



Facultad de Ciencias
**Astronómicas
y Geofísicas**
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis de grado en Geofísica

**RECONEXIÓN MAGNÉTICA Y REGIONES
AURORALES TERRESTRES: ANÁLISIS DE
DISTINTAS FUNCIONES DE ACOPLAMIENTO
VIENTO SOLAR - CAMPO MAGNÉTICO
TERRESTRE**
Hilario Berezin

Directora: María Fernanda Montero
Co-Directora: Patricia Alejandra Sallago

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO DE 2021 -

Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

RECONEXIÓN MAGNÉTICA Y REGIONES AURORALES
TERRESTRES: ANÁLISIS DE DISTINTAS FUNCIONES DE
ACOPLAMIENTO VIENTO SOLAR - CAMPO MAGNÉTICO
TERRESTRE
Hilario Berezin

María Fernanda Montero Francisco Azpilicueta Facundo Poblet

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO DE 2021 -

Prefacio

Los resultados obtenidos en la presente tesis de grado me han permitido presentar un póster y una charla en la Reunión de la Asociación de Física Argentina 2019, y 2020 respectivamente. Estas presentaciones se detallan a continuación:

- *“Reconexión magnética y regiones aurorales terrestres: Análisis de distintas funciones de acoplamiento viento solar - Campo magnético terrestre.”* Berezin, H., Montero, M. F., Sallago, A. P. Reunión de la Asociación Física Argentina 2019.
- *“Reconexión magnética y regiones aurorales terrestres: Análisis de distintas funciones de acoplamiento viento solar - Campo magnético terrestre. Posible cota para transferencia de energía”.* Berezin, H., Montero, M. F., Sallago, A. P. Reunión de la Asociación Física Argentina 2020.

Hilario Berezin
e-mail: HilarioBerezin@gmail.com
La Plata, marzo de 2021.

Resumen

Este trabajo tuvo como objetivo principal analizar subtormentas geomagnéticas y su relación con perturbaciones en el campo magnético interplanetario. Este análisis se hizo por medio de funciones de acoplamiento, las cuales son estimaciones que permiten, a partir de datos satelitales, cuantificar la energía magnética proveniente del viento solar que puede ser transferida a la magnetósfera, mediante reconexión magnética.

Cerca de 1 a 2 hs después de que los valores de las funciones de acoplamiento superan un umbral en particular, ingresa a la magnetósfera la energía necesaria para desarrollar una subtormenta. Con el objetivo de confirmar que efectivamente se desarrollan estos eventos en el intervalo de tiempo mencionado, se utilizaron estaciones magnéticas terrestres de la red INTERMAGNET.

En primera instancia seleccioné los intervalos de tiempo de medición, basándome en trabajos previos que mencionan la aparición de subtormentas no asociadas a tormentas magnéticas, descritas por Milan et al. (2012). El autor realizó una comparación entre la tasa de reconexión en el lado diurno de la magnetósfera y la tasa de expansión del casquete polar durante una subtormenta. El análisis permitió, a partir de los datos de estaciones terrestres, verificar la presencia de las mismas. En segunda instancia, con la idea de aumentar el número de eventos estudiados, se describieron subtormentas no analizadas anteriormente.

Por último, se analizó la correlación entre el Epsilon de Akasofu y el mínimo del índice SML. Esta correlación fue comparada con la realizada por Ebihara et al. (2019) para sus simulaciones numéricas, obteniendo un resultado consistente con el obtenido por los autores. De esta manera, se confirma que el módulo del mínimo de SML se incrementa al aumentar V_{sw} y al aumentar el módulo de B_z .

A mis padres. Gabriela y Jorge.
A mis hermanos. Natalio y Ángela.
A mis tíos. Mario, Tochi, Martha y Gustavo.
A mis amigos de Chacabuco. Nico, Shoni, Julian, Luciano, España, Andres, Martin,
Leo y Val.
A mis amigos de La Plata. Sole, Augusto, Mel, Julian, Lucia, Laucha y Yenni.
A mi fiel compañero felino y a "fifi", un gato que lucho hasta ultimo momento y
merece ser recordado.
A mi directora. Fernanda.
Al buffet de la facultad por permitirme conocer a Leandro y a Sara.
A los que me quieren y a los que no.

Índice general

Prefacio	iii
Resumen	v
Introducción	xi
1. Definiciones y conceptos generales	1
1.1. Viento solar y campo magnético interplanetario (IMF)	1
1.2. Reconexión magnética	2
1.2.1. Reconexión magnética en la magnetósfera	3
1.3. Estructura de la magnetósfera	4
1.4. Subtormentas geomagnéticas	7
1.5. Electrojets	9
1.5.1. Electrojet e índices aurorales	9
1.6. Sistema Magnetosférico Solar Geocéntrico (GSM)	11
2. Funciones de acoplamiento, datos satelitales y terrestres	13
2.1. Funciones de acoplamiento	13
2.1.1. Función campo eléctrico	13
2.1.2. Función de Akasofu	14
2.1.3. Función de Vasyliunas	14
2.2. Satélite <i>Advanced Composition Explorer</i> (ACE)	15
2.3. Red INTERMAGNET (<i>International Realtime Magnetic Observatory Network</i>)	16
2.4. SuperMAG	17
2.5. Tiempo de retardo entre datos satelitales y terrestres	18
3. Análisis de datos	21
4. Comparación con Modelo Teórico	35
4.1. Simulaciones magnetohidrodinámicas	35
5. Conclusiones y trabajos a futuro	39
Bibliografía	41
A. Teorema de Poynting	45
	ix

ÍNDICE GENERAL

B. Modelos bidimensionales de reconexión magnética	47
B.1. Tasa de reconexión	48
B.2. Modelo de reconexión de Sweet-Parker	48

Introducción

Las complejas relaciones entre los plasmas y los campos magnéticos se ponen en evidencia en sistemas como el Sol, el viento solar y el campo magnético terrestre. Cualquier modificación de estas relaciones tiene consecuencia directa en las variaciones temporales de los elementos geomagnéticos. Dichas variaciones son el resultado de perturbaciones en la magnetósfera (como tormentas o subtormentas geomagnéticas) producidas por el encuentro del campo magnético arrastrado por el viento solar (IMF, *Interplanetary magnetic field*) y el campo magnético terrestre (CMT)¹.

En este contexto se da lugar al fenómeno de reconexión magnética, que es el encuentro de dos plasmas cuyas estructuras son topológicamente diferentes. Este es un proceso difusivo que permite extraer energía magnética del plasma, transformándola en energía cinética de las partículas que ingresan a la magnetósfera. En el caso de las subtormentas magnéticas, estos fenómenos tienen lugar en las regiones aurorales. Dichos fenómenos se pueden registrar tanto en estaciones sobre la superficie terrestre como en las observaciones satelitales (por ejemplo, en observaciones de la misión ACE, *Advanced Composition Explorer*).

En el capítulo 1 veremos definiciones y conceptos generales que se utilizaron para este trabajo. En particular se definen los plasmas que interactúan y el fenómeno de reconexión magnética, generado por esta interacción.

En el capítulo 2 se describen las bases de datos utilizadas, los instrumentos que generan estos datos y una observación que tuve en cuenta a la hora de analizar temporalmente los eventos. Tanto este capítulo como el anterior están complementados por un apéndice.

En el capítulo 3 se desarrolla la identificación y el análisis de las subtormentas con sus correspondientes funciones de acoplamiento.

En el capítulo 4 se desarrolla la comparación de los resultados obtenidos de este trabajo con los obtenidos por simulaciones magnetohidrodinámicas realizadas en el año 2019 por Ebihara, resultando que estos son muy próximos.

Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones y los trabajos a futuro.

¹Llamamos campo magnético a \vec{B} [nT]

Capítulo 1

Definiciones y conceptos generales

En este capítulo se presentan conceptos básicos y conocimientos sobre lo que sabemos hasta el momento acerca del viento solar, la magnetósfera terrestre, el fenómeno de reconexión magnética y las subtormentas geomagnéticas.

1.1. Viento solar y campo magnético interplanetario (IMF)

El viento solar es un flujo de plasma que se genera en el Sol e inunda todo el espacio interplanetario. Este flujo es el resultado de la gran diferencia de presiones magnéticas que hay entre la corona solar y el espacio interplanetario, debido a la actividad solar. Está compuesto de iones de hidrógeno, electrones, helio y, en menor cantidad, de elementos más pesados. Este configura la magnetósfera terrestre, dándole forma de cometa, y proporciona energía para sus múltiples procesos.

La velocidad del viento solar es función de la latitud heliocéntrica y de la actividad solar del momento. En la figura 1.1 se representa la velocidad en coordenadas polares, es decir, la velocidad es función de la latitud y de la distancia al centro. Los paneles de la izquierda y la derecha muestran los perfiles de velocidad en un mínimo y un máximo de actividad solar, respectivamente. Los datos se superponen a imágenes de la corona típicas de estos períodos de actividad solar. En ambos paneles, el tiempo comienza en el lado izquierdo (hacia el sur) y avanza en sentido antihorario a lo largo de la órbita del satélite *Ulyses*, como lo indican las flechas. Podemos observar que valores típicos de velocidad de viento solar para épocas de actividad baja son de $4 \times 10^5 \text{ms}^{-1}$ para latitudes heliocéntricas bajas, mientras que para las latitudes más altas es del orden de $7.5 \times 10^5 \text{ms}^{-1}$. (Meyer-Vernet, 2007).

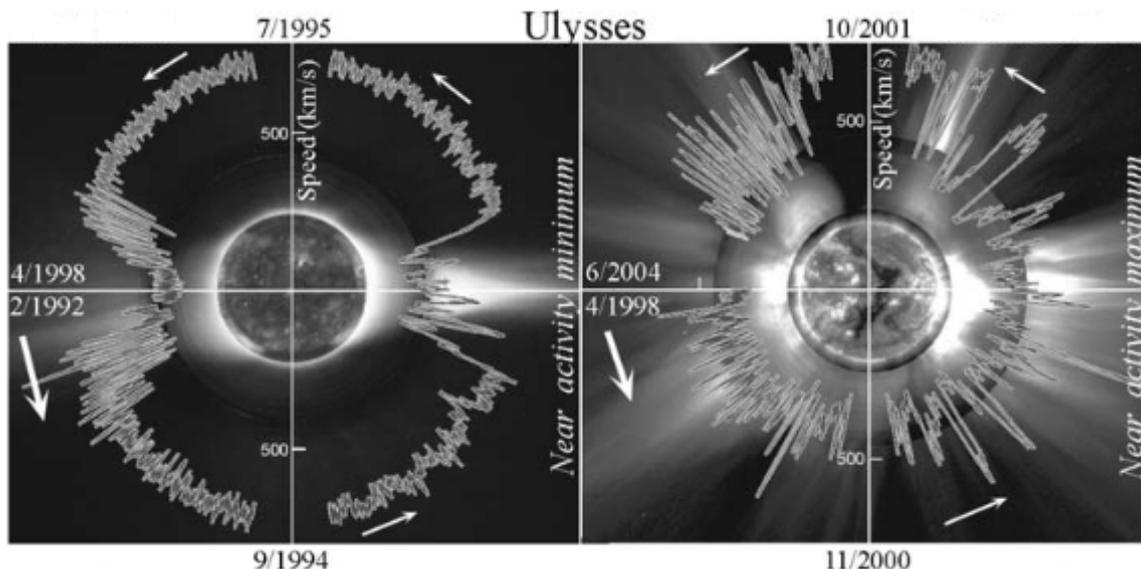


Figura 1.1. Velocidad del viento solar en función de la latitud heliocéntrica, representada en coordenadas polares durante las dos primeras órbitas del satélite Ulises. Los datos se representan gráficamente sobre imágenes solares obtenidas el 17 de agosto de 1996 (cercano al mínimo de actividad; izquierda) y el 7 de diciembre de 2000 (cercano al máximo de actividad; derecha). Fuente: (Meyer-Vernet, 2007)

La corona solar se encuentra inmersa en campos magnéticos de diferentes magnitudes y el material que hay en esa región está altamente ionizado por lo que podemos suponer que se encuentra en el límite de conducción perfecta. Esta suposición hace que estemos en las condiciones del Teorema de Alfvén de plasmas congelados, que nos describe el movimiento de las líneas de campo magnético como “ancladas” al plasma. En el caso del viento solar se observa que el flujo de viento solar arrastra consigo las líneas de campo que están congeladas a él. Este escenario sugiere entonces un viento solar compuesto de un flujo de partículas y un campo magnético que se aleja radialmente del Sol denominado campo magnético interplanetario (IMF por sus siglas en inglés). Este juega un papel crucial en la transferencia de energía a la magnetósfera.

1.2. Reconexión magnética

Los modelos de reconexión magnética surgieron a partir de algunos interrogantes planteados en física acerca de ciertos fenómenos de calentamiento anómalo. Dado que en la actualidad existe cierto consenso acerca de que los mecanismos radiativos no pueden dar lugar a los fenómenos de calentamiento anómalo, fue necesario concebir mecanismos capaces de describir el transporte de energía desde regiones frías a regiones calientes. Dichos mecanismos se basan en el calentamiento magnético, convirtiendo la energía de los campos magnéticos en calor disipado por efecto Joule.

Como vimos en la sección anterior, los plasmas que constituyen el viento solar pueden considerarse congelados. Este acoplamiento entre el viento solar y el IMF hace que el campo sea arrastrado por la materia a lo largo de su movimiento, conservando su estructura topológica.

Cuando se alcanza una situación en la que el movimiento de la materia hace insostenible la topología del campo, aparecen fuertes efectos difusivos en regiones estrechas del espacio. Estos efectos siempre van acompañados por corrientes muy elevadas que dan lugar a la disipación por efecto Joule de la energía proveniente del campo magnético. Si dichos campos presentan originalmente estructuras complicadas, tanto más frecuentes será su incompatibilidad con el movimiento del plasma y la correspondiente disipación. Estas regiones presentan formas de hojas, vainas o filamentos de corriente.

Supongamos una situación bidimensional estacionaria como indica la figura 1.2 donde el plasma ingresa a la región por sus lados mayores y sale por los menores. Este es uno de los modelos más simples de reconexión propuestos por Sweet y Parker en el año 1956 (ver apéndice B). En dicho modelo, fuera de la zona de difusión (zona central de la figura) es válida la condición de congelamiento, y supongamos que el plasma se va acercando a la zona de difusión arrastrando las líneas. Para que pueda haber reconexión en el caso bidimensional, en la zona de difusión tendrá que existir un punto en el que la proyección de \vec{B} en el plano sea nula (un punto neutro tipo X).

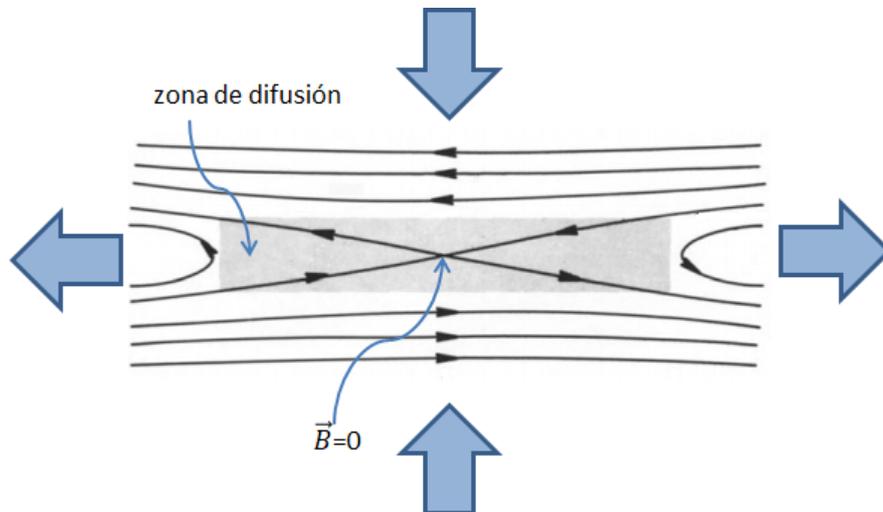


Figura 1.2. Reconexión bidimensional: Modelo de Sweet-Parker (ver apéndice B). Zona de difusión: el plasma se difunde a través de las líneas. Fuera de la zona de difusión la disipación es despreciable; el plasma arrastra las líneas. Adaptado de Akasofu (1977)

En la zona de difusión el plasma se difunde a través de las líneas; al salir vuelve a estar congelado, pero parte del plasma que estaba sobre una misma línea antes de entrar sale en una dirección, y parte en otra, quedando así en líneas de campo distintas. Un estudio completo sobre este fenómeno y sus aplicaciones puede encontrarse en el libro Priest y Forbes (2000).

1.2.1. Reconexión magnética en la magnetósfera

Aquí examinaremos la reconexión entre las líneas de campo interplanetario y geomagnético. Este proceso se muestra esquemáticamente en la Figura 1.3. Una línea de campo magnético interplanetario es transportada hacia la Tierra por el viento solar (a). Después de interactuar con la línea del campo geomagnético (b), se forman un par de líneas de campo abierto (c). La reconexión tiene lugar donde las líneas de campo

1. Definiciones y conceptos generales

interplanetario y geomagnético forman una configuración de tipo X. En el caso más simple (es decir, cuando el IMF tiene sólo componente hacia el sur), este proceso tiene lugar en latitudes ecuatoriales de la magnetopausa del lado diurno.

En la hoja de corriente situada en la magnetocola (del lado nocturno de la Tierra), tiene lugar el proceso inverso; un par de líneas de campo abierto se reconectan para formar una línea de campo cerrado, dejando una línea de campo interplanetario (d, e, f).

