vectores de onda perpendiculares a ${\bf B_0}$ contribuyen a los contornos paralelos a r_{\parallel} . (Extraído de Matthaeus et al. (1990)).

pertenecen a ensambles diferentes: el viento rápido contiene más fluctuaciones tipo slab que fluctuaciones tipo 2D, mientras que en el viento lento la situación se invierte. Las funciones de correlación que resultan de este análisis separando en viento lento y viento rápido también exhiben una estructura tipo cruz; se muestran en la figura 5.2.

Todos estos estudios realizados con una sola sonda han sido recientemente validados con estudios basados en técnicas de más de una sonda (Matthaeus et al. 2005; Osman & Horbury 2007; Dasso et al. 2008; Weygand et al. 2009; Matthaeus et al. 2010; Weygand et al. 2011); permitiendo hoy en día asumir que el viento solar a 1 UA en el plano de la eclíptica contiene una población más abundante de fluctuaciones 2D y una componente menor de fluctuaciones tipo slab.

Así, todos estos resultados a 1 unidad astronómica nos motivan a realizarnos las siguientes preguntas: la diferencia en las poblaciones relativas de las fluctuaciones en viento lento y rápido (Dasso et al. 2005b, ver figura 5.2), ¿es consecuencia de las diferencias intrínsecas en las propiedades de las fluctuaciones en las fuentes coronales? O, si consideramos que una corriente de viento rápido va a llegar a 1 UA más rápido que una corriente de viento lento, mostrando en consecuencia estadíos más jóvenes en la evolución

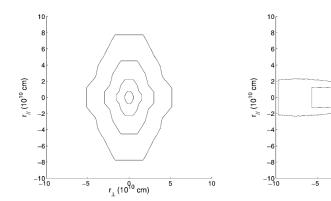


Figura 5.2: Curvas de nivel de la función de correlación (en dos dimensiones) de las fluctuaciones del viento solar como función de la distancia paralela y perpendicular al campo magnético medio $\mathbf{B_0}$. El panel izquierdo corresponde a viento lento. El panel derecho corresponde a viento rápido. (Extraído de Dasso et al. (2005b)).

de la turbulencia interplanetaria entonces, la diferencia en las poblaciones relativas de las fluctuaciones en viento lento y rápido ¿se debe a la evolución dinámica de la turbulencia desde el Sol hasta 1 UA (asumiendo condiciones iniciales similares)?

Para poder responder a estas preguntas, pretendemos entender cómo (o si) la anisotropía en las fluctuaciones del VS evoluciona con la heliodistancia desde el Sol en la heliosfera interna y externa, teniendo así en cuenta (en la medida de lo posible) la edad dinámica de la turbulencia como también la dirección del campo magnético y la velocidad del viento solar.

En esta tesis abordamos estas cuestiones estudiando parcelas de plasma solar con diferentes edades (20 horas - 600 horas, ver capítulo 4). Los resultados que se van a presentar en este capítulo muestran que la anisotropía medida por la escala de correlación evoluciona sistemáticamente en la heliosfera interna hasta llegar a heliodistancias cercanas a 1 UA. Desde allí la anisotropía es débil pero aún persiste.

5.2. Análisis

5.2.1. Longitudes de correlación anisótropas

En la sección 3.2.1 se describió el procedimiento para el cálculo de funciones de correlación y longitudes de correlación desde las observaciones realizadas en el viento

10

 $r_{\perp} (10^{90} \text{ cm})$

solar.

En el presente capítulo se estudia la anisotropía en la longitud de correlación λ . Consideremos entonces un desplazamiento espacial $\mathbf{r}(\Theta) = r\hat{\mathbf{r}}$ que yace en la dirección radial $\hat{\mathbf{r}}$ desde el Sol hasta la sonda y que forma un ángulo Θ con la dirección promedio del campo magnético $\langle \mathbf{B} \rangle$ medido in situ. Si la turbulencia es isótropa, las correlaciones decaen de la misma forma en todas las direcciones. Sin embargo, cuando la turbulencia es anisótropa, la función de correlación tendrá un comportamiento diferente en las diferentes direcciones, esto es, dependerá del ángulo Θ . Podemos entonces construir una medida de esta anisotropía en la correlación calculando la longitud de correlación anisótropa de la siguiente manera:

$$\lambda(\Theta) = \frac{\int_0^\infty \langle \mathbf{b}(\mathbf{0}) \cdot \mathbf{b}(r\hat{\mathbf{r}}(\Theta)) \rangle dr}{\langle b^2 \rangle}$$
 (5.1)

Aquí $\hat{\mathbf{r}}(\Theta)$ es un vector unitario que define la dirección de integración; información sobre la anisotropía se obtiene de la comparación de $\lambda(\Theta)$ para diferentes valores de Θ . Siguiendo la convención presentada en la sección 3.2.1, podemos entender a las variaciones en $\lambda(\Theta)$ como una medida anisótropa del tamaño de los torbellinos más grandes en la turbulencia (Batchelor 1967).

5.2.2. Análisis de datos

Del total de intervalos de 24 hs que conforman la base de datos, descripta en la sección 3.2.2, seleccionamos un subconjunto de ellos para el estudio de anisotropías, acorde a los criterios que se describen a continuación.

Dado que la distribución de λ es lognormal (ver capítulo 4), y por lo tanto asimétrica, consideramos como valores extremos a aquellos valores de λ que se apartan de la media en más de un σ hacia la izquierda y en más de dos σ hacia la derecha. También consideramos como atípicos aquellos intervalos I en los que la dirección de $\langle \mathbf{B} \rangle$, y por lo tanto Θ^I , no está bien definida dentro del intervalo de 24 hs. Para esto, definimos la cantidad $\Delta\Theta^I = |\Theta^I_1 - \Theta^I_2|$ como la diferencia entre el ángulo Θ^I_1 considerando la primer mitad del intervalo (primeras 12 horas) y considerando la segunda mitad del intervalo (Θ^I_2). Valores bajos de $\Delta\Theta^I$ implican poca variación de la dirección de $\langle \mathbf{B} \rangle$. Así, para retener el \approx 80 % de los intervalos correspondientes a cada sonda, ver figura 5.3, seleccionamos aquellos intervalos en los que $|\Delta\Theta|$

Finalmente, el conjunto final de datos que utilizamos en este estudio incluye: el valor medio dentro del intervalo de la distancia desde el Sol a la sonda D^I , el valor medio dentro del intervalo de la velocidad del viento solar V^I_{sw} , el ángulo entre la dirección media del campo magnético $\langle \mathbf{B}^I \rangle$ y la dirección de la velocidad del viento solar $\hat{\mathbf{r}}$, y la

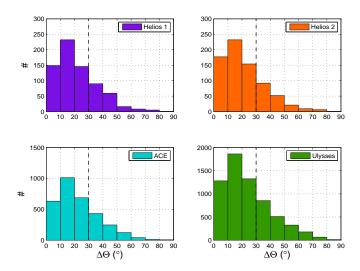


Figura 5.3: Histogramas de la variación del ángulo entre la dirección del campo magnético medio y la radial, $\Delta\Theta^I$, observados por cada sonda. La línea a trazos deja a su izquierda el ≈ 80 % de los intervalos observados. Cada cuenta dentro de un bin corresponde a un intervalo I de 24 horas de extensión temporal.

longitud de correlación λ^I . El número final de intervalos que estudiamos es de 536 para H1, 529 para H2, totalizando 1065 intervalos en la heliosfera interna, 2242 intervalos observados por ACE y en la heliosfera externa (y sobre la eclíptica) 2043 intervalos de la sonda Ulysses. Si bien la misión Helios presenta una cantidad significativa de rangos temporales sin observaciones en su base de datos más completa, nuestros intervalos finales están aproximadamente equidistribuidos durante el ciclo solar 21 como se muestra en la figura 5.4 (para mayor detalle ver la sección 5.3.2) y a lo largo de la órbita de las sondas.

5.3. Resultados

5.3.1. Evolución de la anisotropía de λ

De manera similar a lo realizado en el capítulo 4, definimos diferentes estaciones a lo largo de la distancia radial respecto del Sol. Estas nuevas estaciones espaciales difieren de las usadas previamente debido a la menor cantidad de intervalos estudiados en el presente capítulo. Para la heliosfera interna establecimos tres rangos, uno cercano al Sol, otro intermedio y un tercero cercano a 1 UA, cada uno de ancho 0.23 UA para Helios 1 y

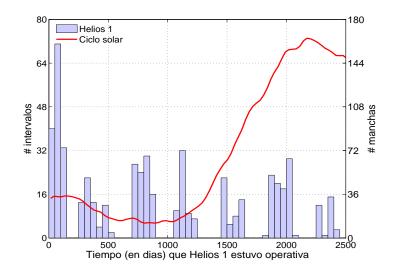


Figura 5.4: Cantidad de intervalos analizados de Helios 1. La figura muestra cómo se distribuyen las observaciones durante el tiempo que la misión estuvo operativa en comparación con las diferentes etapas del ciclo solar. Helios 2 presenta una distribución similar.

