

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA



**ESTUDIO DE LA INFLUENCIA DE LA PRESION DINAMICA DEL
VIENTO SOLAR Y LA VARIACION DE LA PRESION ESTATICA
EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE.**

BEATRIZ ISABEL GALLARDO LACOURT

Profesor Guía: Dr. Marina Stepanova

**Trabajo de Graduación presentado a la
Facultad de Ciencias, en cumplimiento
parcial de los requisitos exigidos para
optar al título profesional de Ingeniero
Físico.**

Santiago – Chile

2012

“ESTUDIO DE LA INFLUENCIA DE LA PRESION DINAMICA DEL VIENTO
SOLAR Y LA VARIACION DE LA PRESION ESTATICA EN LA
MAGNETOSFERA TERRESTRE”

BEATRIZ ISABEL GALLARDO LACOURT

Este trabajo de Graduación fue elaborado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Marina Stepanova, del Departamento de Física y ha sido aprobado por los miembros de la Comisión Calificadora del candidato, Dr. Alessandro Damiani, Dr. Ernesto Gramsch y Dr. Juan Alejandro Valdivia.

.....

.....

.....

.....

Profesor Guía

..... Director

Dedicatoria

“El límite de los sueños es directamente proporcional al valor que uno tenga.
Quien no se atreve, nunca sabrá de que es capaz”

Dedicado a mis padres, porque con su apoyo hasta lo imposible es realizable.

Agradecimientos

El presente trabajo ha sido realizado con el apoyo del proyecto FONDECYT No 1070131, No 1070854. Agradezco a SPDF Goddard Space Flight Center por los datos de alta resolución de la base de datos OMNI usados en este trabajo.

Esta tesis ha sido desarrollada bajo la dirección de la profesora Dr. Marina Stepanova a quien deseo expresarle mi enorme gratitud por su ayuda, consejos y apoyo brindado en el desarrollo de esta tesis y a través de toda mi carrera profesional.

Quiero agradecer también a mis profesores y tutores en UCLA, Dr. Larry Lyons, Dr. Yukitoshi Nishimura, Dr. Richard Thorne, Dr. Vassilis Angelopoulos y Dr. George Morales por sus motivantes clases de Física de Plasmas, su paciencia y ayuda en mi carrera. Además, agradezco especialmente a Dr. David Sibeck por su constante apoyo a mi carrera profesional. Por último, agradezco a los miembros de la comisión correctora por el tiempo dedicado a la corrección de este trabajo.

Tabla de contenidos

Resumen	1
1. Introducción	3
1.1. Estado del arte.....	3
1.2 Planteamiento del problema.....	3
2. Conceptos generales de física de plasmas espaciales	10
2.1. Definición de Plasma.....	10
2.2. Teoría Cinética.....	13
2.3. Magnetohidrodinámica.....	15
2.4. Ley de Ohm en MHD.....	18
2.5 Ecuación de estado en MHD.....	20
2.6 Aproximaciones de MHD para las ecuaciones de Maxwell.....	21
2.7 Presión Magnética y Tensión.....	23

3. El Sol y la actividad solar	24
3.1. El campo magnético solar y el desarrollo de las regiones activas.....	25
3.2. El ciclo solar.....	27
3.2.1. Manchas solares.....	28
3.2.2. Llamadas solares.....	29
3.2.3. Prominencias Solares.....	30
3.2.4. Agujeros en la Corona solar.....	30
3.2.5. Eyecciones de masa coronal.....	31
4. Magnetosfera Terrestre	33
4.1. Formación de la Magnetosfera terrestre: Interacciones entre el viento solar y la magnetósfera.....	33
4.2. Características generales de la magnetosfera terrestre.....	35
4.3 Aspectos generales del proceso de acoplamiento en el borde de la magnetopausa.....	36
4.4 Sistemas de corriente en la magnetosfera terrestre.....	37

5. Perturbaciones Geomagnéticas	40
5.1. Tormenta y Subtormenta geomagnética.....	41
5.1.1. Tormenta geomagnética.....	42
5.1.2. Subtormentas geomagnéticas.....	44
5.2. Índices geomagnéticos.....	45
6. Reconstrucción de los perfiles radiales de la presión del plasma en el lado nocturno de la magnetosfera interna	49
6.1. Satélite Aureol-3 e instrumentos.....	50
6.2. Metodología.....	51
7. Comparación de la dinámica de los perfiles radiales de presión	57
7.1. Comparación entre la presión dinámica y otros parámetros del viento solar.....	58
8. Conclusiones	68
Referencias	70

Índice de tablas

1. Introducción

1.1. Propiedades de los Planetas.....	5
1.2. Propiedades del viento solar.....	7
1.3. Densidades del flujo del viento solar.....	7

2. Conceptos generales de física de plasmas

2.1. Ejemplos de Plasma en el Sistema Solar.....	12
--	----

5. Perturbaciones geomagnéticas

5.1. Clasificación de actividad geomagnética.....	46
---	----

7. Comparación de la dinámica de los perfiles radiales de presión

7.1. Funciones de acoplamiento.....	66
-------------------------------------	----

Índice de figuras

1. Introducción

1.1. Diagrama de Herzprung-Rusell.....	4
1.2. Principales regiones de la magnetosfera terrestre.....	9

3. El Sol y la actividad solar

3.1. Gráficos de manchas solares.....	28
3.2. Mancha solar en la superficie del Sol.....	29
3.3. Llamadas solares.....	30
3.4. Esquema de la formación de agujeros en la corona solar....	31
3.5. Eyección de masa coronal.....	32

4. Magnetosfera terrestre

4.1. Espiral de Arquímedes producida por el viento solar.....	34
4.2. Regiones de la magnetosfera terrestre.....	35
4.3. Corrientes en la magnetosfera.....	38
4.4. Corriente de Anillo.....	39

5. Perturbaciones geomagnéticas

5.1. Representación esquemática de una tormenta solar.....	42
5.2. Anillos de radiación.....	43
5.3. Visualización de una subtormenta en la ionosfera: Aurora.....	45
5.4. Índice Dst.....	47
5.5. Representación del índice geomagnético Kp.....	48

6. Reconstrucción de los perfiles radiales de la presión del plasma en el lado nocturno de la magnetosfera interna

6.1. Satélite Aureol-3.....	50
6.2. Perfiles de presión en la magnetosfera.....	53
6.3. Modelo de Tsyganenko 2001 (T01).....	56

7. Comparación de la dinámica de los perfiles radiales de presión

7.1. Presión dinámica e índices geomagnéticos en función del tiempo.....	59
7.2. Relación entre la presión dinámica del viento solar y la presión interna de la magnetosfera.....	62
7.3. Presión de los iones isotrópicos en función de la latitud invariante.....	63
7.4. Variación de la presión interna de la magnetosfera con respecto a otros parámetros del viento solar.....	64

7.5. Funciones de acoplamiento.....	65
7.6. Campo magnético en 3-D.....	67
7.7. Relación entre ambas presiones y la dependencia del (a) volumen del tubo de flujo magnético y (b) La distancia en radios terrestres.....	67

RESUMEN

La magnetosfera terrestre es una región que rodea a la tierra donde el campo magnético es dominante. Debido a que los iones del plasma solar son partículas cargadas, estas interactúan con las líneas del campo magnético siendo deflectadas alrededor de la tierra. La vida en la tierra se ha desarrollado gracias a la protección de la magnetosfera. La magnetosfera es una región altamente dinámica extendiéndose a partir de algunos radios terrestres desde la tierra hasta cientos de radios terrestres en la llamada cola magnetosférica.

El entendimiento de la distribución de presión del plasma es crucial para la evaluación de su estabilidad. Esta distribución es afectada por las interacciones entre el viento solar y la magnetosfera terrestre, además de los procesos internos en la magnetosfera de la Tierra incluyendo subtormentas geomagnéticas.

Iones con energías menores de 15 keV son la mayor contribución a la presión del plasma a distancias geocéntricas (mayores que 7 radios terrestres) y sus funciones de distribución son relativamente isotrópicas.

En el presente trabajo se estudia el flujo de partículas obtenido por el satélite Aureol-3, para reconstruir los perfiles de presión radial del plasma en el lado nocturno de la magnetosfera interna. Estos perfiles son comparados con la presión dinámica del viento solar y con otros parámetros tales como velocidad y dirección del campo magnético del viento solar, usando la base de datos OMNI.

Se ha encontrado que el máximo de presión para los iones con distribuciones isotrópicas en el lado nocturno de la magnetosfera interna está correlacionado con la presión dinámica del viento solar. Esta correlación es mayor para periodos sin actividad geomagnética y para la

etapa de expansión de la subtormenta, disminuyendo para la fase de recuperación. Además, la posición del máximo de presión es influenciada por la presión dinámica del viento solar, mostrando que los valores del máximo de presión aumentan para ubicaciones cercanas a la Tierra.

El rol de la dependencia obtenida entre el máximo de presión en la magnetósfera interna y la presión dinámica del viento solar es fundamental para el entendimiento de la física que gobierna las tormentas y subtormentas geomagnéticas.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Estado del Arte

Plasma es el estado más común de la materia del universo, el 99% de esta se encuentra en estado de plasma. Para el estudio de plasmas las escalas de longitud en que ocurren los procesos son fundamentales.

1.2 Planteamiento del Problema

La escala del universo es inmensa: las galaxias más distantes se encuentran sobre los 10^{10} años luz. Nuestro Sol [nombre propio del planeta] se encuentra ubicado en uno de los dos brazos de nuestra galaxia espiral (La Vía Láctea), alrededor de treinta mil años luz del centro de la galaxia.

El Sol, el cual será identificado con el símbolo \odot , tiene bastantes características que la diferencian del resto de las estrellas de nuestra galaxia. Las estrellas cercanas tienen una masa de 10^{-1} a $10^2 M_{\odot}$, radio de 10^{-1} a 10^2

R_{\odot} , luminosidad (energía radiante por segundo) de 10^{-3} a $10^5 L_{\odot}$ y temperatura superficial de $1/3$ a $10 T_{\odot}$. Una de las maneras de clasificar una estrella es graficar la luminosidad en función de la temperatura superficial. Este grafico se denomina Diagrama de Hertzsprung-Russell. El Sol ocupa una posición media en la secuencia principal de la evolución estelar, con una edad relativa de $\sim 4.6 \times 10^9$ años. Comparando esto con la edad de la galaxia, se estima que el Sol es una estrella de segunda o tercera generación que ha sido condensada a partir de la materia interestelar expulsada después de la síntesis nuclear en las primeras estrellas.

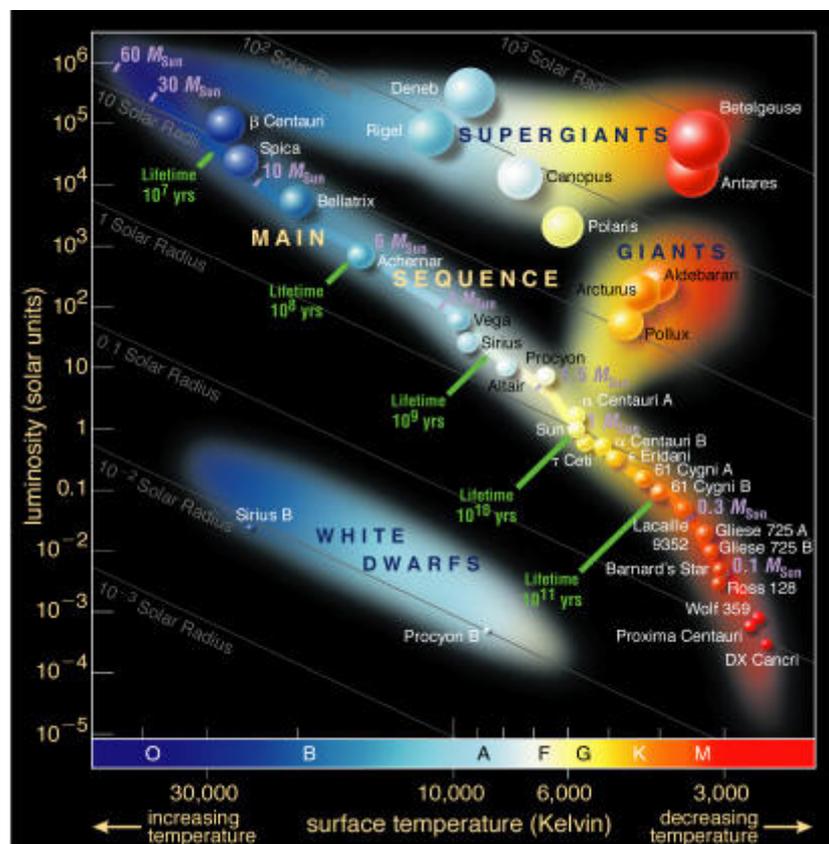


Figura 1.1: Diagrama de Hertzsprung-Russell

Mientras la escala de la galaxia son miles de años luz, la escala típica de cualquier sistema estelar, como el sistema solar, puede ser medida en horas luz.

Planeta	Diametro ecuador		Masa		Densidad Promedio	Periodo de rotacion	Inclinacion	Gravedad Superficial	Albedo	Velocidad de escape
	(km)	(Tierra=1)	(kg)	(Tierra=1)	(kg/m ³)	(dias)	(°)	(Tierra=1)		(km/s)
Mercurio	4880	0.383	3.3x10 ²³	0.0553	5430	58.646	0.5	0.38	0.12	4.3
Venus	12104	0.949	4.8x10 ²⁴	0.815	5243	243.01	177.4	0.91	59	10.4
Tierra	12756	1.000	5.9x10 ²⁴	1.000	5515	1.000	23.45	1.000	0.39	11.2
Marte	6794	0.533	6.4x10 ²³	0.1074	3934	1.026	25.19	0.38	0.15	5.0
Jupiter	1E+05	11.209	1.9x10 ²⁷	317.8	1326	0.414	3.12	2.36	0.44	60.2
Saturno	1E+05	9.449	5.7x10 ²⁶	95.16	687	0.444	26.73	1.1	0.47	35.5
Urano	51.12	4.007	8.7x10 ²⁵	14.53	1318	0.718	97.86	0.92	0.56	21.3
Neptuno	49528	3.883	1.0x10 ²⁶	17.15	1638	0.671	29.56	1.1	0.51	23.5

Tabla 1.1: Propiedades de los Planetas.

En conjunto con el cinturón de asteroides hay ocho planetas en el sistema solar. La tabla 1.1 indica sus características principales. Los planetas pueden ser divididos en dos grupos, los internos (Mercurio, Venus, Tierra y Marte) y los exteriores (Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno). Los planetas internos son relativamente pequeños y tienen densidad media grande. Los planetas externos son generalmente masivos, de baja densidad y giran muy rápidamente. Estas características entregan importante información a cerca del origen de nuestro sistema solar. Sin embargo, esto sigue siendo un tema de gran controversia.

Además de la emisión de radiación electromagnética del Sol, la cual es la mayor fuente de calor para los planetas, la atmósfera exterior, denominada corona, es lo suficientemente caliente que hay un flujo continuo llamado el viento solar.

El viento solar es un fluido de plasma solar ionizado y un remanente del campo magnético solar que viaja a través del espacio interplanetario. Esto se produce como resultado de la gran diferencia en la presión del gas entre la corona solar y el espacio interestelar. La diferencia de presión conduce el plasma hacia el exterior despreciando el efecto de la gravedad solar. La existencia del viento solar estuvo basada en el principio en la evidencia de la pequeña variación del campo magnético terrestre (actividad geomagnética) producida por los fenómenos observables en el sol (actividad solar), como era

propuesto por los modelos teóricos para el estado de equilibrio de la corona solar.

El viento solar está influenciado significativamente por la actividad solar (o, en términos físicos, por cambios en el campo magnético solar) y transmite su influencia a planetas, cometas, partículas y rayos cósmicos. Otros de los tópicos fundamentales en el estudio del viento solar son los procesos físicos que ocurren en la formación y expansión del viento solar desde la caliente corona solar hasta el frío y lejano espacio fuera de la región del sistema solar. Esta expansión toma el plasma magnetizado y las grandes variaciones en sus propiedades, por ejemplo: las colisiones entre iones o electrones en el plasma en expansión es muy frecuente en la corona, pero extremadamente extrañas en el espacio interplanetario. La física de este sistema de plasma debe ser examinado bajo una gran cantidad de condiciones, alguna de las cuales son difíciles de simular en los laboratorios de la Tierra o en vecindades cercanas a la Tierra [1].

Las observaciones más extensivas y detalladas son hechas por los satélites cercanos a la órbita terrestre. Algunas de las propiedades del plasma y el campo magnético a esta distancia del Sol denominada una unidad astronómica (UA) se presentan en la tabla 1.2. El viento solar que llega a la Tierra es caliente, tenue y se mueve rápido para los estándares terrestres. El viento solar está compuesto de hidrógeno ionizado (de protones y electrones en aproximadamente igual número) con una pequeña cantidad de helio ionizado y algunos iones de elementos pesados. Usualmente es útil describir el viento solar en términos de flujos o densidades de flujo, utilizando la terminología de magnetohidrodinámica. En la Tabla 1.3 se muestran los valores promedios para las densidades de flujo de las partículas (y masas), momentum en la dirección radial y energía que lleva el campo magnético magnetosférico. La mayoría del momentum es transportado por los protones, donde la mayor parte de la energía es energía cinética de estas mismas partículas.

Densidad de Protones	6.6 [cm ⁻³]
Densidad de Electrones	7.1 [cm ⁻³]
Densidad de He2+	0.25 [cm ⁻³]
Velocidad del fluido (alrededor de la Tierra)	450 [km/s]
Temperatura de los protones	1.2x10 ⁵ [K]
Temperatura de los Electrones	1.4x10 ⁵ [K]
Campo Magnético (inducción)	7x10 ⁻⁹ [T]

Tabla 1.2: Propiedades observadas del viento solar cercano a la órbita terrestre

La presión en un gas ionizado con igual densidad de protones y electrones, n , esta dada por la ecuación (1.1)

$$P_{\text{gas}} = n \cdot k (T_p + T_e) \quad (1.1)$$

Donde k es la constante de Boltzmann y T_p y T_e corresponde a la temperatura de los protones y electrones respectivamente. Con esto $P_{\text{gas}}=30$ [pPa].