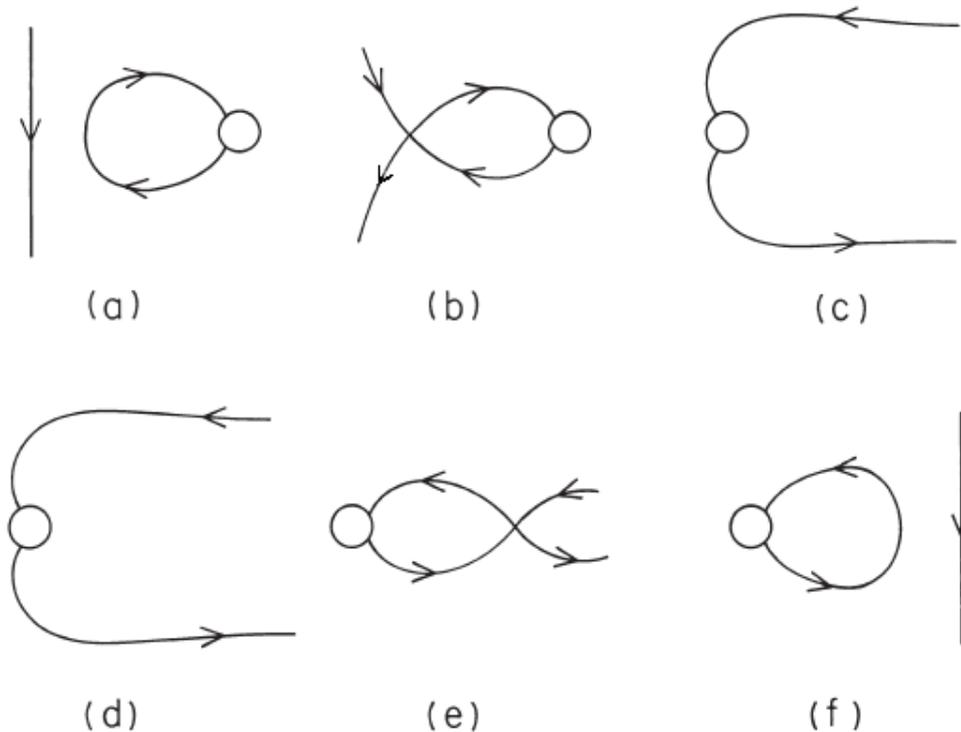


Figura 1.3. Esquema del proceso de reconexión en la magnetósfera según el modelo de Dungey. Adaptado de Akasofu (1977).

La tasa de reconexión (ver apéndice B) depende fuertemente de la orientación norte-sur del campo magnético interplanetario del viento solar. El campo en la nariz del lado diurno de la magnetósfera está orientado hacia el norte, por lo que cuando el campo interplanetario está orientado hacia el sur, la geometría del campo es favorable para el tipo de reconexión que genera un nuevo flujo de líneas de campo magnético abiertas. Cuando el campo interplanetario apunta hacia el norte, es posible alguna reconexión, pero solo reconfigura el flujo de líneas de campo que ya está abierto.

1.3. Estructura de la magnetósfera

Cuando el viento solar se encuentra con un cuerpo magnetizado como la Tierra, ocurre una compleja interacción entre el plasma y el campo de inducción magnética. En el lado diurno de la Tierra, el avance del viento solar se anula cuando la presión ejercida por este se equilibra con la ejercida por el campo magnético terrestre. El

viento solar fluye alrededor del lado diurno hacia el lado nocturno, y allí la estructura del campo magnético se estira, generando una especie de cola similar a la de un cometa. Esta se alinea en la dirección del flujo del viento solar y se extiende más allá de los 200 radios terrestres (R_T). La cavidad magnética resultante en forma de cometa se conoce como magnetósfera.

Dungey (1961) propone un modelo topológico para la magnetósfera terrestre y su interacción con el viento solar. Este modelo cuenta con dos puntos nulos, o puntos X, formados por la interconexión entre el campo magnético terrestre y el campo magnético del viento solar, donde se produce el fenómeno de reconexión magnética. Un punto neutro ocurre en la magnetopausa del lado diurno y el otro ocurre en el lado nocturno (figura 1.4). Las líneas de campo reconectadas resultantes se denominan líneas de campo abiertas, ya que están conectados tanto los campos magnéticos provenientes del Sol como los de la Tierra.

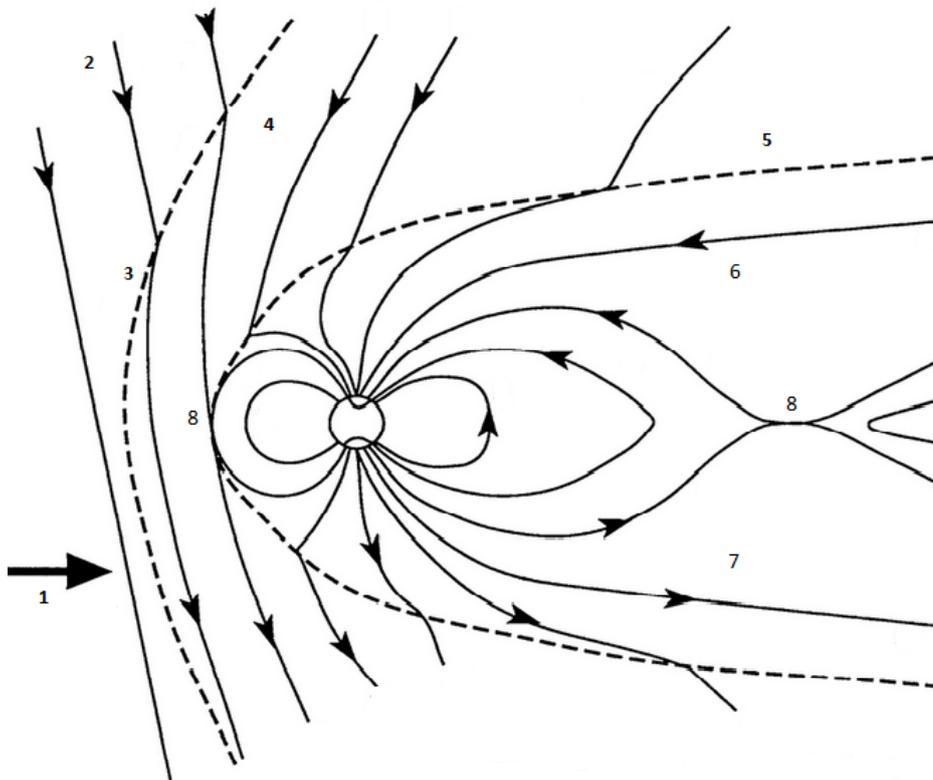


Figura 1.4. Estructura de la magnetósfera terrestre. 1. Viento solar, 2. Campo magnético interplanetario, 3. Frente de choque, 4. Magnetovaina, 5. Magnetopausa, 6. Lóbulo superior de la magnetocola, 7. Lóbulo inferior de la magnetocola, 8. Puntos X. Adaptado de Draper (2005)

1. Definiciones y conceptos generales

Cada una de las regiones de la magnetósfera está definida por diferentes poblaciones de partículas, corrientes y campos, que resultan del encuentro entre el viento solar y el campo geomagnético. Dichas regiones se describirán a continuación:

- Frente de choque. De manera similar a la onda de choque que se genera frente a un avión cuando este rebasa la velocidad del sonido, se forma el frente de choque de la magnetósfera. Como consecuencia de su formación, el viento solar se desvía hacia los costados de la magnetósfera disminuyendo su velocidad hasta los 250 km/s, aproximadamente, para acelerarse de nuevo, una vez que ha alcanzado una distancia de $100 R_T$, a partir del frente de choque.
- Magnetovaina. Después del frente de choque encontramos la magnetovaina limitada también por la magnetopausa. En esta región se forma un plasma turbulento que fluye alrededor de la magnetósfera, provocado por el flujo supersónico del viento solar. Aquí, el campo magnético interplanetario es arrastrado tendiendo a alinearse tangencialmente con la magnetopausa.
- Magnetopausa: Esta región es el límite de la magnetósfera y se localiza, en promedio, a $10 R_T$ del lado diurno; su espesor se estima entre los 100 y 200 kilómetros y aquí la intensidad del campo geomagnético varía entre 5 y 20 nT.
- Magnetocola: Esta región apunta siempre en la dirección antisolar, es decir, del lado nocturno del planeta y puede extenderse más allá de los $200 R_T$. En general, la estructura de la magnetocola depende de la actividad geomagnética, sobre todo durante los períodos de tormentas magnéticas donde llegan a formarse dos sectores o lóbulos separados por una hoja de plasma.
- Hoja de corriente y hoja de plasma: A una distancia de casi $16 R_T$ en dirección antisolar se ha observado que la magnitud del campo decrece hasta un valor muy pequeño, comparado con el rango entre 10 y 20 nT que se ha registrado a distancias entre 10 y $15 R_T$; además a esta misma distancia ($16 R_T$), el sentido del campo cambia abruptamente de un sentido antisolar a uno solar. Este cambio fue la clave para observar la hoja de corriente (Figura 1.5), también llamada hoja neutra, la cual separa las regiones del campo magnético de sentido opuesto y tiene un espesor de 0.1 a $1 R_T$. El cambio del sentido del campo en la magnetocola implica además la existencia de una hoja de plasma que se encuentra confinada entre las dos líneas de campo magnético con sentidos opuestos y que se ubican en el ecuador magnético. Esta estructura tiene un espesor de $3 R_T$ en promedio y se localiza entre 30 y $40 R_T$ (a la mitad de la magnetocola); dicho espesor varía durante las subtormentas geomagnéticas de acuerdo con las fases de este fenómeno magnético. (Mendoza, 2013).

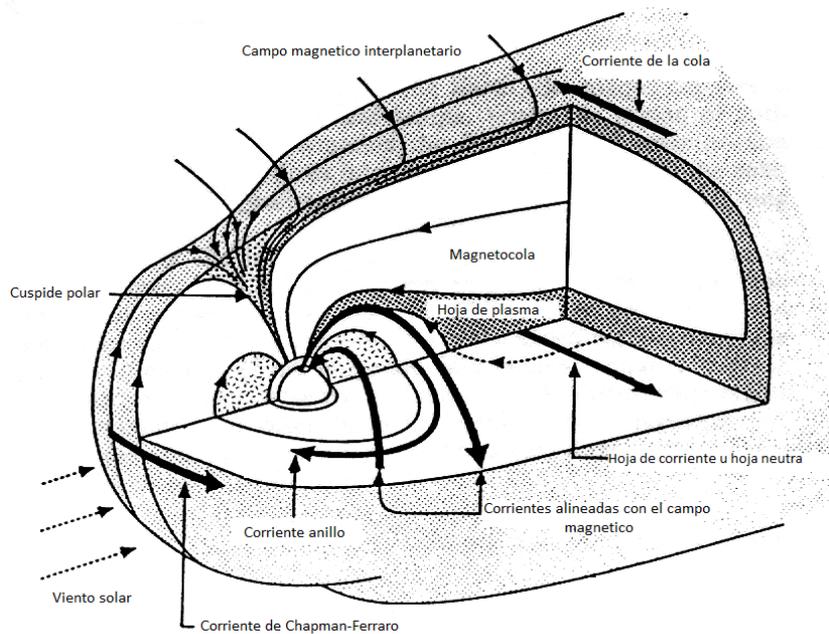


Figura 1.5. Sistema de corrientes en la magnetósfera terrestre. Adaptado de Draper (2005)

1.4. Subtormentas geomagnéticas

Una subtormenta es una perturbación en el campo geomagnético que resulta de la inyección de energía en la magnetósfera, causada por un giro hacia el sur del campo magnético interplanetario. Suele durar aproximadamente de una a cuatro horas. Las perturbaciones más significativas del campo geomagnético se concentran en las zonas aurorales. Por esta razón, también se las llama subtormentas aurorales o polares. Aproximadamente ocurren una o dos subtormentas por día, pero durante una tormenta magnética, pueden darse con mayor frecuencia (cada dos o tres horas).

En una subtormenta se pueden observar tres fases características, que se denominan fase de crecimiento, expansión y recuperación.

- La fase de crecimiento inicia con la reconexión del campo geomagnético en la magnetopausa del lado diurno con la componente sur del IMF (Figura 1.6). Unos minutos después del inicio de la reconexión en la magnetopausa, el plasma ionosférico en la región del casquete polar comienza a moverse hacia la cola en respuesta al empuje del viento solar. Esto conduce a un incremento del flujo de corriente en la hoja de plasma de la magnetocola. Esta fase de crecimiento dura típicamente unos 40 minutos. Eventualmente, la corriente en la cola alcanza un umbral crítico que provoca una liberación dinámica de la energía magnética almacenada en la hoja de corriente. Este punto marca el comienzo de la fase de expansión.
- La fase de expansión de una subtormenta comienza cuando parte de la hoja de corriente de la cola magnética que atraviesa la zona más próxima a la Tierra es desviada hacia esta última (Figura 1.7); fluye alineada a las líneas de campo magnético hacia la ionosfera auroral en el sector de medianoche (tramo descendente a

1. Definiciones y conceptos generales

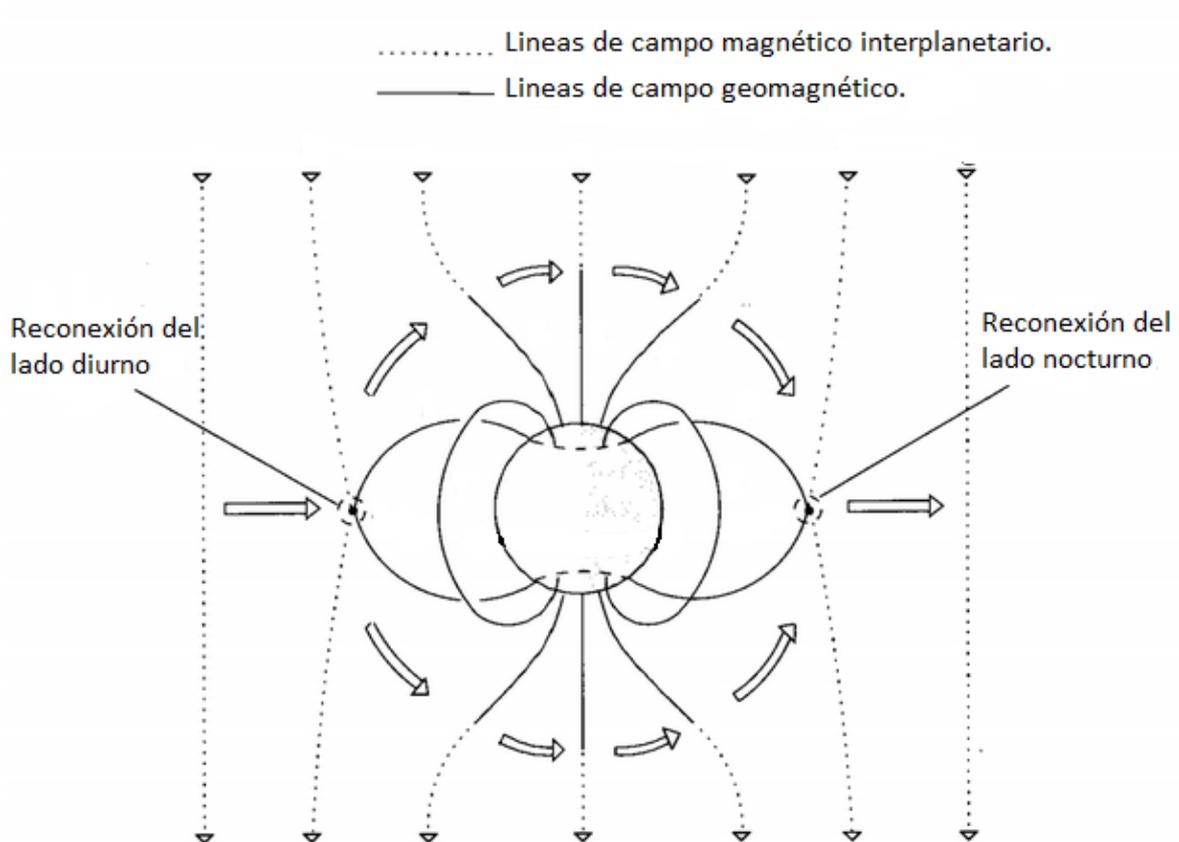


Figura 1.6. Fase de crecimiento. Adaptado de Prolls (2004)

la ionosfera auroral); recorre hacia el oeste la ionosfera auroral nocturna (tramo denominado electrojet de subtormenta); y fluye desde la ionosfera auroral del lado del atardecer (tramo ascendente); éste ultimo tramo alcanza a la corriente anillo y/o regresa a la corriente que atraviesa la cola, ahora del lado del atardecer. Este modelo de acoplamiento ionósfera-magnetósfera se denomina modelo de cuña de corriente y suele mantenerse durante una a una hora y media (Van Zele (2006)).

Minutos antes de que termine este proceso las líneas de campo de la magnetocola comienzan a relajarse y cambiar a una forma dipolar (un proceso llamado dipolarización), pero la actividad auroral y el electrojet persisten unos minutos más.

- Eventualmente, la actividad y el electrojet comienzan a desvanecerse. Esta fase en declive es la de recuperación, que eventualmente restaura la magnetósfera a la configuración que tenía antes del inicio de la fase de crecimiento.