0,22 UA para Helios 2. En la heliosfera externa, entre 1.3 UA y 5.3 UA, se establecieron 5 rangos con ancho 0.83 UA cada uno.

Luego, en cada estación espacial establecimos dos canales angulares: un canal "paralelo" delimitado por $0^{\circ} < \Theta^{I} < 40^{\circ}$ y un canal "perpendicular" delimitado por $50^{\circ} < \Theta^{I} < 90^{\circ}$. Estos dos canales angulares pueden parecer un tanto amplios para el estudio de anisotropías. Dado que queremos estudiar a las poblaciones "quasi-slab" y "quasi-2D" correspondientes a $\Theta^{I} \approx 0^{\circ}$ y a $\Theta^{I} \approx 90^{\circ}$, la ampliación de los canales hasta un ancho de 40° incrementa las cuentas sin polucionar los resultados. Al explorar bines angulares más angostos, los resultados eran cualitativamente similares pero presentando barras de error más grandes, consecuencia de las pocas cuentas en los bines.

Distribuimos todos los intervalos que conforman nuestro conjunto de datos en los diferentes bines espaciales y canales angulares, y realizamos promedios condicionales de λ . Así, para cada estación espacial obtuvimos un valor medio de λ_{\parallel} y un valor medio de λ_{\perp} . El orden relativo entre λ_{\parallel} y λ_{\perp} puede ser interpretado en términos de la abundancia relativa de la dos componentes básicas, slab y 2D, de las fluctuaciones MHD en el viento solar (Matthaeus et al. 1990; Bieber et al. 1994; Ruiz et al. 2011), presentadas en la sección 5.1. La preponderancia de la componente slab con vectores de onda principalmente

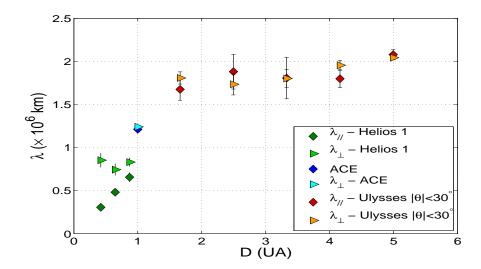


Figura 5.5: Evolución con la heliodistancia de λ_{\parallel} (rombos) and λ_{\perp} (triángulos). Las barras muestran el error del promedio dentro del bin. El valor de λ reportado en esta figura corresponde al obtenido por el método i (ver sección 3.2.2). El método ii arroja resultados similares. Los datos que se muestran para D < 1 UA corresponden a Helios 1. Helios 2 arroja resultados similares.

paralelos al campo magnético medio $\mathbf{B_0^I}$ se identifica con $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}$ <1. En cambio, la preponderancia de la componente 2D con vectores de onda principalmente perpendiculares a $\mathbf{B_0^I}$ se identifica con $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}$ >1 (Matthaeus et al. 1990; Dasso et al. 2005b; Ruiz et al. 2011). Varios trabajos observacionales previos han mostrado que en la eclíptica a 1 UA se tiene que $\lambda_{\parallel} > \lambda_{\perp}$ tanto para el viento solar lento, como también para muestras de viento lento y rápido mezclados (Matthaeus et al. 1990; Milano et al. 2004; Dasso et al. 2005b; Weygand et al. 2009). Esto se debe a que, cerca del plano de la eclíptica, el viento lento es mucho más frecuente que el viento rápido, y por lo tanto todos los valores medios que se computen para una muestra de viento mezclado favorecerán las propiedades del viento lento y no favorecerán las características del viento rápido.

La figura 5.5 muestra la evolución de λ_{\parallel} y λ_{\perp} con la heliodistancia observada por Helios 1, ACE y Ulysses. Los datos que se presentan en los gráficos de esta sección corresponden a longitudes de correlación calculadas con el método i (ver sección 3.2.2). Se han repetido todos los estudios usando longitudes de correlación estimadas con el método ii, obteniendo los mismos resultados, para cada una de las sondas.

Para la estación más cercana al Sol, encontramos que la turbulencia es altamente

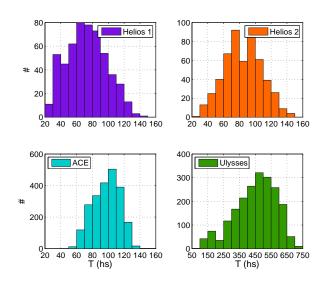


Figura 5.6: Histogramas de la edad turbulenta del plasma interplanetario T observada por cada una de las cuatro sondas. Cada cuenta dentro de un bin es un intervalo I de 24 horas de extensión temporal.

anisótropa, con $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}=0.58$ (0.89) para Helios 1 (Helios 2). A medida que la heliodistancia crece, la anisotropía observada se debilita debido a un crecimiento sostenido de λ_{\parallel} en la heliosfera interna mientras λ_{\perp} permanece casi constante, implicando además un corrimiento de k_{\parallel} hacia frecuencias espaciales más chicas (Bruno & Carbone 2013). La anisotropía continúa debilitándose hasta 1 UA, a partir de allí λ_{\parallel} y λ_{\perp} son similares, i.e., no es posible distinguir un orden claro entre ambas, indicando una anisotropía leve hasta valores de D \sim 5 UA en la heliosfera externa. La figura 5.5 muestra así, por primera vez, la evolución de la anisotropía en la escala integral de la turbulencia del viento solar con la distancia heliocéntrica en la heliosfera desde 0.3 UA hasta 5.3 UA.

Motivados por nuestros resultados, recordando que el orden relativo entre λ_{\parallel} y λ_{\perp} es diferente entre viento rápido y lento y, considerando que el viento rápido llegará antes a 1 UA (y por lo tanto será más joven que el viento lento), analizamos la dependencia de $\lambda(\Theta)$ con la edad T del viento en el intervalo, ver ecuación (4.6). Establecimos entonces diferentes rangos en la edad turbulenta T del viento. Para las observaciones de Helios 1 y Helios 2 elegimos 3 rangos con ancho de 40 hs, para las de ACE 30 hs. Para las observaciones de Ulysses establecimos 5 rangos de edad con ancho de 130 horas. Todas estos rangos de edad cubren una cantidad comparable de observaciones como se puede

ver en los histogramas de la figura 5.6.

Dentro de cada bin de edad T, definimos los mismos dos canales angulares: el paralelo $(0^{\circ} < \Theta < 40^{\circ})$ y el perpendicular $(50^{\circ} < \Theta < 90^{\circ})$. Distribuimos todos los intervalos en los diferentes bines temporales y canales angulares; y realizamos promedios condicionales de λ . Así, para cada bin de edad, obtuvimos un valor representativo de λ_{\parallel} y uno de λ_{\perp} .

Los resultados de este análisis de evolución teniendo en cuenta la edad turbulenta del viento se presentan los dos paneles de la figura 5.7.

Para un viento joven con edad cercana a 40 hs, se observa que $\lambda_{\parallel} \sim \lambda_{\perp}/2$, indicando que la componente slab de las fluctuaciones es significativamente dominante. A medida que la edad del viento crece, λ_{\parallel} crece mientras que λ_{\perp} permanece relativamente constante. A partir de $T \sim 100$ horas se observa una leve inversión de las poblaciones relativas (allí $\lambda_{\parallel} > \lambda_{\perp}$) pero luego una tendencia hacia la isotropización de λ , evidenciado en una disminución del cociente $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}$. Este resultado es lo que se espera a 1 UA para una muestra de viento lento y rápido mezclado. A medida que el viento envejece aún más, la anisotropía es cada vez más débil y no logra distinguirse un comportamiento anisótropo claro.

La fuerte anisotropía en la escala de correlación cuando la turbulencia en el viento es joven, es consistente con la inyección cerca del Sol de ondas de Alfvén. Así, nuestras observaciones soportan la existencia de una evolución turbulenta con transferencia espectral desde vectores de onda k_{\parallel} hacia vectores de onda k_{\perp} , como así también una mayor velocidad de cascada en dirección perpendicular a $\mathbf{B_0}$, consistente con cascadas de energía direccionales en turbulencia MHD (e.g., Shebalin et al. 1983; He et al. 2013).

Los cuatro paneles de la figura 5.8 presentan, para cada una de las cuatro sondas, los valores de λ_{\parallel} y de λ_{\perp} en cada intervalo I como función de la edad pero sin ningún bineado. Las líneas punteadas, roja para λ_{\parallel} y azul para λ_{\perp} , son ajustes lineales por cuadrados mínimos a los datos. Estas rectas revelan que, en la heliosfera interna λ_{\parallel} crece con la edad a una tasa significativamente mayor que λ_{\perp} , mientras que en la heliosfera externa, la tasa de crecimiento es para ambas extremadamente pequeña.