	Densidad de Flujo	Flujo en esfera a 1 [UA]
Protones	3x10 ⁸ [cm ⁻² s ⁻¹]	8.4x10 ³⁵ [s ⁻¹]
Masa	5.8x10 ⁻¹⁶ [g cm ⁻² s ⁻¹]	1.6x10 ¹² [g s ⁻¹]
Momentum Radial	2-6x10 ⁻⁹ [Pa]	7.3x10 ¹⁴ [N]
Energía Cinética	0.6 [erg cm ⁻² s ⁻¹]	1.7x10 ²⁷ [erg s ⁻¹]
Energía Térmica	0.02 [erg cm ⁻² s ⁻¹]	0.05x10 ²⁷ [erg s ⁻¹]
Energía Magnética	0.01 [erg cm ⁻² s ⁻¹]	0.025x10 ²⁷ [erg s ⁻¹]
Flujo Magnético Radial	5x10 ⁹ [T]	1.4x10 ¹⁵ [Wb]

Tabla 1.3: Densidades de flujos del viento solar cercano a la órbita terrestre.

Las ondas de sonido en un gas ionizado con presión P_{gas} y una densidad de masa $\rho=n(m_p+m_e)$, donde m_p y m_e corresponde a las masas de los protones y los electrones, los cuales viajan a la velocidad que se especifican en la ecuación (1.2).

$$C_s = \left\{ \frac{\gamma P}{\rho} \right\}^{\frac{1}{2}} = \left\{ \left[\frac{\gamma k}{m_p + m_e} \right] (T_p + T_e) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

Donde γ corresponde al calor específico a presión y volumen constante y C_s es la velocidad del sonido. Utilizando $\gamma=5/3$ para un gas de hidrógeno ionizado y según las temperaturas de la tabla 1.2 se encuentra una velocidad del sonido a 1UA tal que $C_s \approx 60$ [km/s].

La velocidad típica del fluido de viento solar es de 400[km/s], es al menos un orden de magnitud mayor que la velocidad de propagación del sonido a 1 UA, por lo cual es posible decir que el fluido del viento solar es altamente supersónico.

Utilizando el valor promedio de la magnitud del campo magnético, se encuentra que la presión magnética a una distancia de 1 UA es $P_{mag}=15$ [pPa]. Este valor es comparable con la presión del gas, indicando que los efectos magnéticos serán tan importantes como los efectos de la presión en el plasma del viento solar.

Todos los planetas del sistema solar, excepto Venus y Marte, tienen un campo magnético intrínseco suficientemente fuerte para producir un balance de presión con el plasma del viento solar. En una primera aproximación, es posible representar este campo magnético como un campo bipolar. El continuo flujo de plasma desde el viento solar distorsiona la configuración del campo magnético planetario, comprimiendo la magnetosfera en el lado diurno y estirando las líneas del campo por muchos radios planetarios, formando una cola en lado nocturno de la magnetósfera. Una vista esquemática de la interacción entre el viento solar y la magnetósfera terrestre es representada en la Figura 1.2.

El conocimiento a cerca de la distribución de presión del plasma es crucial para evaluar la estabilidad de cualquier configuración de plasma. En este caso, esta distribución de presión está afectada por el viento solar y las interacciones con la magnetósfera.

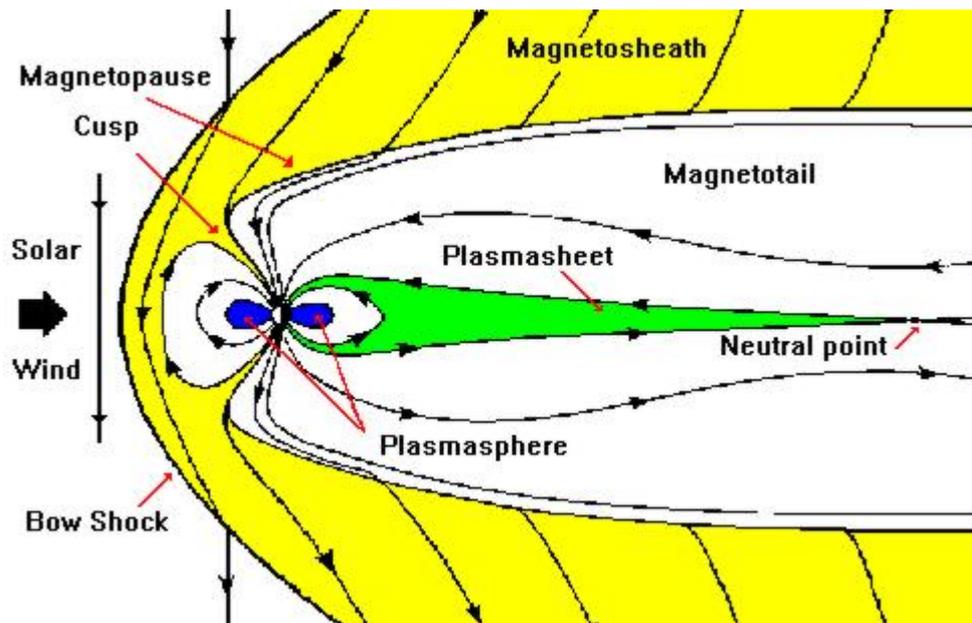


Figura 1.2: Principales regiones de la magnetósfera terrestre.

Capitulo 2

Conceptos generales de física de plasmas espaciales

2.1 Definición de Plasma

El termino plasma fue introducido por primera vez por Tonks y Langmuir en 1929 durante sus estudios de descarga en tubos llenos de gas (L. Tonks & I. Langmuir, Oscillations in ionizad gases, Physical Review, 33, 195,1929).

Es posible definir plasma actualmente como un sistema de partículas cargadas cuyas propiedades a gran escala quedarán determinadas por la interacción colectiva de las partículas con los campos magnéticos y eléctricos autoconsistentes. Generalmente este sistema se encontrará en estado cuasineutral.

El potencial electrostático para una partícula aislada, asumiendo que se tiene un ion de carga q quedará determinado por la ecuación 2.1.

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.1)$$

Sin embargo, si el ion se encuentra inserto en un gas que contiene iones y electrones, los electrones se sentirán atraídos hacia él y su distribución alteraría el potencial, reduciéndolo para largas distancias, para este caso el potencial estará dado por la ecuación 2.2.

$$\phi = \frac{qe^{-\frac{r}{\lambda_D}}}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.2)$$

Donde λ_D es llamada longitud de Debye. Para plasma que contiene protones y electrones la longitud de Debye estará determinada por la ecuación 2.3.

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Donde n corresponde a la densidad de electrones. Es posible observar que cuando la relación r/λ_D aumenta el potencial disminuye. A partir de lo anterior, la longitud de Debye es un parámetro que se utilizará para estimar la influencia espacial de cada partícula de plasma.

Otro de los parámetros fundamentales en el plasma es la frecuencia propia de oscilación que posee debido al desbalance en la distribución de cargas. Existe un tiempo característico durante el cual se mantendrá la carga descompensada en el plasma, esto sucede cerca del equilibrio termodinámico. La magnitud inversa a este tiempo esta descrita en la ecuación 2.4 y se denomina frecuencia de Lengmuir o frecuencia de plasma.

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi ne^2}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Por otro lado, es posible considerar una esfera de radio λ_D que es denominada esfera de Debye. El número de partículas que estarían comprendidas dentro de esta esfera quedará determinado mediante la ecuación 2.5.

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 \frac{T^{3/2}}{n^{1/2}} \quad (2.5)$$

Con

$$g = \frac{1}{N_D} \quad (2.6)$$

En física de plasma los parámetros N_D o g son denominados Parámetro de plasma. Para cumplir con la condición de plasma ideal, será necesario tener $N_D \gg 1$ o $g \ll 1$, por lo cual se requerirá alguna combinación de alta temperatura y baja densidad de partículas. Además, la densidad de partículas deberá ser lo suficientemente baja para que la frecuencia característica de plasma no sea pequeña comparada con la frecuencia de las colisiones.

La combinación de parámetros mencionados anteriormente ocurre muy frecuentemente de manera natural en el espacio.

El plasma cubre amplios rangos de densidad y temperatura, en la tabla 1 se especifican algunos ejemplos de los plasmas existentes en el sistema solar.

	T, (K)	n, (m ⁻³)
Interior estelar	10 ⁷	10 ³³
Corona solar	10 ⁶	10 ¹² - 10 ¹³
Fotósfera	6x10 ³	10 ²⁰
Viento Solar	10 ⁵	10 ⁶ - 10 ⁷
Núcleo de la Tierra	6x10 ³	2x10 ²⁹
Ionósfera Terrestre	10 ³ - 10 ⁴	10 ⁸ - 10 ¹²
Magnetósfera Terrestre	10 ⁷ - 10 ⁹	10 ⁵ - 10 ⁷

Tabla 2.1: Ejemplos de Plasma en el Sistema Solar

Actualmente existen dos maneras más comunes para el estudio del plasma, Teoría Cinética y Magnetohidrodinámica. La teoría cinética realiza un estudio físico de cada partícula en forma individual (aproximación microscópica) considerando que dichas partículas tienen propiedades estadísticas y la Magnetohidrodinámica estudia el plasma como un fluido con propiedades magnéticas. Ambas teorías serán explicadas en detalle a continuación.

2.2 Teoría Cinética

Para la descripción adecuada de las ondas y oscilaciones producidas en el plasma, la teoría de fluidos o magnetohidrodinámica no es siempre una aproximación válida. Por esto, es necesario considerar la distribución de velocidades $f(v)$. Este tratamiento se denomina teoría cinética.

Plasma es un ensemble de electrones (e), iones (i) y neutrones (n) con diferentes posiciones (r) y velocidades (v) las cuales se mueven bajo la influencia de fuerzas externas (campos electromagnéticos y gravitatorios) y procesos de colisiones internas (ionización, Coulomb, intercambio de cargas, etc).

Sin embargo, lo que se observa es un promedio macroscópico de los parámetros de plasma, tales como la densidad de corriente (j), la densidad de electrones (n_e), presión (P), Temperatura de los iones (T_i), etc. Estos parámetros son promedios macroscópicos de las distribuciones de velocidades y/o posiciones.

La ecuación fundamental en la teoría cinética es la denominada ecuación de Boltzmann-Vlasov. Esta ecuación es la resultante de la aplicación de la ecuación de Boltzmann a un plasma en que sólo actúan fuerzas electromagnéticas (2.7).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} \quad (2.7)$$

donde $f(r, v, t)$ corresponde al ensemble promedio de la función de distribución de las partículas, \mathbf{F} es la fuerza externa que se aplica sobre las partículas, \mathbf{v} y m equivalen a la velocidad y la masa respectivamente. El lado izquierdo de la ecuación da cuenta de la razón de cambio de la función de distribución en ausencia de colisiones, mientras que el término a la derecha de la expresión corresponde a la razón de cambio de la función de distribución en presencia de colisiones.

La solución estacionaria de la ecuación 2.7 en ausencia de colisiones y fuerzas externas, manteniendo la condición de equilibrio térmico, estará determinada por la distribución de Maxwell que se muestra en la ecuación 2.8.

$$f(r, v) = n \left(\frac{m}{2\pi k_{\beta} T} \right)^{3/2} e^{-\left(\frac{mv^2}{2k_{\beta} T} \right)} \quad (2.8)$$

En la ecuación 2.8 el término T corresponde a la temperatura y k_{β} es la constante de Boltzmann.

Si consideramos que las fuerzas electromagnéticas que actúan sobre el plasma están representadas por la fuerza de Lorentz (ecuación 2.9).

$$\mathbf{F}_L = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.9)$$

Se obtiene la ecuación de Boltzmann-Vlasov para un plasma ideal (ausencia de colisiones).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.10)$$

La teoría cinética del plasma es una herramienta muy poderosa. Sin embargo, el tratamiento del plasma cuando se considera partícula a partícula puede ser extremadamente complejo, por lo cual muchas veces es conveniente tratar el plasma como un fluido, para lo cual se ha planteado la magnetohidrodinámica o MHD [2].

2.3 Magnetohidrodinámica

La magnetohidrodinámica (MHD por su sigla en inglés) es una teoría que comprende un conjunto de ecuaciones que ayudan a describir el comportamiento del plasma. Las ecuaciones de magnetohidrodinámica han sido formuladas a partir de las ecuaciones de hidrodinámica para describir el comportamiento de un líquido magnetizado, incluyendo los efectos de la interacción entre el fluido y el campo magnético. La magnetohidrodinámica utiliza leyes de mecánica pero toma propiedades electromagnéticas. Aunque inicialmente fue formulada para electrolitos, posteriormente fue empleada para describir muchos fenómenos diferentes, por ejemplo la generación del campo magnético planetario (núcleo externo en el caso de la tierra).

El modelo de fluido es el resultado de la formulación de una descripción de plasma autoconsistente formulado exclusivamente a partir de observables que están definidas como función de las coordenadas espaciales y el tiempo, tales como $\rho(r,t)$ o $v(r,t)$. **Las ecuaciones de magnetohidrodinámica son deducidas a partir de los momentos de la función de distribución provenientes de cada especie de partículas (iones y electrones) en conjunto con la ecuación de Boltzmann-Vlasov.**

Los modelos de fluidos para tratar plasmas enfrentan la dificultad, debido a algunas simplificaciones, que su aplicación no es lo suficientemente precisa para el tratamiento de plasmas espaciales. Incluso en situaciones donde MHD es completamente válida, su uso fundamental es dar información cualitativa a cerca de un fenómeno. Para obtener resultados cuantitativos precisos es necesario el uso de la teoría cinética. En este sentido el tratamiento

de plasma usando MHD es una herramienta muy poderosa en una amplia variedad de circunstancias.

Existen pautas generales que indican el rango de validez de MHD. Asumiendo una presión isotrópica, usualmente las interacciones resonantes entre ondas y partículas son eliminadas. Esto puede ser visualizado claramente si se considera que la interacción resonante modifica dramáticamente la función de distribución en la región en que ocurre la resonancia en el espacio de fases, donde la presión resultante es descrita por un tensor de presión no-isotrópica muy complejo.

Una partícula moviéndose a lo largo de una línea de campo magnético con una velocidad similar a la velocidad de fase de una onda propagándose en la misma dirección, se encuentra en resonancia con la onda incluso en los límites establecidos en MHD. Este tipo de resonancia causa típicamente “amortiguación de Landau” o Landau damping. Sin embargo, MHD es muy útil en el entendimiento de la dinámica de plasmas de gran escala [3].

El movimiento de las partículas en un sistema de dos fluidos queda descrito por los promedios individuales de velocidades para los electrones e iones y por sus respectivas presiones. En la magnetohidrodinámica la velocidad será representada por la ecuación de densidad de corriente, ecuación 2.11, la cual es esencialmente la velocidad relativa entre los iones y los electrones; y por la velocidad del centro de masa en la ecuación 2.12.

$$J = \sum_{\sigma} n_{\sigma} q_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma} \quad (2.11)$$

$$U = \frac{1}{\rho} \sum_{\sigma} m_{\sigma} n_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma} \quad (2.12)$$

Con

$$\rho = \sum_{\sigma} m_{\sigma} n_{\sigma}$$

Además en magnetohidrodinámica se cumple con la ecuación de continuidad, ecuación 2.13.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (2.13)$$

Para obtener las ecuaciones de movimiento de la magnetohidrodinámica se toma la ecuación del primer momento de la ecuación de Boltzmann-Vlasov 2.14. En esta ecuación el término $\mathbf{R}_{\sigma\alpha}$ equivaldrá a la fuerza de fricción neta entre las especies σ y α , que representarán a electrones e iones.

$$\frac{\partial (n_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot (\mathbf{v}' \mathbf{v}' + \mathbf{v}' \mathbf{u}_{\sigma} + \mathbf{u}_{\sigma} \mathbf{v}' + \mathbf{u}_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma}) f_{\sigma} d\mathbf{v}' - \frac{q_{\sigma}}{m_{\sigma}} \int (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) f_{\sigma} d\mathbf{v}' = -\frac{1}{m_{\sigma}} \mathbf{R}_{\sigma\alpha} \quad (2.14)$$

Se multiplicará por m_{σ} y se sumará sobre todas las especies obteniendo la ecuación 2.15.

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{\sigma} m_{\sigma} \int \mathbf{v} f_{\sigma} d\mathbf{v} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \sum_{\sigma} \int m_{\sigma} \mathbf{v} \mathbf{v} f_{\sigma} d\mathbf{v}' + \sum_{\sigma} q_{\sigma} \int \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} [(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) f_{\sigma}] = 0 \quad 2.15$$

El lado derecho de esta ecuación es nulo debido a que $\mathbf{R}_{ei} + \mathbf{R}_{ie} = 0$, es decir, el plasma total no puede ejercer fricción sobre si mismo.

Es posible definir el tensor de presión magnetohidrodinámica en términos de la velocidad relativa \mathbf{U} y estará determinado por la ecuación 2.16.

$$\mathring{P}^{MHD} = \mathbf{U} \sum_{\sigma} \int m_{\sigma} \mathbf{v}' \mathbf{v}' f_{\sigma} d\mathbf{v}' \quad (2.16)$$

Así la ecuación de movimiento de magnetohidrodinámica 2.17.

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U}\mathbf{U}) = \left(\sum_{\sigma} n_{\sigma} q_{\sigma} \right) \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P}^{MHD} \quad (2.17)$$

Magnetohidrodinámica Es típicamente usada para definir problemas con larga escala espacial donde el plasma es considerado esencialmente neutral, por lo cual $\sum_{\sigma} n_{\sigma} q_{\sigma} \approx 0$.

Es posible observar que el lado derecho de la ecuación (17) contiene el factor temporal de la ecuación de continuidad de MHD, con esto es posible escribir:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U}\mathbf{U}) = \left[\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U}) \right] \mathbf{U} + \rho \frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} + \rho\mathbf{U}\nabla \cdot \mathbf{U}$$

Así obtenemos a ecuación de movimiento estándar de magnetohidrodinámica, 2.18.