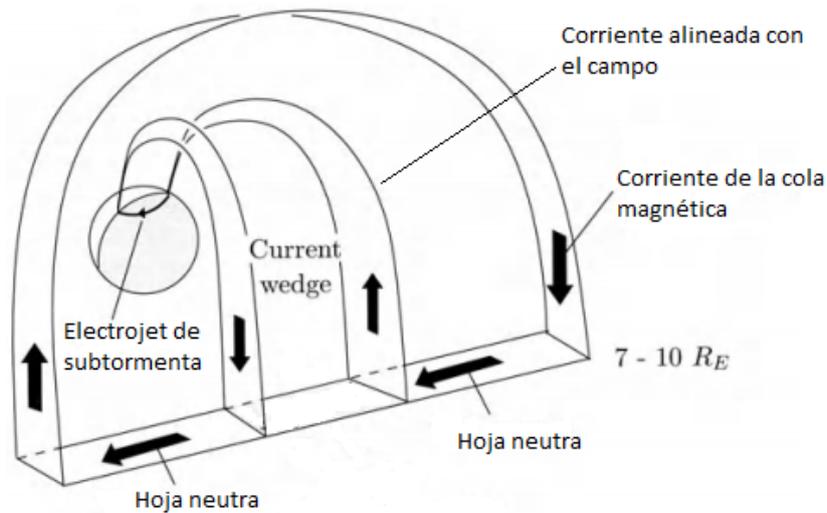


Figura 1.7. Fase de expansión: Modelo de cuña de corriente (o Current wedge en inglés). Adaptado de Prolls (2004)

1.5. Electrojets

Las mediciones del campo magnético en la superficie de la Tierra revelan que con frecuencia este se ve perturbado por los efectos de las corrientes eléctricas que fluyen dentro y por encima de la ionosfera. Estas corrientes son producidas por la interacción del viento solar con el campo geomagnético.

1.5.1. Electrojet e índices aurales

Durante la fase de crecimiento de la subtormenta crece el flujo de partículas que se precipitan en el óvalo auroral (anillo entre los 65° y 70° de latitud magnética) causando una ionización significativa en esta zona y generando una mayor conductividad que la observada en el casquete polar (mayor a 70° de latitud magnética). Como resultado, las corrientes más importantes de alta latitud se concentran dentro del óvalo auroral, donde se forman los electrojets aurales. Estos son las corrientes más prominentes en latitudes aurales y llevan una corriente total de algunos millones de amperios. Este es el mismo orden de magnitud que la corriente total transportada por la corriente anillo, pero dado que los electrojets aurales fluyen a solo 100 km sobre la superficie de la Tierra, crean la mayor perturbación magnética terrestre de todos los sistemas de corriente en el entorno de la Tierra. Las perturbaciones tienen magnitudes típicas de 100 a 1000 nT, pero pueden alcanzar los 3000 nT durante las tormentas magnéticas más grandes (Schubert, 2009).

Podemos diferenciar a los electrojets aurales en dos tipos:

- Los electrojets de convección consisten en electrojets orientados hacia el este y hacia el oeste (figura 1.8). Se trata principalmente de corrientes de Hall que se originan alrededor del mediodía, donde son alimentadas por las corrientes descendentes alineadas con el campo geomagnético.

1. Definiciones y conceptos generales

Como se esquematiza a la izquierda de la figura 1.8, el electrojet hacia el este fluye en el sector de la tarde y termina en la región de la medianoche donde fluye parcialmente hacia arriba por las líneas del campo geomagnético. El electrojet hacia el oeste fluye a través de los sectores de la mañana y la medianoche y se extiende hacia el sector de la tarde, donde también diverge como corrientes ascendentes alineadas con el campo.

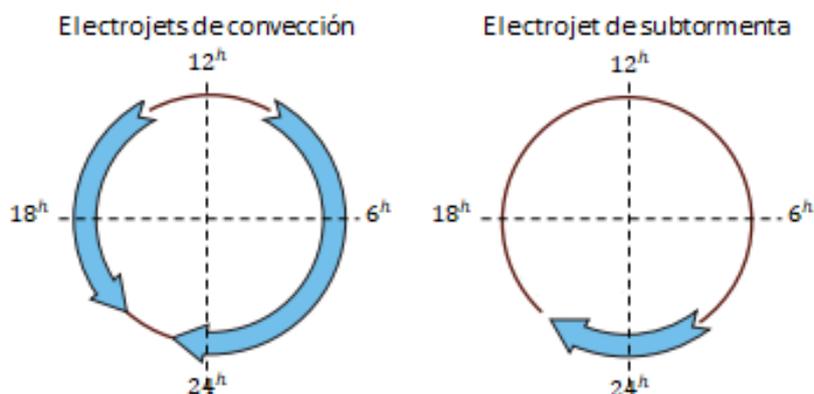


Figura 1.8. Electrojets aurales. Fuente: Schubert (2009)

- El electrojet de subtormenta se concentra en la región auroral activa y se expande hacia el oeste (figuras 1.7 y 1.8) durante la fase de expansión de una subtormenta. La fuerza de esta corriente está determinada principalmente por un fuerte aumento en la conductividad ionosférica debido a la fuerte precipitación de partículas en la región auroral.

Para medir la actividad de los electrojets aurales se introdujeron los índices aurales:

El índice AE (Davis y Sugiura, 1966) se calcula a partir de muestras de 1 min. de la traza de la componente horizontal de 12 observatorios de la zona auroral ubicados en una latitud magnética de 60° a 75° con un espaciado longitudinal de 10° a 40°. Los datos de todos los observatorios se representan en función del tiempo universal y respecto a un nivel de día tranquilo. Como muestra la figura 1.9 las curvas superior e inferior se definen como AU y AL, mientras que AE se define como la separación entre dichas curvas. Las envolventes superior e inferior representan las corrientes máximas de electrojet hacia el este y hacia el oeste, respectivamente, mientras que AE representa la corriente máxima total de electrojet. El inicio del electrojet de subtormenta se registra en el índice AL como una disminución repentina, correspondiente a un aumento en la intensidad de la corriente hacia el oeste.

El índice SME (Newell y Gjerloev, 2011) es una extensión de AE basado en los datos de magnetómetros tomados en más de 100 estaciones. Análogo al índice AE, SME se define como $SME = SMU - SML$ donde, SMU es la envolvente superior y SML es la envolvente inferior.

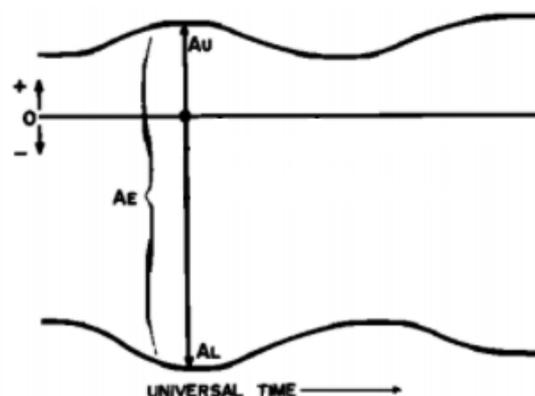


Figura 1.9. Dibujo esquemático que ilustra la relación entre AU, AL y AE. En el eje horizontal tenemos el tiempo universal, mientras que el eje vertical representa la componente horizontal del campo geomagnético. Adaptado de Davis y Sugiura (1966).

1.6. Sistema Magnetosférico Solar Geocéntrico (GSM)

Es conveniente definir un sistema de coordenadas en el marco de referencia donde la Tierra está en reposo. Una opción común es el sistema geocéntrico solar magnético (GSM). El sistema de coordenadas GSM se muestra en la Figura 1.10 con el sol a la derecha en (a), y mirando desde el sol obtenemos el gráfico (b). La línea discontinua en (a) es la dirección del dipolo magnético terrestre.

La Tierra se divide en los sectores del lado diurno y del lado nocturno. Para ese mismo observador, la rotación de la Tierra hacia el este define los sectores de amanecer y anochecer. El sistema GSM está centrado en la Tierra, con x apuntando desde la Tierra al sol, la dirección de y es perpendicular al eje del dipolo magnético de la Tierra y apuntando desde el amanecer hacia el anochecer, y z completa la terna teniendo en cuenta la regla de la mano derecha. Este sistema fija el eje del dipolo de la Tierra para que se encuentre dentro del plano $x - z$, y el ángulo ψ es el ángulo que forma el eje del dipolo magnético con el eje z positivo, con $\psi > 0$. Observamos que el eje de rotación de la Tierra con frecuencia de rotación Ω_E está orientado a $\approx 11^\circ$ desde el eje del dipolo. Las distancias normalmente se dan en radios terrestres (R_T), que aproximadamente equivale a $6.371km$

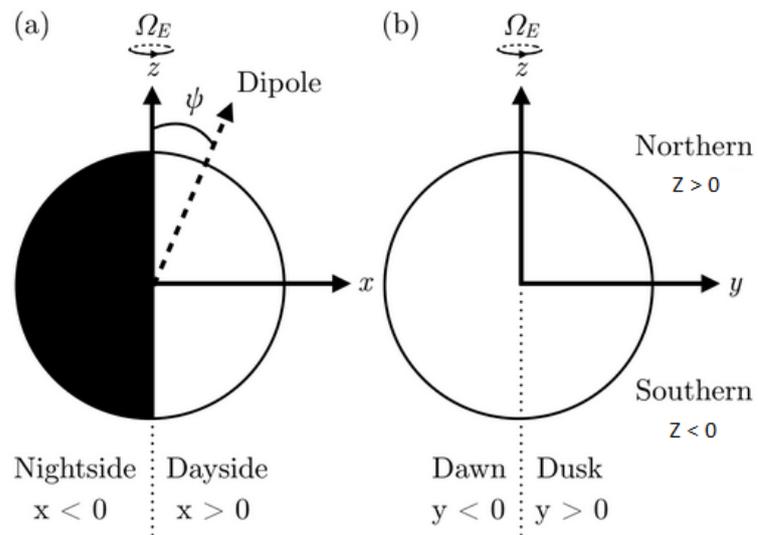


Figura 1.10. Sistema Magnetosferico Solar Geocentrico. Fuente: Mendoza (2013)

Capítulo 2

Funciones de acoplamiento, datos satelitales y terrestres

En este capítulo se describen las funciones de acoplamiento utilizadas en este trabajo y los datos utilizados para confeccionarlas. Además, se detallan los datos terrestres y las correspondientes bases de datos.

2.1. Funciones de acoplamiento

Debido a la ausencia de métodos de observación directos para determinar la tasa a la que la magnetósfera extrae energía del viento solar es que se desarrollaron las funciones de acoplamiento. Estas funciones se construyen a partir de los parámetros del medio interplanetario, como estimaciones empíricas de la transferencia de energía.

La efectividad de estas funciones de acoplamiento ha sido evaluada en numerosos trabajos, en términos de su correlación con índices ionosféricos o magnetosféricos (Índices K_p , D_{st} , AE , AU , AL , etc.) los cuales fueron creados para estimar el consumo y la disipación de energía y, por tanto, la entrada de dicha energía a la magnetósfera.

En este trabajo las funciones de acoplamiento se utilizaron para identificar posibles subtormentas teniendo en cuenta las variaciones y valores que alcanzan dichas funciones.

2.1.1. Función campo eléctrico

El primer intento de estudiar la correlación entre los índices geomagnéticos y alguno de los parámetros del viento solar, medidos por un satélite, fue hecho por Snyder et al. (1963), usando datos obtenidos del satélite Mariner 2. Ellos obtuvieron una buena correlación entre el índice K_p y la velocidad del viento solar v_{sw} . Más tarde, Hirshberg y Colburn (1969) establecieron una conexión entre la componente sur del IMF ($B_z < 0$ en el sistema GSM) y la actividad geomagnética. Arnoldy (1971) introduce un parámetro rectificador de media onda B_S , donde $B_S = B_z$ para $B_z < 0$ y $B_S = 0$ para $B_z > 0$ y encontró una relación lineal entre B_S y el índice geomagnético AE. Debido a que tanto B_S como v_{sw} tienen una buena relación con los índices geomagnéticos, varios autores establecieron correlaciones mejoradas usando B_S y v_{sw} combinadas.

Burton et al. (1975) usó la siguiente función de acoplamiento:

$$E_y = B_S v_{sw} \quad (2.1)$$

que representa la componente rectificada de media onda de la componente y positiva del campo eléctrico interplanetario. Esto se realizó con el objetivo de predecir el perfil de tiempo del índice D_{st} y obtuvo una buena concordancia entre los valores predichos y observados.

2.1.2. Función de Akasofu

Con esta función ideada por Akasofu (1979) se intenta encontrar el campo magnético interplanetario y los parámetros del viento solar que controlan el desarrollo de tormentas y subtormentas geomagnéticas. Para este propósito, el flujo de energía interplanetaria se estima en términos de flujo de Poynting ($\vec{E} \times \vec{B}/4\pi$, ver apéndice A), y sus variaciones temporales se comparan con la tasa de disipación de energía en términos de la inyección de partículas en la corriente anillo $U_i(t)$, la disipación en la ionosfera $U_j(t)$ y la inyección de partículas aurorales $U_p(t)$. El crecimiento de las tormentas geomagnéticas, como el de las subtormentas, es decir, la tasa de disipación de energía total (o potencia disipada), $U(t) = U_i(t) + U_j(t) + U_p(t)$, está estrechamente relacionada con el flujo de Poynting por la siguiente relación:

$$U(t) \simeq \epsilon(t) = V_{sw} B^2 l_0^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2)$$

donde $l_0 \simeq 7R_T$, V_{sw} es la velocidad del viento solar, B es el módulo del IMF y θ :

$$\theta = \tan^{-1}(|B_y|/|B_z|) \text{ si } B_z > 0$$

$$\theta = 180^\circ - \tan^{-1}(|B_y|/|B_z|) \text{ si } B_z < 0$$

es una medida del ángulo entre el vector del campo magnético interplanetario y el vector de campo magnetosférico en la parte frontal de la magnetósfera, en el plano ecuatorial. Todos estos parámetros medidos en el sistema GSM.

Un gran aumento de $U(t)$ está asociado con la actividad de subtormentas, en particular, cuando se alcanzan los $\sim 10^{18} \text{ erg/seg}$. (Akasofu, 1979).

2.1.3. Función de Vasyliunas

La función de acoplamiento P_α desarrollada por Vasyliunas et al. (1982) es una estimación de la energía extraída del viento solar basada en un análisis dimensional. P_α es igual al producto de tres términos:

$$P_\alpha = (\pi l_0^2) \times (m_{sw} N_{sw} v_{sw}^3 / 2) \times (t_r) \quad (2.3)$$

El primer factor entre paréntesis, en el lado derecho de la igualdad, es el área (un círculo de radio l_0) que la magnetósfera presenta al flujo de viento solar. El segundo factor entre paréntesis es el flujo de la densidad de energía cinética del viento solar,

2.2. Satélite *Advanced Composition Explorer* (ACE)

donde m_{sw} es la masa iónica media, N_{sw} es la densidad numérica del viento solar y v_{sw} es la velocidad del viento solar. El tercer factor es una “función de transferencia”, que representa la fracción de energía extraída, incidente en la magnetósfera.

Analizando con más detalle el primer factor, l_0 es la distancia al punto donde se supone un equilibrio entre presiones, medida desde la nariz de la magnetósfera y se puede calcular a partir de suponer el equilibrio entre la presión magnética del campo geomagnético y la presión dinámica del viento solar P_{sw} ($= m_{sw}N_{sw}v_{sw}^2$). Esto nos da un valor de l_0 proporcional a $(M_E^2/P_{sw}\mu_0)^{\frac{1}{6}}$, donde M_E es el momento magnético de la Tierra.

$$l_0 = k(M_E^2/P_{sw}\mu_0)^{\frac{1}{6}} \quad (2.4)$$

La forma adimensional de la función de transferencia adoptada por Vasyliunas et al. (1982), tiene una dependencia del ángulo θ (*clock angle*) de la forma $\sin^2(\theta/2)$ (en el marco de referencia GSM):

$$t_r = k_1(1/M_A^2)^\alpha \sin^4(\theta/2) \quad (2.5)$$

donde k_1 es una constante adimensional, M_A es el número de Alfvén Mach del viento solar (igual a $\sqrt{\mu_0 P_{sw}/\|\vec{B}\|}$) y α es el llamado coeficiente de acoplamiento.

Sustituyendo las ecuaciones 2.4 y 2.5 en 2.3 obtenemos:

$$P_\alpha = (k\pi/2\mu_0^{1/3+\alpha})m_{sw}^{(2/3-\alpha)}M_E^{2/3}N_{sw}^{(2/3-\alpha)} \times V_{sw}^{(7/3-\alpha)}|\vec{B}|^{2\alpha}\sin^4(\theta/2) \quad (2.6)$$

Las expresiones de las funciones de acoplamiento (ecuaciones 2.1, 2.2 y 2.6) fueron calculadas a partir de datos de viento solar proporcionados por el satélite ACE en el sistema de referencia magnetosférico solar geocéntrico. Estos datos se mostraran en el capítulo 3.

Debido a la falta de un criterio numérico para el análisis de las perturbaciones en las funciones de Vasyliunas y Campo eléctrico, y teniendo en cuenta que estamos estudiando el mismo fenómeno, estimo que el inicio de las perturbaciones que generan las subtormentas, es al mismo momento en las tres funciones. Este parece ser un buen criterio teniendo en cuenta los cambios observados en el comportamiento de las funciones para las horas seleccionadas.

2.2. Satélite *Advanced Composition Explorer* (ACE)

ACE proporciona una cobertura continua casi en tiempo real de los parámetros del viento solar y las intensidades de las partículas energéticas solares. Se ubica en el punto de equilibrio L1 entre la Tierra y el Sol (Figura 2.2), a unos 1.500.000 km. delante de la Tierra.

Posee nueve instrumentos para recolectar datos del viento solar. Los dos instrumentos de los que se obtienen los datos presentados en este trabajo son el magnetómetro MAG y el Solar Wind Electron, Proton and Alpha Monitor (SWEPAM).

