

Escalas Características en  
Turbulencia Magnetohidrodinámica  
en el Entorno de Marte

Lautaro Gambino

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Mayo 2023



TEMA: Fluidos y Plasma

ALUMNO: Lautaro Gambino

L.U. N°: 420/16

LUGAR DE TRABAJO: Departamento de Física, FCEyN, UBA

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Nahuel Andrés

CODIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Pablo Dmitruk

FECHA DE INICIACION: Marzo 2022

FECHA DE FINALIZACION: Mayo 2023

FECHA DE EXAMEN: 13/06/2023

INFORME FINAL APROBADO

POR:

---

Autor: Lautaro Gambino

---

Director: Dr. Nahuel Andrés

---

Dra. Andrea Buccino

---

CoDirector: Dr. Pablo Dmitruk

---

Dra. Paola Rodriguez Imazio

---

Prof.: Dra. Silvina Ponce Dawson

---

Dr. Daniel Gomez





## Agradecimientos

Quiero comenzar agradeciendo a mis directores Nahuel y Pablo, por ofrecerme un tema de tesis en el que disfrute mucho trabajar y también por ayudarme y asegurarse de estar disponibles ante cualquier dificultad que pudiese encontrar.

A todas las amistades que hice en el transcurso de mi carrera. Muchas gracias a Muri, Tom, Pedro, Julian, Julieta, Lucas, Fede, Sabri, Lupe, Flor, Bianca, Manolo, Guille, Sheshu, Sasha(aunque siempre lo conocí), Franco y Franco, por la amistad, el apoyo y la ayuda que me ofrecieron.

A mis amigos de la secundaria, Santiago, Alexis, Porto, Juanma, Alan, el Chiki, Moran, Vasce y Lisman.

A mis amigos de Areco, Fran, Nacho, Nicol, Juanma y Mateo.

A mi mamá y a mi hermano, Jimena y Augusto, a toda mi familia por bancarme durante la carrera

Si no fuese por todo lo que me ofrecieron, yo no estaría entregando este trabajo.  
Muchas Gracias!!!





## Resumen

Haciendo uso de observaciones in situ de alta resolución temporal provistas por la misión espacial *Mars Atmosphere and Volatile Evolution* (MAVEN), se calcularon las escalas características y el número de Reynolds efectivo en el entorno de Marte. Haciendo uso de funciones de correlación para las fluctuaciones de campo magnético, se calcularon la escala de Taylor y la escala de correlación dentro de una descripción magnetohidrodinámica para un plasma. En particular, se investigaron regiones en presencia y ausencia de ondas de ciclotrón de protones, las cuales son características del entorno marciano, en el viento solar y en la región del pre-choque marciano. Finalmente, se estimó estadísticamente el número de Reynolds efectivo para las cuatro regiones de interés.



---

# ÍNDICE GENERAL

Índice de figuras	III
Índice de tablas	VII
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El viento solar y el entorno del planeta Marte . . . . .	1
1.2. La misión MAVEN . . . . .	5
<b>2. Magnetohidrodinámica</b>	<b>9</b>
2.1. Las ecuaciones de movimiento y continuidad . . . . .	9
2.2. La ley de Ohm generalizada . . . . .	10
2.3. La ecuación de inducción . . . . .	11
<b>3. Turbulencia</b>	<b>13</b>
3.1. ¿Qué es la turbulencia? . . . . .	13
3.2. La teoría de Kolmogorov . . . . .	14

3.3. Turbulencia MHD y escalas características . . . . .	17
3.3.1. La microescala de Taylor . . . . .	19
3.3.2. La escala integral . . . . .	20
<b>4. Resultados Observacionales</b>	<b>21</b>
4.1. Observaciones in situ . . . . .	21
4.2. Espectros de energía magnética . . . . .	25
4.3. Las escalas características en turbulencia MHD . . . . .	27
4.3.1. La microescala de Taylor . . . . .	27
4.3.2. La escala de correlación . . . . .	30
4.4. El número de Reynolds en el entorno marciano . . . . .	33
<b>5. Conclusiones</b>	<b>35</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>39</b>

---

# ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Esquema del entorno de la magnetosfera marciana. Se observa el viento solar incidente y la región del pre-choque para una configuración del campo magnético interplanetario (CMI). . . . .	4
1.2. Diagrama de la sonda MAVEN. Se observan los distintos instrumentos, con especial énfasis en del magnetómetro, el instrumento que provee los datos utilizados en este trabajo. Imagen extraída de Connerney et al. (2015). . . . .	7
3.1. Cascada de energía turbulenta en hidrodinámica: Los vórtices mas pequeños son generados al transferirse la energía desde las escalas mas grandes. El rango de escalas que se encuentra entre $l_d$ (escala disipativa) y $l_{in}$ (escala de inyección de energía) forma el rango inercial . . . . .	15

- 4.1. Componentes y valor absoluto del campo magnético en función del tiempo. Por un lado, (a) corresponde a un evento donde no se detectaron PCWs. Por otro lado, (b) corresponde a un evento donde se detectaron PCWs. Para ilustrar la presencia de ondas, solo se muestra un intervalo de 10 minutos. . . . . 23
- 4.2. Distribuciones espectrales del campo magnético total para (a) un caso sin presencia de ondas y (b) para un caso con presencia de ondas. En ambos casos, en línea verde vertical se marca la frecuencia de ciclotrón y en gris se muestran las ventanas de frecuencia utilizadas para determinar la existencia o no de ondas de ciclotrón. . . . . 24
- 4.3. Distribuciones espectrales del campo magnético total para (a) un caso sin presencia de ondas y (b) para un caso con presencia de ondas. En ambos casos, se muestra la recta ajustada con la ley de potencias (4.3) dentro del intervalo de frecuencias estudiado. . . . . 26
- 4.4. Histogramas de las pendientes obtenidas para el rango de frecuencias MHD. En línea punteada se muestra el valor de la ley de potencias de Kolmogorov  $\alpha = -\frac{5}{3}$ . . . . . 27
- 4.5. (a) Función de autocorrelación correspondiente al evento del 1 de Enero de 2015 en función de los incrementos espaciales. En líneas verde se muestran 3 parábolas correspondientes a ajustes de 5, 10 y 20 veces la resolución espacial  $l$ , respectivamente. (b) Escalas obtenidas para cada ajuste en función de los incrementos  $N$  utilizados en el mismo, así como la recta final ajustada y el valor final obtenido para  $\lambda_T$ . . . . . 28

4.6. Distribuciones de la escala de Taylor  $\lambda_T$  para cada una de las regiones estudiadas. . . . . 29

4.7. Función de autocorrelación en función de los incrementos espaciales para los casos estudiados en las Figuras 4.1a y 4.1b, respectivamente. . . . . 31

4.8. Histograma de las escalas  $\lambda_C$  computadas para los cuatro conjuntos de datos . . . . . 32

4.9. Histogramas de los números de Reynolds efectivos calculados a partir de las escalas calculadas en los cuatro conjuntos de datos . . . . . 34





---

# ÍNDICE DE TABLAS

4.1. Resumen de los resultados estadísticos para las pendientes de los espectro magnéticos en el rango MHD para cada una de las regiones estudiadas.	26
4.2. Análisis estadístico de $\lambda_T$ para los cuatro conjuntos de datos. . . . .	29
4.3. Análisis estadístico de $\lambda_C$ para los cuatro conjuntos de datos. . . . .	31
4.4. Análisis estadístico del número de Reynolds efectivo. . . . .	33



---

---

# CAPÍTULO 1

---

## INTRODUCCIÓN

### 1.1. El viento solar y el entorno del planeta Marte

El medio interplanetario está conformado principalmente por radiación, polvo y el viento solar proveniente del Sol. Debido a sus condiciones extremas no reproducibles en los laboratorios terrestres, el viento solar ofrece una oportunidad única para investigar una gran variedad de procesos físicos de plasmas. En pocas palabras, un plasma se puede pensar como un fluido eléctricamente cargado, donde co-existen partículas, corrientes, densidades de carga y campo electromagnéticos de manera auto-consistente. El viento solar es significativamente influenciado por la actividad del Sol a través de cambios en el campo magnético solar, lo que contribuye a modificar el campo magnético interplanetario y la dinámica del plasma en general ([Kivelson and Russell, 1995](#)). Durante su expansión, el viento solar desarrolla un régimen turbulento, el cual puede

ser estudiado a través del uso de mediciones in situ ([Matthaeus and Goldstein, 1982](#)). La turbulencia es un fenómeno fundamental de la física clásica, presente en toda la naturaleza, desde el humo de la chimenea en una fabrica, hasta en la dinámica no-lineal del medio intergaláctico ([Frisch, 1995](#)).

Al expandirse de manera supersónica, el viento solar se encuentra con los distintos planetas del sistema solar, los cuales se presentan como obstáculos y dan lugar a la formación de ondas de choque planetarias donde, entre otras cosas, el flujo incidente es desacelerado. Al atravesar este umbral, las variables del viento solar incidente, como la densidad, presión, temperatura y velocidad del viento, cambian de una forma virtualmente discontinua. A la vez, existe una pequeña fracción de partículas, que al interactuar con la onda de choque, es reflejada nuevamente al medio interplanetario, donde interactúa con el viento solar incidente y excita ondas de ultra baja frecuencia, en una región denominada pre-choque o *foreshock* ([Andrés et al., 2013](#)). Este fenómeno físico depende fuertemente de la orientación del campo magnético interplanetario frente a la onda de choque y del des-balance de presiones entre el viento solar incidente y el plasma de origen planetario (ver Figura 1.1). De esta manera, se definen dos regiones claramente distintas aguas arriba del choque, por un lado, el viento solar incidente y por otro lado, el pre-choque o foreshock planetario.

Los planetas del sistema solar pueden dividirse entre aquellos que poseen un campo magnético intrínseco (ejemplos, la Tierra, Saturno o Júpiter) y aquellos que carecen de un campo magnético intrínseco (ejemplos, Marte o Venus). En el caso de planetas sin campo magnético intrínseco, como es el caso del planeta Marte, se define una región que separa la prevalencia del campo magnético planetario del campo del viento solar incidente, usualmente llamada magnetosfera inducida y la cual esta compuesta

por distintas capas dinámicas (Kivelson and Russell, 1995). En el caso de Marte, la presencia de una exosfera neutral que se extiende más allá del choque tiene consecuencias significativas para los procesos físicos que tienen lugar al interactuar con el viento solar incidente (Acuña et al., 1998). La interacción entre la atmósfera marciana y el viento solar comienza aguas arriba del choque planetario, donde las partículas de la exosfera extendida marciana (principalmente hidrógeno) se ionizan y son recogidas (los llamados, pick-up ions) a varios radios planetarios del planeta. Como resultado de diferentes procesos de ionización que afectan a la exosfera de hidrógeno (H) marciana y la velocidad relativa entre los átomos de H y el viento solar, la función de distribución de velocidad de protones en estas altitudes (vista desde el marco de referencia viento solar) está compuesta por un núcleo de partículas del viento solar y una población no-térmica asociada con la presencia de iones planetarios recién nacidos (Romanelli et al., 2016). Se ha demostrado que este tipo de funciones de distribución de la velocidad de las partículas es muy inestable y es capaz de dar lugar a excitación de diferentes modos de onda de ultra-baja frecuencia.