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P}^{MHD} \quad (2.18)$$

Con,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla$$

2.4 Ley de Ohm en MHD

MHD se centra en fenómenos de baja frecuencia y con larga escala espacial. Si la escala de tiempo característica de un fenómeno es larga comparada con el movimiento ciclotrónico del electrón, entonces el término de

inercia del electrón $m_e d\mathbf{u}_e / dt$ puede ser despreciado, porque es muy pequeño comparado con el término $-e(\mathbf{u}_e \times \mathbf{B})$, proveniente de la fuerza magnética. Asumir esto es razonable para velocidades perpendiculares a \mathbf{B} , pero puede ser una aproximación no muy adecuada para la componente paralela de la velocidad, ya que la velocidad paralela no provee una fuerza magnética. Entonces, $\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i = -\mathbf{J} / n_e e$ y $\mathbf{u}_i \sim \mathbf{U}$. Bajo estas condiciones es posible escribir la ley generalizada de Ohm como se muestra en la ecuación 2.19.

$$\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} - \frac{1}{n_e e} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \frac{1}{n_e e} \nabla(n_e k T_e) = \eta \mathbf{J} \quad (2.19)$$

El término $-\mathbf{J} \times \mathbf{B} / n_e e$ es llamado término de Hall y puede ser despreciado en los dos casos siguientes:

1. El término de presión en la ecuación de movimiento de MHD es despreciable comparado con los otros dos términos, por lo tanto:

$$|\mathbf{J}| : \omega \rho |\mathbf{U}| / |\mathbf{B}|$$

Aquí $\omega : D/Dt$ es la frecuencia característica del fenómeno. En este caso, la comparación de $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ con el término de Hall, muestra que el término de hall se encuentra reducido en un factor $:\omega / \omega_{ci}$ donde $\omega_{ci} = q_i \mathbf{B} / m_i$ es la frecuencia ciclotrónica. Entonces, despreciar el término de Hall se encuentra justificado para los fenómenos donde la frecuencia característica es pequeña comparada con ω_{ci} .

2. La frecuencia de colisión ion-electrón es grande comparada con la frecuencia de ciclotrón $\omega_{ce} = q_e \mathbf{B} / m_e$, en este caso el término de Hall puede ser despreciado porque es más pequeño en un factor ω_{ce} / ν_{ei} comparado con el término resistivo $\eta \mathbf{J} = (m_e \nu_{ei} / n_e e^2) \mathbf{J}$.

Al usar MHD es posible asumir que una de estas dos condiciones se cumple y por lo tanto despreciar el término de Hall. Si el término de Hall se mantiene el sistema se denomina MHD de Hall. Con la aproximación anterior y utilizando la ecuación de inducción obtenemos la ecuación 2.20.

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{n_e e} \nabla n_e \times \nabla \kappa T_e = \nabla \times \left(\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \quad (2.20)$$

Usualmente el gradiente de densidad es paralelo al gradiente de temperatura, con lo cual el termino de la fuerza electromotriz termal $(n_e e)^{-1} \nabla n_e \times \nabla \kappa T_e$ puede ser despreciado, en este caso la ecuación de inducción se reduce a la ecuación 2.21.

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) = \nabla \times \left(\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \quad (2.21)$$

El término termal comúnmente se ignora en la ley de Ohm de MHD, por lo cual es posible es escribir finalmente la ley de Ohm como se presenta en la ecuación 2.22 [4].

$$\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (2.22)$$

2.5 Ecuación de estado en MHD

La ecuación de estado que se utiliza para MHD es la ecuación adiabática de estado 2.23

$$\frac{P_\sigma}{n_\sigma^\gamma} = \text{constante} \quad (2.23)$$

- Ley Doble Adiabática

$$\frac{P^{MHD}}{\rho^\gamma} = \text{constante}$$

Aquí $\gamma=(N+2)/N$ con N correspondiente al número de dimensiones del sistema

- Ley Adiabática simple.

Si las colisiones son lo suficientemente frecuentes, la dimensionalidad del sistema será $N=3$ entonces $\gamma=5/3$. Así la ecuación de estado quedará descrita por la ecuación 2.24.

$$\frac{P}{\rho^{5/3}} = \text{constante} \quad (2.24)$$

2.6 Aproximaciones de MHD para las ecuaciones de Maxwell

Varias hipótesis contenidas en magnetohidrodinámica producen aproximaciones simplificadas de las ecuaciones de Maxwell. En particular, la hipótesis de neutralidad de carga produce que la ecuación de Poisson sea inútil debido a que la ecuación de Poisson describe la relación entre la no-neutralidad y la componente electrostática del campo eléctrico. La hipótesis de neutralidad de carga tiene implicancias para la densidad de corriente también.

Bajo las aproximaciones de MHD las ecuaciones de Maxwell toman la forma establecida en las ecuaciones (2.25) para la ley de Faraday, (2.26) para la ley de Ampere, (2.27) y (2.28).

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi \mathbf{J}}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \approx \frac{4\pi \mathbf{J}}{c} \quad (2.26)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho \approx 0 \quad (2.28)$$

La temperatura en el plasma del sistema solar es muy alta, frecuentemente se hace la aproximación $\sigma \rightarrow \infty$, resultando la ecuación 2.29 para MHD idealizada.

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} \quad (2.29)$$

Propiedades de fluido también pueden ser determinadas para el plasma a través de la ecuación de continuidad (2.30) y la ecuación de momentum para un fluido (2.31). En estas ecuaciones ρ corresponde a densidad, p es la presión del plasma, \mathbf{g} es la aceleración debido a la gravedad y \mathbf{F}_{vis} es la fuerza viscosa.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.30)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla p + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_{vis} \quad (2.31)$$

La ecuación de estado (2.32) completa el set de ecuaciones que describe al plasma como un fluido en MHD.

$$p = \rho \frac{K_B T}{m} \quad (2.32)$$

2.7 Presión magnética y tensión

El segundo término de la ecuación 2.31 representa la fuerza magnética y puede ser escrita como se muestra en la ecuación (2.33).

$$F_M = \frac{1}{c}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = -\frac{\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})}{4\pi} = -\nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}}{4\pi} \quad (2.33)$$

El primer término de la ecuación representa la presión magnética (Ecuación 2.34), mientras que el segundo término corresponde al efecto de la tensión en el campo magnético.

$$P_M = \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \quad (2.34)$$

Capítulo 3

El Sol y la actividad solar

Aun cuando la radiación total del sol, mayoritariamente luz visible, es relativamente constante, el Sol puede exhibir grandes variaciones en la emisión de rayos X, UV y ondas de radio. Esta variabilidad es usualmente asociada a las regiones activas en el Sol, donde la magnitud del campo magnético solar es también altamente variable. Variaciones en el campo magnético solar produce a su vez cambios en el campo geomagnético.

3.1 El campo magnético solar y el desarrollo de las regiones activas

El campo magnético del Sol puede ser medido a través del efecto Zeeman, estudiando las líneas del espectro solar. Instrumentos utilizados para medir el campo magnético solar usando efecto Zeeman tienen una sensibilidad de hasta 0.3 [G] y pueden medir fácilmente el promedio del campo magnético en la superficie solar (~ 1 [G]). Las mediciones indican la presencia de una diferencia en la polaridad magnética entre las dos regiones polares y se sabe que cambia en un ciclo de 22 años. Inicialmente se propuso que la configuración del campo magnético solar era de tipo dipolar, donde las líneas del campo magnético penetraban en el núcleo solar. Si esto fuera cierto el tiempo de difusión del campo magnético desde el interior solar hacia las regiones externas sería de alrededor de 10^{10} años, lo cual excedería la edad del sol (10^9 años). Sin embargo, ahora es sabido que este campo magnético está confinado a ciertas superficies del sol y que el tiempo de difusión para estas regiones son menores que la edad del Sol.

En la región de convección del sol el gradiente de temperatura es muy grande. En estas regiones es posible la coexistencia de partículas ionizadas y neutras. Las partículas neutras aumentan la opacidad y la temperatura se reduce. Para alcanzar el equilibrio, se produce la mezcla de partículas (neutras e ionizadas) para reducir los efectos del gradiente. En la zona más externa de la región de convección se produce granulación, celdas de convección debido a vórtices producidos por el movimiento ascendente del fluido.

Las regiones activas en el sol son producidas por un aumento de inestabilidad conectiva en el Sol. Estas inestabilidades son producidas por el empuje magnético en la zona de convección.

A nivel fotosférico el sol no rota como un cuerpo sólido. La región ecuatorial gira ligeramente más rápido que los polos, presentando un período de rotación de 32 días en los polos y 27 en el Ecuador. Esta rotación diferencial

tuerce las líneas del campo magnético y esto produce la generación de Corrientes. La presión magnética es un factor muy importante en la generación de las regiones activas. La relación entre la presión dentro y fuera de las zonas activas es analizada a continuación. Si se considera P_i la presión dentro de las regiones activas del sol y P_o la presión fuera de la región activa, el balance de presión puede ser escrito según la ecuación 3.1.

$$P_i + \frac{B^2}{8\pi} = P_o \quad (3.1)$$

Donde el término $\frac{B^2}{8\pi}$ corresponde a la presión magnética dentro de la región activa, de esta manera, como $\frac{B^2}{8\pi} > 0$, se obtiene la relación de la ecuación 3.2, donde la presión al interior de la región activa es menor que en su entorno y el plasma experimenta un movimiento ascendente.

$$P_i < P_o \quad (3.2)$$

En un tiempo de algunos días, la nueva región bipolar que ha emergido se transforma en un par de manchas solares unidas por un grupo de arcos filamentosos. Estos loops pueden ser observados cuando se expanden hacia el exterior de la región de convección, hacia la corona solar. El grupo de manchas solares continua creciendo por alrededor de 10 a 15 días, alcanzando un diámetro de al redor de 200 mil kilómetros con un aumento pronunciado de emisión de rayos X. Las manchas solares son aproximadamente 1000 a 2000[K] mas frías que la región de la fotosfera que las rodea, por esta razón las manchas solares aparecen como regiones oscuras en las mediciones de luz blanca. Típicamente las manchas solares suelen durar alrededor de un mes [1].

Los grupos de manchas solares están rodeados generalmente por “féculas”, las cuales son regiones brillantes de 100 [K] mas caliente que la

fotosfera. Esto puede ser explicado en términos de la concentración de energía debido a la inhibición de convección dentro de la mancha solar.

3.2 El ciclo solar

Los grupos de manchas solares tienen un ciclo de 11 años. En un periodo de 27 días (una revolución solar observada desde la tierra) es posible observar una ocurrencia de alrededor de 200 manchas solares durante el máximo solar, disminuyendo a cero durante el mínimo solar.

Los grupos de manchas solares están generalmente confinados a las regiones de baja latitud en el disco solar. Al inicio de un Nuevo ciclo solar, las primeras manchas solares aparecen alrededor de los 30° de latitud. Cerca del máximo solar, las manchas solares son observadas a menor latitud (~15°) y cerca del fin del ciclo solar las manchas solares se observan alrededor de los 8° de latitud. Esto puede ser observado en la figura 3.1 donde se presenta el 'grafico de mariposa de Maunder' el cual representa la ubicación y numero de manchas de acuerdo al ciclo solar. Las manchas solares siempre tienen la misma polaridad de la región en la que emergen. Las polaridades en cada hemisferio del sol son opuesta y varían cada 11 años, obteniendo un ciclo total de 22 años.

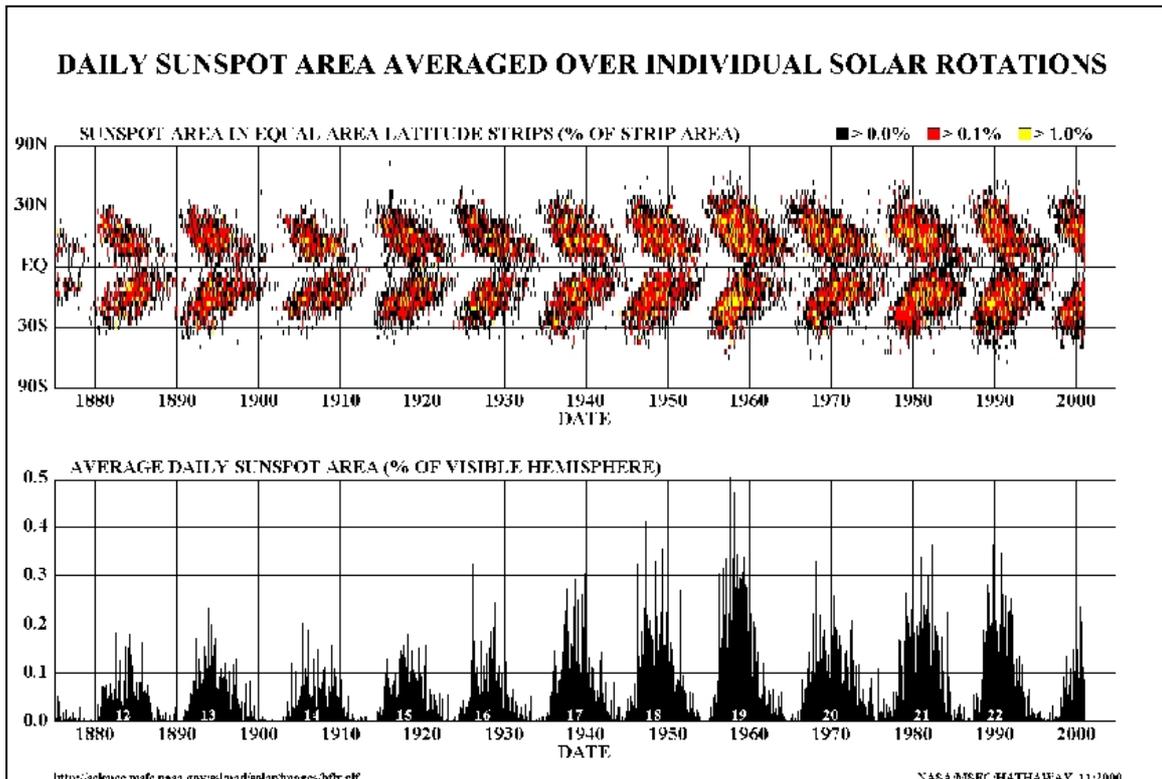


Figura 3.1: Gráficos de manchas solares. El grafico superior es llamado ‘grafico de mariposa’ por su forma y representa el número y ubicación de las manchas solares en el tiempo. El grafico inferior representa el promedio del are cubierta en porcentaje por las manchas solares en función del tiempo (cortesía de http://www.fractaluniverse.org/v2/?page_id=135).

3.2.1 Manchas Solares

Las manchas solares son regiones oscuras en la superficie solar con dimensiones de entre 10^3 a 10^5 km de diámetro. La parte central llamada umbra es la región mas oscura, con temperatura inferior a la fotosfera que la rodea, de alrededor de 4000 [K]. El flujo de energía radiativa de la umbra es solamente el 20% de la energía irradiada por la fotosfera circundante. Debido al largo periodo de existencia y la estabilidad de las manchas solares se sabe que la densidad del plasma del que están compuestas es comparable a la del plasma que las rodea. Se ha estudiado que las manchas solares se mantienen a menor temperatura debido a la inhibición de convección producida por la presencia de fuerte campo magnético en la superficie de la mancha solar.

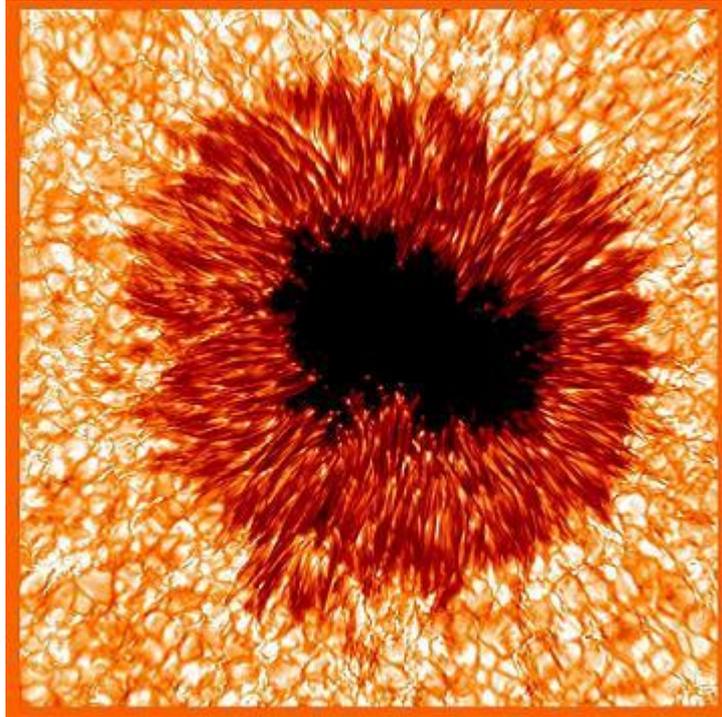


Figura 3.2: Mancha solar en la superficie del Sol. La región mas oscura es llamada umbra y posee menor temperatura que las regiones que la rodean.

3.2.2 Llamaradas solares

Las llamaradas solares son aun un tema controversial y cuyos mecanismos físicos se encuentran todavía en discusión. Estas llamaradas solares envuelven la emisión de gran cantidad de energía en un corto lapso de tiempo. La energía emitida incluye una apreciable cantidad de rayos cósmicos y plasma hacia la corona solar en forma de 'flujos filamentarios' en el viento solar. El efecto de estas llamaradas de plasma sobre la magnetosfera terrestre produce efectos geomagnéticos apreciables y serán discutidos en los siguientes capítulos. Las llamaradas solares se originan sobre las regiones magnéticas activas del Sol.

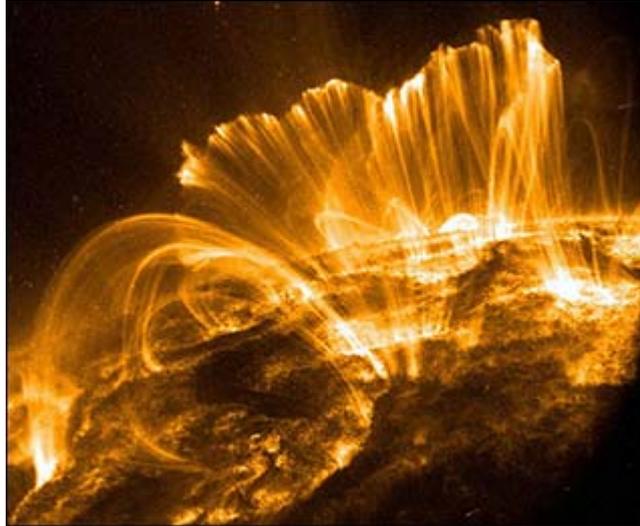


Figura 3.3: Llamaradas solares

3.2.3 Prominencias solares

Las prominencias son estructuras estables que permanecen por meses en la atmosfera solar. El campo magnético en las prominencias es débil comparado con el plasma circundante, la temperatura es también baja, pero posee alta densidad de partículas. Es esta densidad la que provoca una curvatura en la línea del campo magnético y por la tanto la generación de Corrientes. En las prominencias se produce un balance gravitacional y magnético que ayuda a que estas estructuras sean relativamente estables.