El MAG mide la dirección y magnitud del campo magnético del viento solar y el instrumento SWEPAM mide la distribución de iones y electrones del plasma del viento solar. (Base de datos en la bibliografía ACE)

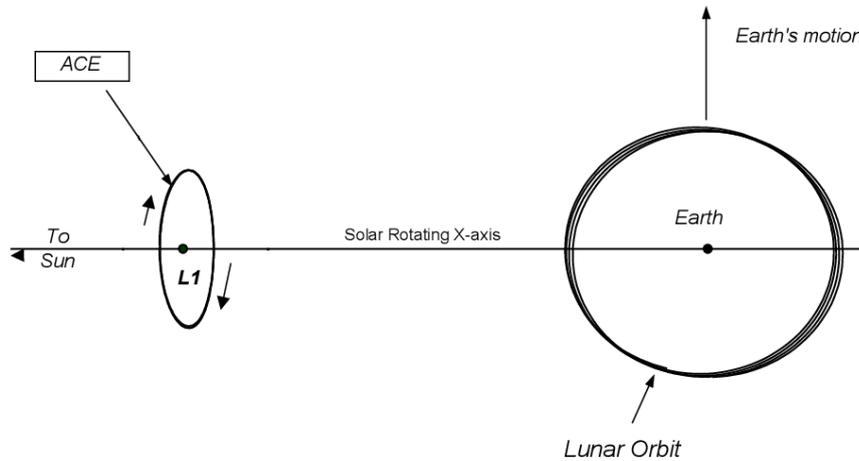


Figura 2.1. Órbita de satélite ACE. Fuente: <https://www.nasa.gov/>

2.3. Red INTERMAGNET (*International Realtime Magnetic Observatory Network*)

Parte del trabajo realizado en esta tesis de grado fue identificar subtormentas reconociendo perturbaciones típicas de este tipo de eventos en la componente horizontal del campo magnético de distintas estaciones magnéticas en Tierra.

Las estaciones utilizadas pertenecen a la red INTERMAGNET (ver link en bibliografía INTERGMAGNET). Esta red de estaciones magnéticas se creó con el objetivo de establecer una red global de observatorios magnéticos digitales en tiempo real. Para este trabajo en particular se utilizaron estaciones pertenecientes a la región auroral (entre 60° y 75° de latitud magnética).

Observatory	IAGA Code	Geographic Coord.		Geomagnetic Coord.	
		Lat.(°N)	Long.(°E)	Lat.(°N)	Long.(°E)
Abisko	ABK	68.36	18.82	66.04	115.08
Dixon Island	DIK	73.55	80.57	63.02	161.57
Cape Chelyuskin	CCS	77.72	104.28	66.26	176.46
Tixie Bay	TIK	71.58	129.00	60.44	191.41
Cape Wellen	CWE	66.17	190.17	61.79	237.10
Barrow	BRW	71.30	203.25	68.54	241.15
College	CMO	64.87	212.17	64.63	256.52
Yellowknife	YKC	62.40	245.60	69.00	292.80
Fort Churchill	FCC	58.80	265.90	68.70	322.77
Poste-de-la-Baleine	PBQ	55.27	282.22	66.58	347.36
Narsarsuaq (Narssarsuaq)	NAQ	61.20	314.16	71.21	36.79
Leirvogur	LRV	64.18	338.30	70.22	71.04
Iqaluit	IQA	63.75	291.48	72.9	15
Jim Carrigan	JCO	70.36	211.2	70.57	-101.79
Deadhorse	DED	70.36	211.21	70.57	-101.79

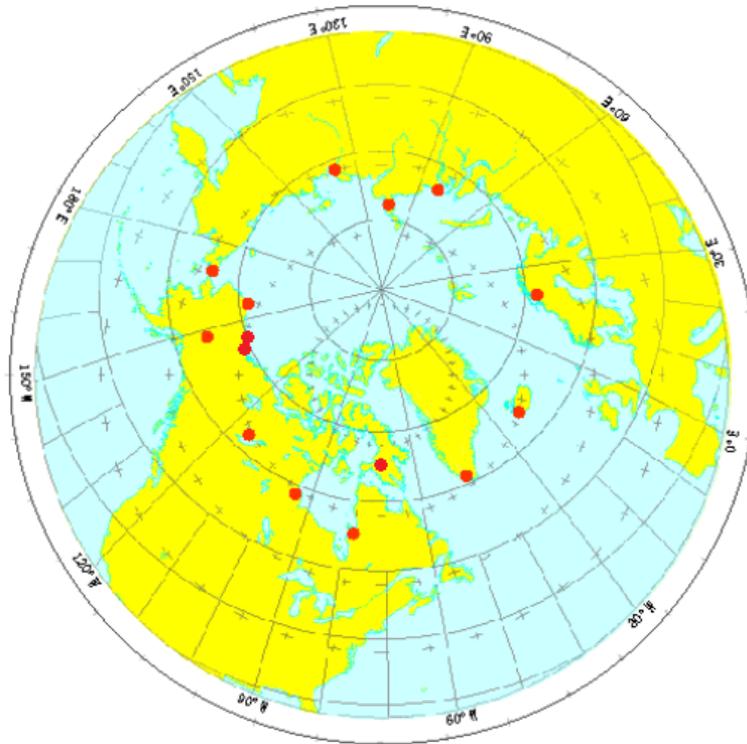


Figura 2.2. Estaciones pertenecientes a la Red INTERMAGNET utilizadas en este trabajo. Adaptado de <https://intermagnet.org/index-eng.php>

2.4. SuperMAG

SuperMAG es una colaboración mundial de organizaciones y agencias nacionales que actualmente operan más de 300 magnetómetros terrestres (ver link en bibliografía SuperMAG). Proporciona mediciones de perturbaciones del campo magnético de todas las estaciones disponibles en el mismo sistema de coordenadas, con idéntica resolución temporal.

Entre otros servicios que proporciona SuperMAG, se encuentra el índice SME y

las funciones de acoplamiento de Akasofu corregido por el retardo temporal entre los datos satelitales y terrestres. Tanto el índice SME como la función de Akasofu se utilizaron en la comparación del análisis realizado en este trabajo con simulaciones teóricas mencionadas en el capítulo 4.

2.5. Tiempo de retardo entre datos satelitales y terrestres

Las fluctuaciones en el campo magnético interplanetario (IMF) pueden ser interpretadas como estructuras aproximadamente planas como se muestra en la figura 2.3

Hasta hace no más de 20 años, los cálculos que se utilizaban para predecir los efectos del IMF en la Tierra, se realizaban teniendo en cuenta solo la distancia desde L1 (230 R_E desde la Tierra hacia el Sol) hasta la magnetósfera terrestre y las velocidades medias del viento solar, obteniendo tiempos de propagación del orden de una hora. En otras palabras, se suponía que el frente de la perturbación viajaba en dirección paralela a la línea Sol-Tierra (figura 2.3).

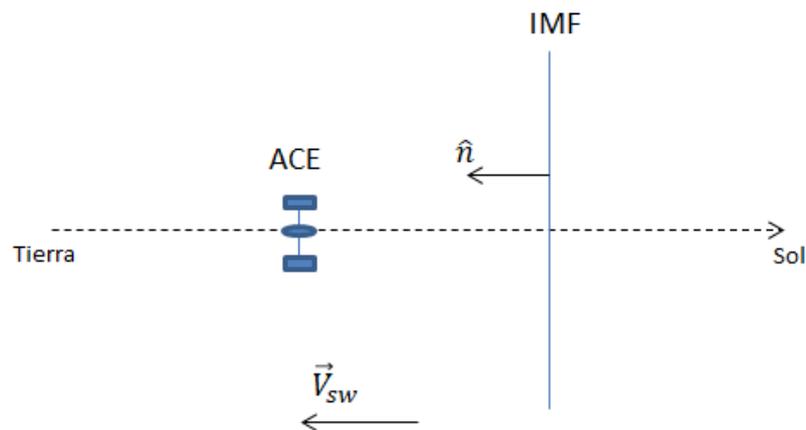


Figura 2.3. Perturbación sin inclinación

Collier et al. (1998) muestra, a partir de mediciones de múltiples satélites, que estos frentes de perturbación provocados por el IMF en realidad están inclinados con respecto a la línea Sol-Tierra (figura 2.4). Esta inclinación provoca una modificación en los tiempos de arribo a la magnetósfera terrestre, generando diferencias de tiempo significativas a lo esperado en el caso no inclinado.

Weimer et al. (2002) obtiene que la técnica de análisis de varianza mínima MVA (por sus siglas en inglés) se puede utilizar para determinar adecuadamente la inclinación del plano de perturbación y su relación con el tiempo de propagación.

Sin entrar en detalles matemáticos del método, que se puede encontrar en las referencias (Sonnerup y Scheible, 1998), es interesante dar un vistazo general a las ecuaciones.

Se define una matriz simétrica, 3 por 3, llamada “Matriz de varianza magnética” como:

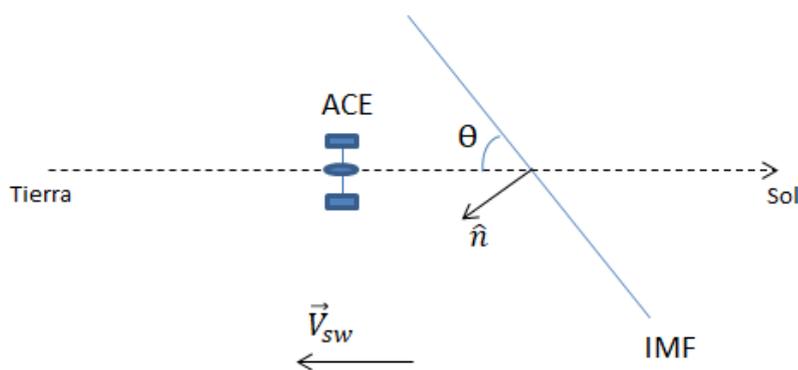


Figura 2.4. Perturbación Inclinada

$$M_{\mu\nu}^B \equiv \langle B_\mu B_\nu \rangle - \langle B_\mu \rangle \langle B_\nu \rangle, \quad (2.7)$$

donde los corchetes representan los valores medios de cualquier número de mediciones de las componentes del campo de inducción magnética B_μ y B_ν , durante un intervalo de tiempo.

La ecuación matricial para obtener la dirección del frente de la perturbación, \check{n} , es de la forma:

$$\sum_{\nu=1}^3 M_{\mu\nu}^B n_\nu = \lambda n_\mu \quad (2.8)$$

donde los subíndices $\mu, \nu = 1, 2, 3$ denotan las coordenadas cartesianas X, Y y Z en el sistema elegido en el frente de perturbación (Sonnerup y Scheible, 1998). n_μ y n_ν representan las componentes del vector unitario \check{n} y los λ son los autovalores del problema.

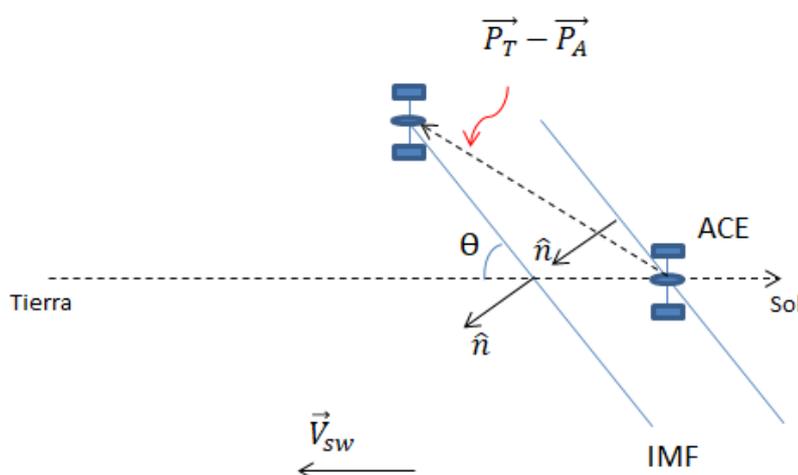


Figura 2.5

Mediante la comparación de las mediciones de IMF de múltiples satélites (figura 2.5) y el cálculo de las direcciones de la varianza mínima en el IMF en la ubicación del

2. Funciones de acoplamiento, datos satelitales y terrestres

ACE en función del tiempo, el retardo de la propagación previsto (Δt) en cada uno de los otros satélites se calcula de la siguiente forma:

$$\Delta t = \tilde{n} \cdot (\vec{P}_T - \vec{P}_A) / \tilde{n} \cdot \vec{V}_{sw} \quad (2.9)$$

donde \vec{P}_T y \vec{P}_A son la posición del satélite “objetivo” y la del ACE, respectivamente, el vector velocidad del viento solar (\vec{V}_{sw}) y el versor que dirige el plano, \tilde{n} .

Por lo tanto, podemos ver que efectivamente, un cambio en la inclinación del frente de perturbación del IMF genera una diferencia temporal en los tiempos de arribo obtenidos y los esperados en el caso de suponer una inclinación nula. Las diferencias entre estos tiempos pueden exceder una hora, y los ángulos de inclinación y los retrasos posteriores pueden tener cambios sustanciales en solo unos minutos.

Capítulo 3

Análisis de datos

En la primera etapa de este trabajo de tesis se analizaron subtormentas ya identificadas por Milan et al. (2012). El autor realizó una comparación entre la tasa de reconexión en el lado diurno de la magnetósfera y la tasa de expansión del casquete polar durante una subtormenta. Esta comparación se hizo a través de observaciones de auroras por medio del instrumento Far Ultraviolet (FUV) a bordo del satélite IMAGE.

En este trabajo se estimó la tasa de reconexión, a partir del cálculo de funciones de acoplamiento usando parámetros del viento solar y del IMF, (obtenidos por el satélite ACE). Para aumentar el número de eventos estudiados, se realizó la misma estimación para subtormentas no identificadas previamente, correspondientes al año 2018.

Por otro lado, para corroborar que efectivamente estos eventos fueron subtormentas se analizaron estaciones magnéticas en Tierra pertenecientes a la red INTERMAGNET. Se identificó el posible comienzo de cada subtormenta observando una caída en los valores de la componente horizontal del campo magnético terrestre.

Las subtormentas analizadas se enumeran en la tabla 3.1, donde t_1 es la hora a la que las funciones de acoplamiento perciben la perturbación que disparará la subtormenta, t_2 es el inicio de la subtormenta en Tierra y Δt es el retardo de tiempo entre estos dos últimos. Los tiempos son medidos en tiempo universal (TU).

Las figuras que se muestran a continuación pertenecen cada una a un evento distinto. Dentro de cada una de ellas, los primeros 3 gráficos son las funciones de acoplamiento mientras que los 3 gráficos inferiores representan la componente horizontal del campo geomagnético para 3 estaciones terrestres.

En la figura 3.1 se analizó el evento del 10 de septiembre de 2000. Se puede observar una variación significativa en los valores de las funciones de acoplamiento cerca de las 8.52 TU. En particular en este horario se ve que el Epsilon de Akasofu supera el valor de 10^{18}erg/seg por lo que siguiendo el criterio del autor, ingresa una tasa de energía suficiente para generar una subtormenta. En las estaciones magnéticas terrestres se ve además, que efectivamente, a las 10.5 TU hay una caída abrupta de la componente horizontal del campo magnético terrestre, por lo que decimos que es el comienzo de la subtormenta. Por otro lado, se observa que los tiempos de retardo entre los datos satelitales y terrestres son consistentes con lo mencionado anteriormente en el capítulo 2 (entre 1 y 2 horas de diferencia). En la estación BRW (Barrow - Alaska) se nota que el comienzo de la subtormenta está unos 25 min. aproximadamente más tarde que en las demás estaciones. Esto está relacionado tanto con la ubicación espacial de la estación

3. Análisis de datos

Fecha	t_1 (TU)	t_2 (TU)	Δt [hs]
10.09.00	8.52	10.5	1.98
24.03.01	3.55	5.38	1.83
03.01.18	6.22	7.88	1.66
28.02.18	8.5	10.27	1.77
05.04.18	13.25	14.9	1.65
03.09.18	12.37	14.22	1.85
04.09.18	1.6	3.4	1.8
25.11.18	9.2	10.25	1.05
17.12.18	9.97	11.93	1.96
09.12.18	13.37	14.9	1.53

Tabla 3.1. Lista de subtormentas, donde t_1 es la hora a la que las funciones de acoplamiento perciben la perturbación que disparará la subtormenta, t_2 es el inicio de la subtormenta en Tierra y Δt es el retardo de tiempo entre estos dos últimos. Los tiempos son medidos en tiempo universal (TU).

BRW como con la localización inicial del electrojet de subtormenta y su lento desarrollo espacial (McPherron, 1998). Por último, es interesante mencionar que también en la estación BRW se observan dos pequeñas bahías que podrían ser subtormentas, cerca de las 16 y de las 20 TU, precedidas por aumentos en la tasa de reconexión observados en las funciones de acoplamiento, cerca de las 14.5 y 18 TU.

En la figura 3.2 se analizó el evento del 24 de marzo de 2011. Se puede apreciar que las funciones de acoplamiento poseen una variación significativa a partir de las 3.55 UT, que efectivamente genera una subtormenta aproximadamente una hora y media después, como se puede ver en los tres gráficos inferiores.

Teniendo en cuenta las estaciones magnéticas de las figuras 3.1 y 3.2, se ve que efectivamente suceden los eventos descritos para las fechas indicadas por Milan et al. (2012). En las funciones de acoplamiento de dichas figuras se observa que, como era de esperarse, estas subtormentas vienen precedidas por un aumento en la tasa de energía que ingresa a la magnetósfera.

A partir de la figura 3.3, donde se analizó el evento del 3 de enero de 2018, se empiezan a describir subtormentas no identificadas en otros trabajos. Se analizaron eventos durante el año 2018 el cual fue un mínimo de actividad solar, lo cual facilita la búsqueda de subtormentas aisladas que no estén relacionadas con tormentas magnéticas.

