



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**MODELACIÓN MATEMÁTICA DE LA PÉRDIDA DE
ATMÓSFERA DE PLANETAS CON CAMPO
MAGNÉTICO**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
MATEMÁTICO**

P R E S E N T A:

BENJAMÍN RESÉNDIZ CASTILLO



**DIRECTOR DE TESIS:
DR. HECTOR JAVIER DURAND MANTEROLA**

2014



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

Quiero agradecer a todos aquellos que de una forma u otra contribuyeron a que esta tesis adoptara la forma que ahora tiene. En especial quiero agradecer a mi asesor el doctor Héctor Javier Durand Manterola por ayudarme a resolver mis dudas y hacerme pensar más como físico. Gracias a los miembros del jurado: Dra. Xochitl Blanco, Dr. Héctor Pérez de Tejada, Dr. Julio Herrera y Dr. Julio Martinell por sus exigencias.

Gracias a mi familia por el apoyo que me han otorgado. Cada uno de ustedes con su manera de ser me ha enseñado cosas que valoro profundamente. Gracias Mamá por exigirme cada día más y no conformarme con poco, sobre todo por tenerme paciencia en tantos tropiezos.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN.	1
CAPÍTULO 1. CORRIENTES MAGNOSFÉRICAS.	2
1.1 Introducción.	2
1.2 Breve Historia.	4
1.3 Corrientes Magnetosféricas.	4
1.3.1 Corrientes en la Magnetopausa.	5
1.3.2 Corrientes de Anillo.	6
1.3.3 Corrientes Ionosféricas.	7
1.3.4 Corrientes en la Magnetocola.	10
Referencias.	12
CAPÍTULO 2. LA PLASMASFERA.	14
2.1 Introducción.	14
2.2 Tormenta Geomagnética	16
2.3 Estructuras de densidad.	17
2.4 Formación de la Plasmasfera.	20
2.5 Dinámica de la Plasmasfera.	24
2.5.1 Dinámica Básica.	24
2.4.2 Reconexión de la Magnetopausa en el lado Día.	25
2.4.3 Ciclo de Erosión-Rellenado.	27
2.6 Estructura Térmica	30
Referencias.	33
CAPÍTULO 3. CÁLCULO DE LA MASA PERDIDA EN LA PLASMASFERA.	39
3.1 Conceptos: L-Shell, Latitud Invariante e Índice Kp	39
3.2 Factores determinantes en el cálculo.	40
3.3 Campo Eléctrico y Posición de la Plasmopausa.	42
3.4 Cálculo de la masa Total en la Plasmasfera.	47
3.5 Cálculo de la pérdida de masa.	49
Referencias.	51
CONCLUSIONES.	52
APÉNDICE.	53

INTRODUCCIÓN

La Plasmasfera es una región dentro de la Magnetosfera terrestre con forma toroidal compuesta por iones de hidrógeno, helio y oxígeno atrapados por el campo geomagnético de la Tierra. Esta es la extensión superior de la Ionósfera. En la plasmasfera las líneas de campo magnético son cerradas y aproximadamente dipolares, esto permite el llenado de la parte iluminada de la Ionósfera por el Sol. Este plasma se expande hacia afuera a lo largo de las líneas de campo magnético llenando lentamente el lado iluminado de la plasmasfera. La rotación misma de la Tierra junto con el campo geomagnético permite la formación de un toroide de plasma, la plasmasfera.

En planetas como Venus y Marte que carecen de campo magnético propio no hay plasmasfera. En cambio, tienen partículas atrapadas gravitacionalmente formando sus atmósferas. Estas atmósferas pueden ser erosionadas por el paso del viento solar alrededor del planeta y perder cierta cantidad de material. La pérdida de masa no sólo está presente en planetas como Marte y Venus sino también en planetas con campo magnético.

En esta tesis expongo que hay pérdida de masa en la atmósfera de los planetas con campo magnético. El estudio se enfocará en el planeta Tierra debido al uso de información y estudios ya hechos para este planeta. Es posible extender tal información para los demás planetas si se conocen los datos apropiados.

Para el cálculo es necesario conocer primeramente la estructura y los fenómenos que están presentes en la magnetósfera terrestre. El capítulo 1 de la tesis trata sobre la morfología de la magnetósfera y la descripción detallada de las corrientes eléctricas residentes en ella.