3.2.4 Agujeros en la Corona solar

Los agujeros en la corona solar ocurren sobre extendidas regiones unipolares del sol, en donde las topología del campo magnético presenta líneas de campo abiertas y divergentes. El gas en estas regiones no se encuentra en equilibrio hidrostático, pero continuamente fluye a mayores altitudes como viento solar. Figura 3.4 presenta un diagrama esquemático de la formación de los agujeros de la corona solar, donde en las regiones llamadas "A" se encuentran las líneas cerradas del campo magnético, pero entre ellas las líneas se muestran divergentes produciendo entre ellas los llamados agujeros de la corona. Eventualmente las líneas divergentes del campo magnético que se señalan como divergentes formaran parte del viento solar.

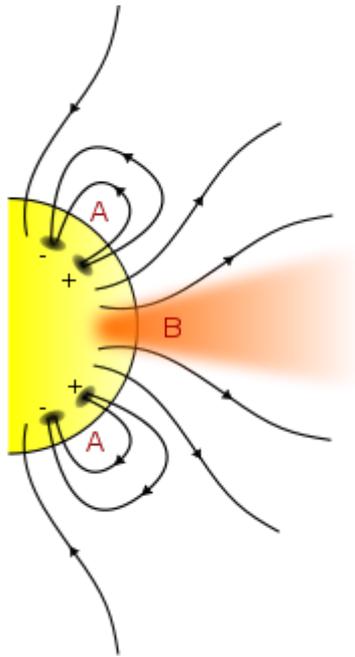


Figura 3.4: Diagrama esquemático de la formación de agujeros en la corona solar. Las regiones denominadas con la letra "A" indica regiones donde las líneas del campo están cerradas y "B" donde las líneas del campo están abiertas generando agujeros en la corona solar.

3.2.543 Eyecciones de masa coronal

Las eyecciones de masa coronal o CMEs (por su sigla en ingles, Coronal mass ejections) se producen debido a que los arcos de plasma se vuelven inestables y generan grandes burbujas de gas y campo magnético en la corona solar que son liberadas desde el sol y viajan por el medio interplanetario.

Las eyecciones de masa coronal tienen un efecto profundo en la dinámica de la magnetosfera terrestre. El plasma que viaja desde la corona solar comprime la magnetosfera. Además, el fuerte campo magnético interplanetario asociado con las CMEs induce un fuerte campo eléctrico y un rápido flujo de plasma dentro de la magnetosfera, generando diversos fenómenos en diferentes regiones de la magnetosfera.



Figura 3.5: Eyección de masa coronal o CMEs (por su sigla en ingles) observada utilizando un coronografo.

Capítulo 4

Magnetosfera terrestre

La magnetosfera terrestre es una región del espacio dominada por el campo geomagnético. Las características físicas de esta región están altamente influenciadas por las condiciones del campo magnético interplanetario y el viento solar. El entendimiento de la formación y la física que involucran los procesos en la magnetosfera terrestre es fundamental para el desarrollo de esta tesis.

4.1 Formación de la Magnetosfera terrestre: Interacciones entre el viento solar y la magnetosfera

La expansión de la corona solar produce un fluido supersónico de gas caliente completamente ionizado desde el Sol. Debido a la alta conductividad eléctrica, el campo magnético solar está 'congelado' en el plasma. La presión dinámica del viento solar excede cualquier tensión magnética presente, las líneas del campo son estiradas y torcidas produciendo una Espiral de

Arquímedes que co-rota con el Sol con un periodo de alrededor de 27 días. Una figura esquemática es presentada en la figura 4.1.

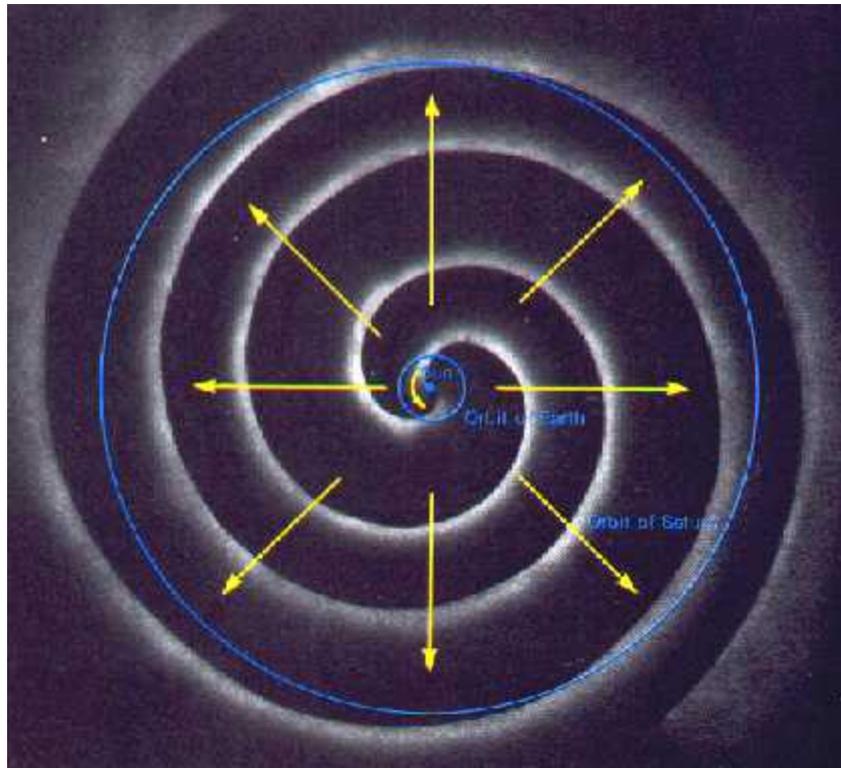


Figure 4.1: Representación esquemática de la espiral de Arquímedes producida por el viento solar debido a la rotación del Sol.

La naturaleza de la interacción entre el viento solar y los diversos obstáculos que se encuentran en el medio en que el viento solar se propaga, depende de las propiedades físicas del obstáculo. El viento solar puede impactar directamente sobre la superficie de un objeto o puede ser desviado alrededor del objeto debido a un balance de presión. La diferencia entre estas dos situaciones estará determinada por la conductividad eléctrica o, más específicamente, por la resistividad magnética del obstáculo. Si la conductividad del obstáculo es suficientemente pequeña para que el número de Reynolds magnético (R_m) sea mucho menor que uno ($R_m \ll 1$), entonces el flujo magnético se puede difundir a través del obstáculo. Consecuentemente, el flujo magnético no será deflectado por el obstáculo e impactará directamente en la superficie de él. De manera opuesta, si la conductividad es alta, entonces $R_m \gg 1$, el flujo magnético presenta una reducción de velocidad y será

deflectado alrededor del obstáculo, produciendo un arco de choque o bow shock.

4.2 Características generales de la magnetosfera terrestre

Todos los planetas del sistema solar, con excepción de Venus y Marte, poseen un campo magnético intrínseco el cual es suficiente para producir un balance de presión con el fluido del viento solar.

La figura 4.2 muestra un esquema de la interacción entre el campo terrestre (considerado dipolar) y el viento solar. El viento solar produce la compresión de las líneas del campo magnético en la parte diurna de la magnetosfera y el estiramiento de las líneas del campo magnético en la parte nocturna, produciendo la llamada cola magnetosférica.

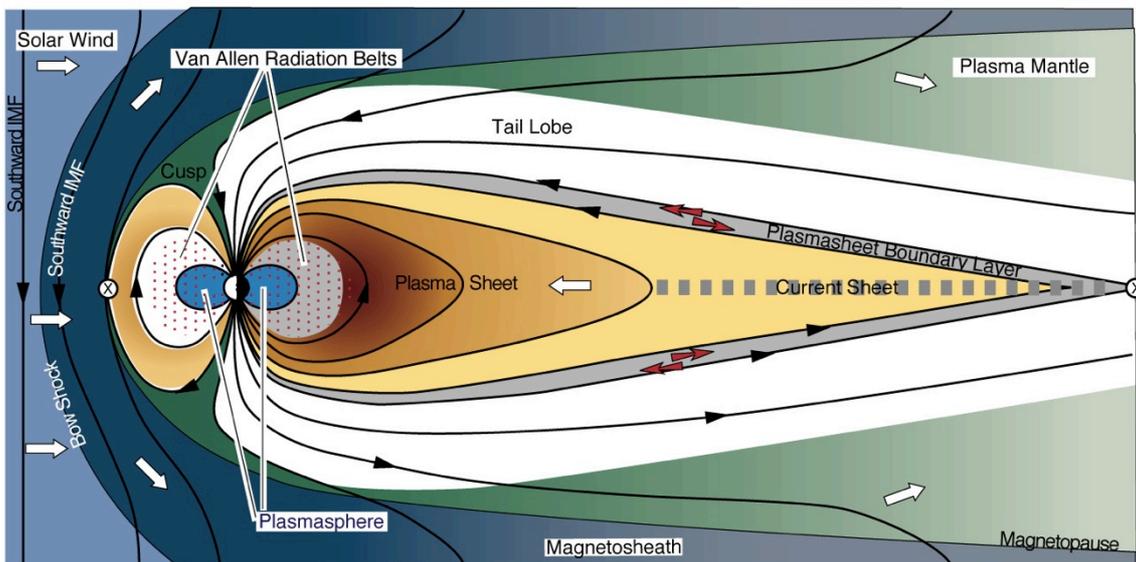


Figura 4.2: Representación esquemática de la interacción entre la magnetosfera terrestre y el viento solar. En esta figura además es posible identificar las diversas regiones de la magnetosfera.

Debido a la alta conductividad magnética del plasma, las partículas del viento solar y el campo interplanetario no penetran la región de alto campo

geomagnético, por lo cual es fluido es defletoado alrededor del planeta. Esto produce una cavidad en el viento solar llamada magnetosfera. La barrera entre la magnetosfera y el viento solar es llamada magnetopausa, y la región entre el arco de choque y el viento solar es denominada lámina de plasma o magnetosheath.

4.3 Aspectos generales del proceso de acoplamiento en el borde de la magnetopausa.

Una estimación de la ubicación de la magnetopausa puede ser obtenida asumiendo un balance de la presión térmica en la lámina de plasma, como se muestra en la ecuación 4.1 donde B_{in} corresponde al campo magnético al interior de la magnetosfera, ρ es la densidad del viento solar y V la velocidad.

$$\frac{B_{in}^2}{8\pi} = p_{termal,lam} = \kappa\rho V^2 \quad (4.1)$$

El factor de escala ($\kappa=0.89$) da cuenta de la reducción de la presión de la lamina de plasma debido al fluido alrededor de la magnetopausa. Una evaluación precisa de la superficie de borde es complicada debido a que la magnitud del campo magnético inmediatamente dentro de la magnetosfera experimenta variaciones debido a la compresión ejercida por el viento solar.

Tanto la magnetopausa como el arco de choque han sido ampliamente estudiados por experimentos satelitales, obteniendo resultados que concuerdan con las aproximaciones teóricas realizadas. En las regiones de la lamina de plasma el campo magnético esta usualmente en un estado altamente turbulento. Cerca de los costados de la lámina del plasma el fluido se vuelve nuevamente supersónico y se especula que inestabilidades del tipo Kelvin-Helmholtz serian generadas a lo largo de la magnetopausa. Generalmente, el plasma del viento solar no penetra en la magnetosfera, a excepción de las

regiones llamadas cúspide o cusp, que son las regiones de alta latitud de la tierra, donde las líneas del campo geomagnético se pueden conectar con el campo interplanetario. Esto ocurre cuando el campo interplanetario posee una componente dirigida hacia el sur, uniéndose con las líneas del campo geomagnético que están orientadas hacia el interior de la tierra en el hemisferio norte.

4.4 Sistemas de corriente en la magnetosfera terrestre

Como se ha establecido anteriormente, el viento solar y el campo interplanetario no penetran en el sistema donde las líneas del campo magnético de la magnetosfera se encuentran cerradas. Iones y electrones del viento solar, solo son capaces de penetrar la distancia de un radio de Larmor en la región de alto campo magnético de la magnetosfera, entonces las partículas experimentan diferente movimiento de giro dependiendo de la carga, siendo deflecionadas debido al campo magnético. Este giro diferencia produce una fuerte lamina de corriente en el borde diurno de la magnetosfera. Este sistema de corriente es llamado “sistema de corrientes de Chapman y Ferraro” en honor a los primeros físicos en predecir este fenómeno. Esta corriente ayuda a reforzar el campo geomagnético que puede llegar a ser hasta dos veces la magnitud del dipolo geomagnético.

En la cola de la magnetosfera las líneas del campo se encuentran estiradas en dirección opuesta al Sol. Esta es una región muy importante en la magnetosfera ya que actúa como reservorio de plasma y energía. En esta región, debido a la interacción del campo magnético terrestre y el campo interplanetario, se produce un campo eléctrico de convección que es el responsable del transporte de las partículas en dirección hacia la tierra. Debido al transporte de estas partículas, una lamina de corriente se encuentra ubicada en el centro de la cola de la magnetosfera en una región llamada lamina de

plasma, que separa las dos regiones de la cola, donde el campo magnético es dirigido hacia el Sol y en dirección opuesta al Sol, como puede ser visto en la figura 4.3.

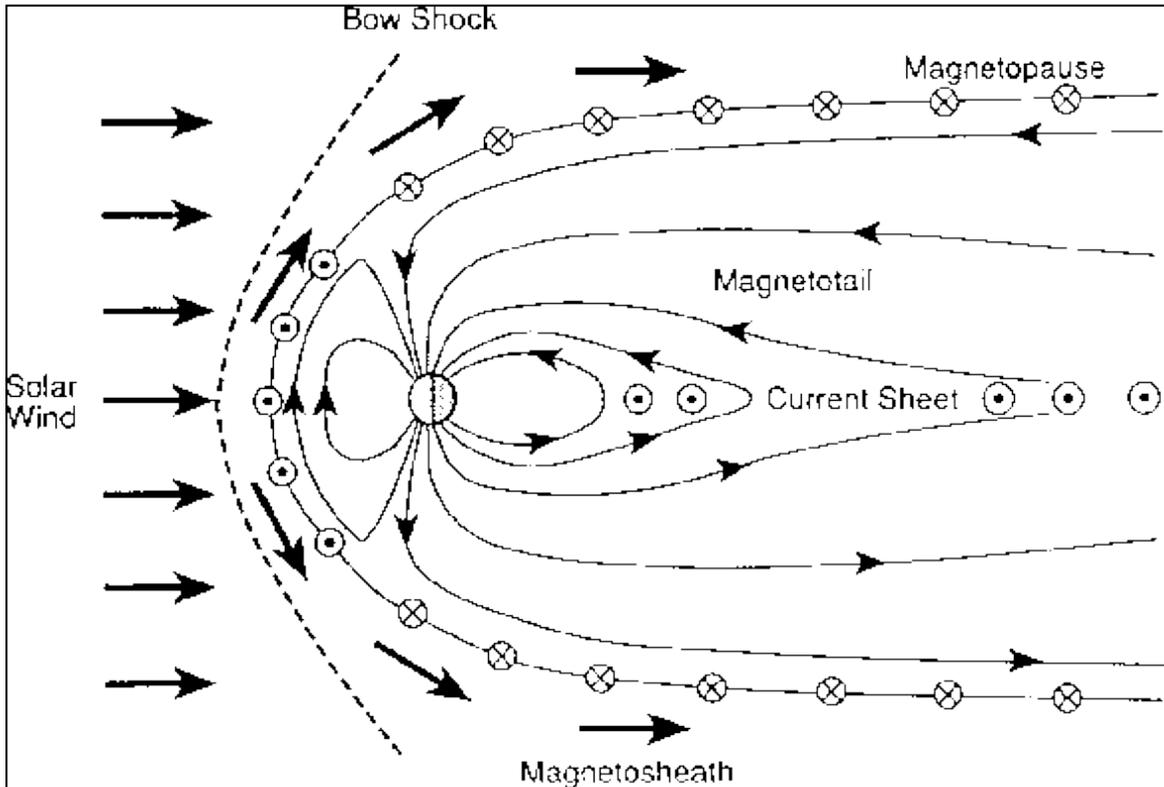


Figura 4.3: Esquema de la magnetosfera indicando la corriente de Chapman-Ferraro a lo largo de la magnetopausa y la lamina de corriente en la cola de la magnetosfera. La figura muestra como la lámina de corriente separa dos regiones con líneas de campo magnético en diferentes direcciones.

El último gran sistema de corriente presente en la magnetosfera es llamado anillo de corriente o ring current el cual es un sistema de corriente toroidal alrededor de la tierra. Cerca de la tierra existe un campo eléctrico de co-rotación, debido a que las líneas del campo geomagnético rotan con la tierra, este campo magnético tiene mucha mayor magnitud a menor distancia, por lo que el campo eléctrico de co-rotación gobierna sobre el campo eléctrico de convección alrededor de la tierra. Sin embargo, las partículas que viajan por las líneas del campo experimentan una velocidad de deriva relativa a su carga. Los electrones giran alrededor de la tierra hacia el área diurna de la

magnetosfera por la región del amanecer o dawn región, y los protones lo realizan por la región del atardecer o dusk región. Es esta separación según cargas eléctricas lo que produce el llamado anillo de corriente, el cual produce una disminución del campo magnético terrestre en su componente horizontal. La fuente inmediata de partículas que componen el anillo de corriente proviene del viento solar y de la ionosfera. La densidad de partículas que comprenden el anillo de corriente varían según la actividad magnética. El anillo de corriente es un tópico de mucho interés debido a las perturbaciones geomagnéticas globales que produce, llamadas 'tormentas geomagnéticas', las cuales son responsables de problemas severos en sistemas tecnológicos, perturbaciones o incluso daño permanente de las telecomunicaciones y la navegación de satélites. Además, hay reportes de tormentas geomagnéticas afectando al clima y también la fisiología humana. [Daglis et al., 1999]

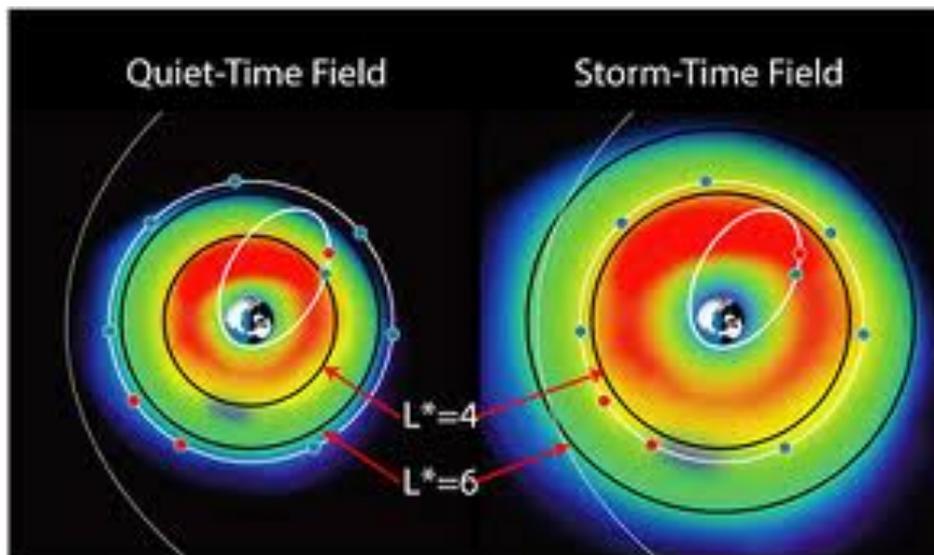


Figura 4.4: Simulación del anillo de corriente para periodos de baja actividad magnética (figura izquierda) y durante una tormenta geomagnética (figura derecha).