En los primeros tres gráficos de dicha figura se observa el aumento repentino de la tasa de energía, mayor a 10^{18}erg/seg (en el caso del primer gráfico) cerca de las 6.21 TU. Con un retardo de tiempo cercano a una hora y media se encuentra la respuesta de los magnetómetros en Tierra, que nos identifican y señalan el inicio de la subtormenta.

En las funciones de acoplamiento de la figura 3.4, donde se analizó el evento del 28 de febrero de 2018, se ve un panorama diferente donde existen varios aumentos considerables de la tasa de energía entrante. Por eso es que se supone que hubo al menos 2 subtormentas en el mismo día. En este caso solo se presentaron (teniendo en cuenta la ubicación espacial) las estaciones que muestran el mismo evento. La subtormenta descrita en este análisis inicia a las 10.27 TU aproximadamente, precedida por el aumento de la tasa de energía a las 8.5 TU en ACE. Además, se observa en la estación

JCO (Jim Carrigan - Alaska) que la fase de recuperación no termina de completarse y que una segunda subtormenta inicia cerca de las 15 TU. Las observaciones en las funciones de acoplamiento acompañan esta idea ya que podemos identificar, por ejemplo en la función campo eléctrico, un pico cerca de las 14 TU que podría ser la perturbación que genere dicha subtormenta. En este evento en particular pareciera que la función campo eléctrico describe mejor el inicio de la subtormenta.

En las funciones de acoplamiento de la figura 3.5, perteneciente al 5 de abril de 2018, se observan varios aumentos de la tasa de energía que podrían iniciar subtormentas. En particular, en las estaciones magnéticas seleccionadas se puede apreciar el evento que inicia a las 14.9 TU y si tenemos en cuenta el aumento de las 13.25 TU de los primeros 3 gráficos concluimos que se cumple con el tiempo estimado de retraso de los efectos del IMF en Tierra. Con respecto al pico que se encuentra cerca de las 3.5 TU en las funciones de acoplamiento, se ve que este aumento no se sostiene durante un tiempo suficiente para generar una subtormenta. En este sentido Akasofu propone que el aumento de la tasa de energía entrante se sostenga por al menos 30 minutos. Por último, se observa un gran aumento de la tasa de energía entrante cerca de las 17 TU que posiblemente genere una subtormenta cerca de las 19 TU.

En los primeros tres gráficos de la figura 3.6, donde se analizó la subtormenta del 3 de septiembre de 2018, se observa un aumento de la tasa de energía cerca de las 12.37 TU. Casi dos horas más tarde las estaciones magnéticas muestran una caída abrupta de la componente horizontal que marca el comienzo de la subtormenta y cumple con los tiempos estimados de predicción del inicio de esta. Con respecto al pico observado cerca de las 3 TU se ve que son valores aislados que no se mantienen en el tiempo.

En los primeros tres gráficos de la figura 3.7, que describe la subtormenta del 4 de septiembre de 2018, observamos varios aumentos en la tasa de energía. En particular en el Epsilon de Akasofu se observan varias perturbaciones por encima de los 10^{18}erg/seg por lo que se suponen varios eventos en el mismo día. En la estación FCC (Fort Churchill - Canada) se ve una pequeña caída de la componente horizontal del campo a las 3.4 TU que marca el comienzo de la subtormenta. Lo mismo, pero de un modo más pronunciado sucede en la estación CMO (College - Alaska) y BRW (Barrow - Alaska). Tanto en la estación FCC como en la BRW pareciera identificarse otra subtormenta que inicia cerca de las 8.5 TU.

En el primer gráfico de la figura 3.8, perteneciente al día 25 de noviembre de 2018, se puede observar solo un aumento de la tasa de energía con valores que se sostienen cerca de los 10^{18}erg/seg , a las 9.2 TU. En las tres estaciones magnéticas en Tierra se ve el comienzo de una subtormenta a las 10.25 TU, consistente con los tiempos de retardo estimados.

La figura 3.9, donde se analizó la subtormenta del 17 de diciembre de 2018, está limitada a las 15 TU debido a la pérdida de datos de satélite para el resto del día. En las funciones de acoplamiento se observa un aumento a las 5.5, a las 8 y a las 9.96 horas TU que proveen la tasa de energía necesaria para generar subtormentas. En particular se remarco el pico cercano a las 9.96 TU, razón por la cual se seleccionaron los magnetómetros que muestran el evento derivado de este aumento de energía, casi dos horas después. Por último, el aumento de la tasa de energía cerca de las 5.5 TU genera una respuesta en la estación CMO (College - Alaska) donde se ve un decaimiento de la componente horizontal cerca de las 7 TU.

3. Análisis de datos

En la figura 3.10, perteneciente al 9 de diciembre de 2018 se observa que, si bien el umbral de 10^{18}erg/seg es alcanzado cerca de las 12.5 TU, el aumento tan grande de la tasa de energía que comienza cerca de las 13.37 TU enmascara el efecto que pueda llegar a generar el primero. Se ve en las estaciones geomagnéticas que una subtormenta inicia cerca de las 14.9 TU. Teniendo en cuenta que los valores de las funciones de acoplamiento se mantienen altos (mayores a $5 \times 10^{18} \text{erg/seg}$), se supone que se ha dado al menos una subtormenta más durante el día. Una de ellas podría ser la que genera las perturbaciones en los magnetómetros cerca de las 21 TU. Es interesante mencionar que el comportamiento tan variable observado en las funciones de acoplamiento se traslada a los magnetómetros en Tierra. Por último, se descarta la presencia de una tormenta magnética ya que no se superan los 10^{19}erg/seg (Criterio para el Epsilon de Akasofu dado por el autor).

Después de comparar las funciones de acoplamiento con las estaciones magnéticas en Tierra y estimar el tiempo de retardo de viaje de las perturbaciones; resulta que la llegada de las mismas a dichas estaciones terrestres ocurre entre 1 y 2 horas después de haber sido medidas por el satélite ACE. Con esto, se corroboran los resultados analizados en el capítulo 2 sobre los tiempos de retardo de las perturbaciones.

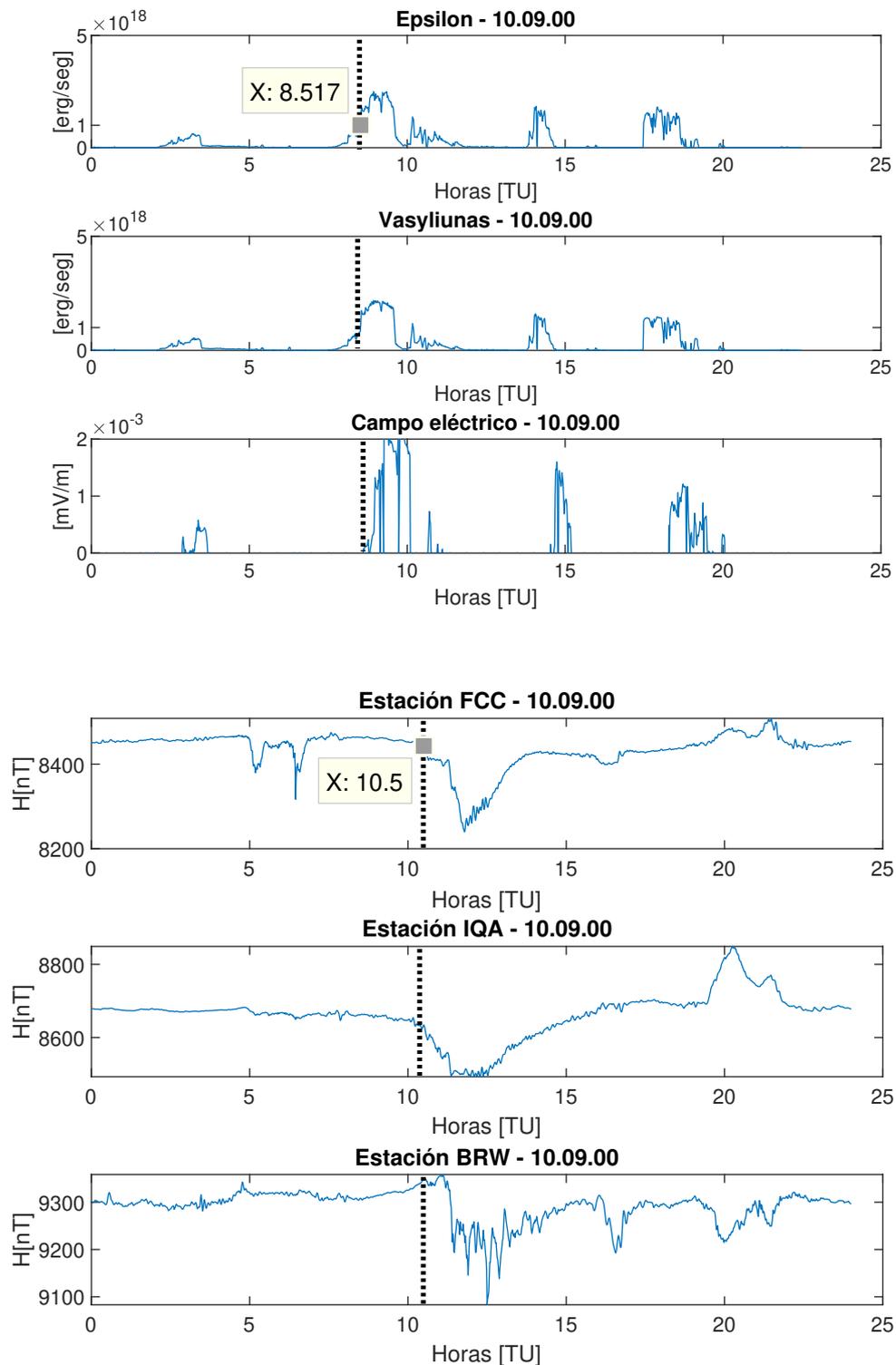


Figura 3.1. Subtormenta 10.09.00. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasylunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

3. Análisis de datos

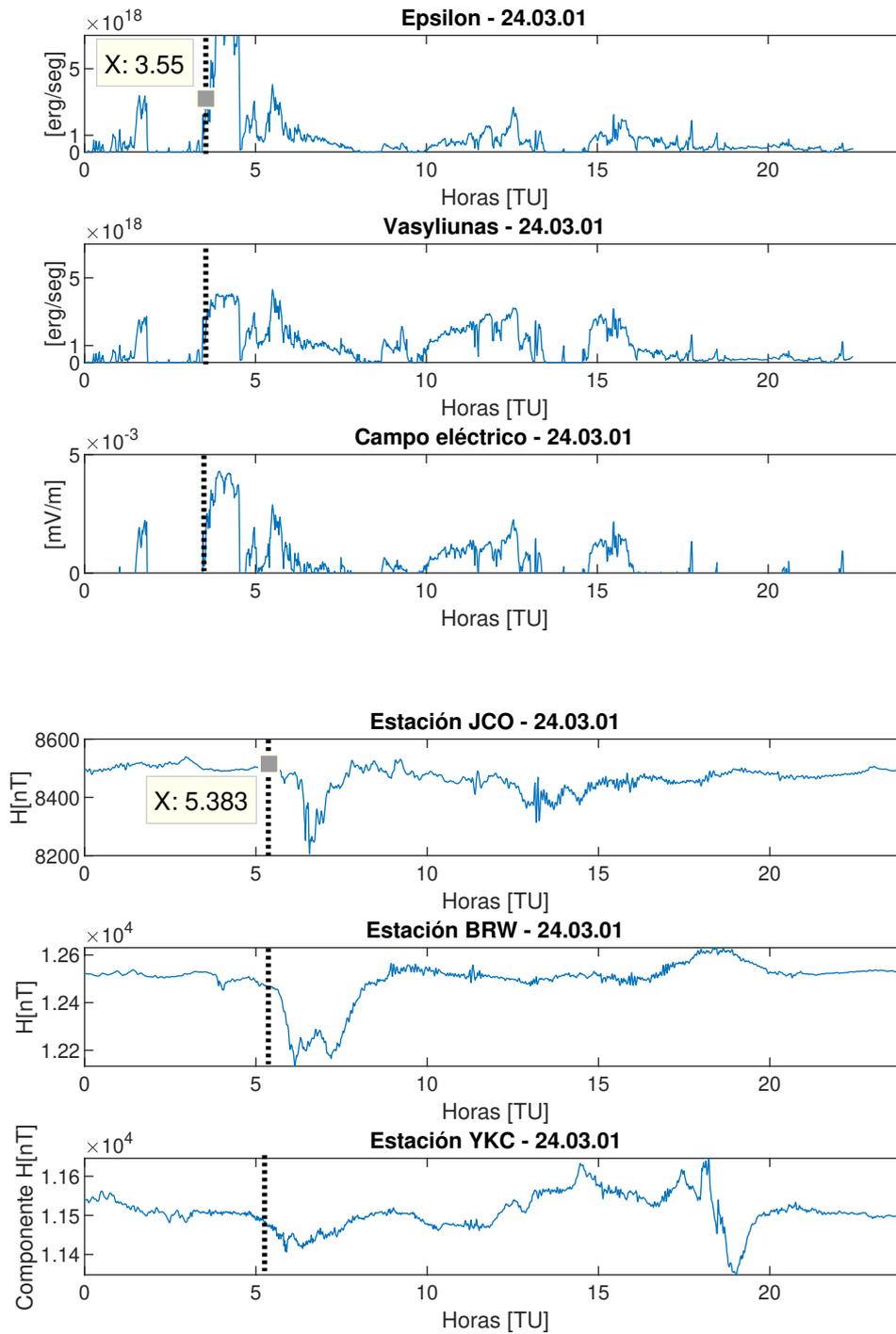


Figura 3.2. Subtormenta 24.03.01. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

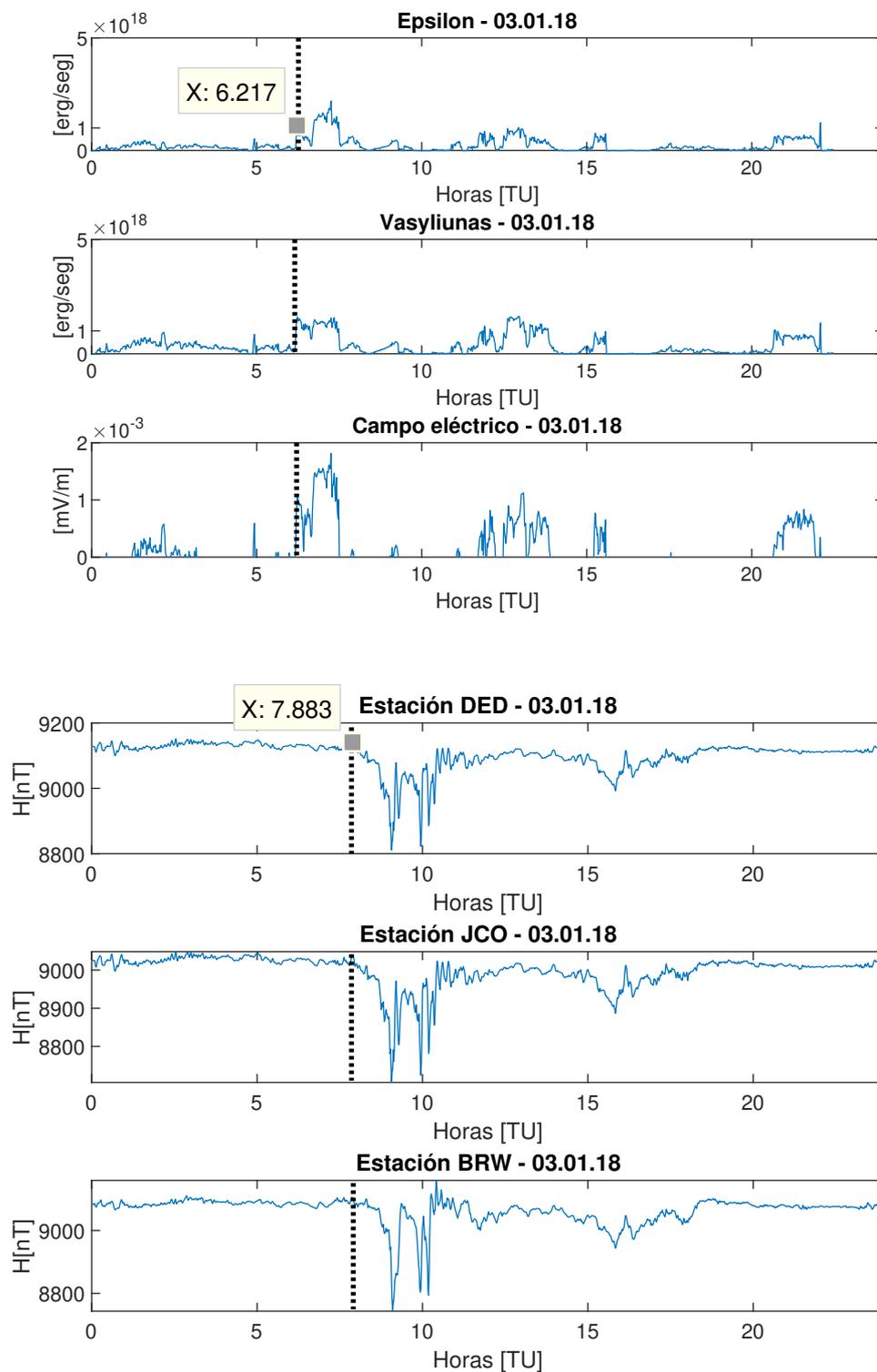


Figura 3.3. Subtormenta 03.01.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