La capacidad de excitar diferentes modos de ondas dependen de diversos parámetros como por ejemplo, el valor del ángulo entre el campo magnético de fondo y la dirección de la velocidad del viento solar incidente. Sin embargo, la frecuencia de estas ondas, observada desde el marco de referencia de los protones planetarios recién nacidos, es muy cercana a la frecuencia de ciclotrón de protones local (Brinca, 1991). Esta observación, la cual es válida también en el propio marco de referencia planetario y también para las observaciones de naves espaciales que se mueven alrededor del planeta con velocidades de unos pocos  $\text{km s}^{-1}$ ), resulta del hecho de que la velocidad inicial de los protones recién nacidos con respecto a la atmósfera planetaria es insignificante

en comparación con la velocidad de flujo del viento solar, como también es el caso del rango de velocidad de la nave espacial. En otras palabras, a pesar de la posibilidad de excitar diferentes modos de ondas de plasma mediante la implantación de protones planetarios en el viento solar, el desplazamiento Doppler asociado con la velocidad relativa entre la población de protones recién nacidos asociados y el viento solar es responsable de la observación de ondas en la frecuencia de ciclotrón de protones local en el marco de referencia. Estas ondas se denominan ondas de ciclotrón de protones o PCWs (por sus siglas en inglés).

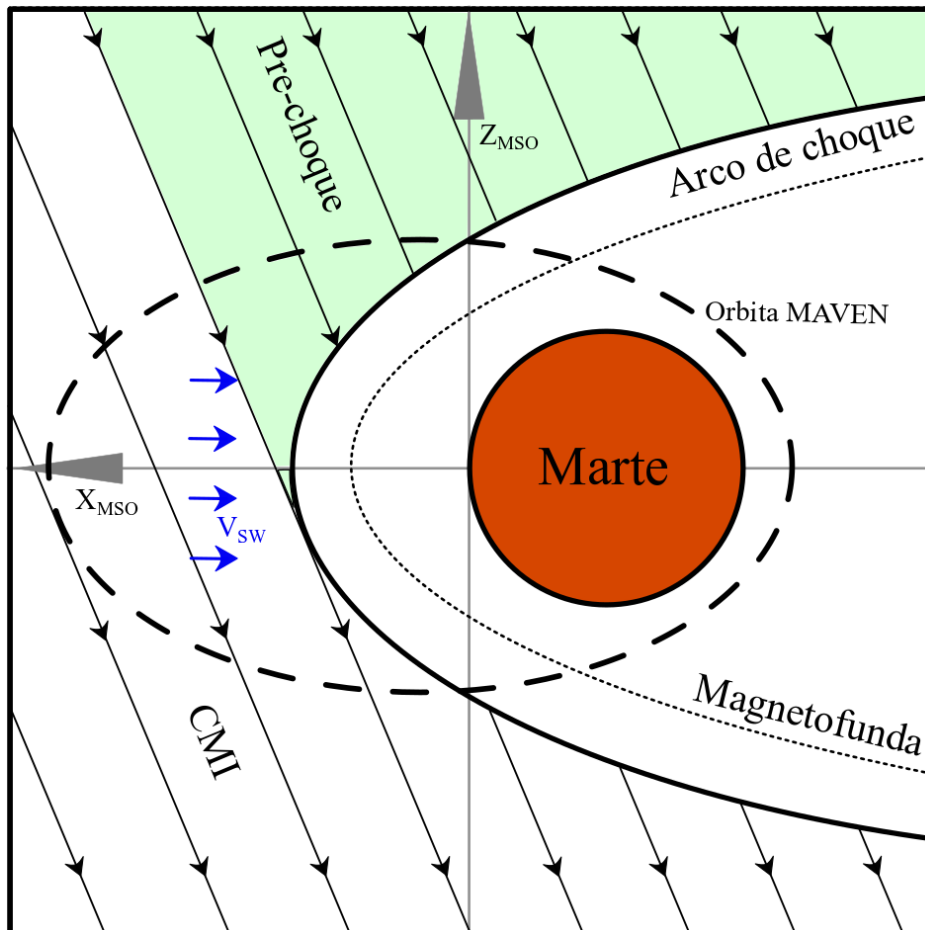


Figura 1.1: Esquema del entorno de la magnetosfera marciana. Se observa el viento solar incidente y la región del pre-choque para una configuración del campo magnético interplanetario (CMI).

## 1.2. La misión MAVEN

La misión espacial *Mars Atmospheric and Volatile Evolution* (MAVEN) es actualmente operada por la Administración Nacional de Aeronáutica y del Espacio (NASA, por sus siglas en inglés). La misión tiene como objetivo principal investigar el entorno alrededor del planeta Marte. Fue lanzada el 18 de noviembre del 2013 y entró en órbita con Marte el 22 de septiembre del 2014, donde permanece orbitando actualmente. La órbita elíptica de la nave le permite obtener datos desde alturas de 150 km hasta alturas de 6000 km. La misión MAVEN investiga la atmósfera superior de Marte, la interacción entre el plasma marciano y el viento solar y la pérdida de gas desde la parte superior de la atmósfera hacia el espacio [Jakosky et al. \(2015\)](#). Uno de los objetivos principales de la misión es entender el rol que posee ésta pérdida de gas en el cambio climático del planeta y su impacto en la historia de Marte. Además, MAVEN explora hipótesis y teorías de cuán habitable fue en el pasado el planeta Marte para la vida microbiana y la relación existente entre este fenómeno y la presencia de agua cerca de la superficie.

Estas ideas se apoyan en las observaciones de características morfológicas y características minerales encontradas en la superficie marciana. Por un lado, las características morfológicas consisten en la observación de sistemas de valles ramificados que aparentan haber sido formados por el prolongado flujo de agua líquida en el pasado (ver, [Carr, 1996](#)). Por otro lado, las características minerales consisten en las observaciones de minerales como hematites, sulfatos o arcillas que solo podrían formarse en presencia de agua líquida en el planeta (ver, [Bibring et al., 2006](#)). Estas evidencias empíricas apoyan la idea que la constante pérdida de gas de la atmósfera marciana al espacio

pudo ser uno de los procesos más significativos que haya contribuido al cambio climático en el planeta en el pasado. Mas aun, otro de los potenciales procesos de pérdida de gases es la formación de minerales con contenido de agua o carbono en la corteza de Marte por la filtración de  $\text{CO}_2$  y  $\text{H}_2\text{O}$  de la atmósfera al suelo.

Dados estos antecedentes, la misión MAVEN fue diseñada con el objetivo de explorar el rol de la pérdida de gas hacia al espacio siendo los principales objetivos de la misión,

- Medir la composición y estructura de la atmósfera superior y la ionosfera, determinando los procesos que las controlan.
- Medir la actual tasa de pérdidas de gases desde la parte mas alta de la atmósfera al espacio y determinar los procesos responsables que la controlan.
- Determinar las propiedades y características que permitan extrapolar en el tiempo, la pérdida integral de gases al espacio en el lapso de varios millones de años de registros geológicos.

La energía que aporta el Sol al entorno marciano consiste de radiación ultra violeta incidente en la atmósfera superior; el viento solar que interactúa con la magnetosfera y la ionosfera marciana; y las partículas solares provenientes de erupciones solares o eyecciones de masa coronal. Para poder observar dichos aportes energéticos, MAVEN cuenta con 3 “paquetes” de instrumentos de medición: un paquete de espectrometría de masa, un paquete de sensores remotos y un paquete de medición de campos electromagnéticos y partículas. La Figura 1.2 muestra un diagrama de la sonda junto a los principales instrumentos. Dentro del paquete de instrumentos de mediciones de campos electromagnéticos y de partículas, se encuentran el magnetómetro dual (MAG), es



decir, el instrumento en el cual se basa la presente Tesis.

El funcionamiento básico del magnetómetro MAG es a través del diseño de sensores conectados a un núcleo magnético en forma de toroide enrollado por una bobina (Connerney et al., 2015). En pocas palabras, cuando no existe un campo magnético externo, las bobinas anulan la magnetización del núcleo y la mediciones es virtualmente nula. Sin embargo, al aplicarle un campo externo, se genera una diferencia sensible de ser medida en el núcleo lo que permite, configurando múltiples sensores para crear un sistema ortogonal, obtener mediciones precisas del vector del campo magnético externo (para más información, ver Connerney et al. (2015)).

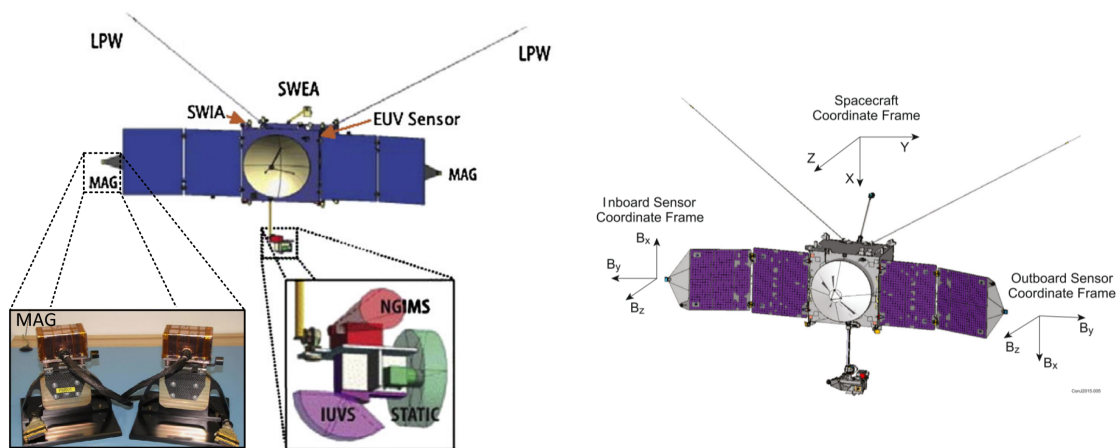


Figura 1.2: Diagrama de la sonda MAVEN. Se observan los distintos instrumentos, con especial énfasis en del magnetómetro, el instrumento que provee los datos utilizados en este trabajo. Imagen extraída de Connerney et al. (2015).