Capítulo 5

Perturbaciones geomagnéticas

Las variaciones entre el acoplamiento de la magnetopausa con el flujo de partículas atrapadas o que han precipitado en la magnetosfera producen cambios en el sistema de corrientes globales en la magnetosfera y esto a su vez conlleva a variaciones en el campo magnético en la superficie terrestre. Estas variaciones son conocidas como perturbaciones geomagnéticas. Mediciones de estas variaciones en la tierra proveen información útil a cerca de los procesos físicos que ocurren en la magnetosfera.

El estudio de las perturbaciones geomagnéticas empezó a inicios del siglo veinte, cuando el físico noruego Kristian Birkeland empezó a estudiar la interacción entre el sol y el campo magnético terrestre. Sin embargo, los trabajos mas importantes en el inicio de la física espacial fueron realizados mas tarde por Sidney Chapman, Vincenzo Ferraro, Julius Bartels y Syun-Ichi Akasofu, quienes desarrollaron diversos modelos para explicar los fenómenos geomagnéticos, con especial énfasis en tormentas y subtormentas geomagnéticas [5]. En los últimos años los datos obtenidos a través de diversos satélites han ayudado a desarrollar un mejor entendimiento acerca de estos fenómenos, sin embargo aun quedan muchas preguntas sin resolver.

5.1 Tormenta y Subtormenta geomagnética.

El aumento transitorio de las emisiones aurales y las corrientes en la ionosfera ocurren a menudo en el ovalo auroral y son buenos indicadores de actividad geomagnética. Estas perturbaciones ocurren a lo largo de las líneas del campo magnético que se extienden hasta la lámina de plasma y son observables a latitudes altas a través de intensa actividad auroral y fuertes perturbaciones del campo magnético en la superficie terrestre asociadas con el aumento de corrientes ionosféricas. Existen diferentes tipos de perturbaciones, las cuales tienen escalas de tiempo que varían desde algunos minutos hasta varias horas e incluso días. Las tormentas magnéticas son un proceso fundamentalmente diferente de las perturbaciones en el ovalo auroral, ya que ellas ocurren cuando flujos de partículas altamente energéticas en los anillos de radiación o Radiation Belts (Figura 5.2), provocan un aumento en el anillo de corriente que rodea la tierra, produciendo una disminución del campo magnético en la superficie terrestre a latitudes ubicadas hacia ecuador del ovalo auroral. Sin embargo, perturbaciones en el ovalo auroral también ocurren durante tormentas geomagnéticas, pero éstas no están relacionadas con la inyección de partículas en los anillos de radiación que eventualmente ayudaran al incremento en la magnitud del anillo de corriente que rodea la tierra.

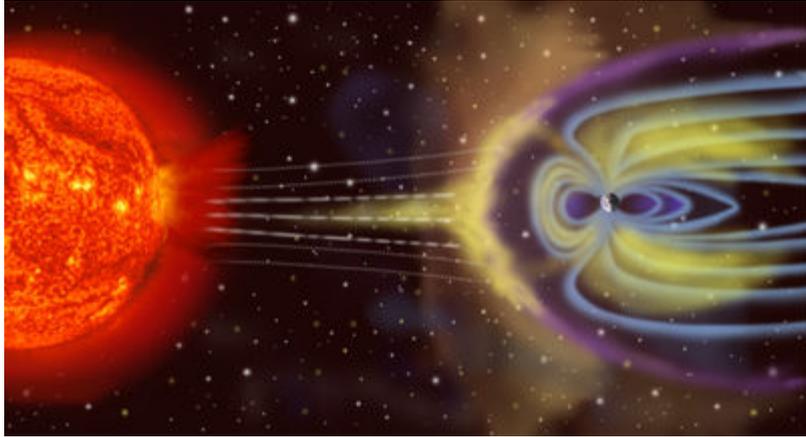


Figura 5.1: Representación esquemática de una tormenta solar producida por la eyección de masa coronal.

5.1.1 Tormenta geomagnética

Las tormentas geomagnéticas son generalmente asociadas con largos periodos de campo magnético interplanetario orientado en dirección sur. Esto produce un aumento de la convección magnetosférica, que es visualizado en un aumento del campo eléctrico que acelera las partículas hacia las regiones interiores de la magnetosfera y produce un aumento en el potencial eléctrico a través de la cola magnética.

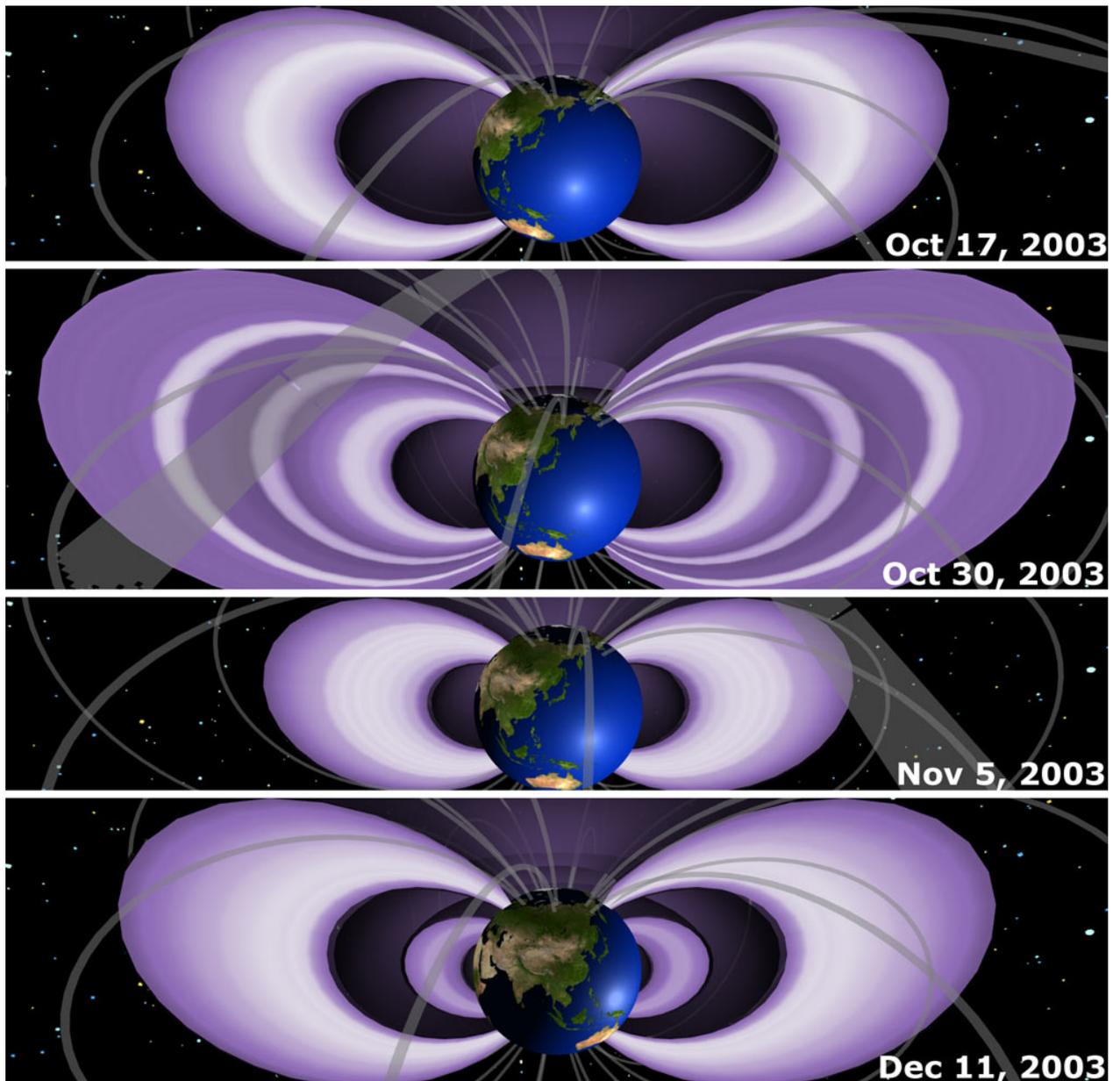


Figure 5.2: Variación de los anillos de radiación durante una tormenta geomagnética. Los anillos de radiación se expanden y se contraen en respuesta a la perturbación magnética mientras las partículas entran y escapan de los anillos de radiación.

[\[http://themis.igpp.ucla.edu/news.shtml\]](http://themis.igpp.ucla.edu/news.shtml)

Dos procesos diferentes pueden producir fuerte campo interplanetario orientado hacia el sur, que posteriormente desencadenara en una tormenta geomagnética. El primero se encuentra asociado con un fuerte arco de choque producido por un rápido flujo de viento solar. Este arco o frente de choque produce una compresión en el viento solar y un aumento en la magnitud del campo magnético interplanetario. El segundo proceso es producido cuando una eyección de masa coronal interactúa con la magnetosfera terrestre.

Las partículas son transportadas hacia la tierra desde la cola magnetosferica a través del campo eléctrico de convección y como se ha discutido anteriormente, estas partículas producirán un aumento en el anillo de corriente que a su vez inducirá un campo magnético el cual produce una reducción en la componente horizontal del campo magnético terrestre. Este fenómeno es una de las características principales durante una tormenta geomagnética y se encuentra cuantificado en el índice llamado Dst.

Cuando los iones de la lámina del plasma son inyectados cerca de la tierra el gradiente magnético los mueve hacia la tierra debido al campo magnético de convección. Como consecuencia, los iones incrementan su energía. Durante la tormenta, los iones se dispersan rápidamente en la atmosfera debido a interacciones resonantes entre las ondas del plasma y la lamina de corriente. La duración típica de una tormenta geomagnética es entre uno o dos días.

5.1.2 Subtormenta geomagnética

Una subtormenta geomagnética es una reconfiguración global de la magnetosfera que envuelve el almacenamiento de energía del viento solar en la cola de la magnetosfera y su abrupta conversión en energía térmica y cinética de las partículas ubicadas en la lámina del plasma. Debido a que los fenómenos relativos al comienzo de una subtormenta son inicialmente locales presentando una rápida evolución temporal posterior, la observación de estos fenómenos por medio de satélites continua siendo un desafío en el estudio de la subtormenta. Los mecanismos que generan una subtormenta geomagnética son aun temas altamente controversiales en la comunidad científica.

La subtormenta es visualizada como una perturbación dramática y de gran escala en el ovalo auroral. La figura 5.3 muestra la manifestación de una subtormenta en la ionosfera terrestre, bien conocida como aurora. La

probabilidad de ocurrencia de una subtormenta es altamente variable, con duraciones típicas de entre 1-2 horas.

Recientemente la secuencia en la cual una subtormenta se produciría ha sido descrita por Nishimura et al. [2010]. Como fue descrito anteriormente por Akasofu [1962], durante la fase previa al inicio de una subtormenta se procede un aumento de la intensidad en el arco auroral, seguido por una serie de 'streamers', los cuales son descritos como arcos alineados aproximadamente de norte a sur, los cuales se cree que posteriormente desencadenan el inicio de la subtormenta.



Figura 5.3: Aurora es la visualización de una subtormenta a nivel ionosferico.

5.2 Índices geomagnéticos

Las perturbaciones geomagnéticas pueden ser monitoreadas a través de diversos índices geomagnéticos.

En 1966 David y Sugiura introdujeron el índice AE como una medida de la actividad de los electro-chorros (electrojets) en el ovalo auroral. En la actualidad los índices aurorales son medidos a través de las perturbaciones en la componente horizontal (H) del campo magnético en la red de magnetómetros localizados alrededor del ovalo auroral. La máxima excursión negativa de la componente H del campo magnético es denominada índice AL o Auroral Lower. De manera similar, la máxima excursión positiva del campo magnético es conocida como AU o Auroral Upper. La diferencia entre estos dos índices es llamada índice AE ($AE=AU-AL$). Es importante dar énfasis a que las perturbaciones negativas de la componente horizontal ocurren cuando las estaciones están localizadas bajo una corriente que fluye hacia el oeste. Por esta razón, los índices AU y AL entregan información a cerca de la magnitud de los electro-chorros hacia el este y hacia el oeste, mientras que AE provee información a cerca de la magnitud promedio de la corriente horizontal.

El índice Dst mide la magnitud en la componente horizontal del campo magnético cerca de regiones ecuatoriales, las cuales están relacionadas con variaciones en el anillo de corriente que rodea la tierra. Este índice monitorea las tormentas geomagnéticas a nivel global y es obtenido realizando un promedio de las perturbaciones en la componente horizontal del campo magnético terrestre medidas cada hora. La tabla 5.1 presenta valores típicos del índice Dst de acuerdo con la actividad geomagnética. La figura 5.4 muestra un ejemplo de la relación entre el campo geomagnético y el índice Dst.

Actividad geomagnética	
Tormentas débiles	$-50\text{nT} < \text{Dst} < -30\text{nT}$
Tormentas moderadas	$-100\text{nT} < \text{Dst} < -50\text{nT}$
Tormentas intensas	$-200\text{nT} < \text{Dst} < -100\text{nT}$
Super tormentas	$\text{Dst} < -200\text{nT}$

Tabla 5.1: Clasificación de la actividad geomagnética de acuerdo a los valores del índice Dst

[http://roma2.rm.ingv.it/en/themes/23/geomagnetic_indices/27/dst_index]

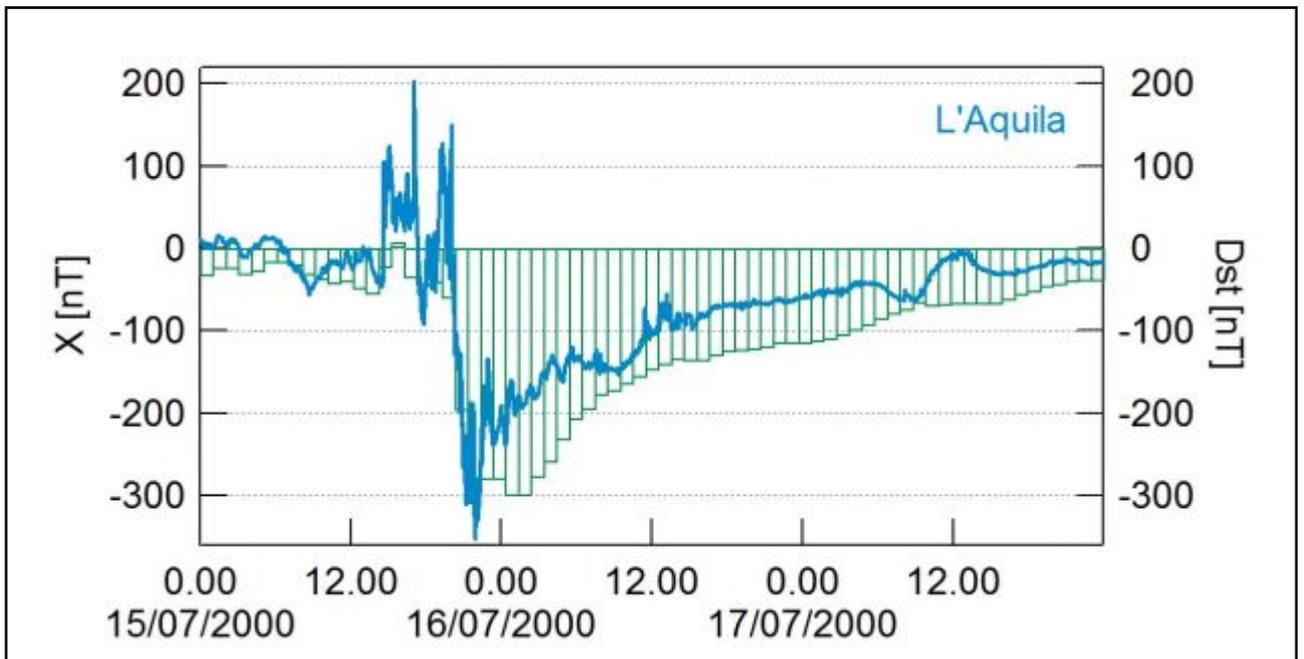


Figure 5.4: La línea azul corresponde a la componente x del campo geomagnético medido en el observatorio L'Aquila. El índice Dst se encuentra en verde. Aquí es posible ver la disminución en la magnitud del campo geomagnético y su relación con el índice Dst.

El índice Kp (de su sigla en alemán planetarische Kennziffer o Índice Planetario) es medido en latitudes medias y representa las perturbaciones geomagnéticas en escala planetaria. Este índice es el promedio de los índices medidos por trece diferentes estaciones. El índice Kp tiene una escala de cero a nueve y es generalmente representado en el “diagrama musical de Bartels” ya que este índice fue introducido por Bartels en 1949. Un ejemplo de este diagrama se muestra en la figura 5.5.