En la heliosfera interna, podemos reportar un comportamiento lineal de λ_{\parallel} , esto es $\lambda_{\parallel,s}(T)=a_{\parallel,s}T+b_{\parallel,s}$, donde la etiqueta s es indicativa de la sonda (H1 o H2). Del ajuste lineal por cuadrados mínimos obtenemos: $a_{\parallel,H1}=(5,3\pm0,5)\times10^{-5}$ AU h^{-1} , $a_{\parallel,H2}=(1,8\pm0,7)\times10^{-5}$ AU h^{-1} , $b_{\parallel,H1}=(1,2\pm0,3)\times10^{-3}$ AU y, $b_{\parallel,H2}=(4,4\pm0,5)\times10^{-3}$ AU. En cambio, en el caso de λ_{\perp} , su evolución es tan débil, que ni Helios 1 ni Helios 2 pueden observarlo de forma concluyente, ya que las pendientes, $a_{\perp,H1}$ y $a_{\perp,H2}$, dentro de las barras de error, pueden ser cero: $a_{\perp,H1}=(1\pm1)\times10^{-5}$ AU hs^{-1}

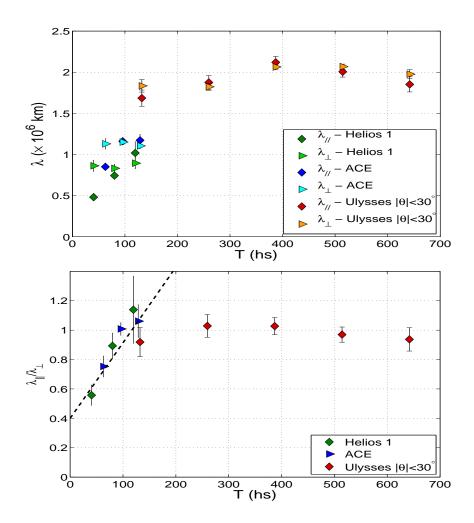


Figura 5.7: Panel superior: evolución con la edad turbulenta del viento solar de λ_{\parallel} y λ_{\perp} . Las barras muestran el error del promedio dentro del bin. El valor de λ reportado en esta figura corresponde al obtenido por el método i. El método ii arroja resultados similares. Sólo se muestran datos correspondientes a Helios 1. Helios 2 arroja resultados similares. Panel inferior: evolución de $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}$ con T. La línea a trazos es la predicción teórica dada por la ecuación (5.2).

 $a_{\perp,H2} = (0.6 \pm 0.9) \times 10^{-5} \text{ AU hs}^{-1}$.

Un estimador adimensional global de la evolución de la anisotropía en el rango $10~\rm horas < T < 200~\rm horas$ puede ser definido como:

$$\Upsilon(T) = \frac{\lambda_{\parallel}}{\lambda_{\perp}} = \frac{(AT + B)}{\langle \lambda_{\perp} \rangle}$$
 (5.2)

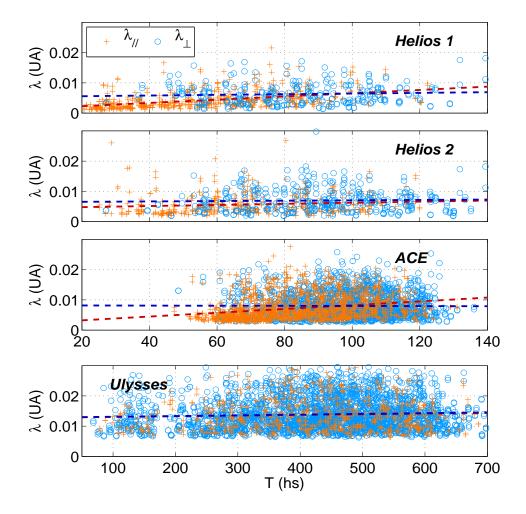


Figura 5.8: Diagrama de puntos para λ_{\parallel} y λ_{\perp} vs. la edad. Se muestran para referencia tendencias lineales en cada panel: la línea roja es un ajuste lineal de λ_{\parallel} ; la línea azul es un ajuste lineal de λ_{\perp} .

Si promediamos los datos que provienen de las dos misiones en la heliosfera interna obtenemos: $A = (3.6 \pm 1.7) \times 10^{-5} \text{ AU hs}^{-1}$, $B = (2.8 \pm 1.6) \times 10^{-3} \text{ AU}$, donde como error hemos asignado la semidiferencia de los valores de las sondas Helios 1 y Helios 2 y $\langle \lambda_{\perp} \rangle = 0.007 \pm 0.004 \text{ AU}$. Esta ley empírica se ha graficado en el panel inferior de la figura 5.7.

5.3.2. ¿Dependencia con el ciclo solar?

El viento solar tiene una estructura tridimensional que depende fuertemente del ciclo solar (e.g., McComas et al. 2003). En épocas de baja actividad solar, la estructura del viento solar es bi-modal, con un viento rápido tenue, regular y uniforme originándose en las latitudes polares de Sol y un viento lento muy variable naciendo en las latitudes ecuatoriales. La principal diferencia en el mínimo solar entre el viento ecuatorial y el viento polar, es que este último carece de interacciones dinámicas con corrientes de plasma más lentas y así fluye libremente hacia el medio interplanetario. En cambio, en épocas de máxima actividad solar, el viento tiene una estructura mucho más compleja y variable, con origen en fuentes solares mucha más diversas. El viento ecuatorial se extiende hacia latitudes mayores al punto que ya no es posible distinguir al viento polar del ecuatorial. Todos estos aspectos se ilustran en la figura 5.9, dónde se puede ver la variabilidad de la velocidad del viento en las dos primeras órbitas de Ulysses. Por otro lado se sabe

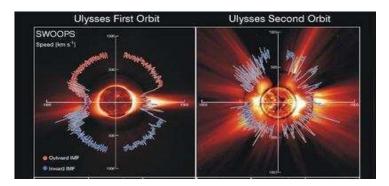


Figura 5.9: Gráfico de la velocidad del viento solar a lo largo de las dos primeras órbitas de Ulysses. La primer órbita ocurrió durante el mínimo solar y mostró viento lento sobre el ecuador y un viento rápido en los polos. La segunda órbita coincidió con el máximo solar y mostró vientos rápidos y lentos en todas las latitudes, en consonancia con la gran actividad del Sol. (Extraída de McComas et al. (2003)).

que los gradientes en el campo de velocidades en las grandes escalas pueden dar lugar a inestabilidades locales que inyectan energía en el flujo, conduciendo así a un estado de turbulencia bien desarrollada (Roberts et al. 1992). En altas latitudes, la ausencia de fuertes cizalladuras favorece la supervivencia de fluctuaciones alfvénicas de muy baja frecuencia aún para heliodistancias grandes (Bruno & Carbone 2013) resultando en una evolución más lenta de la turbulencia comparada con la evolución en el plano de la eclíptica. Existe soporte teórico y numérico para esperar que regiones con una fuerte

cizalladura estén asociadas con una evolución rápida desde un estado puramente alfvénico hacia un estado más mezclado de fluctuaciones tipo slab y tipo 2D.

Dado que durante períodos de alta actividad solar existe más cizalladura entre (y dentro de) diferentes corrientes de viento solar y, que los gradientes de velocidad contribuyen significativamente a la evolución de las fluctuaciones del plasma interplanetario, es razonable preguntarse si la evolución observada en la sección 5.3.1 se ve afectada por el ciclo de actividad solar. Más correctamente, resulta natural preguntarse si, el ciclo solar a través de este mecanismo de cizalladura, asumiendo condiciones iniciales turbulentas idénticas cerca del Sol, puede afectar a las propiedades de la turbulencia en el medio interplanetario, en particular su anisotropía, la cual indirectamente mide el nivel de evolución de la turbulencia en el viento.

Para explorar este posible escenario, repetimos el análisis anterior pero discriminando las observaciones según fueron realizadas en épocas de mínimo o máximo solar. Para

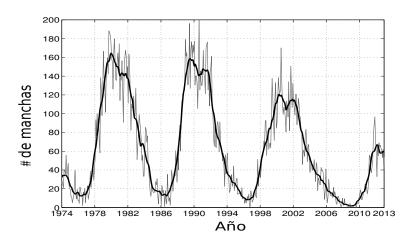


Figura 5.10: Número de manchas solares: promedio mensual (negro) y suavizado anual (gris) de los últimos 4 ciclos solares. (Datos extraídos de SIDC: Solar Influences Data Analysis Center).

delimitar períodos de mucha o poca actividad, nos basamos en la variación del número de manchas solares que se muestra en la figura 5.10. Allí, se muestran datos desde 1976 hasta 2013, rango de tiempo que contiene al período de observación de las cuatro sondas con las que se trabajó en esta tesis. Establecimos que los períodos de máxima actividad solar son aquellos para los que se registra una cantidad de manchas mensuales mayor a 80, mientras que los períodos de mínima actividad son aquellos en los que se cuenten menos de 60 manchas mensuales. La tabla 5.1 lista los bordes de cada régimen de actividad

Tabla 5.1: Fechas que delimitan los períodos de máxima y mínima actividad solar consideradas por separado para cada sonda.