---

---

# CAPÍTULO 2

---

## MAGNETOHIDRODINÁMICA

### 2.1. Las ecuaciones de movimiento y continuidad

La dinámica del plasma está descrita por la ecuación de Navier-Stokes acoplada con las ecuaciones de Maxwell para el campo electromagnético y la fuerza de Lorentz. En el caso del viento solar tendremos en consideración las aproximaciones de fluido continuo, no relativista y en equilibrio termodinámico. Asumiendo cuasi-neutralidad, la ecuación resultante es,

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{\rho c} + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (2.1)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa,  $p$  es la presión,  $\nu$  es la viscosidad cinemática del fluido, y  $\frac{1}{\rho c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$  es la fuerza de Lorentz por unidad de masa. Al ser un fluido continuo el

campo de velocidades  $\mathbf{u}$ , satisface la ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (2.2)$$

Finalmente, para cerrar el sistema de ecuaciones, asumimos una relación politrópica entre la presión y la densidad del plasma, es decir,

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = cte, \quad (2.3)$$

donde  $\gamma = \frac{5}{3}$  es el índice politrópico.

## 2.2. La ley de Ohm generalizada

Para completar la descripción del sistema, se requiere una relación entre la densidad de corriente  $\mathbf{j}$  y los campos electromagnéticos,  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$ . En el caso de un conductor atravesado por un campo eléctrico, la corriente inducida dentro del mismo está dada por la ley de Ohm,  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ , con  $\sigma$  la conductividad. A su vez, en el caso de que el conductor se mueva bajo la influencia de un campo magnético, se generará una corriente eléctrica, que se centra en el sistema de referencia del conductor (por transformaciones de Lorentz) este ve un campo eléctrico.

La idea de **MHD** es que el fluido conductor se encuentra siempre en movimiento, por lo que se deberá modificar la ley de Ohm para incluir este efecto agregando un término tipo  $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ . Incluyendo dicho término, la ley de Ohm queda

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right). \quad (2.4)$$

Esta no es la expresión mas general que puede obtenerse, ya que pueden sumarse otros efectos. Uno de los más relevantes es el efecto Hall, el cual consiste en la generación de un campo eléctrico dentro del medio conductor, al pasar una corriente dentro del mismo mientras que se encuentra sometido a un campo magnético. Dentro de la ecuación 2.4, se incluiría un término de la forma  $-\frac{\sigma}{cne}\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , para así alcanzar lo que se conoce como la ley de Ohm generalizada.

### 2.3. La ecuación de inducción

De utilizar la ecuación de Ohm simple o la versión generalizada y las ecuaciones de Maxwell, se puede llegar a una expresión del campo magnético en función del campo de velocidades. Partiendo de la ecuación de Faraday en el sistema CGS,

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

se puede reemplazar el campo  $\mathbf{E}$  a partir de la ecuación 2.4, así se consigue la ecuación de inducción,

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

donde  $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$  es la difusividad magnética. Se observa que la evolución temporal del campo magnético depende de un término advectivo y otro difusivo. Realizando un análisis dimensional, se define un número de Reynolds magnético igual a,

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} = \frac{u_0 \ell}{\eta}. \quad (2.7)$$

De manera análoga es posible definir un número de Reynolds cinético haciendo uso de la ecuación de Navier-Stokes. En el caso de que  $R_m \gg 1$ , el término difusivo es despreciable frente al advectivo. En este caso, la ecuación de inducción estará dada por,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.8)$$

Esta ecuación tiene la misma forma que la ecuación de la evolución temporal de vórtices en fluidos ideales. De esto se obtiene que las líneas del campo magnético, evolucionan junto al plasma. El fluido será libre de desplazarse a lo largo de las líneas del campo, pero de querer moverse de forma perpendicular a ellas, o las líneas de campo se moverán en conjunto, o el mismo campo frenará al fluido. Este fenómeno formalizado por Alfvén, es conocido como el *congelamiento del campo a la materia*. Juntando 2.8 y 2.5, se puede simplificar la relación entre campos eléctricos, magnéticos y campo de velocidad a,

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0. \quad (2.9)$$

En el caso de un régimen donde  $R_m \ll 1$ , la evolución temporal del campo magnético dependerá solamente del término difusivo, dada por la ecuación,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.10)$$

En este caso el campo decae exponencialmente en el tiempo con una escala temporal característica difusiva que va como la inversa de la resistividad y el cuadrado del tamaño de las estructuras.

---

---

# CAPÍTULO 3

---

## TURBULENCIA

### 3.1. ¿Qué es la turbulencia?

La turbulencia es el régimen en el cual las no linealidades de la dinámica de un fluido (o un plasma) se hacen dominantes. Al estudiar sistemas físicos donde la turbulencia está presente, se observa que los términos no lineales en las ecuaciones que rigen la dinámica de estos sistemas son dominantes. Una de las consecuencias del efecto de estas no-linealidades es que dadas condiciones iniciales muy similares el estado del sistema a tiempos posteriores sea muy diferente. Esta dinámica caótica es una característica típica de la turbulencia y está presente por doquier en la naturaleza, pudiéndose la encontrar por ejemplo en el movimiento de un río al encontrarse con una roca, el humo que emana de una chimenea o el plasma en el medio interplanetario.

A pesar del grado de complejidad de estos sistemas, existen herramientas estadís-

ticas para poder estudiarlos y entenderlos. En particular, se puede cuantificar el grado de importancia del régimen turbulento mediante el número de Reynolds  $R_e$ . En el caso clásico, donde se estudia la dinámica de un fluido neutro con la ecuación de Navier-Stokes, este parámetro adimensional cuantifica cuál es el peso que tiene en la evolución temporal el término no lineal respecto al término disipativo. Este concepto se puede expresar como,

$$R_e = \frac{|(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}|}{|\nu \nabla^2 \mathbf{u}|} \sim \frac{UL}{\nu}, \quad (3.1)$$

donde  $\nu$  es el coeficiente de viscosidad cinemática del fluido y  $U$  y  $L$ , son la velocidad y la longitud características del problema, respectivamente. Si uno combina estos 3 parámetros de tal forma que  $R_e \gg 1$ , se observa que la evolución del sistema está dada por el término dominante  $(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}$ , lo que dará lugar a una evolución turbulenta del sistema.

En las siguientes secciones, se detallarán dos métodos de estudio de sistemas turbulentos que nos permitirán predecir cantidades que son sensibles de ser medidas haciendo uso de mediciones in situ o a través del uso de simulaciones numéricas.

## 3.2. La teoría de Kolmogorov

En 1941 [Kolmogorov \(1941\)](#) desarrolló una teoría fenomenológica, la cual permitió (y permite actualmente!) comprender la disipación de energía del régimen turbulento en hidrodinámica. Esta teoría, se sostiene en la idea previamente publicada por [Richardson \(1922\)](#), donde existe una transferencia de energía mediante una cascada continua de vórtices desde las escalas más grandes del sistema hasta las escalas disi-



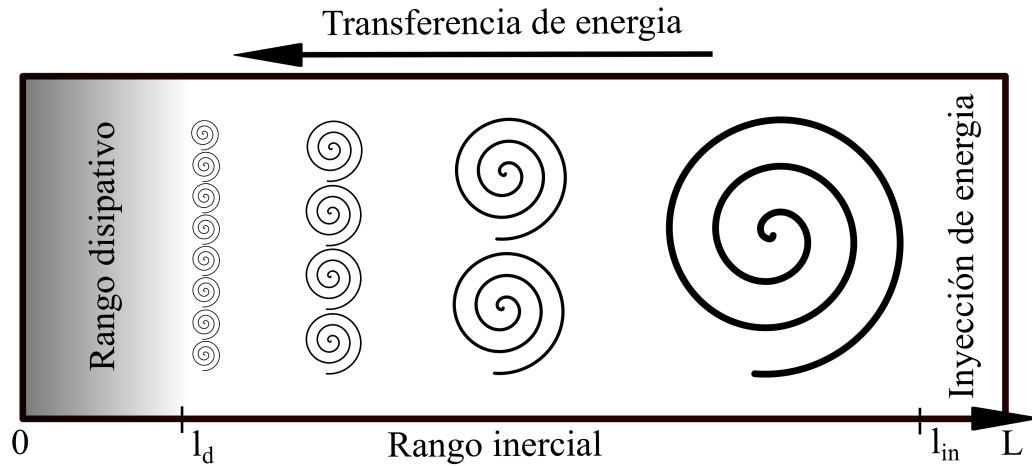


Figura 3.1: Cascada de energía turbulenta en hidrodinámica: Los vórtices más pequeños son generados al transferirse la energía desde las escalas más grandes. El rango de escalas que se encuentra entre  $l_d$  (escala disipativa) y  $l_{in}$  (escala de inyección de energía) forma el rango inercial

pativas del mismo. Esta idea original consiste en que el movimiento del fluido es la suma del movimiento de diversos vórtices de diferentes escalas, donde al evolucionar el sistema, los vórtices de mayor escala generan vórtices de menores escalas transfiriendo su energía a una tasa constante e independiente de los términos disipativos. Eventualmente las dimensiones de los vórtices disminuyen lo suficiente al punto que la difusión molecular se hace presente y dispersa la energía por calor.

Formalizando esta idea la teoría divide la cascada turbulenta en 3 rangos distintos (tal como se ilustra en la Figura 3.1),

- El rango de inyección de energía: rango donde la energía externa al régimen turbulento es introducida mediante perturbaciones o fuerzas externas.
- El rango inercial: rango donde la energía es transferida de escala a escala sin ser disipada.
- Las escalas disipativas: aquellas escalas donde los términos viscosos dominan la dinámica del fluido. En esta escalas es donde se disipa la energía presumiblemente

en forma de calor.

Como se discutió previamente, el rango inercial está caracterizado por el dominio del término no-lineal  $(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}$  en la ecuación de Navier-Stokes y donde se encuentra el comportamiento característico de la teoría, es decir,

- una tasa de transferencia de energía constante  $\varepsilon$ ;
- un comportamiento universal para cualquier tipo de fluido independientemente de la separación entre el rango de inyección y el rango disipativo;
- el espectro de energía sigue una ley de potencias de tipo  $\mathbf{E}(k) \sim k^\alpha$ . En esta teoría el coeficiente  $\alpha = -5/3$  surge como resultado de suponer turbulencia isotrópica, homogénea y completamente desarrollada para un fluido incompresible.