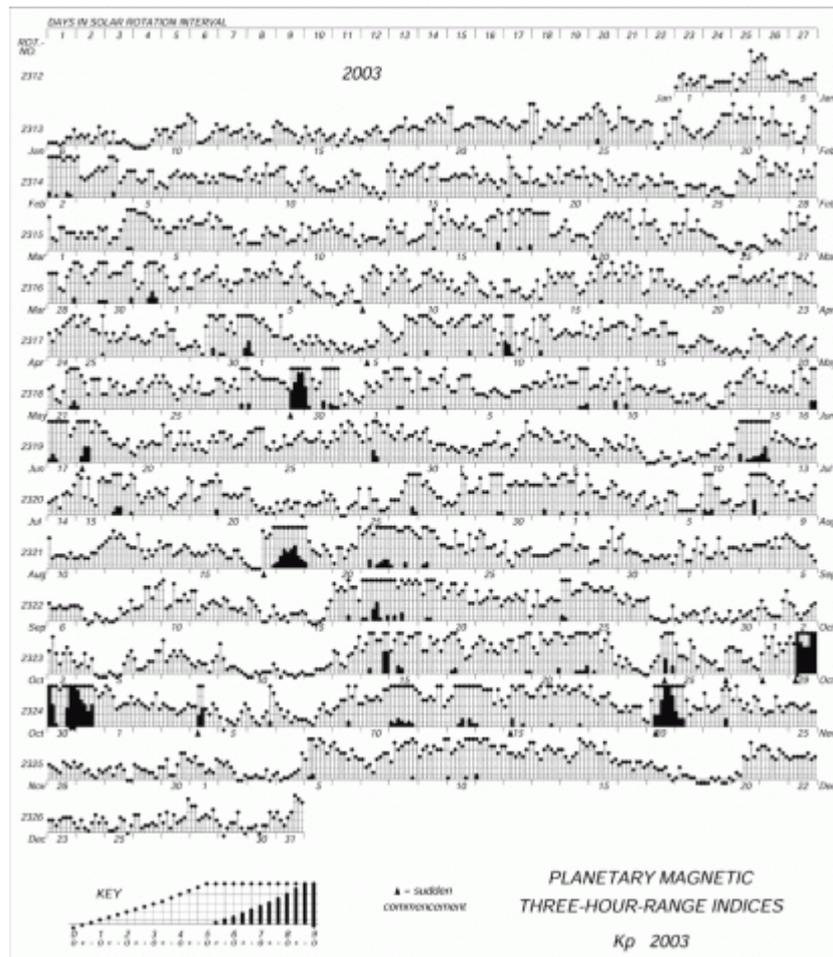


Figura 5.5: Ejemplo del diagrama musical de Bartels. Esta es la manera típica de representar en índice geomagnético Kp.

Capitulo 6

Reconstrucción de perfiles radiales de la presión del plasma en el lado nocturno de la magnetosfera interna

El balance de la presión total es una de las condiciones fundamentales para mantener la estabilidad en cualquier configuración de plasma. Durante la última década, el estudio de las distribuciones de presión en el plasma en la magnetosfera terrestre es uno de los tópicos mas importante en el análisis de este sistema. Sin embargo, la obtención de la presión total del plasma requiere mediciones de partículas en un amplio rango de energía (0.1 – 500keV) y cercanas al plano ecuatorial. Es posible obtener perfiles de presión del plasma

utilizando datos de satélites de baja orbita, asumiendo que la principal contribución a la presión está dada por los iones de baja energía (<15keV) y que las funciones de distribución de estos iones son relativamente isotrópicas.

6.1 Satelite Aureol-3 e instrumentos

Aureol-3 (AURora and EOLe) es un satélite Soviético-Francés que formo parte de la serie intercosmos. Este satélite fue lanzado el 21 de Septiembre de 1981, en una orbital cercana a la orbita polar.

La parte central del satélite estaba compuesto por un cilindro de 1.6m de diámetro y 2.7 m de altura. Desde la parte central del satélite se extienden las antenas de telemetría y comando, los paneles solares y seis brazos que contienen varios sensores, como puede ser visto en la figura 6.1. El eje z del satélite apuntaba al centro de la tierra, el eje x estaba en dirección del vector velocidad del satélite. Ocho paneles solares y baterías de 28V proveían 250 W como poder máximo y un promedio de 50W. El satélite cargaba un total de 12 experimentos: cuatro de la Unión Soviética, siete de Francia y uno en conjunto.



Figura 6.1: Satélite Aureol-3

El objetivo principal de Aureol-3 era proveer respuestas a las numerosas interrogantes relativas al acoplamiento entre magnetosfera-ionosfera a altas latitudes. Los fenómenos de interés incluían Aurora, subtormenta geomagnética, origen y transporte del plasma en la magnetosfera, energías asociadas, corrientes eléctricas y campos eléctricos.

Aureol-3 se encontraba en órbita polar con un perigeo de 410 [km], apogeo 2000 [km] e inclinación de 82.5°. Los datos son provistos por el analizador de partículas SPECTRO con una resolución temporal de entre 1.6 – 3.6 s. SPECTRO mide partículas con energías entre 0.02-22keV.

6.2 Metodología

Durante las últimas décadas se han desarrollado muchos modelos de transporte de plasma, equilibrio magnetostático y formación de perfiles de plasma. Para esto se han usado satélites de alta y baja altitud, superior e inferior a 2000 [km] respectivamente, para estudiar las distribuciones de presión del plasma. Sin embargo, la distribución promedio de la presión del plasma puede diferir de la distribución instantánea.

Los perfiles de presión radial pueden ser obtenidos asumiendo que la anisotropía de los iones en el plano ecuatorial es baja en el rango entre 22 a 02 MLT (del inglés, magnetic local time), y que la función de distribución de los iones es aproximadamente Maxwelliana, esto a partir de la metodología desarrollada por Stepanova et al., [2002], la cual ha sido ampliamente validada por trabajos posteriores. La existencia de la diferencia de potencial alineado al campo decrece la concentración de iones (n_{ion}) a altitudes ionosféricas, pero ha sido reportado que la temperatura de estos iones (T_i) permanece constante. La ecuación 6.1 da cuenta del flujo de iones medidos por satélites de baja altitud, donde E corresponde a la energía de los iones, m_i es la masa de estos iones y

$n_{ion} = n_{mag} e^{-eV/T_i}$, donde n_{mag} corresponde a la concentración de iones en la magnetosfera, V es la diferencia de potencial y e es la carga del electrón.

$$I(E) = \frac{n_{ion}}{2^{1/2} m_i^{1/2} \pi^{3/2} T_i^{3/2}} E e^{-E/T_i} \quad (6.1)$$

El valor de la diferencia de potencial es estimado a partir de la energía correspondiente al máximo valor del flujo de los iones precipitantes. La presión de los iones es calculada como $P = nT$.

La figura 6.2 muestra la energía de los electrones medida por Aureol-3 en el primer panel. Los valores de las corrientes alineadas al campo están representados en el segundo panel (histograma de color cyan), donde las barras verticales de color azul representan a la caída de potencial o potential drop. El tercer panel muestra la energía de los iones obtenida de las mediciones del satélite. Los valores n_{ion} y T_i son obtenidos de un ajuste logarítmico de I/E y pueden ser observados en el cuarto panel de la figura 6.2 en cruces de color verde y cyan respectivamente. Para este estudio solo se han hecho ajustes de la región de alta energía de iones (aproximadamente entre 4 y 20 keV), con esto es posible evitar incluir iones de baja energía con orígenes no-magnetosféricos, los cuales podrían llevar a errores en el resultado. En el quinto y último panel se muestra con cruces de color rojo la presión de los iones y con cruces verdes la variación de la concentración de iones en la magnetosfera.

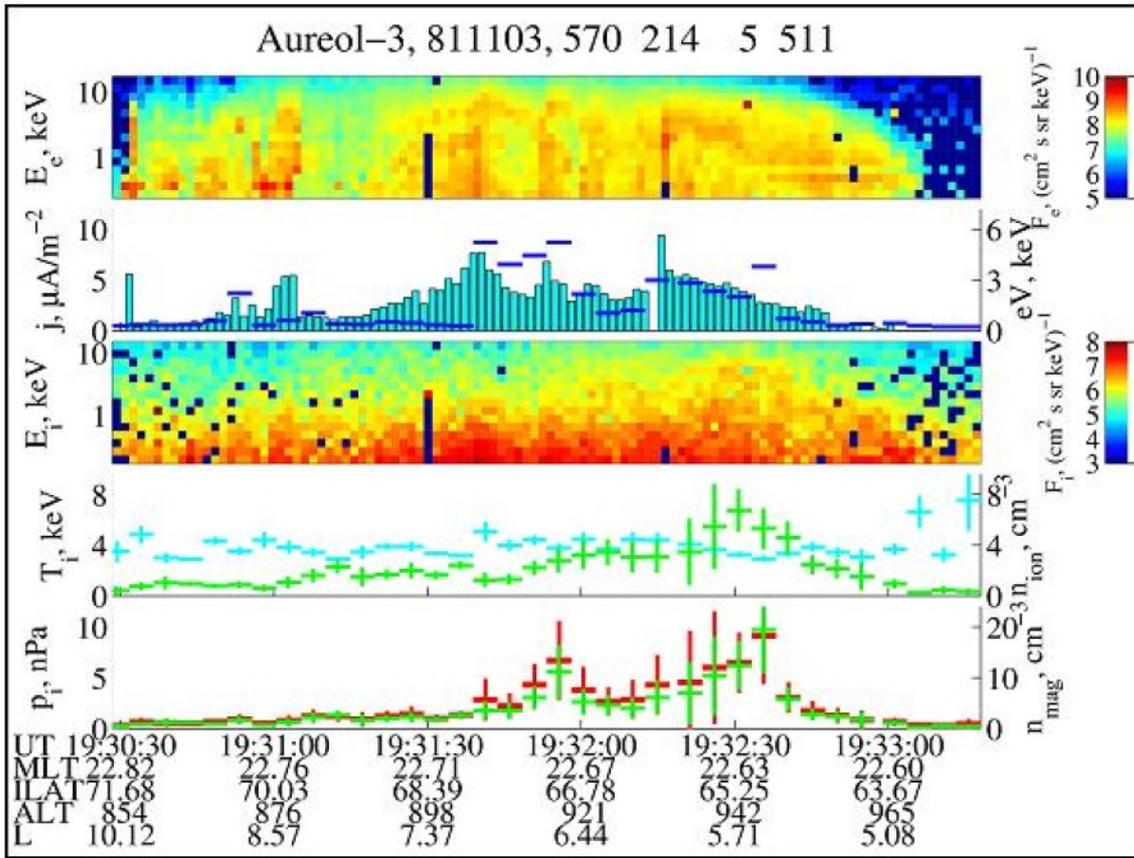


Figura 6.2: Usando la metodología desarrollada por Stepanova et al. [2002], es posible obtener los perfiles de presión en la magnetosfera terrestre. De arriba hacia abajo se muestra la energía de los electrones, Flujo magnético, energía de los iones, temperatura de los iones y la los perfiles de presión.

Posteriormente, la presión obtenida es mapeada al plano ecuatorial usando el modelo geomagnético Tsyganenko 2001 (T01). Los modelos Tsyganenko son modelos semi-empíricos usados para representar el campo magnético terrestre, basado en un gran número de observaciones satelitales ((IMP, HEOS, ISEE, POLAR, Geotail, GOES, etc). Estos modelos incluyen contribuciones del anillo de corriente de la Tierra, el sistema de corrientes de la cola de la magnetosfera, corrientes de la magnetopausa, y todos los sistemas de corriente alineados al campo magnético. El modelo Tsyganenko [1989], T89, es un modelo que depende de la inclinación y fue desarrollado como un modelo para la cola magnetosférica. El modelo T96 tiene una magnetopausa realista,

además de considerar los modelos de corriente de Birkeland (Región 1 y 2) y la penetración del campo magnético interplanetario. El modelo T01 representa la configuración variable de la magnetosfera interna para diferentes condiciones interplanetarias y perturbaciones a nivel terrestre. El modelo T05 es un modelo dinámico del campo magnético en la magnetosfera interna durante una tormenta geomagnética.

Los parámetros iniciales de T01, tales como las componentes del campo magnético interplanetario y la presión dinámica del viento solar, son obtenidos de la base de datos OMNI. La primera base de datos OMNI fue creada por NSSDC (National Space Science Data Center) a mediados de los años 70. La base de datos OMNI contiene set de datos del campo magnético interplanetario y parámetros de plasma medidos con resoluciones de una hora, 5 y 1 minuto. Estos parámetros son medidos por muchos satélites en órbita geocéntrica a $\sim 225R_e$ (R_e : Radio Terrestre; $1R_e=6380\text{km}$). El set de datos también contiene flujo de protones energéticos, índices geomagnéticos (AE, Dst, Kp) y número de manchas solares. Esta base de datos es actualizada periódicamente.

En esta tesis se han utilizado los datos de la base OMNI de alta resolución (5 y 1 minuto). Los datos utilizados aquí son medidos por 4 satélites: ACE, Wind, IMP 8 y Geotail.

ACE (Advanced Composition Explorer), fue lanzado el 25 de agosto de 1997 y aun provee datos del campo magnético, plasma y partículas energéticas. Wind se encuentra orbitando la Tierra desde el primero de Noviembre de 1994 y es parte de la contribución de NASA al Programa Internacional Solar-Terrestre. IMP 8 fue lanzado el 26 de octubre de 1973 en una órbita terrestre de baja excentricidad, con apogeo de $\sim 42R_e$ y perigeo de $\sim 31R_e$; en promedio IMP 8 se encuentra en el medio interplanetario por 5 días

cada 12.5 días. Finalmente, Geotail fue lanzado el 24 de Julio de 1992, en una órbita elíptica que posee su apogeo en la cola de la magnetosfera terrestre.

Para determinar la condición geomagnética en la cual los datos de la presión del plasma medidos por Aureol-3, se ha analizado el índice AL con una resolución temporal de un minuto. Posteriormente se ha realizado un ajuste lineal de estos valores y obtenido la pendiente de esta muestra de datos. Si el valor absoluto de la pendiente es menor que 3 (Índice AL relativamente constante) y el valor de AL es mayor o igual a -100nT, entonces el evento ocurre en ausencia de actividad geomagnética o quiet time. De la misma forma, si AL es menor que -100nT y el valor de la pendiente es menor que -3 (AL decrece al inicio de la subtormenta) entonces el evento se encuentra en la etapa de expansión de la subtormenta. Finalmente si AL es menor que 100nT y la pendiente es mas que 0.5, entonces el evento ocurre durante la etapa de recuperación.

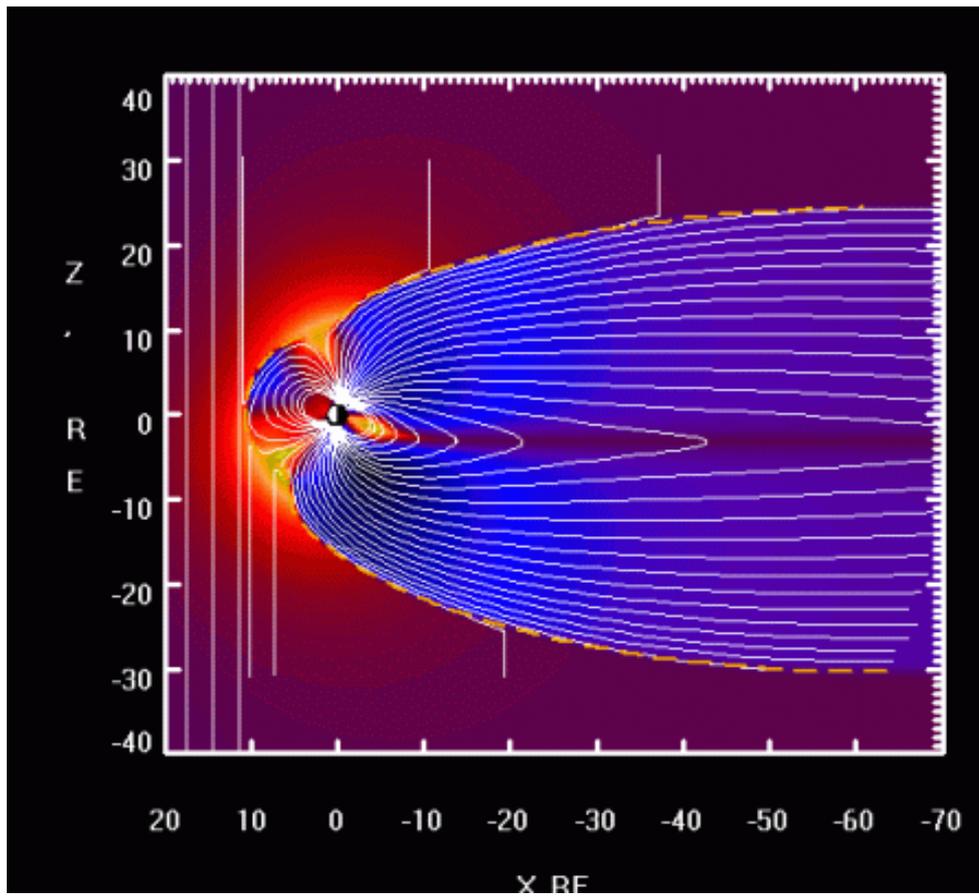


Figura 6.3: Campo magnético terrestre simulado con el Modelo Tsyganenko 2005 (T05)

Capítulo 7

Comparación de la dinámica de los perfiles radiales de presión

La metodología descrita anteriormente entrega la posibilidad de obtener perfiles de la presión del plasma con resolución de minutos. Aun cuando la operación de misiones con múltiples satélites, como CLUSTER y THEMIS, ha sido muy exitosa, esta metodología es la única que hace posible estudiar la relación entre los parámetros de los perfiles de presión con respecto a los parámetros del viento solar y las diferentes fases de la subtormenta, lo cual es fundamental para el estudio de la dinámica de la magnetosfera.

7.1 Comparación entre la presión dinámica y otros parámetros del viento solar

Aun después de más de cincuenta años de intenso estudio de las subtormentas geomagnéticas, algunas de las características más importantes como la ubicación espacial del comienzo de una subtormenta y el tipo de inestabilidad por el cual este se desarrolla, son aún tópicos muy controversiales que aun no han podido ser respondidos.

Las distribuciones de la presión del plasma en la magnetosfera son afectadas por parámetros del viento solar. Durante las últimas décadas se ha realizado un número significativo de estudios acerca de la influencia de la presión dinámica del viento solar en la dinámica de la magnetosfera interna; a pesar de esto, una de las características de los perfiles de presión del plasma no ha sido estudiada: el valor máximo de la componente isotrópica de la presión y su ubicación, la cual es observable por medio de satélites de baja órbita.