	Mínimo sol	Máximo so	lar	
Misión	Desde:	Hasta:	Desde:	Hasta:
Helios 1	13/12/1974	31/12/1977	01/06/1978	20/06/1981
Helios 2	13/01/1976	31/12/1977	01/06/1978	20/06/1981
ACE	01/06/1993	01/06/1998	01/03/1088	01/09/1992
	01/01/2004	2009	01/01/1999	01/01/2003
Ulysses	01/06/1993	01/06/1998	01/03/1088	01/09/1992
	01/01/2004	2009	01/01/1999	01/01/2003

solar considerados que surgen del criterio establecido. Como se mostró en la sección 5.3, el grado y el tipo de anisotropía pueden variar con la distancia heliocéntrica (Ruiz et al. 2010, 2011) y con la velocidad del viento (Dasso et al. 2005b; Weygand et al. 2011). Por eso, repetimos el análisis realizado pero sólo estudiando la evolución en los diferentes períodos de actividad solar en términos de la edad turbulenta T del viento. La figura 5.11 muestra la evolución de $\lambda \parallel / \lambda_{\perp}$ con T durante el mínimo de actividad solar (panel izquierdo) y el máximo de actividad (panel derecho). En ambos casos vemos que la anisotropía en la escala integral evoluciona desde una población dominante slab hacia hacia una población 2D apenas más abundante, y luego hacia la isotropización. Si bien durante el máximo solar las longitudes de correlación parecen tomar valores más altos, no se logra observar un dependencia clara de la anisotropía con las distintas etapas del ciclo (Ruiz et al. 2012).

5.4. Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado la anisotropía en las fluctuaciones magnéticas del viento solar, y su evolución en la heliosfera, tanto con la heliodistancia D como con la edad del viento T, y cómo dependen con el nivel de la actividad solar.

Para este estudio de la anisotropía empleamos como principal indicador la longitud de autocorrelación magnética λ , medida tanto paralela como perpendicular a la direc-

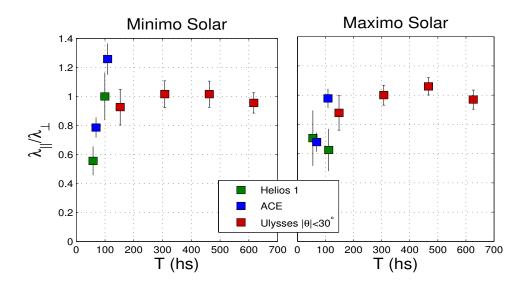


Figura 5.11: Evolución de la anisotropía con la edad para diferentes etapas del ciclo solar.

ción del campo magnético medio. Anisotropías en la escala integral de la turbulencia resultan también en anisotropías en la distribución de la energía en números de onda ${\bf k}$ correspondientes al extremo de las escalas grandes en la cascada turbulenta.

La evolución observada de la anisotropía con la distancia heliocéntrica, presentada en esta tesis, está en acuerdo con varias teorías de turbulencia que favorecen la transferencia espectral de energía desde la dirección k_{\parallel} hacia la dirección k_{\perp} . De los experimentos, la teoría y las simulaciones numéricas se espera que la cascada anisótropa magnifique preferencialmente a los gradientes en la dirección perpendicular al campo magnético medio, mientras que la evolución de la componente paralela del vector de onda sea relativamente suprimida (e.g., Zweben & Taylor 1981; Shebalin et al. 1983; Robinson & Rusbridge 1971; Oughton et al. 1994; Goldreich & Sridhar 1995).

Los resultados presentados en este capítulo son consistentes con una mayor abundancia de la población de fluctuaciones tipo slab cerca del Sol respecto de la población 2D. La población slab progresivamente evoluciona, de acuerdo con la edad del viento solar, definida como el tiempo empleado por las parcelas de fluido desde su nacimiento cerca del Sol hasta su observación *in situ*. Durante esta evolución, la abundancia relativa de las componentes tipo slab y tipo 2D muestra una tendencia a invertirse para edades del VS cercanas a 120 hs, alcanzando un estado con mayor componente 2D.

En este capítulo mostramos por primera vez que el viento solar rápido y el viento solar

lento no son intrínsecamente diferentes, sino que la mayor abundancia de la población slab observada en viento rápido (viento joven a 1 UA) y la mayor abundancia de la población 2D observada en viento lento (viento viejo a 1 UA) es consecuencia de la evolución dinámica de las fluctuaciones (Ruiz et al. 2010, 2011), independiente incluso de la etapa del ciclo de actividad solar (Ruiz et al. 2012). La cascada direccional de energía permite una migración de las fluctuaciones hacia la población 2D a medida que el viento envejece.

Capítulo 6

Conclusiones

Las conclusiones correspondientes a cada uno de los estudios específicos desarrollados en esta tesis se han presentado en las secciones 3.4, 4.4 y 5.4. A continuación se listan los resultados y conclusiones generales.

El viento solar constituye un laboratorio astrofísico natural en el cual se pueden estudiar diferentes aspectos de la turbulencia magnetohidrodinámica (MHD). Es además el medio turbulento más estudiado en astrofísica y el plasma natural con mayor número de Reynolds accesible de forma directa.

A lo largo de esta tesis se estudiaron varios aspectos de la turbulencia en el viento solar, luego de que este plasma es originado en el Sol, a partir de observaciones realizadas in situ en diferentes distancias heliocéntricas. A tal fin hemos analizado más de 30 años de observaciones del viento solar efectuadas por las sondas Helios 1, Helios 2, ACE y Ulysses.

Helios 1 y Helios 2 son las únicas sondas que han explorado de forma sistemática la heliosfera interna, realizando observaciones in situ del plasma y campo magnético del viento solar, proveyendo al día de hoy la mejor evidencia disponible del estado de la turbulencia cerca del Sol y dando indicios sobre las posibles condiciones iniciales de la turbulencia en la corona exterior. ACE en cambio ha observado continuamente el entorno cercano a la Tierra proporcionando así una cobertura continua de los parámetros del viento solar. Ulysses, debido a su trayectoria orbital, ha explorado la heliosfera externa hasta 5.3 UA, recogiendo valiosas observaciones del plasma y del campo magnético muy lejos de las condiciones iniciales.

En el capítulo 3 mostramos por primera vez que la estructura de las funciones de correlación R en turbulencia MHD son autosemejantes, acorde con la hipótesis realizada por de Kármán & Howarth (1938) para la turbulencia hidrodinámica, y que aún no había

sido empíricamente mostrada en plasmas espaciales. Aún más, encontramos que la longitud de autocorrelación magnética λ (el cual asociamos con la integral de la turbulencia) resulta ser una escala de autosemejanza. Además, luego de haber re-escalado R, medimos el índice espectral q correspondiente al espectro de energía magnética ($E(k) \sim k^{-q}$) representativo del viento solar a 1 unidad astronómica (UA) en la eclíptica, usando la mayor muestra estadística de observaciones $in\ situ$ hasta la fecha. Encontramos que $q=1,738\pm0,002$, valor cercano, pero ligeramente mayor que el correspondiente al modelo clásico de Kolmogorov (1941).

Cualquiera sea la ley de potencias que exista para el espectro de energía del viento solar, esta puede verse afectada (dentro del marco teórico presentado en esta tesis) además, por fluctuaciones compresibles o por la cantidad de intermitencia presente en el flujo (Bruno & Carbone 2013). Estudios de intermitencia en el viento solar deberían ser realizados en el futuro como continuación del presente trabajo.