Para obtener dicha ley de potencias primero se define una velocidad  $u_l$  que corresponde a un remolino de dimensión  $l$ . Para este remolino, también se puede definir un tiempo característico  $t_l = \frac{l}{u_l}$ . La energía estará definida por una energía  $E_l \sim u_l^2$ , luego la transferencia de energía queda descrita por,

$$\varepsilon_l = \frac{\partial E_l}{\partial t} \sim \frac{E_l}{t_{tr}} \sim \frac{E_l}{t_l} \sim \frac{u_l^3}{l}, \quad (3.2)$$

donde  $t_{tr}$  sería el tiempo característico de transferencia que se asume igual o del orden de  $t_l$ . Realizando un análisis espectral de energía para números de onda  $k_l = \frac{1}{l}$ , se obtiene que la energía  $E_l$  cumple la relación,

$$E_l = E(k_l)\Delta k = \varepsilon^{\frac{2}{3}}k_l^{-\frac{2}{3}}. \quad (3.3)$$

donde se modificó la relación de la ecuación 3.2, para obtener  $u_l = (\varepsilon l)^{\frac{1}{3}}$  y reemplazar  $l$  por el número de onda. Aquí  $\Delta k$  es el intervalo de número de onda. De asumir que los intervalos son equidistantes en escala logarítmica  $\log \Delta k = cte$ . Entonces se puede tomar  $\Delta k \sim k_l$  y queda la ley de potencias

$$E_l = C_l \varepsilon^{\frac{2}{3}} k_l^{-\frac{5}{3}}, \quad (3.4)$$

con  $C_l$  el coeficiente de Kolmogorov que se estima cercano a 1 [Frisch \(1995\)](#).

### 3.3. Turbulencia MHD y escalas características

En el estudio de un régimen turbulento para un plasma se mantienen ciertas hipótesis de los comportamientos característicos de los fluidos neutros de la teoría de Kolmogorov. Sin embargo, a diferencia de esta teoría, en turbulencia MHD se considera distinta la forma en la cual la energía se transfiere en el rango inercial. En particular, según Iroshnikov y Kraichan, una manera de conceptualizar la cascada de energía turbulenta es considerando la transferencia de energía mediante colisiones de paquetes de ondas de Alfvén (modos normales de un plasma MHD incompresible). En estas colisiones es donde el paquete de ondas sufre una deformación no lineal y se espera que la energía se transfiera a escalas menores del sistema. Mediante un desarrollo análogo al realizado para obtener la ley de potencia de Kolmogorov, se puede conseguir que

$$E_{\nu} = C_{IK} \sqrt{\varepsilon b_0} k_{\nu}^{-\frac{3}{2}}, \quad (3.5)$$

donde  $b_0$  es la velocidad de Alfvén y  $C_{IK}$  es el coeficiente de Iroshnikov–Kraichan. Este resultado se obtiene al definir un tiempo característico  $t_\nu = \frac{l'}{b_0}$ , con  $l'$  la longitud de un paquete de onda de Alfvén y el uso de variables de Elsässer para definir nuevos campos que son suma y resta del campo de velocidad y el magnético (cuando ambos son incompresibles). El desarrollo y cálculos de este cambio de variables va mas allá de lo que se espera ver en el presente trabajo.

Como se explicó previamente, existen 3 rangos distintivos en un régimen turbulento. A cada uno de estos rangos se les puede asociar con escalas o longitudes características. Por ejemplo, se puede tomar las dimensiones de los remolinos mas grandes del rango de inyección como la llamada escala de correlación o escala integral  $\lambda_C$ . Para el rango disipativo, el tamaño de los remolinos mas chicos donde los efectos viscosos son mas dominantes corresponde a la escala de Kolmogorov  $\eta$  (Frisch, 1995). Debido a que esta escala es sumamente difícil de determinar observacionalmente, por lo general, la comunidad de física espacial utiliza a a la escala de Taylor  $\lambda_T$  como la escala donde el rango inercial termina y empiezan a ser relevantes los términos disipativos. Luego, estas escalas serán de muchísima utilidad ya que como se muestra en la teoría de turbulencia hidrodinámica (Batchelor, 1953, Tennekes et al., 1972), a partir de estas dos escalas es posible reconstruir un número de Reynolds efectivo dado por,

$$R_{eff} = \left( \frac{\lambda_C}{\lambda_T} \right)^2. \quad (3.6)$$

Durante la presente Tesis calcularemos dichas escalas empíricamente para el entorno marciano, haciendo uso de mediciones del plasma marciano provistas por la misión MAVEN.

### 3.3.1. La microescala de Taylor

Para empezar, ambas escalas se consiguen a partir de la función de auto-correlación  $R(\tau)$  (o  $R(\ell)$ ) de la serie temporal del campo magnético. En particular,

$$R(\tau) = \langle \mathbf{b}(t) \cdot \mathbf{b}(t + \tau) \rangle_T, \quad (3.7)$$

donde  $\langle \dots \rangle_T$  es el promedio en un periodo  $T$  y  $\tau$  son los incrementos temporales. Además,  $\mathbf{b}(t)$  es la fluctuación del campo magnético y es igual a  $\mathbf{B}(t) - \langle \mathbf{B}(t) \rangle_T$ . Es importante remarcar que haciendo uso de la hipótesis frozen-in de Taylor  $\ell = V_{SW}\tau$ , con  $V_{SW}$  la velocidad del viento solar, podemos convertir la función de auto-correlación temporal a una función de correlación espacial con desplazamientos espaciales ( $\ell$ ). Es fácil ver que para desplazamiento cero, la función de auto-correlación es igual a la varianza  $\langle \mathbf{b}(t)^2 \rangle_T$ . Usualmente esta cantidad se utiliza para normalizar la misma función, de tal forma que valga uno en el origen temporal o espacial.

La microescala de Taylor es una medida de la curvatura de la función de correlación cerca del desplazamiento 0 y se expresa como,

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{R(0)}{\frac{\partial^2}{\partial \ell^2} R(0)}}. \quad (3.8)$$

Para sistemas estadísticamente homogéneos se tiene que  $R(\ell) = R(-\ell)$ . Entonces para pequeños desplazamiento se puede desarrollar 3.7, como

$$R(\ell) = 1 - \frac{\ell^2}{2\lambda_T^2} + \dots \quad (3.9)$$

Esta relación será utilizada en la práctica para extrapolar  $\lambda_T$  a partir de los  $R(\ell)$

computados.

### 3.3.2. La escala integral

Dentro de un sistema turbulento, la escala integral es una buena aproximación para delimitar la transición del rango de inyección de energía a el rango inercial. Al mismo tiempo, puede representar el tamaño característico de los remolinos mas grandes. En este trabajo se utiliza la definición integral que se encuentra en trabajos como [Batchelor \(1953\)](#), [Matthaeus et al. \(1999\)](#), [Smith et al. \(2018\)](#) y resulta como el cociente entre la integral de la función de autocorrelación con su varianza,

$$\lambda_C = \frac{\int_0^L R(r)dr}{R(0)}, \quad (3.10)$$

donde se define  $L$  como el desplazamiento donde se anula la función de autocorrelación, es decir  $R(L) = 0$ . Para series temporales donde la función de correlación no se anula, existen medidas alternativas para obtener la escala integral. Una de estas es el método "*e-fold*", donde se usa que  $R(\lambda_C) \sim \frac{R(0)}{e}$ .

---

---

# CAPÍTULO 4

---

## RESULTADOS OBSERVACIONALES

### 4.1. Observaciones in situ

Los datos utilizados en la presente Tesis fueron provistos por el magnetómetro (MAG), uno de los instrumentos que es parte del paquete de mediciones de campos y partículas abordo de la sonda MAVEN. MAG mide las tres componentes del campo magnético, pudiendo determinar la intensidad y dirección del mismo. Es capaz de medir la intensidad del campo en un amplio rango ( $\sim 60000$  nT) en tres direcciones ortogonales, con una frecuencia de adquisición de 32 Hz y una precisión de 0.05 nT. Las observaciones utilizadas en esta Tesis abarcan desde el 17 de noviembre del 2014 hasta el 30 de noviembre del 2016 (711 días). El set de datos está complementado con un archivo que separa las observaciones en eventos de 2040 segundos (34 minutos) cada uno, acompañado por información sobre la velocidad media del viento solar y

si la nave se encuentra en el foreshock o el viento solar. Este intervalo de tiempo es suficiente para poder incluir las ondas de ultra baja frecuencia, dada la resolución de los magnetómetros de MAVEN, como ya se ha visto en trabajos previos (ver, [Romanelli et al., 2016](#), [Andrés et al., 2020](#)). En total, se trabajó con 3456 eventos, 2563 ubicados en el viento solar y 893 ubicados en el foreshock.

Para la detección de ondas de ciclotrón en cada medición se utilizó un criterio basado en trabajos previos (ver, [Romanelli et al., 2016](#), [Andrés et al., 2020](#)). En particular, para cada uno de los eventos estudiados se calculó la frecuencia de ciclotrón de protones, dada por la fórmula:

$$f_{ci} = \frac{eB}{2\pi m_p c}, \quad (4.1)$$

donde  $e$  es la carga del electrón,  $m_p$  es la masa del protón,  $B$  es el valor medio del campo magnético en el evento y  $c$  es la velocidad de la luz. Luego, se calculó la distribución de potencias espectral (PSD, por sus siglas en inglés) del campo magnético total y se verificó si existía un pico de potencia cerca de  $f_{ci}$ . Para esto, se compararon 3 ventanas de frecuencias contiguas de la PSD: la ventana del extremo izquierdo barre el rango de frecuencias entre  $0.6f_{ci}$  a  $0.8f_{ci}$ ; la ventana central entre  $0.8f_{ci}$  a  $1.2f_{ci}$ ; y la ventana del extremo derecho, entre  $1.2f_{ci}$  a  $1.4f_{ci}$ . Dentro de cada ventana se buscó el máximo local de potencia y se compararon los valores entre sí. Si el máximo local de la ventana central es mayor a los máximos locales de los dos extremos, entonces a ese medición se la consideró con presencia de ondas de ciclotrón. Por el contrario, en caso de no cumplirse la condición, se considero como perteneciente al viento solar.