Estudios previos han demostrado la existencia de un máximo de presión relativamente cercano a la tierra ($\sim 3R_e$) con distribuciones de presión uniformes hasta $\sim 9R_e$. La distribución de presión radial en el lado diurno de la magnetosfera ha sido obtenida anteriormente por Antonova et al. [2009a] usando datos de los satélites THEMIS a distancias cercanas a la tierra ($7.5R_e$) hasta la magnetopausa, mostrando distribuciones de presión uniforme y con una dependencia indirecta en función a la distancia (presión decrece con el aumento de la distancia geocéntrica). El peak observado por satélites de baja órbita de la presión de los iones muestra la posición y los parámetros de la región donde los iones no están magnetizados y tienen una distribución isotrópica en pitch ángulo. Esta posición está relacionada con la posición de borde b_{2i} , la cual corresponde al borde ecuatorial de la aurora de protones, que refleja el límite de precipitación de iones de alta energía. En estudios previos [Newell et al., 1996] se ha asumido que la isotropía de los iones ubicados hacia el polo a partir de la posición de borde b_{i2} , son el resultado del scattering en la

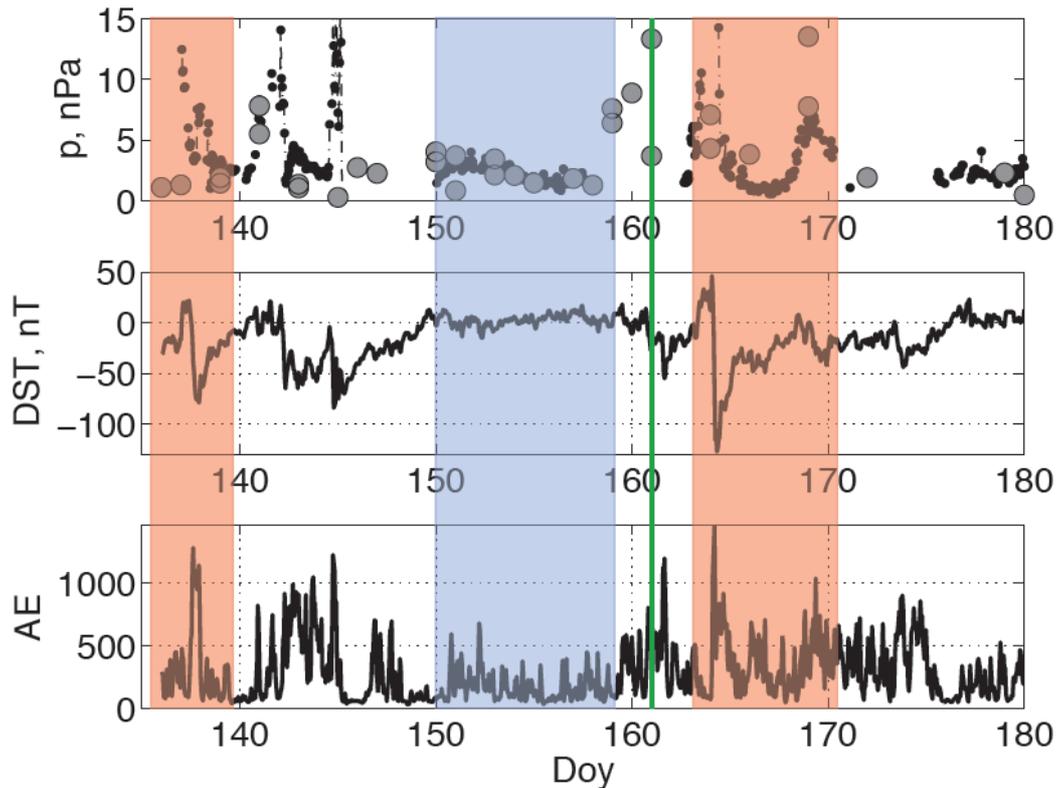


Figura 7.1: El primer panel indica la variación de la presión dinámica del viento solar y de la presión interna de la magnetósfera terrestre en función del tiempo. El segundo y tercer panel muestra la variación de los índices geomagnéticos Dst y AE en función del tiempo. El intervalo seleccionado es entre el 15 de Mayo al 29 de Junio de 1983. Los círculos negros en el primer panel representan la presión dinámica del viento solar y los círculos grises representan la presión interna de la magnetosfera. Los rectángulos rojos y azul indican periodos con actividad geomagnética y en ausencia actividad geomagnética, respectivamente. La línea verde muestra un incremento en la presión estática antes del inicio de la subtormenta alrededor del día ~162.

lamina de corriente en donde el radio de giro de las partículas es comparable a la curvatura de la línea del campo; por lo tanto, el borde bi2 representa la lamina de corriente en su limite mas cercano a la tierra. Sin embargo, Antonova et al. [1999] mostro que la isotropía de los iones podría estar conectada al campo eléctrico altamente inhomogeneo, el cual además generaría isotropía de electrones. Al mismo tiempo Dubyagin et al. [2003] demostró que este limite isotrópico puede ser claramente expresado como el máximo de la presión integrada de iones.

Hasta hoy, no existen estudios explicando como la presión dinámica del viento solar afecta la posición del máximo de la presión de los iones isotrópicos en la magnetosfera interna y por ende la ubicación de la lámina de plasma en su límite más cercano a la tierra. Por esta razón, esta trabajo de tesis esta enfocado en un estudio estadístico de la evolución de la presión de iones isotrópicos bajo la influencia de la presión dinámica del viento solar.

En este trabajo de tesis se han analizado 95 eventos medidos por Aureol-3, entre Enero 1981 hasta Septiembre 1983, durante el maximo solar de 1981 y la fase de declinacion del ciclo solar despus de dicho maximo. La figura 7.1 muestra un ejemplo de la variación del máximo valor de la parte isotrópica de la presión de los iones en la magnetosfera interna (círculos grises) y la variación de la presión dinámica del viento solar (puntos negros). El primer panel de la figura 7.1 muestra ambas presiones (eje y) en función del tiempo (eje x), en este caso el tiempo esta representado en días del año. El segundo panel muestra el índice Dst y el tercer panel representa en índice AE, ambos dan información a cerca de la actividad geomagnética en función del tiempo. Es posible identificar algunos intervalos en los cuales ambas presiones presentan una muy buena correlación, especialmente en ausencia de actividad solar (rectángulo azul). Sin embargo, para otros intervalos la correlación no es tan clara, especialmente durante tormentas geomagnéticas (rectángulos rojos). Además en el primer panel de la figura 7.1 es posible observar un incremento de la presión interna de la magnetosfera (línea verde) antes de que la tormenta geomagnética se produzca (Visible por la drastica y rapida disminucion del indice Dst alrededor del dia ~162). Este resultado es consistente y da cuenta de la compresión de la magnetosfera como resultado de la interacción con el plasma solar.

En la figura 7.2 se muestra la relación entre la presión dinámica del viento solar y el valor máximo de la presión de los iones con distribuciones isotrópicas en la magnetosfera interna obtenidas por Aureol-3 en las regiones entre 04 a 18 MLT durante periodos de tiempo (a) sin subtormenta (quiet time), (b) la fase de expansión de la subtormenta, y (c) recuperación. Cada valor graficado representa una medición realizada por el satélite Aureol-3 en la reion de interes. Los círculos blancos en los gráficos corresponden a mediciones cuando Dst es menor que -50 nT. El grafico (a) muestra la relación entre la presión dinámica y la presión interna de la magnetosfera en ausencia de actividad geomagnética, (b) durante la fase de expansión, y (c) durante la etapa de recuperación. Es posible observar que existe una mejor correlación para los periodos en ausencia de actividad geomagnética y para la etapa de expansión, en ambos casos el coeficiente de correlación es 0.7. Sin embargo, durante la etapa de recuperación la correlación entre ambas presiones es menos evidente presentando un coeficiente de correlación de 0.3.

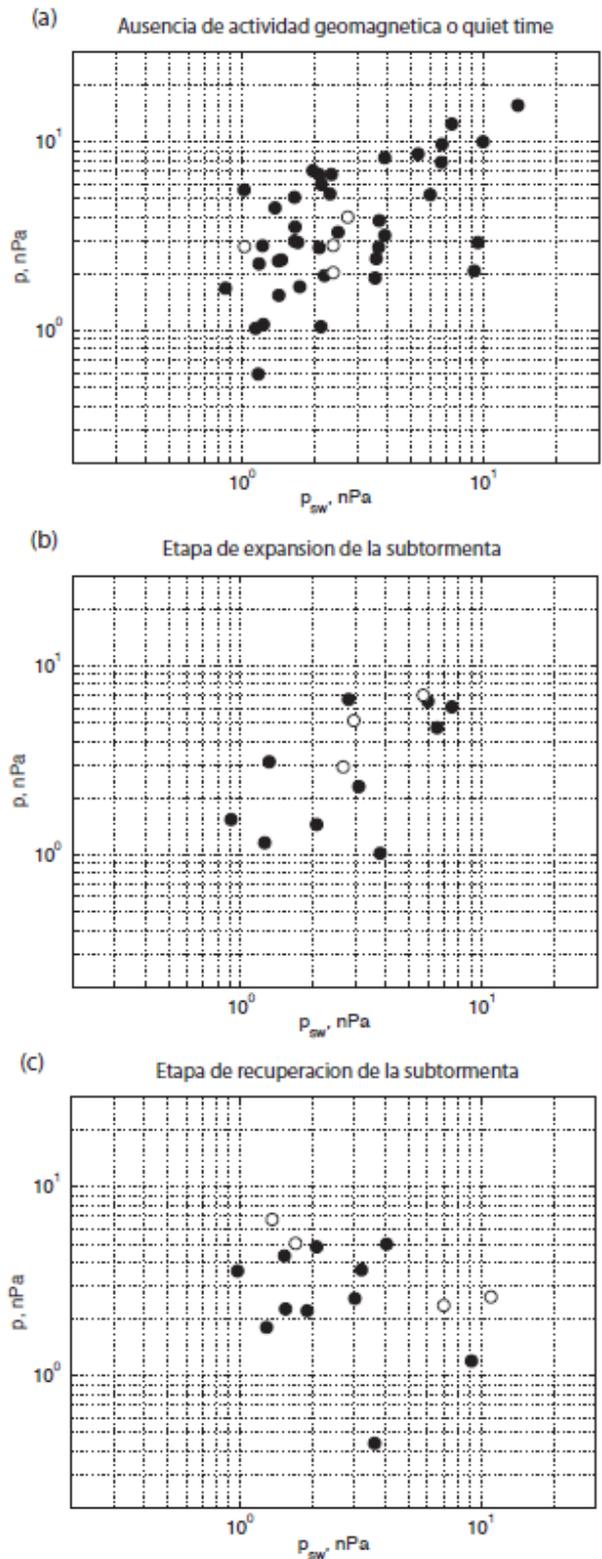


Figura 7.2: Relación entre la presión dinámica del viento solar (eje x) y la presión interna de la magnetosfera (eje y). El gráfico (a) corresponde a eventos en ausencia de actividad geomagnética o quiet time. (b) Eventos medidos durante la fase de expansión de la subtormenta. (c) Durante la etapa de recuperación. Las escalas para ambas presiones son logarítmicas.

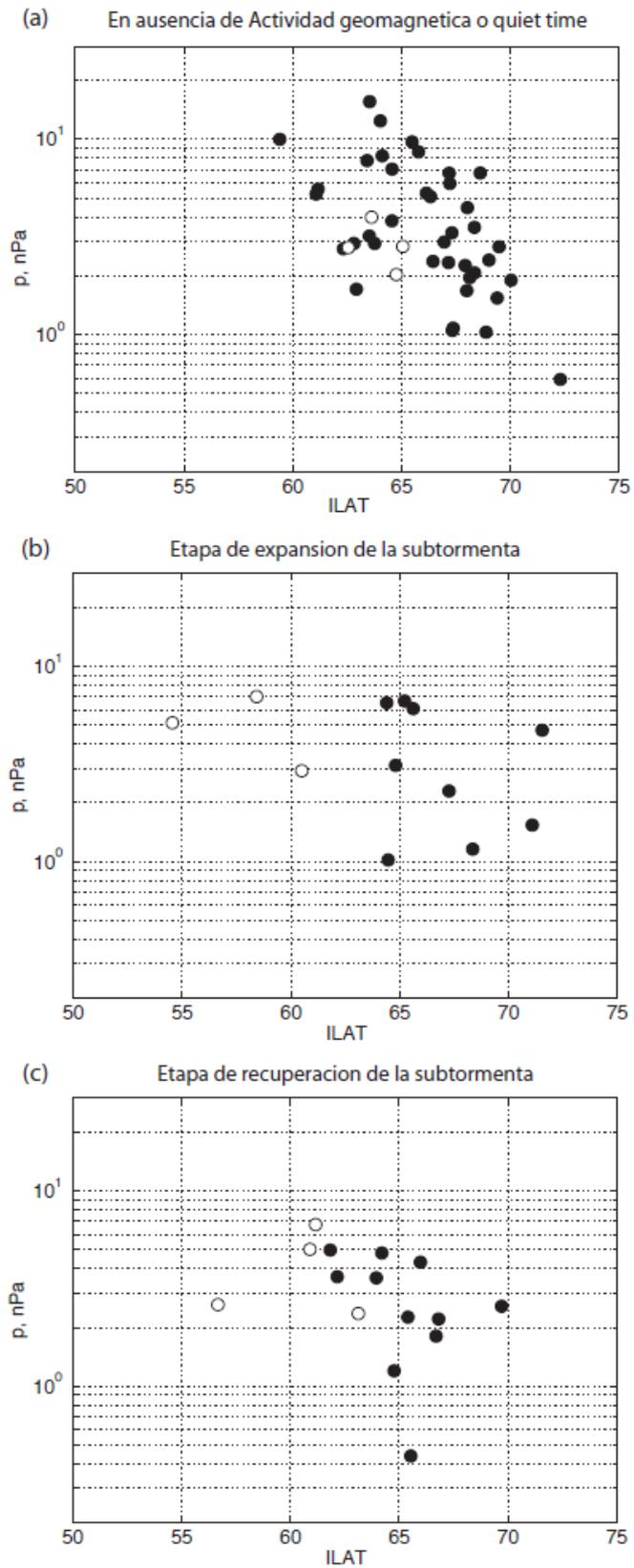


Figura 7.3: Presión de los iones isotrópicos (presión en la magnetosfera interna) en función de la latitud invariante para periodos (a) sin actividad geomagnética, durante la (b) etapa de expansión, y para la (c) etapa de recuperación de una subtormenta geomagnética

La figura 7.3 muestra la presión de los iones isotrópicos en función de la latitud invariante para periodos (a) sin actividad geomagnética, durante la (b) etapa de expansión, y para la (c) etapa de recuperación de una subtormenta geomagnética. Es posible notar que la presión aumenta para regiones más cercanas a la Tierra (menos valor de latitud invariante). Este resultado es consistente con la teoría y los resultados previos, indicando una compresión en la magnetosfera que podrá ser visualizado en la ionosfera como el movimiento ecuatorial del ovalo auroral.

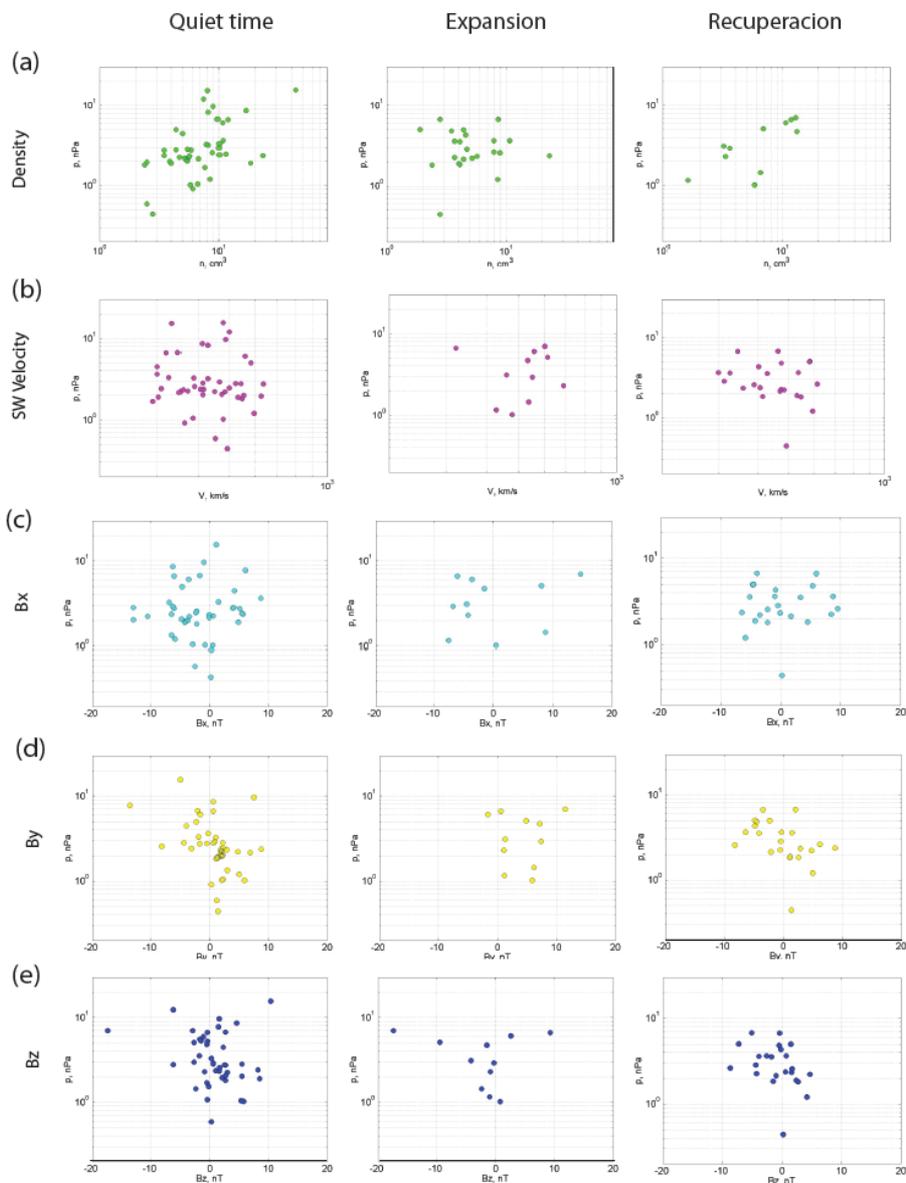


Figura 7.4: Variaciones de la presión interna en la magnetosfera en función de (a) Numero de densidad, (b) Velocidad del viento solar, (c) IMF en la dirección x, (d) IMF en la dirección y, (e) IMF en la dirección z

Adicionalmente, en esta tesis se ha realizado un análisis similar usando otros parámetros del viento solar, como la velocidad de viento solar, el número de densidad y las tres componentes del campo magnético interplanetario (IMF). En la figura 7.4 se presenta los gráficos del análisis desarrollado, la primera fila (a) representa el numero de densidad para los tres niveles de actividad geomagnética especificados anteriormente, en la segunda fila (b) se presenta la presión interna en función de la velocidad del viento solar, en las ultimas tres filas (c), (d) y (e) se indica la relación entre la presión de la magnetosfera interna y las tres componentes del campo magnético interplanetario. Es posible observar que, exceptuando por el número de la densidad, no existe una evidente correlación entre las variables. La mejor correlación es obtenida para el número de densidad en ausencia de actividad geomagnética con un coeficiente de correlación de 0.5, lo cual es esperable a partir de la relación entre la presión y la densidad establecida en la ecuación 2.18.