En el Capítulo 4 caracterizamos la evolución de la longitud integral de la turbulencia en el viento solar. Encontramos que λ crece con la distancia heliocéntrica: $\lambda(D) =$ $0.89(D/1\,UA)^{0.43} \times 10^6$ km, y con la edad nominal del viento: $\lambda(T) = 0.10(T/1\,hs)^{0.47} \times 10^6$ 10⁶ km, consistente con el corrimiento del "quiebre" en el espectro hacia la zona de bajas frecuencias y con las predicciones de modelos de turbulencia MHD basados en el enfoque dado por de Kármán & Howarth (1938). Caracterizamos también la función de distribución de probabilidad (FDP) de λ en el viento solar, en regímenes de beta de protones β_p alto y bajo a diferentes heliodistancias y mostramos la evolución de la FDP hacia una función lognormal. Además de su componente estacionaria, el viento solar tiene varias componentes transitorias, de las cuales las eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs) y nubes magnéticas (NMs) son un ejemplo. Elegimos el criterio de Richardson & Cane (1995) para separar al viento solar usual de esta componente transitoria. Caracterizamos la FDP de λ en esta componente a 1 UA. Encontramos, por medio del test de bondad de ajuste de Jarque-Bera, que la hipótesis de una distribución lognormal para λ , para los regímenes transitorio, plasma con β_p alto y plasma con β_p bajo, es compatible con los datos, con significancias igual 0.51 en el primer caso, entre 0.08 y 0.36 en el segundo y entre 0.06 y 0.1 en el último. En general, encontramos que cerca de la eclíptica las fluctuaciones del campo magnético en el viento solar están presentes en un amplio y extenso rango de escalas espaciales y temporales. Estas estructuras multi-escala, se originan parcialmente en el Sol y evolucionan debido a la dinámica turbulenta local en el viento solar. En este contexto, la conclusión más importante que extraemos es que cerca del Sol, antes del punto crítico de Alfvén, λ sigue una distribución aproximadamente lognormal cuyos parámetros progresan como consecuencia de la dinámica turbulenta del viento. Así, la distribución de λ permanece similar a una lognormal pero cambiando asintóticamente hacia una forma lognormal más precisa debido a los procesos multiplicativos en el medio interplanetario.

En el capítulo 5 presentamos un estudio de la anisotropía que se manifiesta en la longitud integral de la turbulencia consecuencia de la presencia del campo magnético de gran escala \mathbf{B}_0 en el medio interplanetario. Nos basamos en el análisis de observaciones in situ de la heliosfera interna y de la heliosfera externa, y estudiamos su evolución con la heliodistancia y con la edad. Detectamos una fuerte anisotropía cerca del Sol y una anisotropía más débil en los alrededores de la Tierra y más allá de ésta. Esta evoluvión indica la presencia de una cascada direccional de energía desde la dirección k_{\parallel} hacia la dirección k_{\perp} en acuerdo con varias teorías de turbulencia MHD. La conclusión más importante que extraemos de nuestro análisis de la anisotropía es que la diferencia en las fluctuaciones magnéticas en viento solar rápido y viento solar lento son consecuencia de la evolución del plasma y no debido a propiedades intrínsecas adquiridas en las fuentes coronales, siendo además este hecho independiente del estadío de actividad solar.

Entender la naturaleza y el origen de esta anisotropía es relevante no sólo para el estudio de la turbulencia MHD en si misma, sino también porque, por ejemplo, las fluctuaciones en el campo magnético del VS influencian de manera directa el transporte en la heliosfera, a través de la aceleración y el scattering, de partículas energéticas de origen solar y galáctico. Comprender mejor las propiedades turbulentas en el medio interplanetario es también relevante para profundizar estudios sobre su influencia en la magnetósfera terrestre y así mejorar predicciones de meteorología espacial.

En esta tesis hemos avanzado en la comprensión y caracterización de la estructura del tensor de correlación magnético en el viento solar y su evolución. Quedan aún muchas preguntas por responder a partir de futuros estudios que continúen en esta línea.

Apéndice A

Estacionariedad y ergodicidad en turbulencia MHD en plasmas espaciales

Generalmente las observaciones de pequeña escala en el viento solar se ven como aleatorias (ver por ejemplo la figura 1.2). Este aspecto de las series temporales interplanetarias trae consigo el problema de determinar la estacionariedad temporal del conjunto de datos. El concepto de estacionariedad está relacionado con las propiedades de los promedios en el ensamble del proceso aleatorio. El proceso aleatorio es la colección de N muestras x(t), que corresponden a N realizaciones, se lo llama ensamble y lo denotamos por $\{x(t)\}$.

Las propiedades de este proceso aleatorio $\{x(t)\}$ puede ser descriptas promediando sobre toda la colección de las N posibles muestras x(t) generadas por el proceso. Entonces, eligiendo un valor t_1 de referencia para el tiempo, se definen el valor medio μ_x y la función de autocorrelación R_x como:

$$\mu_x(t_1) = \lim_{N \to \infty} \sum_{k=1}^{N} x_k(t_1)$$
(A.1)

$$R_x(t_1, t_1 + \tau) = \lim_{N \to \infty} \sum_{k=1}^{N} x_k(t_1) x_k(t_1 + \tau)$$
(A.2)

donde el índice $k = 1 \dots N$ recorre las realizaciones en el ensamble.

Si $\mu_x(t_1)$ y $R_x(t_1,t_1+\tau)$ no varían a medida que t_1 varía, se dice que la función muestra x(t) es (débilmente) estacionaria.

En este caso es posible describir las propiedades de $\{x(t)\}$ de manera simple calculando promedios temporales sobre solamente una de las funciones x(t): si el proceso aleatorio es estacionario y, las cantidades $\mu_x(k)$ y $R_x(k,\tau)$ no varían cuando se las calcula para diferentes realizaciones x_k , se dice entonces que el proceso es ergódico. Esto quiere decir que las propiedades de un fenómeno aleatorio y estacionario en el viento solar pueden ser medidas apropiadamente con una sola sonda (una sola serie temporal). En otras palabras podemos escribir:

$$\mu_x(k) = \mu_x \tag{A.3}$$

$$R_x(\tau, k) = R_x(\tau) \tag{A.4}$$

Matthaeus & Goldstein (1982) establecieron que el campo magnético del medio interplanetario se comporta generalmente como una función estacionaria y ergódica del tiempo. De hecho los autores probaron la estacionariedad débil de la función de correlación de dos puntos para series temporales recolectadas con una sola sonda en el viento solar. Mostraron que tanto el promedio (ecuación A.1) como la función de autocorrelación (ecuación A.2, y ver capítulo 2) calculados en un subintervalo convergerán a los valores estimados en todo el intervalo luego de pocos tiempos de correlación \mathcal{T} .

Apéndice B

La hipótesis de Taylor

Existen limitaciones importantes en lo que se refiere a la información que se puede obtener sobre turbulencia a partir de las mediciones de sondas en el viento solar. Entender estas limitaciones requiere de entender cómo una serie temporal medida por una sonda se relaciona con las variaciones espaciales y temporales en el plasma.

¿Qué significa medir una serie temporal en una sonda espacial? El plasma del viento solar fluye a través de la sonda con velocidades supercríticas (i.e., mayores a la velocidad del sonido y de Alfvén en el medio). Por otro lado, ondas y fluctuaciones turbulentas se encuentran en movimiento en el marco de referencia del plasma. Además, la misma sonda se mueve (lentamente) respecto del Sol.

El viento solar fluye a una velocidad de cientos de $\rm km/s$ en dirección saliente del Sol. Las ondas MHD tienen velocidades típicas en el viento solar cerca de la Tierra de varias decenas de $\rm km/s$, mientras que la sonda se traslada a velocidades de apenas unos pocos $\rm km/s$.

Estos valores típicos hacen posible realizar una simplificación muy útil, conocida como la hipótesis de Taylor (1938): la serie temporal medida por una sonda corresponde a una serie espacial en una dimensión. En esencia podemos despreciar cualquier movimiento de ondas o fluctuaciones si la onda pasa a través de ellos más rápido que la escala de tiempo en la que varían. Mediciones en una sonda tomadas en diferentes tiempos t_i pueden ser consideradas entonces como una muestra "en línea recta" en el referencial del plasma, en el conjunto de puntos $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_0 - \mathbf{V}_{sw} \cdot (t_i - t_0)$ donde \mathbf{V}_{sw} es la velocidad del viento solar (relativa a la sonda).

Apéndice C

Instrumentos para mediciones in situ

En la realización de esta tesis hemos utilizado observaciones realizadas in situ por instrumentos a bordo de sondas espaciales que miden propiedades del plasma y del campo magnético interplanetario.

Los datos correspondientes a las sondas Helios 1 y Helios 2 fueron provistos por el Dr. Eckart Marsch, investigador principal de misión. Los datos correspondientes a la sonda ACE fueron provistos por el Dr. James Weygand, miembro del Instituto de Geofísica y Física Planetaria en la Universidad de California. Las observaciones de las sonda Ulysses se obtuvieron de la base de datos disponible en http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/.

Los instrumentos in situ incluyen magnetómetros y analizadores electrostáticos de plasma que proveen información sobre el estado del plasma interplanetario.

En el presente apéndice presentamos un breve detalle de los instrumentos de medición in situ que proveen las observaciones utilizadas en los estudios realizados en esta tesis correspondientes a los capítulos 3, 4 y 5.

C.1. Helios 1 y Helios 2

La misión Helios fue diseñada para realizar mediciones in situ del medio interplanetario en el entorno cercano al Sol. Las dos sondas, idénticas, Helios 1 y Helios 2, fueron puestas en órbita alrededor del Sol el 10 de diciembre de 1974 y el 15 de enero de 1976, respectivamente. Sus órbitas (esquematizadas en la figura C.1) fueron fuertemente elípticas y de pequeña inclinación respecto el plano de la eclíptica, siendo los perihelios 0.31 UA (Helios 1) y 0.29 UA (Helios 2) con un período orbital cercano a 190 días. Dado que el eje de rotación del Sol está inclinado 7.25 grados (respecto de la eclíptica), a lo largo de su órbita las sondas Helios cubrieron latitudes heliográficas entre -7.25 y 7.25 grados.