Las Figuras [4.1a](#) y [4.1b](#) muestran las componentes y valor absoluto del campo magnético en ejemplos ilustrativos donde no se detectaron ondas de ciclotrón y donde



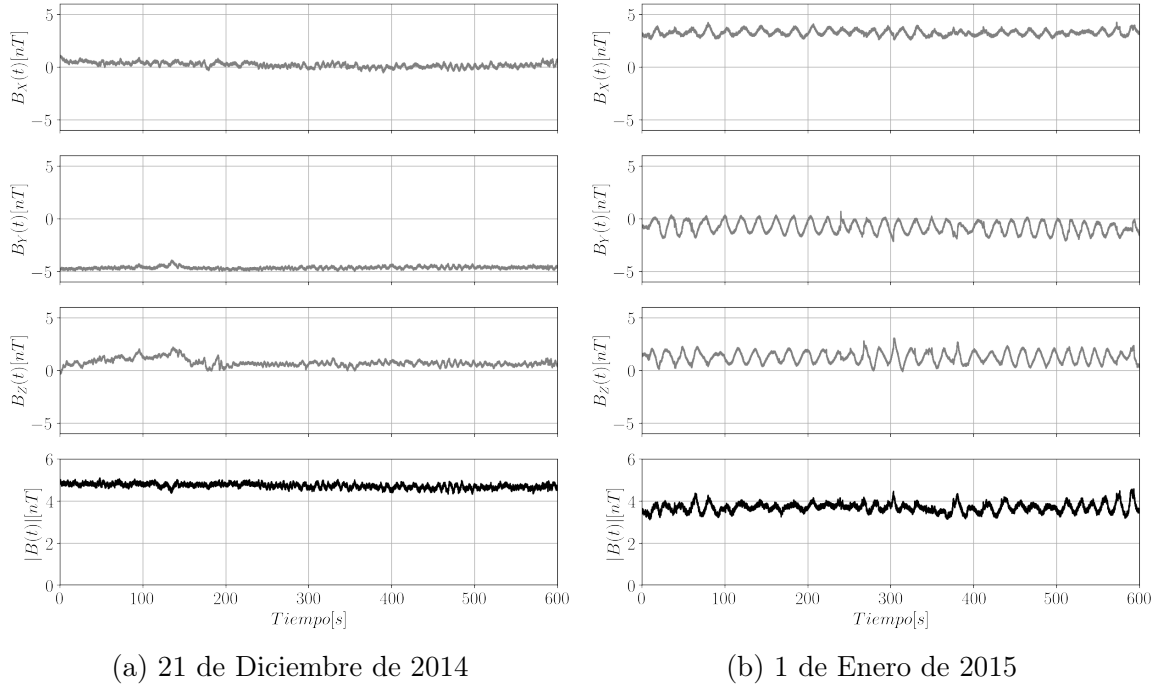


Figura 4.1: Componentes y valor absoluto del campo magnético en función del tiempo. Por un lado, (a) corresponde a un evento donde no se detectaron PCWs. Por otro lado, (b) corresponde a un evento donde se detectaron PCWs. Para ilustrar la presencia de ondas, solo se muestra un intervalo de 10 minutos.

se detectó la existencia de PCWs, respectivamente. Las mediciones se presentan en el sistema de referencia MSO (*Mars Solar Orbit*) que se define de la siguiente manera: con origen en Marte, el eje  $\hat{\mathbf{x}}$  se orienta hacia el Sol; el eje  $\hat{\mathbf{z}}$  se orienta perpendicular al plano que contiene a la órbita de Marte y al Sol y es positivo hacia el norte del plano eclíptico; y el eje  $\hat{\mathbf{y}}$  completa el sistema orto-normal. Para el caso de ausencia de ondas se observa un valor medio  $\langle |\mathbf{B}(t)| \rangle = 4.72$  nT con fluctuaciones de  $\sim 0.11$  nT. En el caso del evento con presencia de ondas, el valor medio corresponde a  $\langle |\mathbf{B}(t)| \rangle = 4.26$  nT con fluctuaciones de  $\sim 0.47$  nT. En particular, se observa que el evento con presencia PCWs, se tienen oscilaciones bien definidas en cada componente del campo magnético.

Para ambos casos se calcularon sus respectivas PSDs dadas por,

$$|\hat{\mathbf{b}}|^2 = |\hat{b}_x|^2 + |\hat{b}_y|^2 + |\hat{b}_z|^2, \quad (4.2)$$

donde se denota que  $\mathbf{b}(t) = \mathbf{B}(t) - \langle \mathbf{B}(t) \rangle$  y  $b_i(t) = B_i(t) - \langle B_i(t) \rangle$  con  $i = x, y, z$ . Las Figuras 4.2a y 4.2b muestran las PSDs en cada caso, donde se observa en gris las tres ventanas utilizadas para el criterio de detección de ondas, así como la frecuencia de ciclotrón  $f_{ci}$  en línea verde vertical. En particular, usando la ecuación 4.1, se obtuvo una  $f_{ci} = 0.072$  Hz, para el caso con ausencia de ondas y  $f_{ci} = 0.065$  Hz para el caso de presencia de ondas.

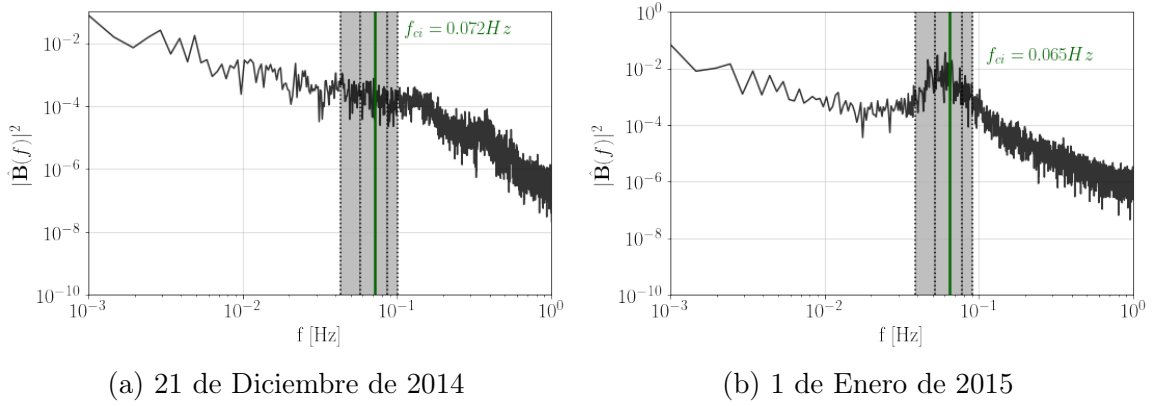


Figura 4.2: Distribuciones espectrales del campo magnético total para (a) un caso sin presencia de ondas y (b) para un caso con presencia de ondas. En ambos casos, en línea verde vertical se marca la frecuencia de ciclotrón y en gris se muestran las ventanas de frecuencia utilizadas para determinar la existencia o no de ondas de ciclotrón.

Separando el set de datos en eventos con o sin ondas y si se encuentran en el pre-choque o viento solar, se crearon cuatro subconjuntos de datos:

- un conjunto de datos en el pre-choque con presencia de ondas (PPC) compuesto por 350 eventos;
- un conjunto en el pre-choque y ausencia de ondas (APC) compuesto por 543 eventos;
- un conjunto en el viento solar con presencia de ondas (PVS) compuesto por 756 eventos;

- y un conjunto en el viento solar con ausencia de ondas (AVS) compuesto por 1807 eventos.

## 4.2. Espectros de energía magnética

Bajo la aproximación de campo congelado de Taylor, la cual implica que las fluctuaciones espaciales son proporcionales a las fluctuaciones temporales, es decir,  $\delta r = V_{SW}\delta t$ , se estudiaron estadísticamente las PSDs dentro de las escalas MHD del plasma. Con el fin de estudiar los espectros temporales del campo magnético, para cada espectro temporal se ajustó una función del tipo,

$$F(f) = af^b, \quad (4.3)$$

con  $a$  y  $b$  parámetros a determinar. Se usó el algoritmo `optimize.curvefit` de la librería de `scipy`, la cual permite realizar ajustes de funciones usando cuadrados mínimos no-lineales. Las Figuras 4.3a y 4.3b muestra el ajuste realizado para los ejemplos ilustrativos 4.1a y 4.1b, respectivamente. Los ajustes se realizaron dentro del intervalo de frecuencia entre la frecuencia mas baja estudiada y  $0.4f_{ci}$  teniendo en cuenta que al menos haya 10 observaciones dentro de cada ajuste y evitar incluir el pico de potencias en el intervalo ajustado.

Para cada uno de los conjuntos considerados, se realizó un análisis estadístico de las pendientes de los espectros temporales de campo magnético. La Figura 4.4 muestra los histogramas de pendientes en el rango MHD para cada conjunto estudiado. El resumen de los resultados estadísticos se muestran en la tabla 4.1. Donde  $\mu$  es la media;  $m$  es la

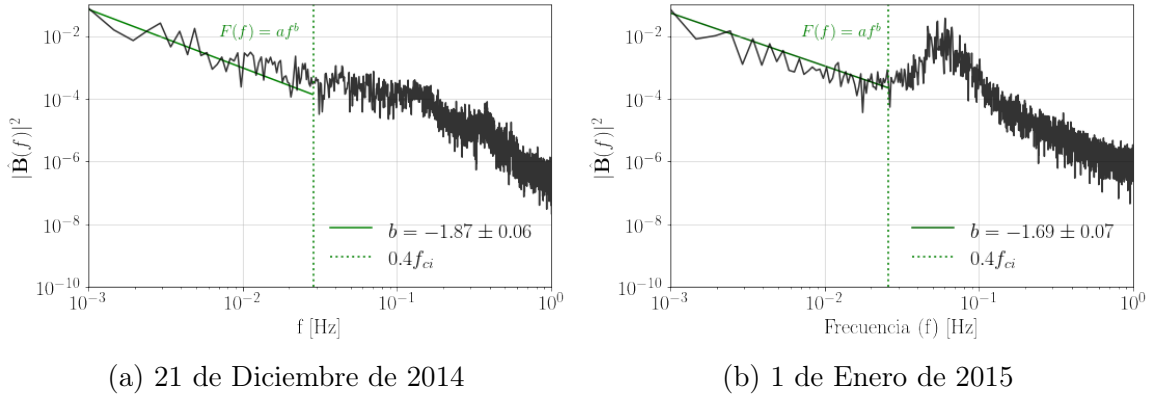


Figura 4.3: Distribuciones espectrales del campo magnético total para (a) un caso sin presencia de ondas y (b) para un caso con presencia de ondas. En ambos casos, se muestra la recta ajustada con la ley de potencias (4.3) dentro del intervalo de frecuencias estudiado.

mediana;  $\sigma$  es la desviación estándar;  $Q_3 - Q_1$  es el rango intercuartílico y  $Skw$  es la medida de asimetría estadística mediante el coeficiente de asimetría de Fisher-Pearson (para un valor de  $Skw = 0$ , uno tiene una distribución perfectamente simétrica, y para un valor positivo o negativo, uno tiene una distribución sesgada hacia la derecha o izquierda respectivamente). En particular, se observa que el valor medio  $\mu$  y la mediana  $m$  son cercanos al exponente de la ley de potencia de Kolmogorov  $\alpha$ . Sin embargo, se observa una asimetría en las distribuciones con una tendencia a pendientes levemente mayores a  $\alpha = -5/3$ .