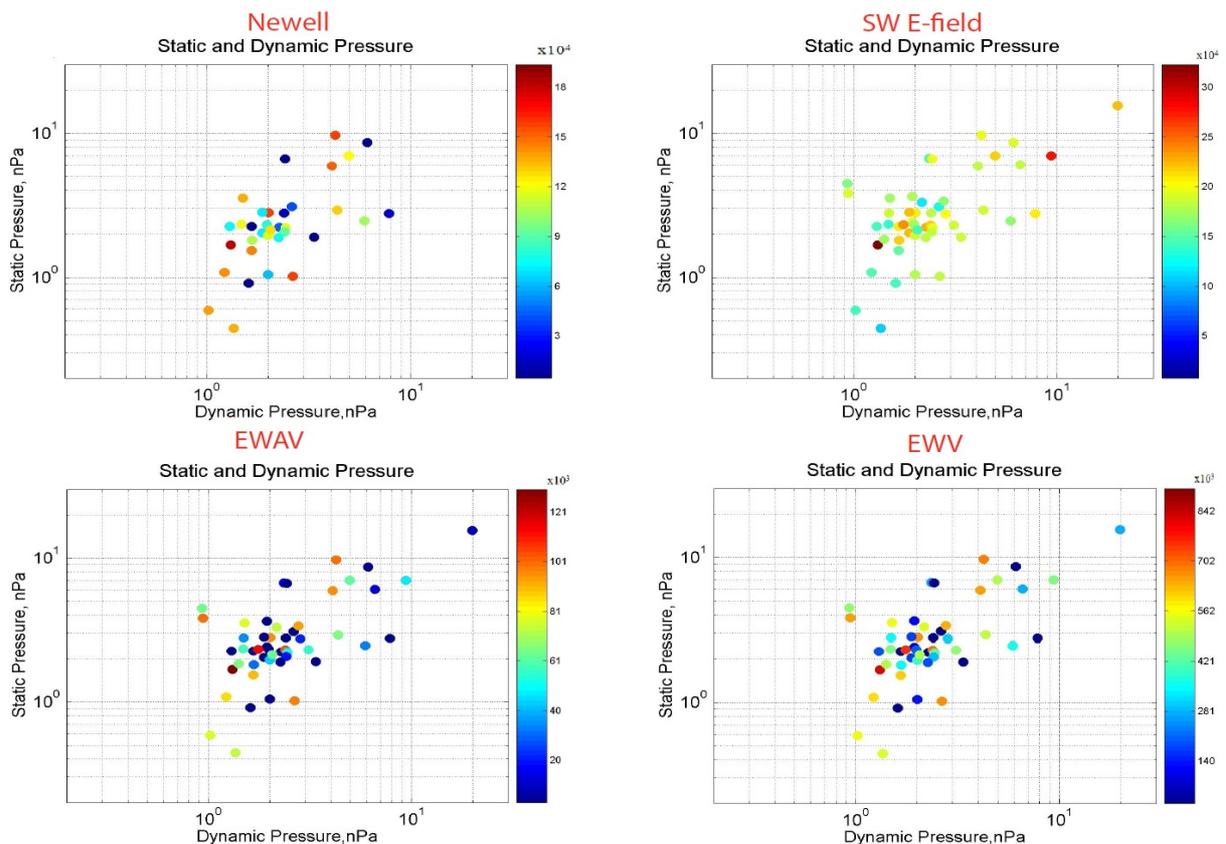


Figura 7.5: Funciones de acoplamiento

En este trabajo de tesis también se han estudiado las variaciones de la presión interna de la magnetosfera terrestre y su posible vinculación con una combinación de parámetros del viento solar. Este análisis está basado en trabajos previos donde se ha estudiado la relación entre el viento solar y la magnetosfera estableciendo diferentes funciones de acoplamiento entre ambas. Newell et al. [2007] establece que estas funciones de acoplamiento representan la interacción entre el flujo magnético interplanetario y la magnetopausa. La tabla 7.1 contiene las cuatro funciones de acoplamiento que han sido testeadas en esta tesis. En la figura 7.5 se muestran los resultados obtenidos en el análisis con las diferentes funciones de acoplamiento. Es posible observar una correlación débil entre las diferentes funciones propuestas y la presión interna de la magnetosfera, obteniendo el mejor ajuste ($r^2=0.6$) para el caso de la segunda función de acoplamiento propuesta por Kan y Lee, SW E-field.

Nombre	Función de acoplamiento	Referencia
Newell	$d\Phi_{MP} / dt$	Newell et al., 2010
SW E-field	vB_T	Kan et al., 1979
E_{WAV}	$vB_T \sin^4(\theta_c / 2)$	Wygant et al., 1983
E_{WV}	$v^{4/3} B_T \sin^4(\theta_c / 2) p^{1/6}$	Vasyliunas et al., 1982

Tabla 7.1: Funciones de acoplamiento entre el viento solar y la magnetosfera terrestre

Finalmente, se analiza la influencia del volumen del tubo de flujo magnético y la distancia, en la relación entre la presión dinámica y la presión interna de la magnetosfera. Para establecerla posición en que las mediciones de la presión internas son realizadas en la magnetosfera es necesario realizar un mapeo de las líneas del campo magnético, como se ha explicado en el capítulo anterior, mediante el modelo Tsyganenko 2001, T01. La figura 7.6 muestra las líneas del campo geomagnético en tres dimensiones obtenidas usando T01.

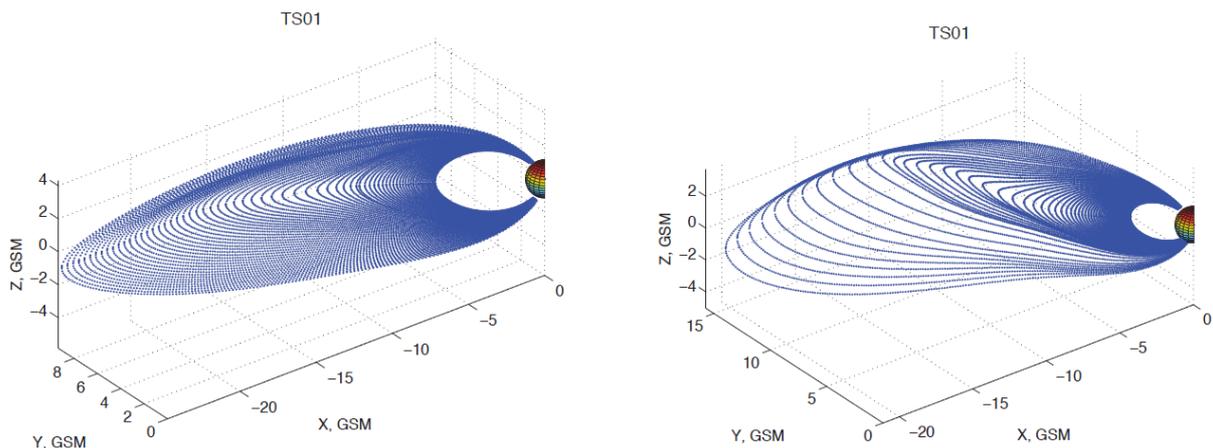


Figura 7.6: Campo geomagnético en 3-D obtenido usando el modelo Tsyganenko 2001 (T01).

Finalmente, en la figura 7.7 se muestra la relación entre ambas presiones y la dependencia del volumen del tubo de flujo magnético y la distancia en radios terrestres (R_E). Es posible observar algún tipo de dependencia con respecto al volumen del tubo de flujo magnético, por ejemplo para valores entre 11-16 [m/T], pero un estudio más detallado es necesario. En el caso de la relación con la distancia, es posible observar que el máximo de presión en la magnetosfera interna se encuentra ubicado más cerca de la Tierra para altos valores de la presión dinámica del viento solar.

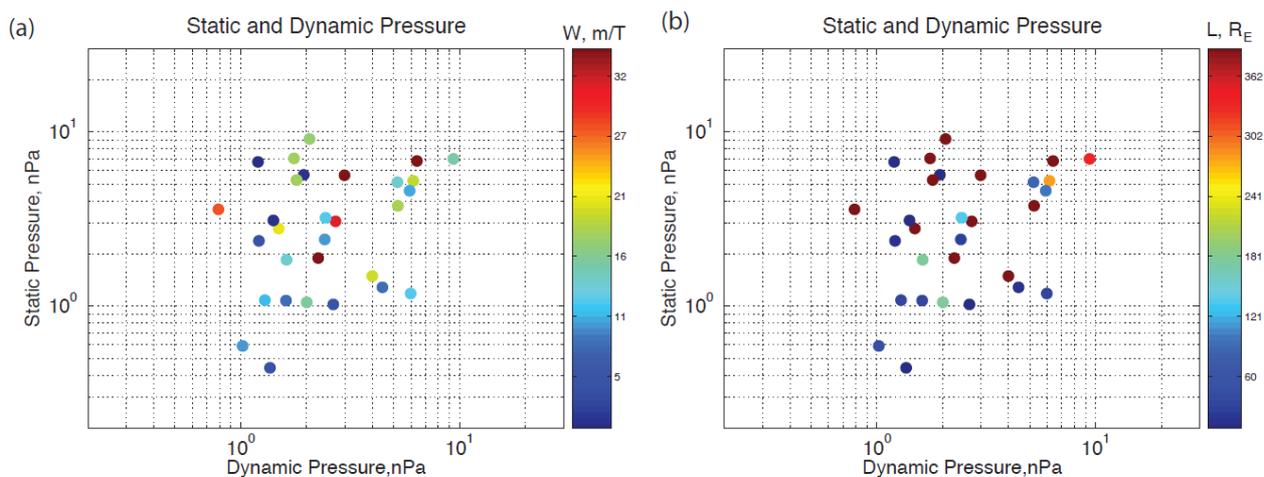


Figura 7.7: Relación entre ambas presiones y la dependencia del (a) volumen del tubo de flujo magnético y (b) La distancia en radios terrestres.

Capitulo 8

Conclusiones

En este trabajo de titulación se ha estudiado la dinámica de la parte isotrópica de la presión de los iones en la magnetosfera interna, utilizando el satélite de baja altitud y órbita polar Aureol-3. Los satélites de baja altitud atraviesan el óvalo auroral durante algunos minutos haciendo posible la medición de la distribución de presión de los iones isotrópicos en el plano ecuatorial.

Se ha encontrado que el valor máximo de los perfiles de presión en la magnetósfera interna están bien correlacionados con la presión dinámica del viento solar ($r^2=0.7$) para intervalos sin actividad geomagnética y en la etapa de

expansión de la subtormenta, y probablemente una anti correlación durante la etapa de recuperación de la subtormenta.

Además se ha analizado la relación de la presión en la magnetosfera interna con otros parámetros del viento solar y con diferentes funciones de acoplamiento propuestas por la comunidad científica.

El problema de balance de presiones en la magnetosfera terrestre, analizado en esta tesis, abre al cuestionamiento a cerca de la topología del campo geomagnético, la cual esta íntimamente ligada al inicio de la subtormenta. La determinación de la parte isotrópica de la presión del plasma en la región del inicio de la subtormenta y la comparación de este valor con la presión dinámica del viento solar entrega la posibilidad de entender si el inicio de una subtormenta es resultado de la dinámica en la corriente de la cola magnetosferica o es resultado de las variaciones en el anillo de corriente.

La determinación de la posición del máximo valor de la parte isotrópica de la presión del plasma magnetosferico y el valor de dicha presión es importante para el entendimiento de muchas interrogantes en la dinámica de la magnetosfera terrestre.

Referencias

- [1] Kivelson M. G., Rusell C. T., Introduction to Space Physics. Cambridge atmospheric and space science series. Cambridge University Press, 1995. ISBN: 0521457149, 9780521457149
- [2] Schindler K., Physics of the space plasma activity. Cambridge University Press, 2006. ISBN: 0521858976, 9780521858977
- [3] Bellan P.M., Fundamentals of Plasma Physics. , Cambridge University Press, 2006. ISBN: 97805218211162
- [4] Brekker A., Physics of the upper polar Atmosphere. John Wiley & Sons; 1 edition, 1997. ISBN: 0471960187
- [5] Akasofu, S. I. (1964), The development of the auroral substorm, Planet. Space Sci., 12(2), 273-282.
- [6] Antonova, E.E. (2002), Magnetostatic equilibrium and turbulent transport in Earth's magnetosphere: A review of experimental observation data and theoretical approach. Int. J. Geomagn. and Aeron., 3(2), 117-130.
- [7] Antonova, E. E. (2004), Magnetostatic equilibrium and current systems in the Earth's magnetosphere, Adv. Space Res., 33(5), 72-760.
- [8] Antonova, E. E., M. V. Stepanova, M. V. Teltzov, and B. A. Tverskoy (1998), Multiple inverted-V structures and hot plasma pressure gradient mechanism of plasma stratification. J. Geophys. Res., 103, 9317-9332.
- [9] Antonova, E.E., I. P. Kirpichev, I. L. Ovchinnikov, K. G. Orlova, and M. V. Stepanova (2009a) High latitude magnetospheric topology and magnetospheric substorm. Ann. Geophys., 27(10), 4069-4073.
- [10] Bosqued, J. M., C. Maurel, J. A. Sauvaud, R. A. Kovrazhkin, and Y. I. Galperin (1986), Observations of auroral electron inverted-V structures by the AUREOL-3 satellite, Planet. Space Sci., 34(3), 255-269.
- [11] De Michelis, P., I. A. Daglis, and G. Consolini (1999), An average image of proton plasma pressure and of current systems in the equatorial plane

- derived from AMPTE/CCE- CHEM measurements, *J. Geophys. Res.*, 104(A12), 28615-28624.
- [12] Dubyagin, S.V., V.A. Sergeev, C.W. Carlson, S.R. Marple, T.I. Pulkkinen, and A.G. Yahnin (2003), Evidence of near-Earth breakup location, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1282, doi:10.1029/2002GL016569.
- [13] Lyons, R. L. (2000), Determination of relative timing of near Earth substorm onset and tail reconnection (2000), in Proceedings of the 5th International conference on Substorms, St. Peterburg, Russia, 16-20May 2000, Eur. Space Agency Spec. Publ., ESA SP-443, 255- 262.
- [14] Lyons, L. R., S. Liu, J. M. Ruohoniemi, S. I. Solovyev, and J. C. Samson (2003), Observations of dayside convection reduction leading to substorm onset, *J. Geophys. Res.*, 108(A3), 1119, doi:10.1029/2002JA009670.
- [15] Lyons, L. R., I. O. Voronkov, E. F. Donovan, E. Zesta (2002), Relation of sub- storm breakup arc to other growth-phase auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), doi:10.1029/2002JA009.
- [16] Nakano, S., G. Ueno, S. Ohtani, and T. Higuchi (2009), Impact of the solar wind dynamic pressure on the Region 2 field-aligned currents, *J. Geophys. Res.*, 114, A02221, doi:10.1029/2008JA013674.
- [17] Newell, P.T., Y. I. Feldstein, Yu. I. Galperin, and C.-I. Meng (1996), Morphology of nightside precipitation, *J. Geophys. Res.*, 101(A5), 10,737-10,748.
- [18] Nishimura, Y., et al. (2010), Preonset time sequence of auroral substorms: Coordinated observations by all-sky imagers, satellites, and radars, *J. Geophys. Res.*, 115, A00108, doi:10.1029/2010JA015832.
- [19] Stepanova, M., E. E. Antonova, J. M. Bosqued, R. A. Kovrazhkin, K. R. Aubel (2002), Asymmetry of auroral electron precipitations and their relationship to the substorm expansion phase onset, *J. Geophys. Res.*, 107(A7), 10.1029/2001JA003503.
- [20] Stepanova M. V., E. E. Antonova, J. M. Bosqued, R. A. Kovrazhkin (2004a), Radial plasma pressure gradients in the high latitude magnetosphere as sources of instabilities leading to the substorm onset, *Adv. Space Res.*, 33(5), 761-768.
- [21] Stepanova M. V., E. E. Antonova, J. M. Bosqued, R. A. Kovrazhkin (2004b), Azimuthal plasma pressure reconstructed by using the Aureol-3 satellite data during quiet geomagnetic conditions, *Adv. Space Res.*, 33(5), 737-741.
- [22] Stepanova, M., E. E. Antonova, and J. M. Bosqued (2006), Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics *Adv. Space Res.*, 38, 1631-1636.

- [23] Stepanova M. V., E. E. Antonova, J. M. Bosqued, Radial distribution of the inner magnetosphere plasma pressure using low-altitude satellite data during geomagnetic storm: The March 1-8, 1982 event, *Adv. Space Res.*, 41, 1658-1665, doi: 10.1016/j.asr.2007.06.002.
- [24] Tsyganenko, N. A. (2002a), A model of the near magnetosphere with a dawn- dusk asymmetry 1. Mathematical structure, *J. Geophys. Res.*, 107(A8), 1179, doi:10.1029/2001JA000219.
- [25] Tsyganenko, N. A. (2002b), A model of the near magnetosphere with a dawn- dusk asymmetry 1. Mathematical structure, *J. Geophys. Res.*, 107(A8), 1179, doi:10.1029/2001JA000219.
- [26] Wang, C.-P., L. R. Lyons, T. Nagai, and J. C. Samson (2004), Midnight radial profiles of the quiet and growth-phase plasma sheet: The Geotail observations, *J. Geophys. Res.*, 109, A12201, doi:10.1029/2004JA010590.
- [27] Wing, S., and P. T. Newell (1998), Central plasma sheet ion properties as inferred from ionospheric observations, *J. Geophys. Res.*, 103(A4), 6785-6800.
- [28] Wing, S., and P. T. Newell (2000), Quiet time plasma sheet ion pressure contribution to Birkeland currents, *J. Geophys. Res.*, 105(A4), 7793-7802.
- [29] Wing, S., J. W. Gjerloev, J. R. Johnson, and R. A. Hoffman (2007), Substorm plasma sheet ion pressure profiles, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L16110, doi:10.1029/2007GL030453. Xing, X., and R. A. Wolf (2007), Criterion for interchange instability in a plasma connected to a conducting ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 112, A12209, doi:10.1029/2007JA012535.