3. Análisis de datos

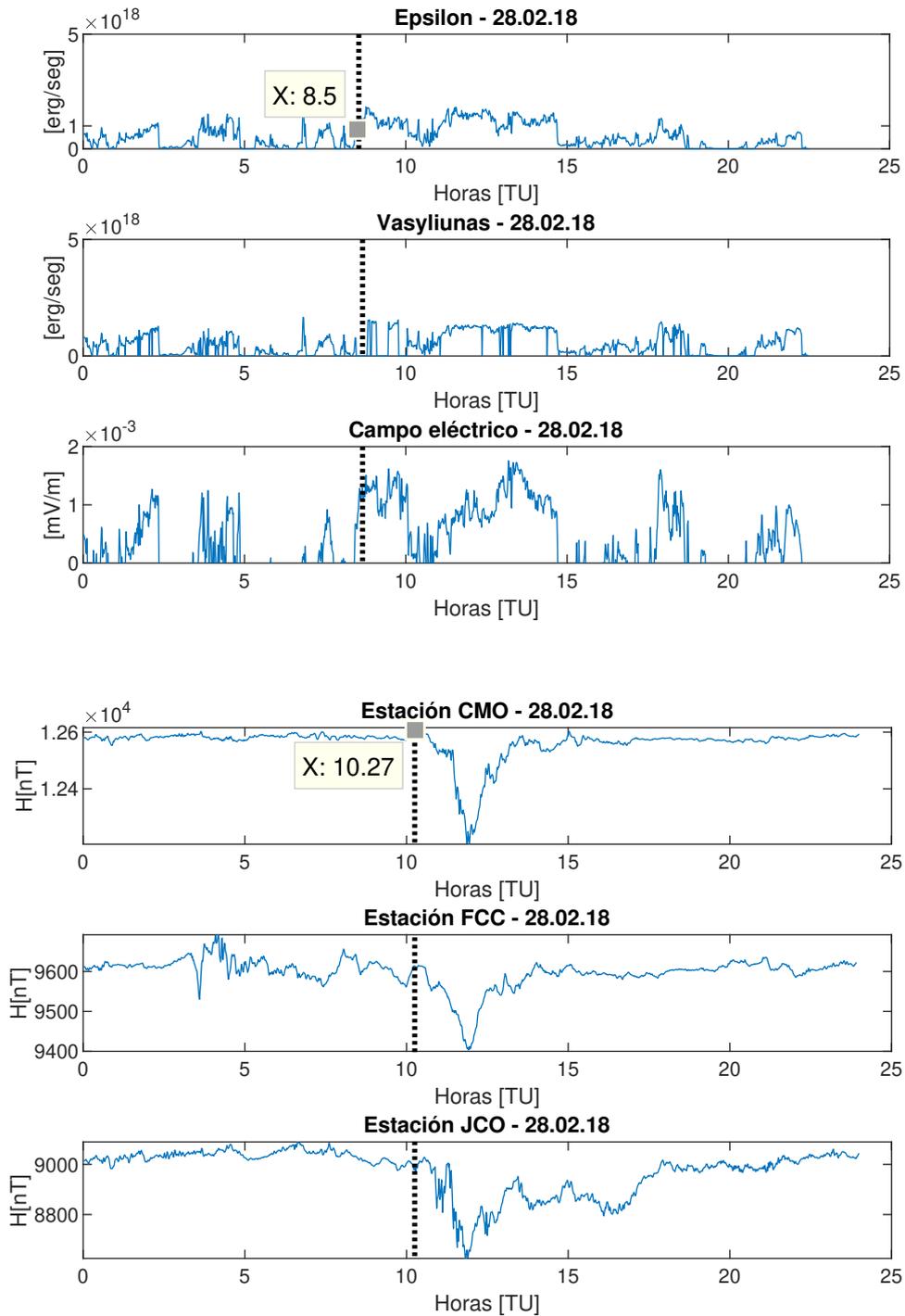


Figura 3.4. Subtormenta 28.02.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

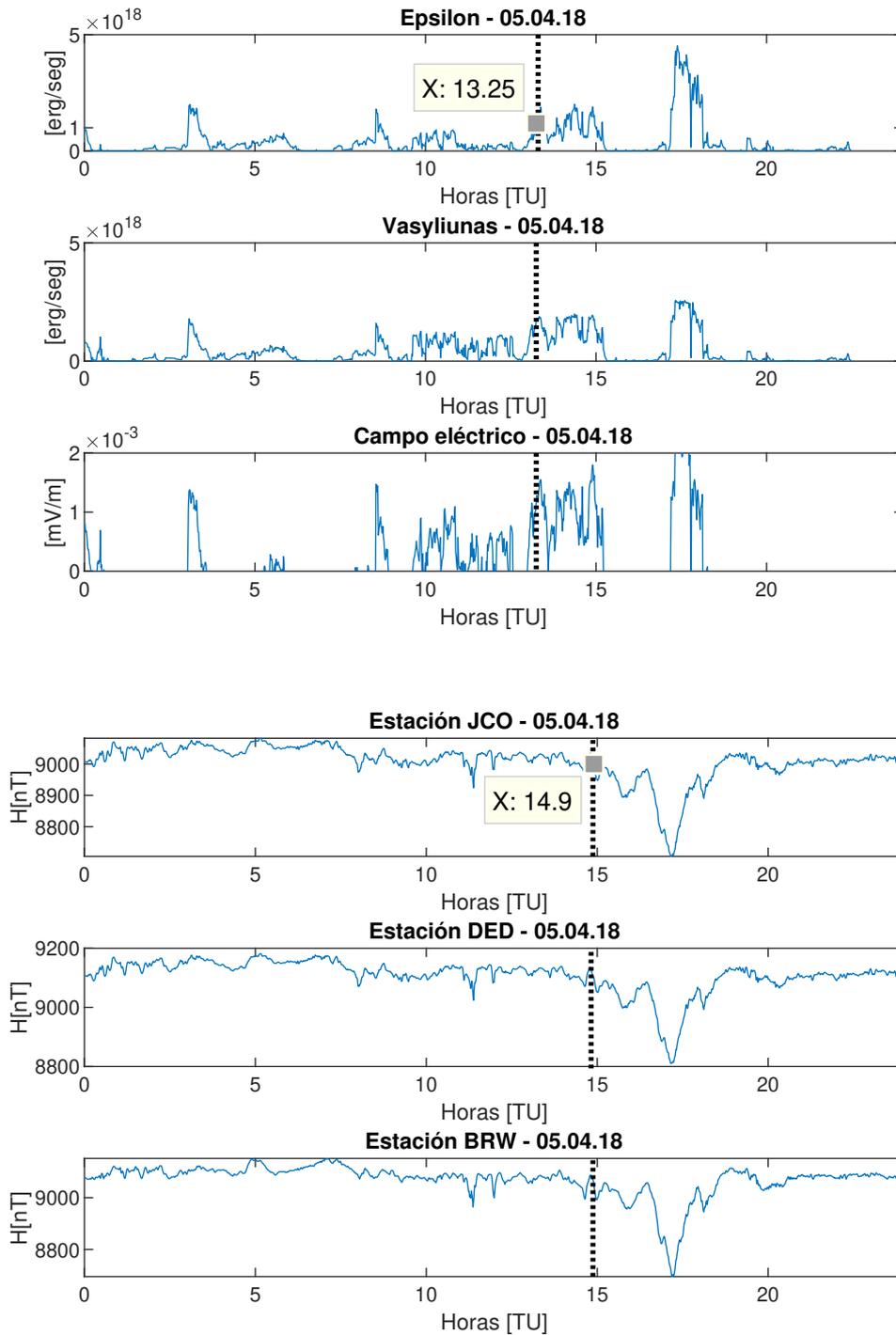


Figura 3.5. Subtormenta 05.04.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

3. Análisis de datos

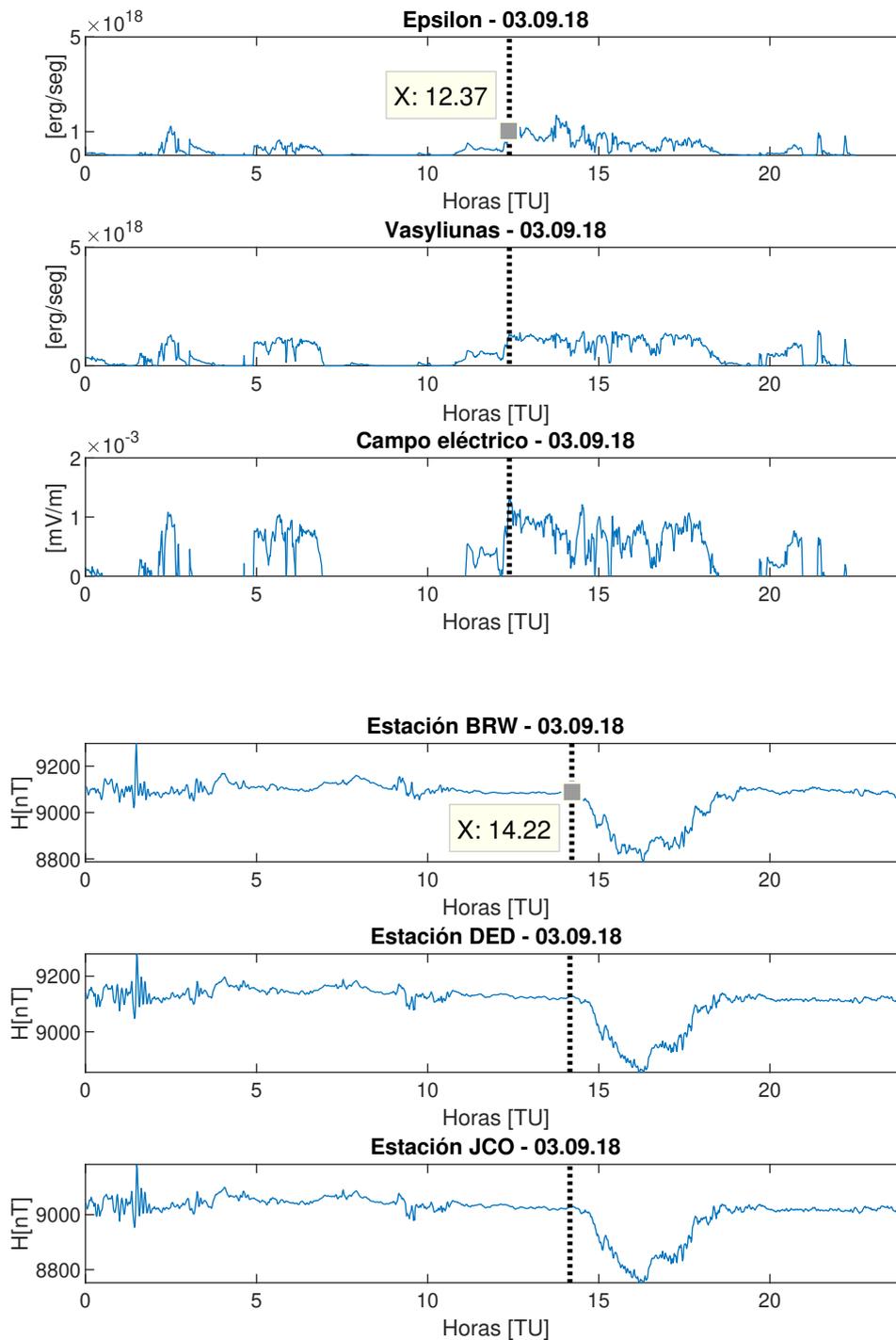


Figura 3.6. Subtormenta 03.09.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

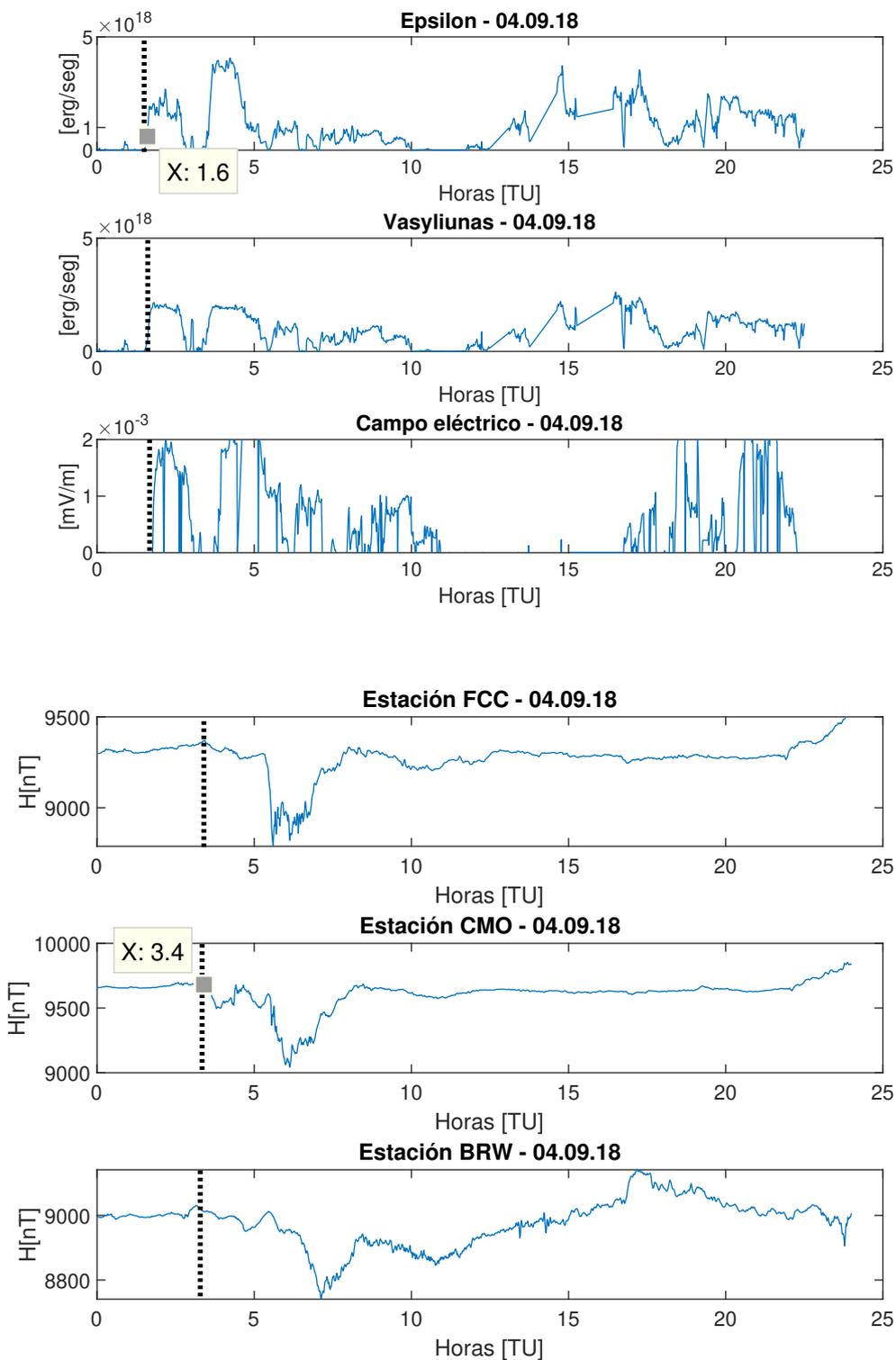


Figura 3.7. Subtormenta 04.09.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

3. Análisis de datos

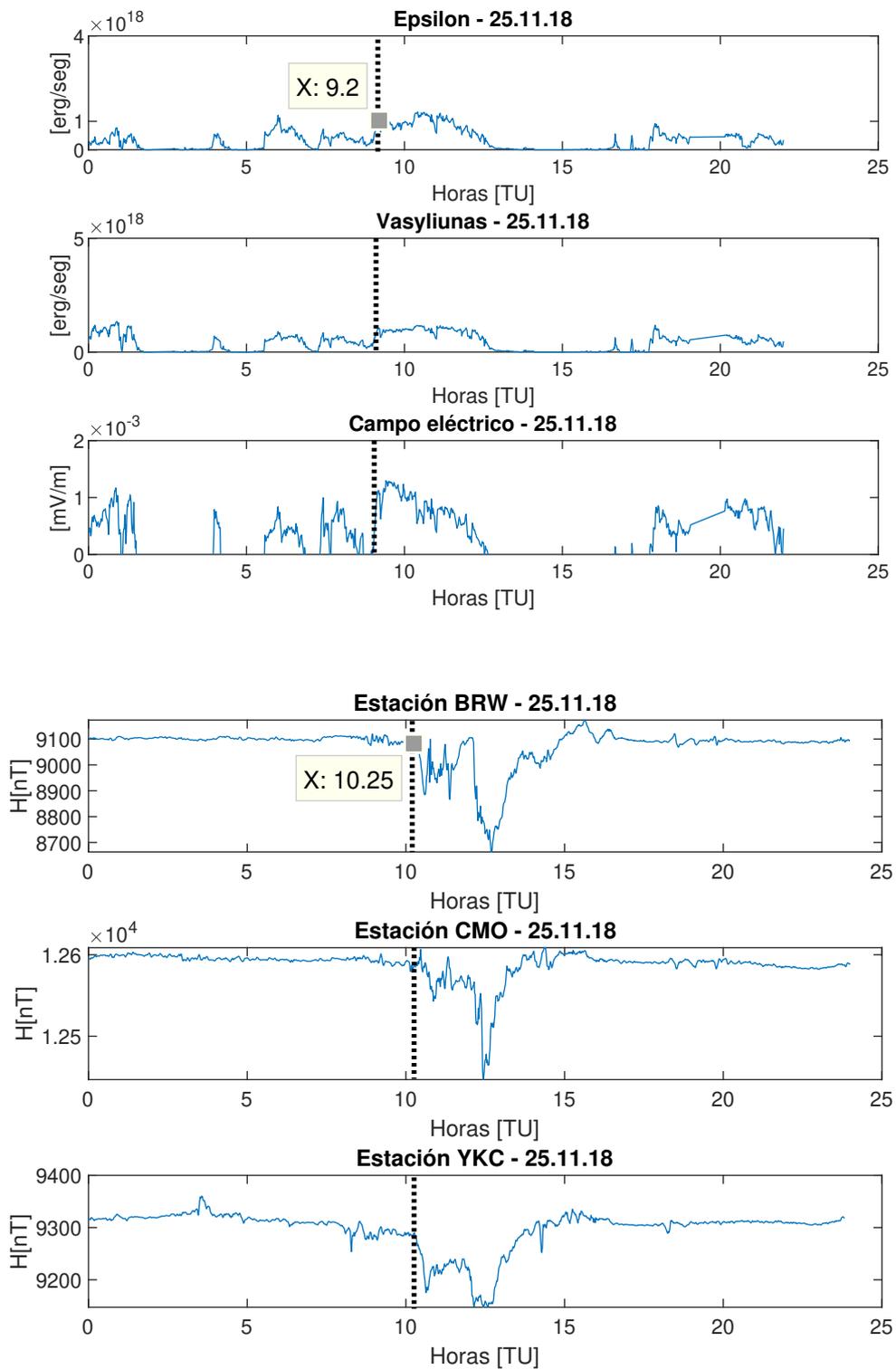


Figura 3.8. Subtormenta 25.11.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