Región	$\mu$	$m$	$\sigma$	$Q3 - Q1$	$Skw$
AVS	-1.57	-1.47	1.04	0.92	3.05
APC	-1.63	-1.49	1.13	0.93	5.06
PVS	-1.40	-1.47	1.60	0.96	4.17
PPC	-1.49	-1.42	1.72	1.00	4.10

Tabla 4.1: Resumen de los resultados estadísticos para las pendientes de los espectro magnéticos en el rango MHD para cada una de las regiones estudiadas.

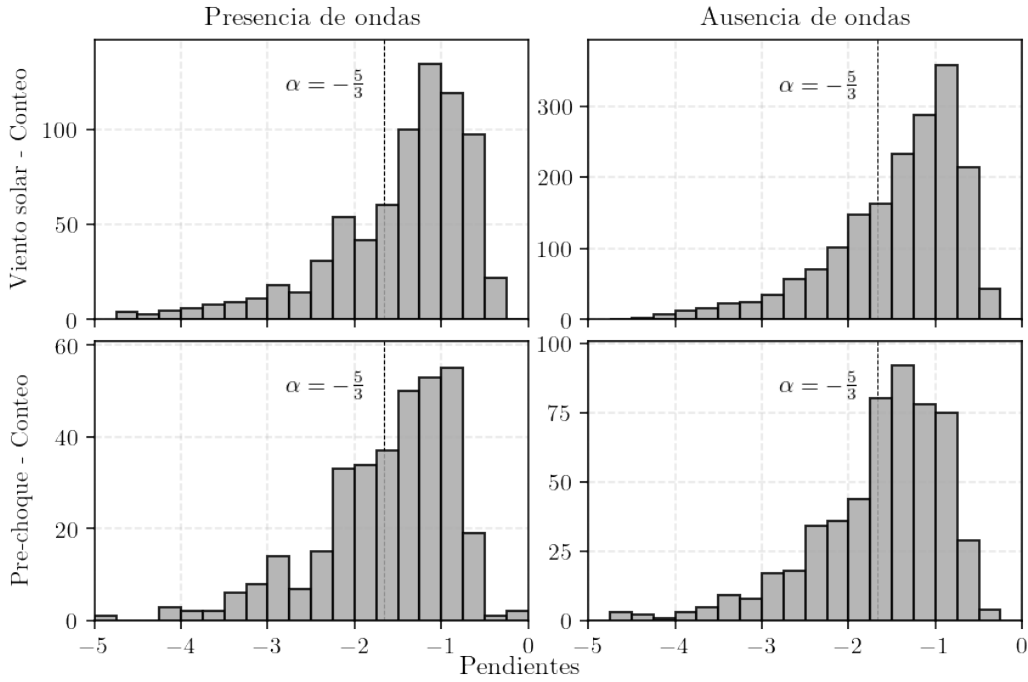


Figura 4.4: Histogramas de las pendientes obtenidas para el rango de frecuencias MHD. En línea punteada se muestra el valor de la ley de potencias de Kolmogorov  $\alpha = -\frac{5}{3}$ .

### 4.3. Las escalas características en turbulencia MHD

Con el fin de computar las escalas características presentes en las escalas MHD, usando el data set descrito anteriormente, se computaron la microescala de Taylor y la escala de correlación haciendo uso de la expresiones discutidas en la sección 3 y las observaciones provistas por MAVEN.

#### 4.3.1. La microescala de Taylor

Para el calculo de la microescala de Taylor se utilizó el método reportado en [Chuy-chai et al. \(2014\)](#), el cual está basado en el método de extrapolación reportado en [Dahlquist and Björck \(2003\)](#). Para utilizar esta técnica se emplea la función de autocorrelación normalizada de campo magnético  $\tilde{R}(\ell)$  (ver ecuación (3.7)). Como se observa en la Figura 4.5a (a) y como discutimos previamente, para un dado incremen-

to  $\ell$  máximo cercano al cero, la función de autocorrelación se puede ajustar por una parábola de acuerdo a la siguiente ecuación,

$$F(\ell) = 1 - \frac{\ell^2}{2\lambda_T^2}, \quad (4.4)$$

De esta manera, para cada uno de estos ajustes se obtiene una estimación de  $\lambda_T$  en función del  $\ell$  máximo. Finalmente, como se ve en la Figura 4.5b, haciendo uso de los valores estimados se realiza una regresión lineal entre para  $\lambda_T(\ell)$ , donde la ordenada al origen de la recta resultante de la regresión  $\lambda_T(0)$  corresponde al valor de la microescala de Taylor.

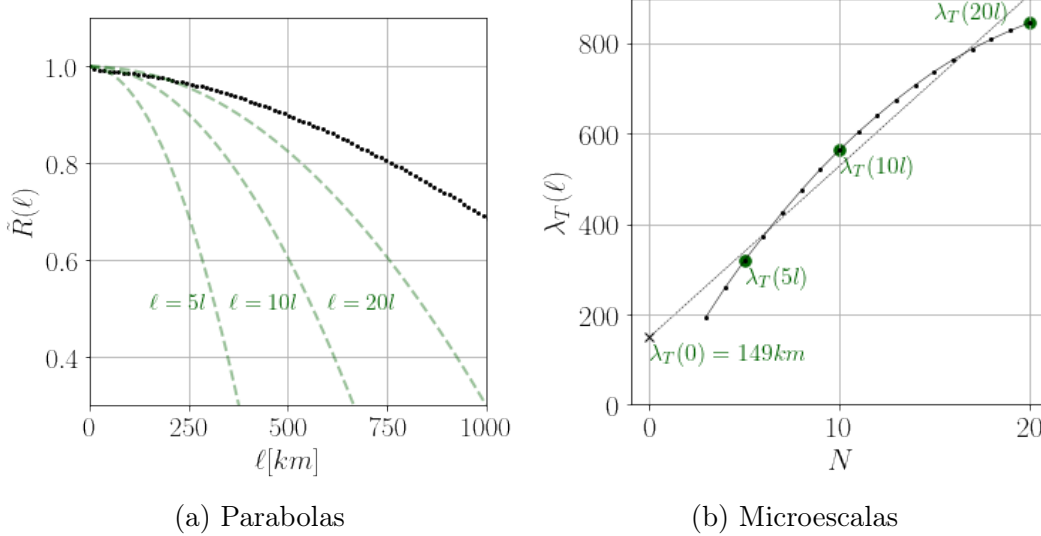


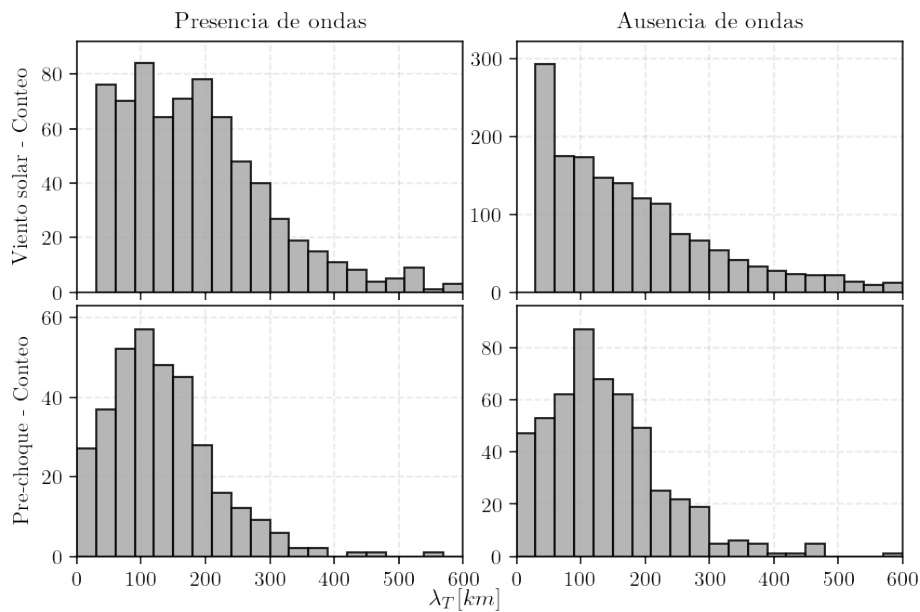
Figura 4.5: (a) Función de autocorrelación correspondiente al evento del 1 de Enero de 2015 en función de los incrementos espaciales. En líneas verde se muestran 3 parabolos correspondientes a ajustes de 5, 10 y 20 veces la resolución espacial  $l$ , respectivamente. (b) Escalas obtenidas para cada ajuste en función de los incrementos  $N$  utilizados en el mismo, así como la recta final ajustada y el valor final obtenido para  $\lambda_T$ .

De forma análoga al estudio de pendientes, y escalas de correlación se realizó un análisis estadístico similar. La tabla 4.2 resume los resultados del análisis estadístico y la Figura 4.6 muestra la distribución de  $\lambda_T$  para cada una de las regiones estudiadas.

$\lambda_T$ [km]	$\mu$ [km]	$m$ [km]	$\sigma$ [km]	$Q3 - Q1$ [km]	$Skw$
AVS	135	120	102	118	1.63
APC	151	103	175	185	2.10
PVS	129	117	83	101	1.08
PPC	156	134	137	157	1.83

Tabla 4.2: Análisis estadístico de  $\lambda_T$  para los cuatro conjuntos de datos.

Recientemente, [Cheng and Wang \(2022\)](#) reportaron técnicas alternativas para estimar escalas características haciendo uso de las mediciones del campo magnético provistas por MAVEN desde el año 2015 hasta el año 2020 e investigar su correlación con el número de manchas solares. Para ello, los autores armaron set de datos de 3 meses de mediciones en el viento solar, donde se filtraron y anularon todos los puntos correspondientes a la región downstream del choque marciano. Para cada uno de estos sets de datos, los autores calcularon el coeficiente de autocorrelación de Pearson (desplazando cada set un mes respecto de si mismo).

Figura 4.6: Distribuciones de la escala de Taylor  $\lambda_T$  para cada una de las regiones estudiadas.