Una amplia descripción de la plasmasfera es importante en esta tesis por lo que en el Capítulo 2 desarrollo las primeras características estudiadas anteriormente de la plasmasfera: formación, estructuras de densidad, dinámica y estructura térmica.

En el capítulo 3 se deriva de la pérdida de masa en estudios anteriores que ayudaron a modelar matemáticamente: el campo eléctrico de convección, la posición de la frontera de la plasmasfera, el número de partículas que hay en ella, la masa total de la plasmasfera y por último la masa total perdida. Estos cálculos son corroborados con estudios experimentales de otros autores.

Al final de la tesis se presentan las conclusiones y un apéndice donde se detallan los cálculos realizados para el desarrollo del modelo.

CAPÍTULO 1. CORRIENTES MAGNETOSFÉRICAS.

1.1 INTRODUCCIÓN

Las corrientes eléctricas son producidas por cargas en movimiento. En el caso de las corrientes magnetosféricas son producidas por partículas cargadas del viento solar, la magnetósfera y de la ionósfera.

El viento solar existe debido a la expansión de la corona solar mediante la liberación del exceso de energía térmica en forma de energía cinética, esta energía es llevada principalmente por protones y electrones. La energía es depositada en la atmósfera del Sol, principalmente entre la alta cromósfera y la corona solar mediante diversos mecanismos que aún se estudian. Cuando las partículas poseen una energía tal que vencen el potencial gravitacional del Sol, dan origen al viento solar. El viento solar es expulsado en las zonas donde las líneas de campo magnético son abiertas localmente, esto es, en los hoyos coronales. Por otra parte la reducción de la densidad, producida por la gravedad en el Sol con el aumento de la distancia heliocéntrica, provoca un gradiente de presión (B. N. Dwivedi y U. Narain, 2008). Como consecuencia el equilibrio hidrostático no puede ser alcanzado en la corona solar y el gradiente de presión ejerce un efecto parecido al de la tobera de de Laval haciendo al viento solar supersónico como lo predijo Parker en 1958.

La radiación Solar en longitudes de onda ultravioleta (UV) y ultravioleta extrema (UVE) es responsable de la fotoionización de la alta atmósfera de la Tierra, conocida como Ionósfera, la cual actúa como una región de transición entre el plasma magnetosférico y la atmósfera neutra. La parte de la ionósfera que está por encima de los 90km es llamada región D. La ionósfera alta consiste de la región E la cual se encuentra por arriba de los 110km y la región F que a su vez se divide en la región F1 a una altitud de 200 km y F2 a una altitud de 300km.

La magnetósfera es una región dominada por el campo magnético de un planeta. El tamaño de la magnetosfera está controlado por la interacción del campo planetario con el viento solar, el cual comprime el lado frontal, es decir, el lado que da al Sol formando el choque de proa mientras arrastra el lado opuesto formando la magnetocola. La frontera entre la magnetósfera y el viento solar es conocida como magnetopausa. La región entre el choque de proa y la magnetopausa es llamada magnetofunda.

El interior de la magnetósfera se puede dividir en corriente de anillo, cinturones de radiación, la hoja de plasma, conos polares, la plasmasfera y el manto de plasma. Dependiendo de la orientación (lado día – lado noche) y de la actividad solar, la geometría de la magnetósfera cambia. La Figura 1.1 muestra las principales regiones de la magnetósfera.

La corriente de anillo, como su nombre lo indica, es una población de partículas con energía entre 1 y 200 keV en forma de anillo que rodea a la Tierra en el ecuador. Estas partículas constituyen una corriente hacia el oeste a una distancia de 2 a 7 R_T (Radio Terrestre). Los electrones y los protones de esta corriente convergen desde la magnetocola hacia el lado día de la Tierra en direcciones diferentes.

Los cinturones de radiación, o cinturones de radiación de Van Allen (por su descubridor James Van Allen), son partículas atrapadas altamente energéticas organizadas en dos distintas regiones separadas por un espacio. El cinturón interior tiene una extensión ecuatorial de $0.1 - 1.5 R_T$ con la componente más energética siendo una gran población de protones energéticos (entre 1 y 100 MeV). Este es a menudo conocido como cinturón de protones. El cinturón externo ($2 - 10 R_T$) está compuesto por electrones energéticos (0.1 – 10 MeV) como componentes primarios.