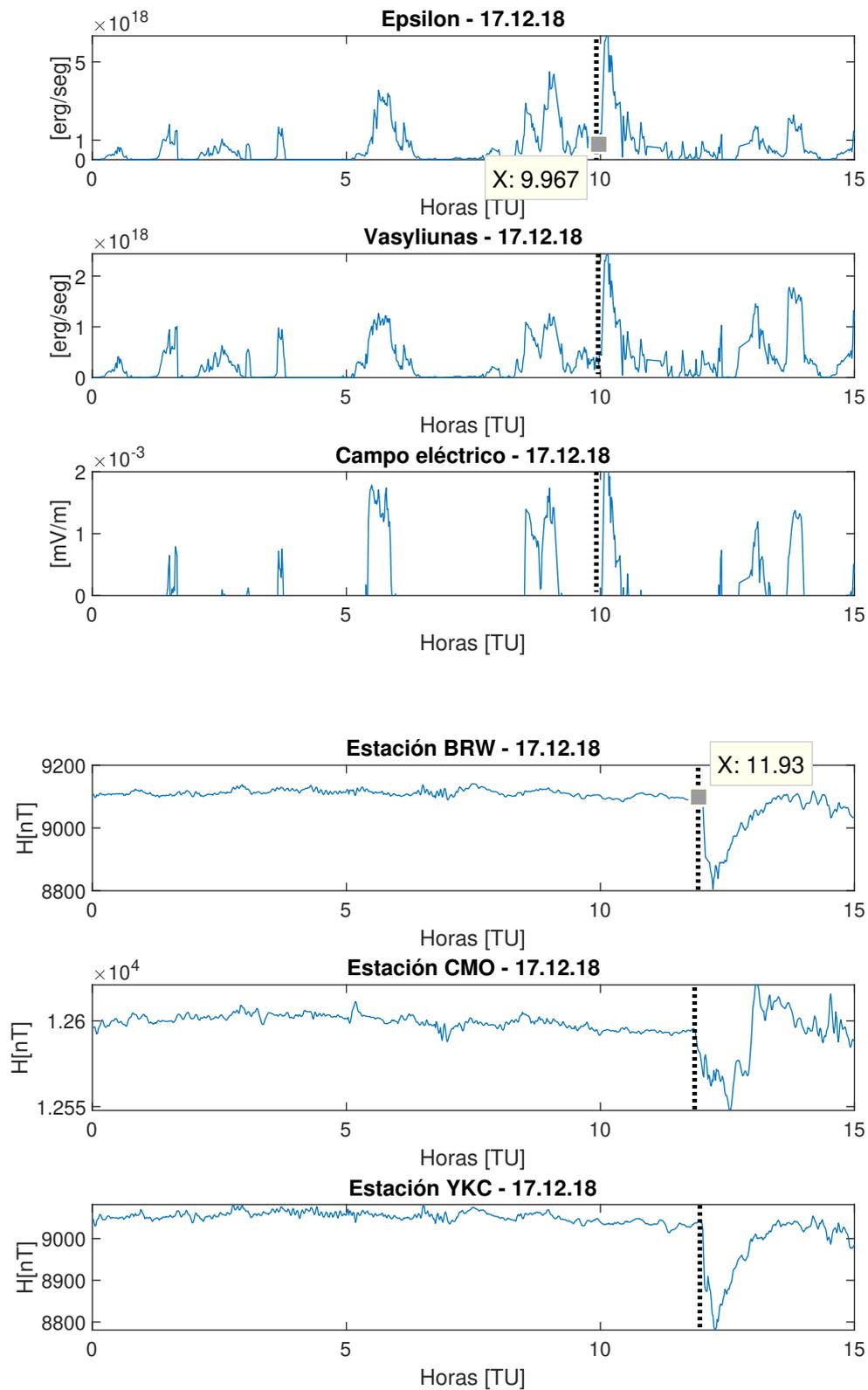


Figura 3.9. Subtormenta 17.12.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasylunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

3. Análisis de datos

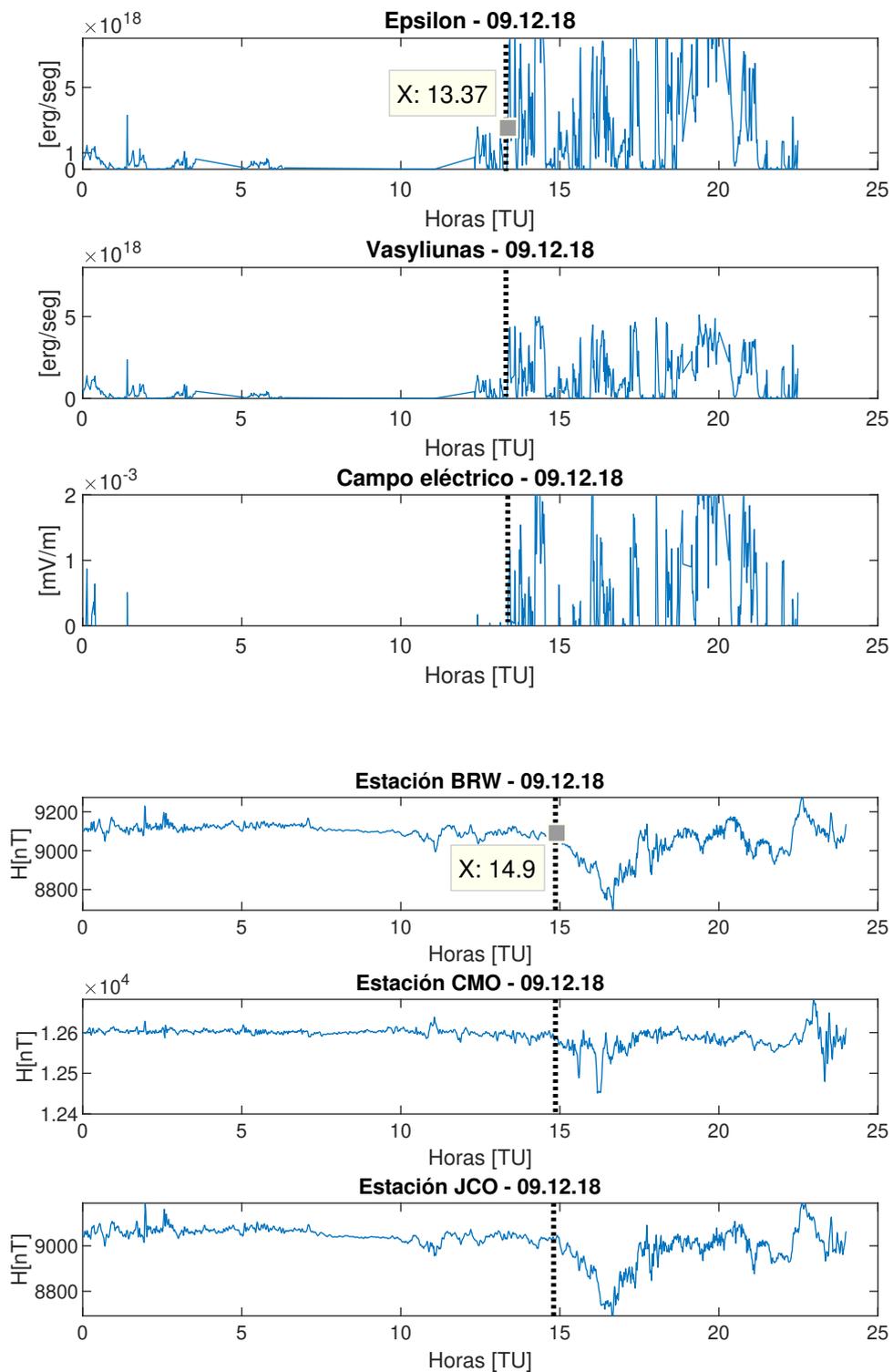


Figura 3.10. Subtormenta 09.12.18. Los tres gráficos superiores son las funciones de acoplamiento de Akasofu, Vasyliunas y campo eléctrico, respectivamente. Los tres gráficos inferiores son estaciones magnéticas en Tierra

Capítulo 4

Comparación con Modelo Teórico

En este capítulo realicé una comparación de mis resultados con los obtenidos por simulaciones magnetohidrodinámicas realizadas por Ebihara et al. (2019).

4.1. Simulaciones magnetohidrodinámicas

Para investigar la energía involucrada en una subtormenta, Ebihara et al. (2019) realizaron simulaciones magnetohidrodinámicas (MHD) para diferentes condiciones de viento solar usando el código REPPU (REProduce Plasma Universe). El trabajo consistió en 15 corridas para valores de velocidad de viento solar de 400, 600 y 800 km/seg, densidad de viento solar de 5, 10 y 20 cm^{-3} , y componente vertical del IMF (B_z) de -3, -5 y -10 nT.

Siguiendo el concepto del índice SME, calcularon la perturbación magnética inducida en Tierra en latitudes magnéticas de 50° a 90° con un intervalo de 1° , en todas las horas locales magnéticas con un intervalo de 0,5 horas. La figura 4.1 muestra el cálculo de los índices SMU y SML teóricos para las 15 corridas. Las líneas verticales indican el tiempo de inicio de la fase de expansión t_0 , determinada según el criterio propuesto por Newell y Gjerloev (2011), que está dado por:

$$\text{SML}(t_0 + 1 \text{ min}) - \text{SML}(t_0) < -15 \text{ nT}$$

$$\text{SML}(t_0 + 2 \text{ min}) - \text{SML}(t_0) < -30 \text{ nT}$$

$$\text{SML}(t_0 + 3 \text{ min}) - \text{SML}(t_0) < -45 \text{ nT}$$

$$\frac{1}{26} \sum_{i=4}^{30} \text{SML}(t_0 + i \text{ min}) - \text{SML}(t_0) < -100 \text{ nT}$$

Ebihara et al. (2019) observaron que el inicio de la fase de expansión ocurre antes cuando la velocidad del viento solar aumenta o cuando la componente del IMF B_z disminuye. Además analizaron el mínimo del índice SML durante el periodo de t_0 a $t_0 + 60$ minutos para las 15 corridas y observaron que el módulo del mínimo de SML se incrementa al aumentar V_{sw} y al aumentar el módulo de B_z .

4. Comparación con Modelo Teórico

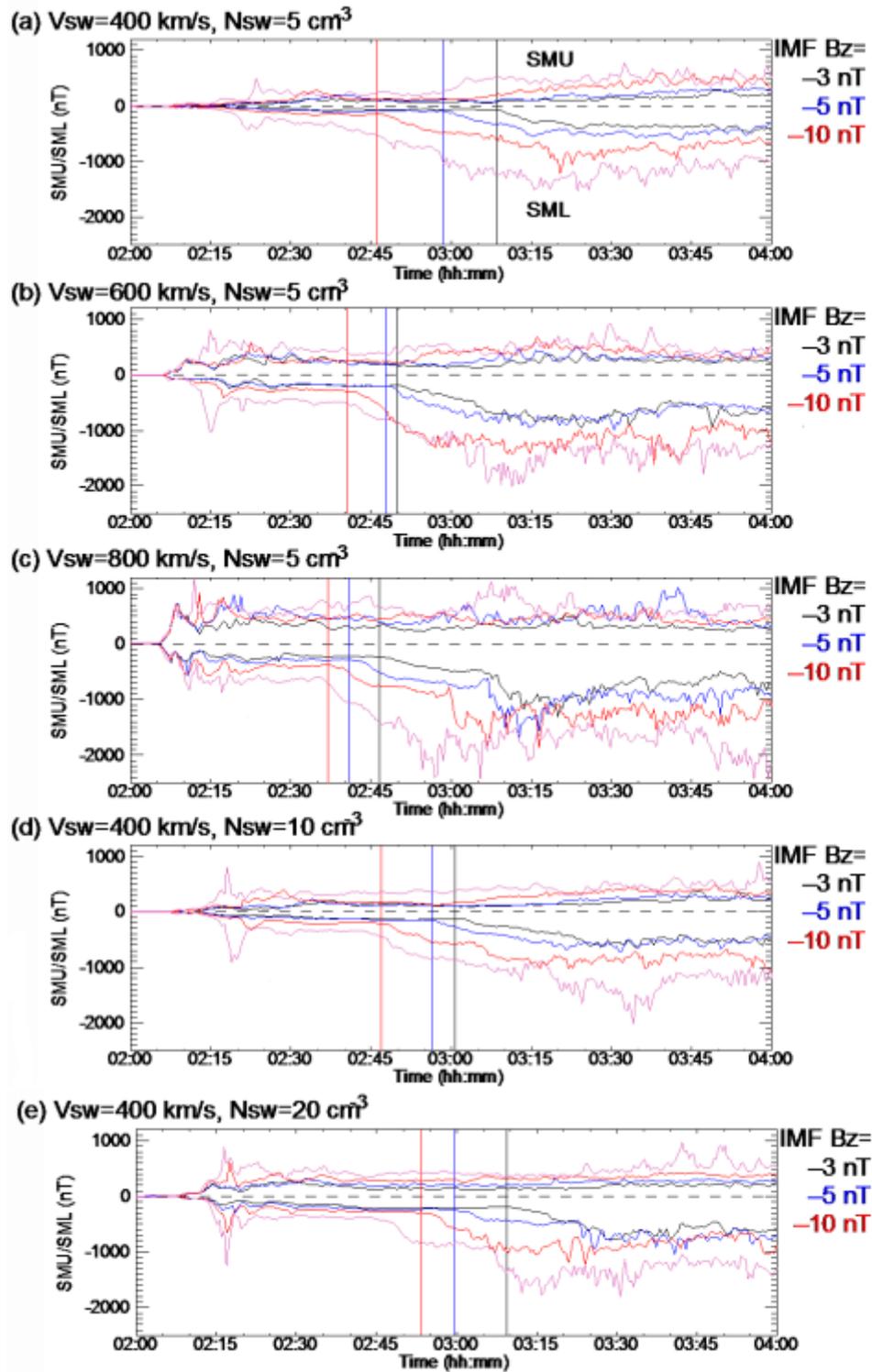


Figura 4.1. Índices SMU y SML simulados para 15 corridas. Las líneas superior e inferior indican los índices SML y SMU, respectivamente. Las líneas verticales indican el tiempo de inicio de la fase de expansión t_0 determinado a partir de la variación temporal del índice SML. Adaptado de Ebihara et al. (2019).

A partir de estos resultados, analizaron la correlación entre el mínimo del índice SML y el valor del Epsilon de Akasofu para ese mismo momento, resultando que para las 15 subtormentas simuladas el índice de correlación fue de -0.74. En dichas observaciones tuvieron en cuenta los retardos en tiempo entre los datos satelitales y los datos terrestres.

En este trabajo de tesis quisimos verificar si la correlación encontrada por Ebihara en las simulaciones numéricas podían reflejarse en las subtormentas que hemos estudiado

Tanto el índice SML como el Epsilon de Akasofu (retardado en tiempo por el método MVA mencionado en el capítulo 2), se obtuvieron de la base de datos de SuperMag para las mismas subtormentas estudiadas por nosotros a partir de la base de datos de INTERMAGNET. Esta elección se hizo ya que los datos de SuperMag tienen incluidas las correcciones por retardo temporal debido a la inclinación del frente de la perturbación del IMF. Información que no está disponible en el caso de INTERMAGNET.