Nuestros resultados para la microescala de Taylor son similares a las reportadas previamente por [Cheng and Wang \(2022\)](#), donde se observó que los valores de  $\lambda_T$  fluctúan entre 150 km y 500 km. Por otro lado, el valor medio de  $\lambda_T$  es del mismo orden al valor  $\mu$  reportado usando mediciones de *Parker Solar Probe* (PSP) para distancias heliocéntricas cercanas al Sol  $\lambda_T = 180$  km (ver, [Phillips et al., 2022](#)). Es importante remarcar, que tanto en el trabajo de [Phillips et al. \(2022\)](#) como en la presente Tesis se utilizó el mismo método para obtener la microescala de Taylor.

### 4.3.2. La escala de correlación

Haciendo uso de la función de autocorrelación magnética espacial (ver ecuación (3.7)) y la definición de la escala integral dada por la ecuación 3.10 se calculó la escala de correlación  $\lambda_C$ .

La Figura 4.7a muestra la función de autocorrelación en función de los incrementos espaciales  $\ell$  para el evento del 21 de diciembre del 2014 (ver Figura 4.1a). En verde, se marca el área formada entre la curva y el origen, hasta el punto en el que la función de autocorrelación se anula (i.e.,  $\tilde{R}(\ell_f) = 0$ ). Integrando la función de autocorrelación entre  $\ell = 0$  y  $\ell = \ell_f$  se obtiene el valor de la escala de correlación, que este caso particular corresponde a  $\lambda_C = 62841$  km.

En aquellos casos donde se detectó la existencia de ondas, se pudo observar que la función de autocorrelación presenta fluctuaciones de alta amplitud, causando una caída pronunciada de  $\tilde{R}(\ell)$  para valores pequeños de  $\ell$ , como se observa en la Figura 4.7b. Para estos casos, se aplicó un filtro de altas frecuencias (Savetkzi - Golay) sobre  $\tilde{R}(\ell)$ . Vale remarcar que este filtro polinomial suaviza las oscilaciones de frecuencias mas altas, mientras que mantiene la tendencia global de la función en cuestión. La Figura



4.7b muestra en línea roja la función de autocorrelación  $\tilde{R}(\ell)$  una vez aplicado el filtro.

Finalmente, se integró la función filtrada hasta el punto donde se anula, obteniéndose en este caso  $\lambda_C = 48471$  km.

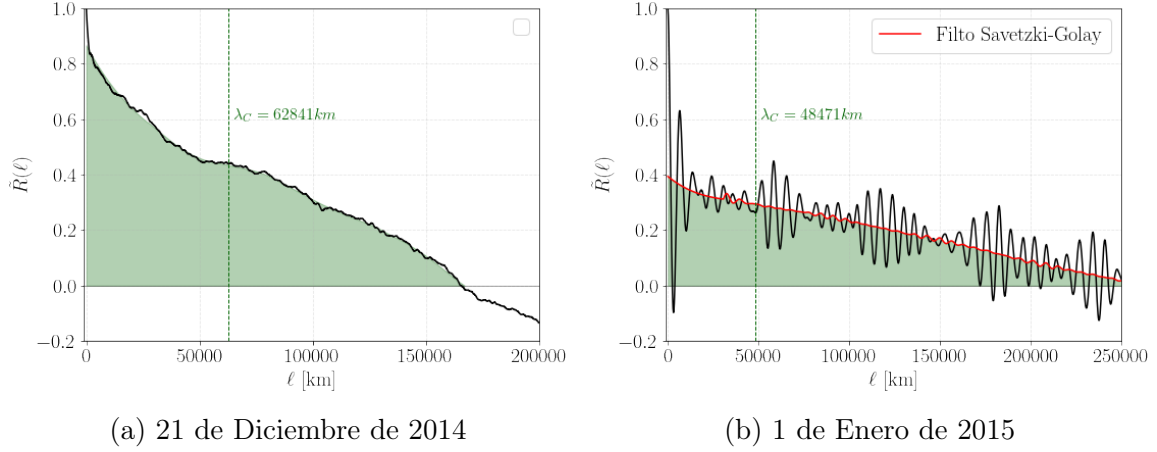


Figura 4.7: Función de autocorrelación en función de los incrementos espaciales para los casos estudiados en las Figuras 4.1a y 4.1b, respectivamente.

La Figura 4.8 muestra la distribución de valores de la escala de correlación para cada una de las regiones estudiadas. Por otro lado, la tabla 4.3 resume los resultados estadísticos principales de cada distribución.

$\lambda_C$ [km]	$\mu$ [km]	$m$ [km]	$\sigma$ [km]	$Q3 - Q1$ [km]	$Skw$
AVS	59293	52077	41145	56673	0.86
APC	73559	68559	37252	49256	0.70
PVS	34761	29416	26996	40685	0.80
PPC	60237	52387	36537	46620	0.90

Tabla 4.3: Análisis estadístico de  $\lambda_C$  para los cuatro conjuntos de datos.

En todas las regiones estudiadas, se observa que el valor medio  $\mu$  de la escala de correlación es mayor a los valor reportado previamente para distancias heliocéntricas iguales o menores a 1 au (ver, Phillips et al., 2022, Chen et al., 2020, Bandyopadhyay et al., 2020). En particular, haciendo uso de observaciones in situ provistas por la misión PSP, para estas distancias heliocéntricas menores a 1 unidad astronómica(au)

Phillips et al. (2022) reportaron un valor medio para la distancia de correlación igual a  $\sim 2.1 \times 10^4$  km. Nuestros resultados estadísticos son compatibles con las predicciones y observaciones de que la escala de correlación se incrementa a medida que se aumenta la distancia respecto del Sol Smith et al. (2001), Smith et al. (2006).

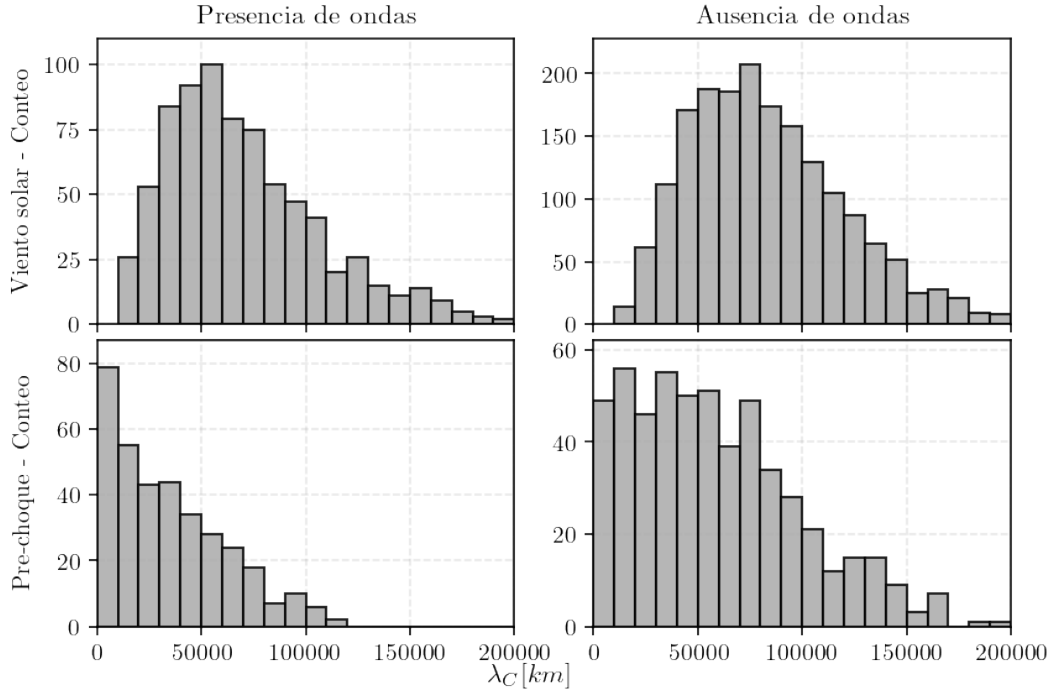


Figura 4.8: Histograma de las escalas  $\lambda_C$  computadas para los cuatro conjuntos de datos

Es importante remarcar que nuestros resultados para  $\lambda_C$  son significativamente menores respecto a los reportados por Cheng and Wang (2022). Creemos que una posible explicación a esta sustancial diferencia puede deberse a los tamaños de ventana elegidos. En particular, en el trabajo de Cheng and Wang (2022) se utilizaron sets de datos de duración de 3 meses, con mediciones de campo magnético con una cadencia de 8 s, calculando coeficientes de correlación utilizando hasta 90 horas de incrementos temporales (mas de  $1.2 \times 10^8$  km en escalas espaciales). Los autores reportaron una escala de correlación que fluctúa entre  $1.5 \times 10^7$  km hasta  $3 \times 10^7$  km, es decir, dos

órdenes de magnitud mayor a los datos reportados en este trabajo.

#### 4.4. El número de Reynolds en el entorno marciano

Como discutimos previamente, dada la microescala de Taylor y la escala de correlación, es posible estimar un número de Reynolds efectivos, el cual nos provee información sobre cuan turbulento es un evento. Luego, para cada evento se calculó el número de Reynolds efectivo haciendo uso de la ecuación 3.6. La tabla 4.4 resume el análisis estadístico y la Figura 4.9 muestra las distribuciones para  $Re$  para cada región estudiada.

Se observa que el valor medio de  $Re$  resulta similar al valor estimado con los datos de Wind, ACE y Cluster para 1 au ( $Re_{eff} \approx 230000 = 10^{5.33}$  (Matthaeus et al., 2005)).

$Re_{eff}$	$\mu[\log_{10}]$	$M[\log_{10}]$	$\sigma[\log_{10}]$	$Q3 - Q1[\log_{10}]$	$Skw$
AVS	5.33	5.23	1.34	1.24	0.64
APC	5.93	5.59	1.40	1.84	1.05
PVS	4.75	4.78	1.35	1.43	0.49
PPC	5.41	5.14	1.26	1.25	1.15

Tabla 4.4: Análisis estadístico del número de Reynolds efectivo.