Ambas sondas contaban con un juego de instrumentos casi iguales, dedicados al análisis in situ del plasma del viento solar y el campo magnético interplanetario, entre otros.

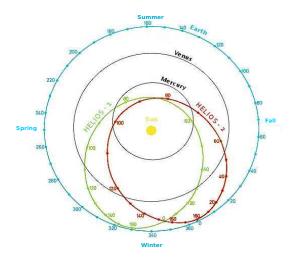


Figura C.1: Trayectorias orbitales de las dos sondas Helios 1 y Helios 2.

Las sondas Helios 1 y Helios 2 fueron y son al día de hoy, los objetos construidos por el hombre que más cerca han estado del Sol, y proveyeron así las observaciones *in situ* más cercanas al inicio de la turbulencia.

C.1.1. Magnetómetro

El instrumento Flux Gate Magnetometer fue un magnetómetro de puerta de saturación con tres ejes ortogonales del tipo Foster, montado en un brazo mecánico de la sonda de 2 metros de largo. El ancho de banda era de 4 Hz. El magnetómetro contaba con dos rangos de medición de ± 100 nT y ± 400 nT, entre los que cambiaba automáticamente. La resolución máxima era ± 0.2 nT y la velocidad de muestreo de 8 vectores por segundo (Neubauer et al. 1977).

C.1.2. Instrumentos de plasma

El experimento de plasma (*Plasma Experiment Investigation*) a bordo de las sondas Helios estaba compuesto por cuatro instrumentos independientes diseñados para investigar el plasma del viento solar. Mediante la medición de las funciones de distribución de velocidad de los diferentes tipos de partículas, se derivaban todos los parámetros

hidrodinámicos importantes del plasma del viento solar. Tres instrumentos (I1a, I1b y I3) analizaban las componentes positivas (protones y iones pesados con valores de energía por carga entre 0.155 kV y 15.32 kV) del viento. Dos de ellos contaban con resolución angular en ambas direcciones de incidencia, permitiendo así el estudio de propiedades anisótropas del plasma. El instrumento (I2) medía electrones en el rango de energía de entre 0.5 eV hasta 1660 eV (Rosenbauer et al. 1977; Marsch et al. 1982).

C.2. Advanced Composition Explorer

La sonda Advanced Composition Explorer (ACE, Stone et al. 1998) fue lanzada el 25 de agosto de 1997 y hasta la fecha orbita en el entorno del punto lagrangiano L1 situado a alrededor de 1,4 millones de kilómetros de la Tierra en dirección al Sol. Fue declarado operativa el 21 de enero de 1998 y ha estado en funcionamiento mucho más que su tiempo de vida esperado. La misión principal es la de obtener muestras de las condiciones del viento solar y de partículas energéticas (de origen solar y galáctico) en el entorno terrestre antes que el viento alcance la magnetósfera de la Tierra, y así investigar no sólo la materia eyectada desde el Sol sino también comprender la interacción entre el Sol y la Tierra. Además, ACE también proporciona datos de meteorología espacial en tiempo real y permite emitir alertas de tormentas de geomagnéticas. ACE lleva 9 instrumentos a bordo de los cuales dos (usados en esta tesis) se describen a continuación.

C.2.1. Magnetómetro

El Magnetometer (MAG, Smith et al. 1998) es un magnetómetro de puerta de saturación triaxial que mide el campo magnético interplanetario (dirección y magnitud, desde ± 4 nT hasta ± 65536 nT) con una tasa de mediciones de hasta 24 vectores por segundo.

C.2.2. Instrumentos de plasma

El instrumento denominado SWEPAM Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM, McComas et al. 1998) consiste de analizadores electrostáticos que proveen, a través de funciones de distribución de las partículas, observaciones de las cantidades macroscópicas del viento solar para estudio directo de diferentes regímenes del mismo. En particular, provee información de las velocidades, densidades y temperaturas de los flujos de electrones, protones y partículas α . SWEPAM obtiene mediciones de iones desde 0,26 hasta 36 keV y de electrones desde 1 hasta 1350 eV.

C.3. Ulysses

La sonda *Ulysses* (Bame et al. 1992) fue lanzada el 6 de octubre de 1990. Después de más de 12 años en órbita, Ulysses apagó su transmisor el 30 de junio de 2009. Para llegar a las altas latitudes solares, la sonda fue dirigida hacia Júpiter de manera que el intenso campo gravitacional joviano la acelere fuera del plano de la eclíptica. El encuentro con Júpiter ocurrió el 8 de febrero de 1992, y desde entonces Ulysses recorrió en su trayectoria ilustrada en la figura C.2 latitudes heliosféricas que van desde unos 80° al norte hasta unos 80° al sur del ecuador solar.

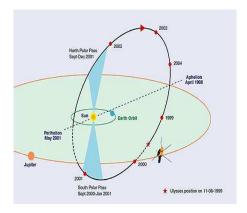


Figura C.2: Trayectoria orbital de la sonda Ulysses.

Su distancia al Sol varía desde 5.4 UA (órbita de Júpiter) hasta 1.3 UA en su acercamiento más cercano a la Tierra. La distancia al Sol cuando la sonda está sobre los polos solares es de $\approx 2,0$ UA. Su objetivo primario es explorar la heliosfera en tres dimensiones, caracterizándola como función de la latitud solar y el tiempo (i.e. la etapa del ciclo solar). Principalmente provee observaciones de la velocidad del viento solar, el campo magnético y el flujo de rayos cósmicos galácticos. También realiza observaciones del polvo interplanetario, partículas energéticas solares, ondas de plasma y fulguraciones solares. Los instrumentos a bordo de Ulysses permiten estudiar las propiedades químicas y físicas más allá del entorno terrestre y también dan una nueva visión sobre las estructuras de intersección entre el viento solar rápido y lento, las regiones de interacción corrotantes y la producción de partículas energéticas en choques. A continuación se describen los instrumentos más relevantes a esta tesis.

C.3.1. Magnetómetro

Los Vector Helium Magnetometer (VHM) y Flux Gate Magnetometer (FGM) (Balogh et al. 1992; Stone et al. 1992) son magnetómetros de puerta de saturación triaxiales, el primero vectorial y el segundo escalar que miden el campo magnético en la heliosfera y en la magnetósfera joviana desde 0,01 a 44000 nT. Tienen una resolución de hasta 2 vectores por segundo.

C.3.2. Instrumentos de plasma

El instrumento SWOOPs, Solar Wind Observations Over the Poles (SWOOPS, Bame et al. 1992), está compuesto por analizadores electrostáticos que miden iones desde 237 eV hasta 34,4 keV por carga del electrón y electrones desde 1 a 860 eV por carga del electrón. Está diseñado para caracterizar el flujo y las condiciones del plasma en 3D en un rango de distancias heliocéntricas en la heliosfera externa.

Apéndice D

El P-valor Pv en un test de hipótesis

Cualquier test de bondad de ajuste usa como herramienta principal un estadístico ξ , es decir una cierta cantidad calculada a partir de los datos y cuya función densidad de probabilidad f, suponiendo verdadera la hipótesis nula, es conocida.

Para poder tomar la decisión de aceptar o rechazar la hipótesis nula es necesaria una "regla de decisión". Para ello, podemos establecer $a\ priori$ un valor de la probabilidad de rechazar una hipótesis nula verdadera, esto es, establecer el nivel de significancia α :

$$\alpha = \int_{\xi_{\text{critico}}}^{\infty} f(\xi) d\xi \tag{D.1}$$

 α determina el valor crítico $\xi_{\rm crítico}$ del estadístico que se está usando (Frodesen et al. 1979). Entonces, si luego de realizar un test, obtenemos un valor de ξ observado $\xi_{\rm obs}$ mayor que $\xi_{\rm crítico}$, deberíamos rechazar nuestra hipótesis nula. Aumentar el valor de α , aumentará la probabilidad de rechazar incorrectamente la hipótesis nula cuando en realidad es verdadera.

Sin embargo, es aún más conveniente calcular el P-valor Pv, definido, suponiendo verdadera la hipótesis nula, como:

$$Pv = \int_{\xi_{\text{obs}}}^{\infty} f(\xi) d\xi \tag{D.2}$$

El P-valor es el valor más grande de α que se puede exigir al test tal que no rechace la hipótesis nula (Frodesen et al. 1979). En un sentido estadístico, el P-valor es la probabilidad de obtener un resultado tan extremo como, o más extremo que, el resultado que en verdad se hubiera obtenido con una hipótesis nula verdadera. Podemos entender

el P-valor (que se obtuvo para $\xi_{\rm obs}$) de la siguiente manera: supongamos que realizamos otro experimento el cual nos arroja otro valor observado del estadístico, $\xi'_{\rm obs}$; luego Pv es la probabilidad de de que $\xi'_{\rm obs}$ sea mayor que $\xi_{\rm obs}$ siendo verdadera la hipótesis nula. En otras palabras, el P-valor mide la solidez de la evidencia en favor de la hipótesis nula.