Una vez obtenidos los datos de SML y del Epsilon de Akasofu para todas las subtormentas, se paso a buscar los mínimos del SML y se los correlacionó con el Epsilon de Akasofu, obteniendo el siguiente gráfico de correlación:

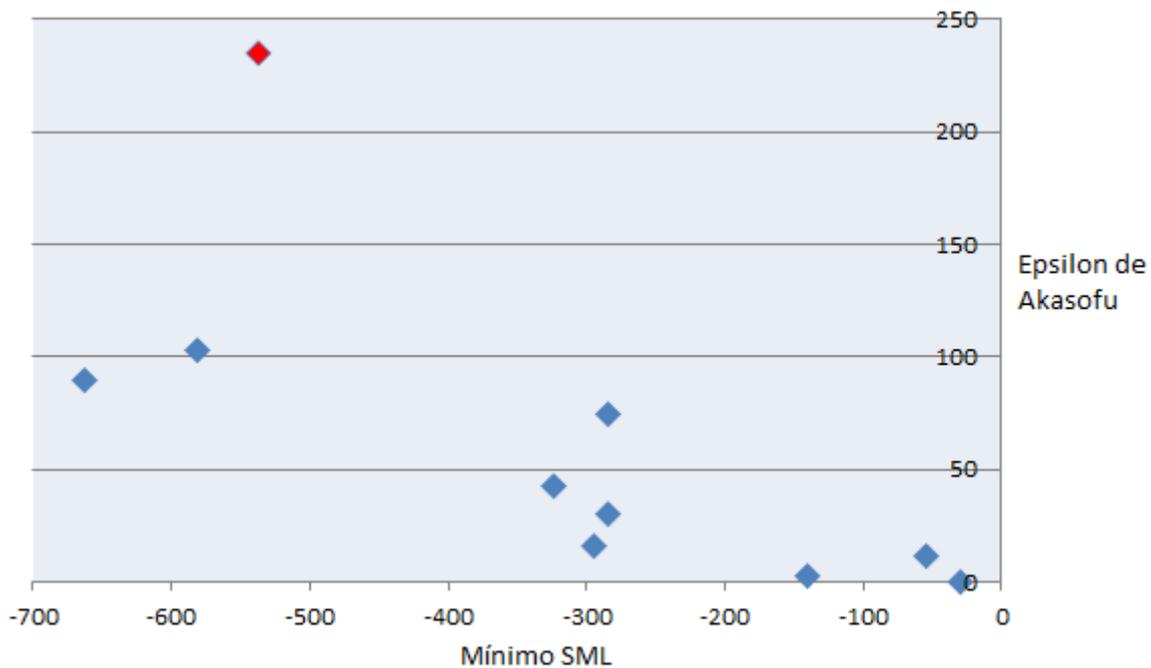


Figura 4.2. Correlación para las 10 subtormentas estudiadas

El valor de correlación obtenido para las subtormentas estudiadas en este trabajo fue de -0.72 . Este resultado es consistente con el obtenido en las simulaciones de Ebihara. Es interesante destacar que si no tenemos en cuenta el valor de la subtormenta del 12 de diciembre de 2018, la correlación mejora sustancialmente a un valor cercano a -0.88 .

Capítulo 5

Conclusiones y trabajos a futuro

La principal línea de trabajo de esta tesis de grado tuvo como objetivo identificar y analizar subtormentas magnéticas y su relación con los parámetros del viento solar .

Para poder cumplir con dichos objetivos, fueron confeccionadas tres diferentes funciones de acoplamiento a partir de datos provistos por el satélite ACE, concernientes a parámetros del viento solar y el IMF arrastrado por el mismo. Esto se realizó en primer instancia, para subtormentas ya identificadas por Milan et al. (2012). Posteriormente, y ya con la práctica de haber analizado las subtormentas del autor antes mencionado, se identificaron y analizaron subtormentas no estudiadas previamente.

Con el objetivo de corroborar que efectivamente los eventos seleccionados eran subtormentas magnéticas, se analizó la componente horizontal del campo magnético de estaciones en Tierra con datos provenientes de la red INTERMAGNET.

Teniendo las funciones de acoplamiento y las subtormentas identificadas en Tierra, se pudo estimar el tiempo de retardo de las perturbaciones que posteriormente generaron a las subtormentas, llegando a resultados que concuerdan con lo mencionado por Weimer et al. (2002).

Se observó que la perturbación generada por las subtormentas dependen de la localización espacial de las estaciones magnéticas. Además, que la gran variabilidad de las funciones de acoplamiento se traslada a las estaciones en Tierra. Por último, se observó que tanto el Epsilon de Akasofu como la función campo eléctrico parecieran ser más sensibles al comienzo de las subtormentas que la función de Vasylunas.

Se realizó una correlación entre el mínimo del índice SML y el Epsilon de Akasofu para las subtormentas estudiadas en este trabajo, obteniendo un valor de -0.72. Valor muy consistente con respecto al obtenido por Ebihara et al. que lograron un valor para sus simulaciones de -0.74. Teniendo en cuenta este resultado y el hecho de que el Epsilon de Akasofu sea función de la velocidad del viento solar y de la componente vertical del IMF, se ve que efectivamente el mínimo del índice SML es un buen indicador de los parámetros del viento solar, como proponen los autores. Es interesante destacar que si no se tiene en cuenta el valor de la subtormenta del 12 de diciembre de 2018, la correlación mejora sustancialmente a un valor cercano a -0.88, razón por la cual seguire analizando esta correlación.

Este trabajo de tesis de grado ofrece un análisis de subtormentas no estudiadas previamente y corrobora resultados previos obtenidos por otros autores, además de verificar la correlación encontrada por Ebihara en sus simulaciones magnetohidrodinámicas.

5. Conclusiones y trabajos a futuro

micas.

Tengo pensado como trabajo a futuro analizar los datos de la misión MMS (*Magnetospheric Multiscale mission*). Esta misión (que consta de 4 satélites idénticos) tiene el objetivo de medir la velocidad y la variabilidad de la reconexión magnética en la interacción entre el viento solar y la magnetósfera, relacionar estos valores con las condiciones de contorno y las condiciones internas dentro de la región de difusión de electrones. En este sentido, podríamos usar los datos de la misión para cuantificar la energía entrante en la magnetósfera y estimar posibles cotas en la conversión de esta energía en perturbaciones del campo magnético, disipación en la ionósfera por efecto Joule, inyección de partículas en la corriente anillo e inyección de partículas aurorales.

Bibliografía

ACE

. http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_MAG-SWEPAM.html.

Akasofu, S. I.

1977. *Physics of magnetospheric substorms*, chapter 1, P. 56. Geophysical Institute, University of Alaska, Fairbanks, Alaska 99701, U.S.A.

Akasofu, S. I.

1979. Interplanetary energy flux associated with magnetospheric substorms. .

Arnoldy, R. L.

1971. Signature in the interplanetary medium for substorms. *Journal of Geophysical Research*.

Burton, R. K., R. L. McPherron, y C. T. Russell

1975. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst. *Journal of Geophysical Research*.

Collier, M. R., J. A. Slavin, R. P. Lepping, A. Szabo, y K. Ogilvie

1998. Timing accuracy for the simple planar propagation of magnetic field structures in the solar wind. *Geophysical Research Letters*.

Davis, T. N. y M. Sugiura

1966. Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations. *Journal of Geophysical Research*.

Draper, N. C.

2005. *Multi-Instrument Magnetospheric Substorm Studies*. ProQuest LLC.

Dungey, J. W.

1961. Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Physical Review Letters*.

Ebihara, Y., T. Tanaka, y N. Kamiyoshikawa

2019. New Diagnosis for Energy Flow From Solar Wind to Ionosphere During Substorm: Global MHD Simulation. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*.

Hirshberg, J. y D. S. Colburn

1969. Interplanetary field and geomagnetic variations - a unified view. *Planetary and Space Science*.

BIBLIOGRAFÍA

INTERGMAGNET

. <https://intermagnet.org/index-eng.php>.

McPherron, R. L.

1998. The Use of Ground Magnetograms to Time the Onset of Magnetospheric Substorms. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*.

Mendoza, B. E.

2013. *Introducción a la física espacial*, chapter 4. Universidad Nacional Autónoma de México.

Meyer-Vernet, N.

2007. *Basics of the solar wind*, chapter 1.3, Pp. 24–37. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.

Milan, S. E., J. S. Gosling, y B. Hubert

2012. Relationship between interplanetary parameters and the magnetopause reconnection rate quantified from observations of the expanding polar cap. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*.

Newell, P. T. y J. W. Gjerloev

2011. Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*.

Platzeck, A. M.

2019. *Seminario de magnetohidrodinámica*, chapter 8. Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas. Universidad Nacional de La Plata.

Priest, E. y T. Forbes

2000. *Magnetic Reconnection*. Cambridge University Press.

Prolls, G. W.

2004. *Physics of the Earth's Space Environment*, chapter 7. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

Schubert, G.

2009. *Treatise on Geophysics*. Department of Earth and Space Sciences and Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California Los Angeles, Los Angeles, CA, USA.

Snyder, C. W., M. Neugebauer, y U. R. Rao

1963. The Solar Wind Velocity and Its Correlation with Cosmic-Ray Variations and with Solar and Geomagnetic Activity. *Journal of Geophysical Research*.

Sonnerup, B. U. Ö. y M. Scheible

1998. Minimum and Maximum Variance Analysis. *ISSI Scientific Reports Series*.

SuperMAG

. <https://supermag.jhuapl.edu/>.

Van Zele, M. A.

2006. La asimetría de las variaciones geomagnéticas de tormenta registradas en latitudes bajar y medias. *Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas*.

Vasyliunas, V. M., J. R. Kan, G. L. Siscoe, y S. I. Akasofu

1982. Scaling relations governing magnetospheric energy transfer. *Planetary and Space Science*.

Weimer, D. R., D. M. Ober, N. C. Maynard, W. J. Burke, M. R. Collier, D. J. McComas, N. F. Ness, y C. W. Smith

2002. Variable time delays in the propagation of the interplanetary magnetic field. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*.

Apéndice A

Teorema de Poynting

Para una carga puntal q la tasa de trabajo (potencia) realizada por un campo electromagnético \vec{E} y \vec{B} es:

$$\frac{dW}{dt} = q\vec{v} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.1})$$

donde \vec{v} es la velocidad de la carga. El campo de inducción magnética no realiza trabajo ya que la fuerza magnética es perpendicular a la velocidad de la carga.

Para una distribución continua de cargas la tasa total de trabajo de los campos en un volumen finito V es:

$$\frac{dW_T}{dt} = \int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x \quad (\text{A.2})$$

Este resultado representa la cantidad de energía electromagnética que se transforma en energía mecánica o energía térmica. Por otro lado, la conversión de energía debe equilibrarse con una tasa correspondiente de disminución de energía en el campo electromagnético dentro del volumen V . Para ver esto despejamos \vec{J} de la ley de Ampere-Maxwell y remplazamos en la ecuación anterior:

$$\int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x = \int_{x=V} [\vec{E} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) - \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}] d^3x \quad (\text{A.3})$$

aplicando la siguiente identidad vectorial:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \quad (\text{A.4})$$

y usando la ley de Faraday:

$$\int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x = - \int_V \left[\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \vec{H} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] d^3x \quad (\text{A.5})$$

Para continuar, hacemos dos suposiciones: (1) las propiedades eléctricas y magnéticas en el medio macroscópico son lineales, donde se desprecia la dispersión y (2) la suma de

$$W_E = \frac{1}{2} \int \vec{E} \cdot \vec{D} d^3x \quad (\text{A.6})$$

y

A. Teorema de Poynting

$$W_B = \frac{1}{2} \int \vec{H} \cdot \vec{B} d^3x \quad (\text{A.7})$$

representa la densidad de energía electromagnética total, incluso para campos que varían en el tiempo, donde W_E y W_B representan el trabajo hecho por el campo eléctrico y el campo magnético, respectivamente. Con estos dos supuestos y la densidad de energía total denotada por

$$u = \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) \quad (\text{A.8})$$

$$- \int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x = \int_{x=V} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) \right] d^3x \quad (\text{A.9})$$

Dado que el volumen V es arbitrario, esta última expresión se puede pensar como una ecuación de continuidad diferencial o ley de conservación,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} = -\vec{J} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.10})$$

donde el vector \vec{S} , representa el flujo de energía, es llamado vector de Poynting y esta dado por:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{A.11})$$

Apéndice B

Modelos bidimensionales de reconexión magnética

Existen elementos comunes a todos los modelos bidimensionales estacionarios de reconexión magnética. Supongamos que la dirección invariante es la dirección z , y que la velocidad \vec{v} y el campo de inducción magnética \vec{B} tienen solamente componente x e y . Las ecuaciones MHD quedan:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{B.1})$$

$$\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}p + \frac{1}{\mu}(\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu\sigma}\nabla^2\vec{B} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu\vec{J} \quad (\text{B.5})$$

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{B.6})$$

De la ecuación B.5, teniendo en cuenta que \vec{B} solo tiene componentes x e y , y no depende de z se obtiene que

$$\vec{J} = J_z \check{k} \quad (\text{B.7})$$

Usando este resultado, y que \vec{v} y \vec{B} solo tienen componentes x e y , resulta que \vec{E} solo tiene componente z , y de la ecuación B.4 ésta es constante

$$\vec{E} = E_0 \check{k} \quad (\text{B.8})$$

Fuera de la zona de difusión $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$, mientras que en la zona de difusión $\frac{J}{\sigma}$ es importante y $\vec{v} \times \vec{B}$ disminuye de tal manera que E_z tenga siempre el mismo valor.

En muchos modelos de reconexión bidimensionales se suponen condiciones adicionales de simetría.

B.1. Tasa de reconexión

La tasa de reconexión es una medida de la magnitud del flujo magnético que se reconecta por unidad de tiempo. El tiempo de duración del fenómeno es inversamente proporcional a esta tasa.

Consideramos el caso bidimensional y supongamos que el plasma que se acerca a la región de difusión, cuando está aun lejos, tiene la velocidad en la dirección x y el campo magnético en la dirección y

$$\vec{B}^{(e)} = B_y^e \check{j} = B^e \check{j} \quad (\text{B.9})$$

$$\vec{v}^e = v_x^e \check{i} = -v^e \check{i} \quad (\text{B.10})$$

El flujo magnético que se reconecta por unidad de tiempo y por unidad de longitud transversal (en la dirección invariante) será

$$v^e B_y^e = |v_x^e| |B_y^e| = |\vec{v}^e \times \vec{B}^e| = |E_z^o| \quad (\text{B.11})$$

Si se adimensionalizan las velocidades con la velocidad de Alfvén externa: v_A^e , y los campos magnéticos con B^e , se obtiene una magnitud que se toma como una medida adimensionalizada de la tasa de reconexión, y que es igual al número de Mach-Alfvén externo:

$$\frac{|v_x^e| B_y^e}{v_A^e B^e} = \frac{|v_x^e|}{v_A^e} = \frac{v^e}{v_A^e} = M_A^e \quad (\text{B.12})$$

B.2. Modelo de reconexión de Sweet-Parker

En este modelo la zona de difusión se limita tanto en la dirección x como en la y ($-l < x < l$, $-L < y < L$, con $L \gg l$)

El plasma ingresa a la región por sus lados mayores y sale por los menores, como se muestra en la figura B.1. Llamando v_i y v_o a las velocidades características de entrada y de salida, suponiendo incompresibilidad, y de igualar los caudales de entrada y salida tenemos

$$Q_i = 4\rho L A v_i = Q_o = 4\rho l A v_o, \quad (\text{B.13})$$

donde A es una longitud arbitraria en la dirección z .

Se obtiene

$$\frac{v_i}{v_o} = \frac{l}{L} \quad (\text{B.14})$$

y luego

$$v_i \ll v_o \quad (\text{B.15})$$

Teniendo en cuenta que fuera de la zona de difusión $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ y que \vec{E} es constante por ser un modelo bidimensional

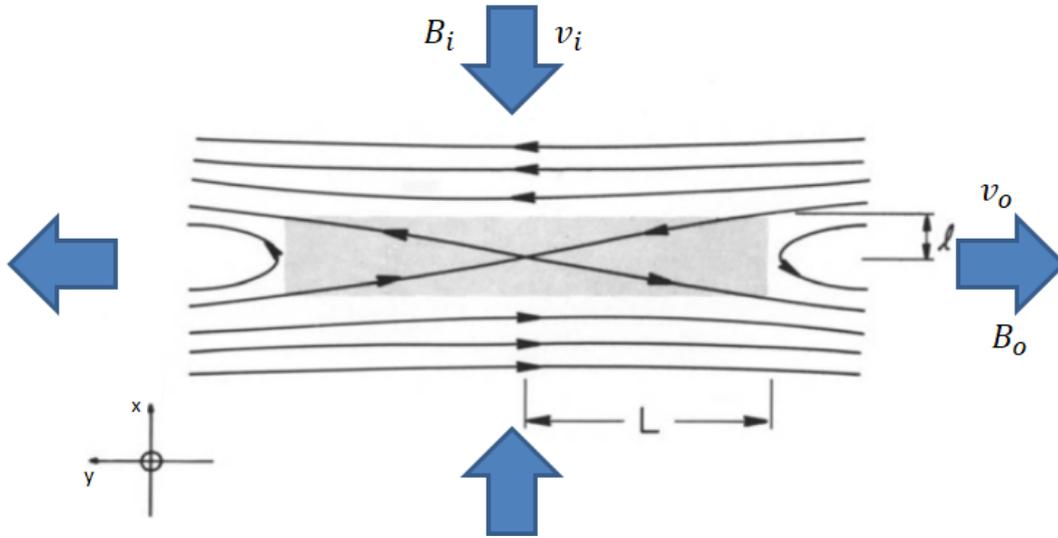


Figura B.1. Modelo de reconexión de Sweet-Parker

$$\vec{E} = -v_i B_i \hat{z} = -v_o B_o \hat{z} \quad (\text{B.16})$$

se obtiene

$$\frac{B_o}{B_i} = \frac{v_i}{v_o} \quad (\text{B.17})$$

y de la ecuación B.15

$$B_o \ll B_i \quad (\text{B.18})$$

De las ecuaciones B.15 y B.18 vemos que disminuye la energía magnética y aumenta la cinética.

Integrando la ecuación de movimiento y haciendo suposiciones acerca de la fuerza de Lorentz y que \vec{J} es constante en la zona de difusión (ver Platzek (2019)) podemos estimar v_o .

En el modelo de Sweet-Parker la tasa de reconexión magnética adimensionalizada es:

$$M_A \simeq (\mu v_{Ai} L)^{-\frac{1}{2}}, \quad (\text{B.19})$$

donde v_{Ai} es la velocidad de Alfvén entrante