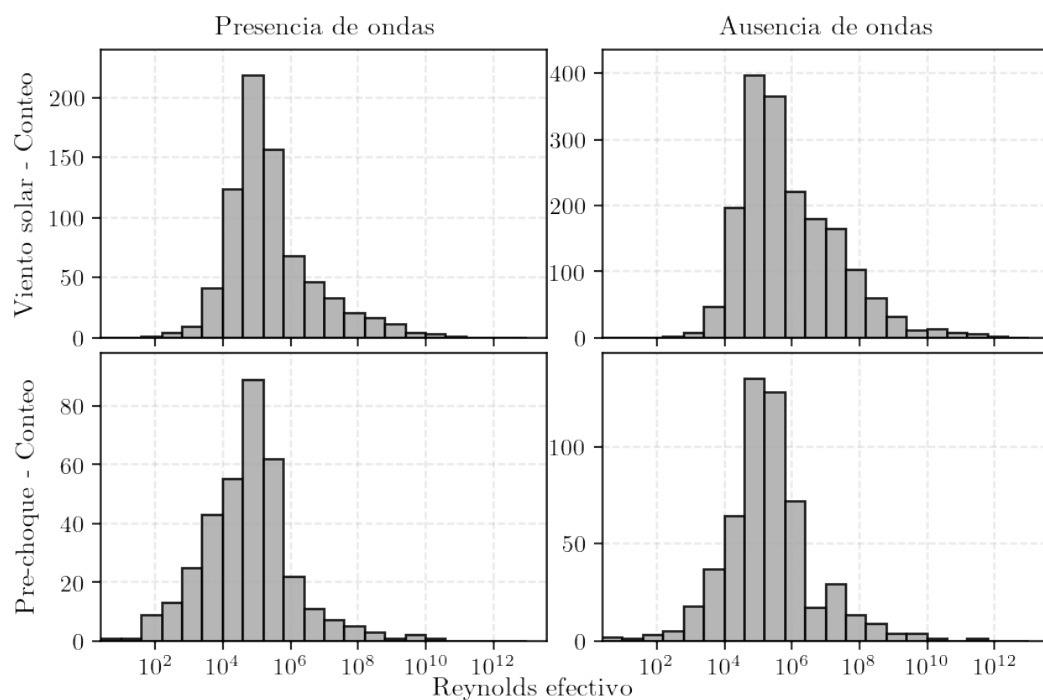


Figura 4.9: Histogramas de los números de Reynolds efectivos calculados a partir de las escalas calculadas en los cuatro conjuntos de datos

---

---

# CAPÍTULO 5

---

## CONCLUSIONES

En la presente Tesis se analizaron mediciones de alta resolución temporal del campo magnético de la misión espacial MAVEN en el entorno marciano. Abarcando 711 días de datos, se calcularon las fluctuaciones magnéticas de cada componente para los 3456 intervalos estudiados. A partir de dichas fluctuaciones, se calcularon las densidades de potencia espectral (PSD, por sus siglas en ingles), las cuales se utilizaron como criterio de detección de ondas de baja frecuencia para separar cada caso como un evento en presencia o ausencia de ondas. Además, se separaron los casos en eventos en la zona del pre-choque marciano o en el viento solar.

Usando las PSDs, se computaron las pendientes de cada espectro magnético para cada uno de los conjuntos y se realizó un análisis estadístico. Se observó que los valores medios de las pendientes en cada conjunto es levemente mayor al exponente de la ley de potencia de Kolmogorov  $\alpha = -\frac{5}{3}$ . Además, las distribuciones resultaron asimétricas.

Esto podría deberse a que en ciertos casos el rango de frecuencias se solapa con parte del rango donde comienza el pico de potencia de ondas cerca de la frecuencia de ciclotrón.

Haciendo uso de las fluctuaciones de campo magnético, se calculó la función de autocorrelación normalizada  $\tilde{R}(\tau)$  para cada region. Haciendo uso de la aproximación de campo de congelado de Taylor , los incrementos temporales  $\tau$  fueron convertidos en incrementos espaciales  $\ell$ . Con la función de correlación se estimaron dos escalas características de turbulencia MHD, la microescala de Taylor  $\lambda_T$  y la escala de correlación  $\lambda_C$ .

En el caso de la microescala de Taylor, se obtuvieron valores cercanos a la microescala reportada en trabajos recientes en regiones cercanas al Sol ([Phillips et al. \(2022\)](#)) y con datos de la misión MAVEN ([Cheng and Wang \(2022\)](#)). En el caso de  $\lambda_C$ , se obtuvieron escalas de correlación mayores a las escalas previamente reportadas para distancias heliocéntricas iguales o menores a 1 au. Este resultado es compatible con observaciones de que la escala integral aumenta al alejarse del Sol. Finalmente, con ambas escalas se calcularon los números de Reynolds efectivos. Se observó que el valor medio del número de Reynolds efectivo resultó próximo al valor estimado con los datos de Wind, ACE y Cluster ( $10^{5.33}$ , [Matthaeus et al. \(2005\)](#)) en las zonas cercanas a la Tierra.

Estos resultados permiten concluir que propiedades similares de la turbulencia MHD se presentan tanto en el entorno marciano como en el entorno terrestre, confirmando la existencia de este escenario dinámico. Esto se observó en regiones con presencia y ausencia de ondas, confirmando una regularidad en los resultados y su independencia respecto a la presencia de estas ondas. Como trabajo a futuro se plantea la posibilidad de extender dicho estudio a todo el data set de la misión MAVEN

e investigar la correlación de las escalas características con la actividad solar con el objetivo de profundizar en el conocimiento de la dinámica turbulenta del plasma en el espacio interplanetario.





---

# BIBLIOGRAFÍA

- M. Acuña, J. Connerney, P. a. Wasilewski, R. Lin, K. Anderson, C. Carlson, J. McFadden, D. Curtis, D. Mitchell, H. Reme, et al. Magnetic field and plasma observations at mars: Initial results of the mars global surveyor mission. *Science*, 279(5357): 1676–1680, 1998.
- N. Andrés, D. O. Gomez, C. Bertucci, C. Mazelle, and M. K. Dougherty. Saturn’s ulf wave foreshock boundary: Cassini observations. *Planetary and Space Science*, 79: 64–75, 2013.
- N. Andrés, N. Romanelli, L. Z. Hadid, F. Sahraoui, G. DiBraccio, and J. Halekas. Solar wind turbulence around mars: Relation between the energy cascade rate and the proton cyclotron waves activity. *The Astrophysical Journal*, 902(2):134, 2020.
- R. Bandyopadhyay, M. Goldstein, B. Maruca, W. Matthaeus, T. Parashar, D. Ruffolo, R. Chhiber, A. Usmanov, A. Chasapis, R. Qudsi, et al. Enhanced energy transfer rate in solar wind turbulence observed near the sun from parker solar probe. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 246(2):48, 2020.

- G. K. Batchelor. *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge university press, 1953.
- J.-P. Bibring, Y. Langevin, J. F. Mustard, F. Poulet, R. Arvidson, A. Gendrin, B. Gondet, N. Mangold, P. Pinet, F. Forget, et al. Global mineralogical and aqueous mars history derived from omega/mars express data. *science*, 312(5772):400–404, 2006.
- A. Brinca. Cometary linear instabilities: From profusion to perspective. *Cometary plasma processes*, 61:211–221, 1991.
- M. H. Carr. Water on mars. *New York: Oxford University Press*, 1996.
- C. Chen, S. Bale, J. Bonnell, D. Borovikov, T. Bowen, D. Burgess, A. Case, B. Chandran, T. D. de Wit, K. Goetz, et al. The evolution and role of solar wind turbulence in the inner heliosphere. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 246(2):53, 2020.
- L. Cheng and Y. Wang. The variation of the solar wind correlation scale and taylor scale upstream of mars observed by maven. *The Astrophysical Journal*, 941(1):37, 2022.
- P. Chuychai, J. Weygand, W. Matthaeus, S. Dasso, C. Smith, and M. Kivelson. Technique for measuring and correcting the taylor microscale. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 119(6):4256–4265, 2014.
- J. Connerney, J. Espley, P. Lawton, S. Murphy, J. Odom, R. Oliverson, and D. Shepard. The maven magnetic field investigation. *Space Science Reviews*, 195(1-4):257–291, 2015.

- G. Dahlquist and Å. Björck. *Numerical methods*. Courier Corporation, 2003.
- U. Frisch. *Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov*. Cambridge University Press., 1995.
- B. M. Jakosky, R. P. Lin, J. M. Grebowsky, J. G. Luhmann, D. Mitchell, G. Beutelschies, T. Priser, M. Acuna, L. Andersson, D. Baird, et al. The mars atmosphere and volatile evolution (maven) mission. *Space Science Reviews*, 195:3–48, 2015.
- M. G. Kivelson and C. T. Russell. *Introduction to Space Physics, chap. A brief history of Solar-Terrestrial physics*. Cambridge University Press, 1995.
- A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 434(1890):9–13, 1941.
- W. Matthaeus, C. Smith, and J. Bieber. Correlation lengths, the ultrascale, and the spatial structure of interplanetary turbulence. In *AIP Conference Proceedings*, volume 471, pages 511–514. American Institute of Physics, 1999.
- W. Matthaeus, S. Dasso, J. Weygand, L. Milano, C. Smith, and M. Kivelson. Spatial correlation of solar-wind turbulence from two-point measurements. *Physical review letters*, 95(23):231101, 2005.
- W. H. Matthaeus and M. L. Goldstein. Measurement of the rugged invariants of magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 87(A8): 6011–6028, 1982.
- C. Phillips, R. Bandyopadhyay, and D. J. McComas. Taylor microscale and effective

- reynolds number near the sun from psp. *The Astrophysical Journal*, 933(1):33, jun 2022. doi: 10.3847/1538-4357/ac713f. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac713f>.
- L. F. Richardson. *Weather prediction by numerical process*. University Press, 1922.
- N. Romanelli, C. Mazelle, J.-Y. Chaufray, K. Meziane, L. Shan, S. Ruhunusiri, J. E. Connerney, J. R. Espley, F. Eparvier, E. Thiemann, et al. Proton cyclotron waves occurrence rate upstream from mars observed by maven: Associated variability of the martian upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(11):11–113, 2016.
- C. W. Smith, W. H. Matthaeus, G. P. Zank, N. F. Ness, S. Oughton, and J. D. Richardson. Heating of the low-latitude solar wind by dissipation of turbulent magnetic fluctuations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A5):8253–8272, 2001.
- C. W. Smith, P. A. Isenberg, W. H. Matthaeus, and J. D. Richardson. Turbulent heating of the solar wind by newborn interstellar pickup protons. *The Astrophysical Journal*, 638(1):508, 2006.
- C. W. Smith, B. J. Vasquez, J. T. Coburn, M. A. Forman, and J. E. Stawarz. Correlation scales of the turbulent cascade at 1 au. *The Astrophysical Journal*, 858(1):21, apr 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aabb00.
- H. Tennekes, J. L. Lumley, J. L. Lumley, et al. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial –  
Compartir Igual (by-nc-sa) 2.5 Argentina

Buenos Aires, 2023