Publicaciones a las que dio origen esta Tesis

- I. Integral length scale as the similarity scale of MHD turbulence in the solar wind, Ruiz, M. E., S. Dasso y W. H. Matthaeus, en preparación.
- II. Characterization of the turbulent magnetic integral length in the Solar Wind: from 0.3 to 5 astronomical units, Ruiz, M. E., S. Dasso, W. H. Matthaeus y J. M. Weygand, Solar Physics, en referato.
- III. Characterization of intermittent structures in the solar wind, Nakwacki, M. S.,
 M. E. Ruiz y S. Dasso, Nature of Prominences and their role in Space Weather,
 Proceedings of the IAU Symposium No 300, 300, 485, doi:10.1017/S1743921313011666
 (2014)
- IV. Dynamical evolution of anisotropies of the solar wind magnetic turbulent outer scale, Ruiz, M. E., S. Dasso, W. H. Matthaeus, E. Marsch, y J. M. Weygand, Comparative Magnetic Minima: Characterizing quiet times in the Sun and Stars, Proceedings of the IAU Symposium No 286, 286, 164, doi:10.1017/S1743921312004796 (2012)
- V. Aging of anisotropy of solar wind magnetic fluctuations in the inner heliosphere, Ruiz, M. E., S. Dasso, W. H. Matthaeus, E. Marsch y J. M. Weygand, J. Geophys. Res., 116, 10102, doi:10.1029/2011JA016697 (2011)
- VI. Anisotropy of the magnetic correlation function in the inner heliosphere, Ruiz, M. E., S. Dasso, W. H. Matthaeus, E. Marsch y J. M. Weygand, Proceedings of the Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 160, doi:10.1063/1.3395826 (2010)

VII. Global and local expansion of magnetic clouds in the inner heliosphere, Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E. y Marsch, E., Astronomy & Astrophysics, **509**, A39, doi:10.1051/0004-6361/200912375 (2010)

VIII. Evolution of magnetic clouds in the inner heliosphere, Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E. y Marsch, E., Proceedings of the Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 391 doi:10.1063/1.3395826 (2010)

IX. Propiedades Turbulentas de la Heliosfera Interna, Ruiz, M. E. y Dasso, S., Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, **51**, 35, (2008)

Bibliografía

- Bale, S. D., Kasper, J. C., Howes, G. G., et al. 2009, Physical Review Letters, 103, 211101
- Balogh, A., Beek, T. J., Forsyth, R. J., et al. 1992, Astron. Astrophys. Sup. Ser., 92, 221
- Balogh, A., Lanzerotti, L. J., & Suess, S. T. 2008, The Heliosphere through the Solar Activity Cycle, Springer Praxis Books (Berlin, Heidelberg: Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK)
- Bame, S. J., McComas, D. J., Barraclough, B. L., et al. 1992, Astron. Astrophys. Sup. Ser., 92, 237
- Batchelor, G. 1967, An Introduction to Fluid Mechanics (Cambridge University Press)
- Batchelor, G. K. 1953, The Theory of Homogeneous Turbulence (Cambridge University Press)
- Batchelor, G. K. & Townsend, A. A. 1949, Royal Society of London Proceedings Series A, 199, 238
- Belcher, J. W. & Davis, Jr., L. 1971, Journal of Geophys. Res., 76, 3534
- Bieber, J. W., Matthaeus, W. H., Smith, C. W., et al. 1994, Astrophys. J., 420, 294
- Bieber, J. W., Wanner, W., & Matthaeus, W. H. 1996, Journal of Geophys. Res., 101, 2511
- Biermann, L. 1951, Zeitschrift für Astrophysik, 29, 274
- Biskamp, D. 2003, Magnetohydrodynamic Turbulence (Cambridge University Press)
- Blackman, R. & Tukey, J. 1958, The Measurement of Power Spectra (Dover)
- Bruno, R. & Carbone, V. 2013, Living Reviews in Solar Physics, 10

- Bruno, R., Carbone, V., Bavassano, B., & Sorriso-Valvo, L. 2005, Advances in Space Research, 35, 939
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., & Schwenn, R. 1981, Journal of Geophys. Res., 86, 6673
- Burlaga, L. F. 1995, Interplanetary magnetohydrodynamics, by L. F. Burlag. International Series in Astronomy and Astrophysics, Vol. 3, Oxford University Press. 1995. 272 pages; ISBN13: 978-0-19-508472-6, 3
- Burlaga, L. F. & Lazarus, A. J. 2000, Journal of Geophys. Res., 105, 2357
- Campbell, W. H. 1996, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 58, 1171
- Chen, M. Q., Chao, J. K., Lee, L. C., & Ting, N. H. 2008, The Astrophysical Journal Letters, 680, L145
- Choudhuri, A. R. 1998, The physics of fluids and plasmas: an introduction for astrophysicists (Cambridge University Press)
- Coleman, Jr., P. J. 1968, Astrophys. J., 153, 371
- D'Amicis, R., Bruno, R., Pallocchia, G., et al. 2010, Astrophys. J., 717, 474
- Dasso, S., Gratton, F. T., & Farrugia, C. J. 2003, Journal of Geophys. Res., 108, 1149
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Luoni, M. L., & Gulisano, A. M. 2005a, Adv. in Space Res., 35, 711
- Dasso, S., Matthaeus, W. H., Weygand, J. M., & et al. 2008, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 1, International Cosmic Ray Conference, 625–628
- Dasso, S., Milano, L. J., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. 2005b, AstroPhys. J., 635, L181
- de Kármán, T. & Howarth, L. 1938, Royal Society of London Proceedings Series A, 164, 192
- Démoulin, P. & Dasso, S. 2009, Astron. Astrophys., 498, 551
- Frisch, U. 1995, Turbulence: the legacy of A.N Kolmogorov (Cambridge University Press)
- Frodesen, A., Skjeggestad, O., & Tofte, H. 1979, Probability and statistics in particle physics (Universitetsforl., Bergen), 501 p.

- Galvin, A. B., Ipavich, F. M., Gloeckler, G., Hovestadt, D., & Tsurutani, B. T. 1987, Journal of Geophys. Res., 92, 12069
- Goldreich, P. & Sridhar, S. 1995, Astrophys. J., 438, 763
- Goldstein, M. L., Roberts, D. A., & Matthaeus, W. H. 1995, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 33, 283
- Gopalswamy, N. 2006, Space Science Reviews, 124, 145
- Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., & Rodriguez, L. 2012, Astron. Astrophys., 543, A107
- Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E., & Marsch, E. 2010a, Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 391
- Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E., & Marsch, E. 2010b, Astron. Astrophys., 509, A39
- Guo, J., Feng, X., Zhang, J., Zuo, P., & Xiang, C. 2010, Journal of Geophys. Res., 115, 9107
- Hansteen, V. H. 2009, Stellar winds and magnetic fields, ed. C. J. Schrijver & G. L. Siscoe (Cambridge University press), 226–255
- He, J., Tu, C., Marsch, E., Bourouaine, S., & Pei, Z. 2013, Astrophys. J., 773, 72
- Horbury, T. S., Wicks, R. T., & Chen, C. H. K. 2012, Space Science Reviews, 172, 325
- Iroshnikov, P. S. 1964, Sov. Astronom., 7, 566
- Jackson, J. D. 1998, Classical Electrodynamics Third Edition, 3rd edn. (Wiley)
- Jarque, C. M. & Bera, A. K. 1980, Economics Letters, 6, 255
- Jokipii, J. R. 2012, Space Science Reviews
- Klein, L. W. & Burlaga, L. F. 1982, Journal of Geophys. Res., 87, 613
- Klein, L. W., Matthaeus, W. H., Roberts, D. A., & Goldstein, M. L. 1992, in Solar Wind Seven Colloquium, ed. E. Marsch & R. Schwenn, 197
- Kolmogorov, A. 1941, Akademiia Nauk SSSR Doklady, 30, 301

- Kraichnan, R. H. 1965, Physics of Fluids, 8, 1385
- Kundu, P. & Cohen, I. 2004, Fluid Mechanics (San Diego: Academic Press)
- Lepping, R. P., Berdichevsky, D. B., Szabo, A., Arqueros, C., & Lazarus, A. J. 2003, Solar Phys., 212, 425
- Liemohn, M. W. & Kozyra, J. U. 2003, Jour. Atmos. Solar-Terrestrial Phys., 65, 871
- Limpert, E., Stahel, W. A., & Abbt, M. 2001, BioScience, 51, 341
- Lopez, R. E. 1987, Journal of Geophys. Res., 92, 11189
- Lopez, R. E. & Freeman, J. W. 1986, Journal of Geophys. Res., 91, 1701
- Mariani, F. & Neubauer, F. M. 1990, The Interplanetary Magnetic Field, ed. R. Schwenn & E. Marsch (Springer-Verlag), 183
- Marsch, E. 1991, MHD Turbulence in the Solar Wind, ed. R. Schwenn & E. Marsch (Springer-Verlag), 159
- Marsch, E., Schwenn, R., Rosenbauer, H., et al. 1982, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 87, 52
- Marsch, E., Thieme, K. M., Rosenbauer, H., & Pilipp, W. G. 1989, Journal of Geophys. Res., 94, 6893
- Matthaeus, W. H., Breech, B., Dmitruk, P., et al. 2007, The Astrophysical Journal Letters, 657, L121
- Matthaeus, W. H., Dasso, S., Weygand, J. M., Kivelson, M. G., & Osman, K. T. 2010, The Astrophysical Journal Letters, 721, L10
- Matthaeus, W. H., Dasso, S., Weygand, J. M., et al. 2005, Physical Review Letters, 95, 231101
- Matthaeus, W. H. & Goldstein, M. L. 1982, Journal of Geophys. Res., 87, 10347
- Matthaeus, W. H. & Goldstein, M. L. 1986, Physical. Rev. Let., 57, 495
- Matthaeus, W. H., Goldstein, M. L., & Roberts, D. A. 1990, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 95, 20673

- Matthaeus, W. H., Gray, P. C., Pontius, J. D. H., & Bieber, J. W. 1995, Physical Review Letters, 75, 2136
- Matthaeus, W. H., Montgomery, D. C., Wan, M., & Servidio, S. 2012, Journal of Turbulence, 13, 37
- Matthaeus, W. H., Oughton, S., Pontius, Jr., D. H., & Zhou, Y. 1994, Journal of Geophys. Res., 99, 19267
- Matthaeus, W. H. & Velli, M. 2011, Space Science Reviews, 160, 145
- Matthaeus, W. H., Weygand, J. M., Chuychai, P., et al. 2008, The Astrophysical Journal Letters, 678, L141
- McComas, D. J., Bame, S. J., Barker, P., et al. 1998, Space Science Reviews, 86, 563
- McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., et al. 2003, Geophys. Res. Let., 30, 1517
- Meyer-Vernet, N. 2012, Basics of the Solar Wind
- Milano, L. J., Dasso, S., Matthaeus, W. H., & Smith, C. W. 2004, Physical Review Letters, 93, 155005
- Monin, A. S. & Yaglom, A. M. 1971, Statistical fluid mechanics; mechanics of turbulence
- Montgomery, D. 1982, Physica Scripta Volume T, 2, 83
- Mood, A. M., Graybill, F., & Boes, D. 1974, Introduction to the theory of statistics, 3rd edn. (McGraw-Hill, New York)
- Mullan, D. J. & Smith, C. W. 2006, Solar Phys., 234, 325
- Müller, W.-C. & Biskamp, D. 2003, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 614, Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics, ed. E. Falgarone & T. Passot
- Nakwacki, M. S., Dasso, S., Démoulin, P., Mandrini, C. H., & Gulisano, A. M. 2011, Astron. Astrophys., 535, A52
- Nakwacki, M. S., Ruiz, M. E., & Dasso, S. 2014, in IAU Symposium, Vol. 300, IAU Symposium, 485–486
- Neubauer, F. M., Beinroth, H. J., Barnstorf, H., & Dehmel, G. 1977, Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik, 42, 599

Neugebauer, M. & Goldstein, R. 1997, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 99, 245

Neugebauer, M. & Snyder, C. W. 1966, Journal of Geophys. Res., 71, 4469

Osman, K. T. & Horbury, T. S. 2007, AstroPhys. J., 654, L103

Oughton, S., Dmitruk, P., & Matthaeus, W. H. 2006, Phys. Plasmas, 13, 042306

Oughton, S., Priest, E. R., & Matthaeus, W. H. 1994, Journal of Fluid Mechanics, 280, 95

Padhye, N. S., Smith, C. W., & Matthaeus, W. H. 2001, Journal of Geophys. Res., 106, 18635

Parker, E. N. 1958, Astrophys. J., 128, 664

Petrosyan, A., Balogh, A., Goldstein, M. L., et al. 2010, Space Science Reviews, 156, 135

Potgieter, M. S. 2010, Advances in Space Research, 46, 402

Richardson, I. G. & Cane, H. V. 1995, Journal of Geophys. Res., 100, 23397

Richardson, I. G. & Cane, H. V. 2010, Solar Phys., 264, 189

Richardson, L. F. 1922, Weather Prediction by Numerical Process, Cambridge Mathematical Library (Cambridge University Press)

Roberts, D. A., Goldstein, M. L., Matthaeus, W. H., & Ghosh, S. 1992, Journal of Geophys. Res., 97, 17115

Robinson, D. C. & Rusbridge, M. G. 1971, Physics of Fluids, 14, 2499

Rosenbauer, H., Schwenn, R., Marsch, E., et al. 1977, Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik, 42, 561

Ruiz, M. E., Dasso, S., & Matthaeus, W. H. 2014a, en preparación.

Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., Marsch, E., & Weygand, J. M. 2008, Boletin de la Asociación Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 51, 35

Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., Marsch, E., & Weygand, J. M. 2010, Twelfth International Solar Wind Conference, 1216, 160

- Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., Marsch, E., & Weygand, J. M. 2011, Journal of Geophys. Res., 116, 10102
- Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., Marsch, E., & Weygand, J. M. 2012, Proceedings IAU Symposium, 286, 164
- Ruiz, M. E., Dasso, S., Matthaeus, W. H., & Weygand, J. M. 2014b, Solar Phys., en referato.
- Schrijver, C. J. & Siscoe, G. L. 2009, Heliophysics: Plasma Physics of the Local Cosmos (Cambridge University press)
- Schwenn, R. 2006, Living Reviews in Solar Physics, 3
- Shalchi, A., Bieber, J. W., Matthaeus, W. H., & Qin, G. 2004, Astrophys. J., 616, 617
- Shebalin, J. V., Matthaeus, W. H., & Montgomery, D. 1983, Journal of Plasma Physics, 29, 525
- Smith, C. W., L'Heureux, J., Ness, N. F., et al. 1998, Space Science Reviews, 86, 613
- Smith, C. W., Matthaeus, W. H., Zank, G. P., et al. 2001, Journal of Geophys. Res., 106, 8253
- Stone, E. C., Frandsen, A. M., Mewaldt, R. A., et al. 1998, Space Science Reviews, 86, 1
- Stone, R. G., Pedersen, B. M., Harvey, C. C., et al. 1992, Science, 257, 1524
- Taylor, G. I. 1937, J. Aero. Sci, 4, 311
- Taylor, G. I. 1938, in Proc. R. Soc. London Ser. A, Vol. 164, 476–481
- Thadewald, T. & Büning, H. 2007, Journal of Applied Statistics, 34, 87
- Totten, T. L., Freeman, J. W., & Arya, S. 1995, Journal of Geophys. Res., 100, 13
- Tu, C. & Marsch, E. 1993, Journal of Geophys. Res., 98, 1257
- Tu, C.-Y. & Marsch, E. 1995, MHD structures, waves and turbulence in the solar wind: observations and theories (Dordrecht: Kluwer)
- Tu, C.-Y., Pu, Z.-Y., & Wei, F.-S. 1984, Journal of Geophys. Res., 89, 9695
- Vasquez, B. J., Smith, C. W., Hamilton, K., MacBride, B. T., & Leamon, R. J. 2007, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, 7101

- Wan, M., Oughton, S., Servidio, S., & Matthaeus, W. H. 2012, Journal of Fluid Mechanics, 697, 296
- Wang, C., Du, D., & Richardson, J. D. 2005, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 10107
- Weygand, J. M., Matthaeus, W. H., Dasso, S., & Kivelson, M. G. 2011, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 116, 8102
- Weygand, J. M., Matthaeus, W. H., Dasso, S., et al. 2009, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 114, A07213
- Wicks, R. T., Owens, M. J., & Horbury, T. S. 2010, Solar Phys., 262, 191
- Yurchyshyn, V., Yashiro, S., Abramenko, V., Wang, H., & Gopalswamy, N. 2005, Astrophys. J., 619, 599
- Zank, G. P. & Matthaeus, W. H. 1992, Journal of Geophys. Res., 97, 17189
- Zweben, S. J., Menyuk, C. R., & Taylor, R. J. 1979, Physical Review Letters, 42, 1720
- Zweben, S. J. & Taylor, R. J. 1981, Nuclear Fusion, 21, 193