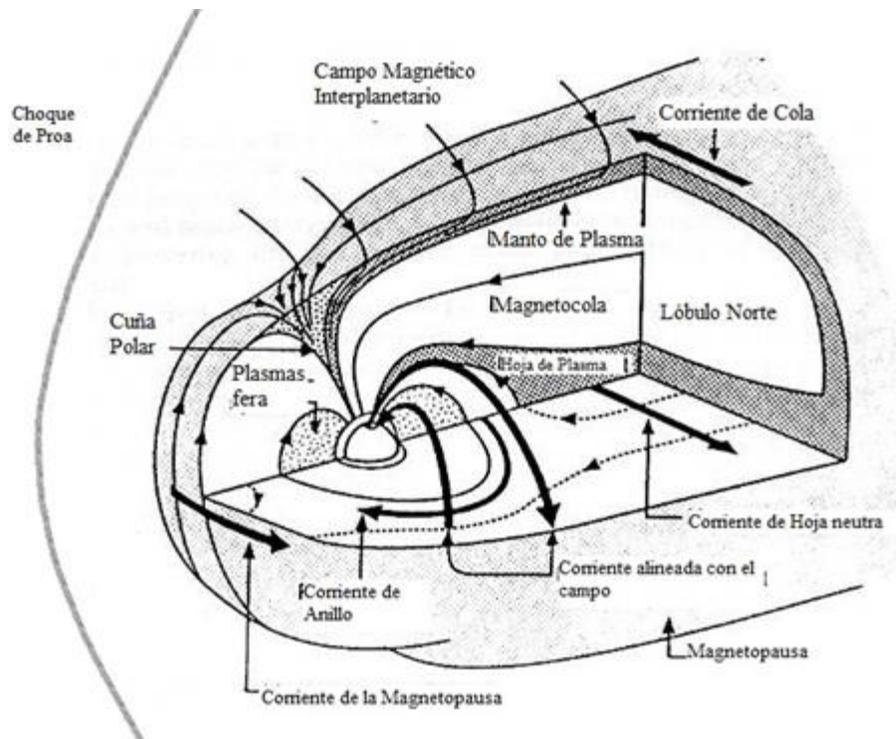


Figura 1.1 Magnetósfera Terrestre: Sus principales regiones y Corrientes.

Las cuñas polares son una región estrecha, alargada y se extienden desde las altas latitudes de la magnetopausa hasta la ionosfera polar.

El manto de plasma, es una capa de plasma con energías parecidas a las del viento solar que fluye a lo largo de las líneas de campo de la cola. Es como una sábana cubriendo la magnetosfera que sale desde los conos polares.

En la magnetocola la mayor parte de su volumen lo forman dos haces de líneas de campo (llamados lóbulos de cola) parecidas a dos cilindros casi paralelos. El campo magnético en el lóbulo norte del ecuador apunta hacia la Tierra y en el sur apunta alejándose de la Tierra, ambos lóbulos están unidos a sus respectivos polos.

La plasmasfera es una región en forma de toroide localizada cerca de la Tierra con plasma de origen ionosférico el cual corrota con la Tierra. A la frontera de la plasmasfera se le llama plasmopausa.

La hoja de plasma es una región en forma de losa localizada en el plano ecuatorial de la magnetocola. La hoja neutra existe en el medio de la hoja de plasma en donde las estiradas líneas de campo magnético cambian de orientación en dirección al Sol y contrario a este por el arrastre o estiramiento de las líneas.

1.2 Breve historia

El estudio de la ciencia magnetosférica se desarrolló del Geomagnetismo, en particular, de los estudios sobre tormentas geomagnéticas (más adelante explicaré qué es esto). Fue Sidney Chapman (1888 – 1970) quien contribuyó para establecer el presente concepto de tormentas geomagnéticas y en la identificación de algunos sistemas de corrientes (tales como la corriente en la magnetopausa y la corriente de anillo). Veamos las contribuciones de Kristian Birkeland y Hannes Alfvén para entender aún más las corrientes magnetosféricas.

Kristian Olaf Birkeland (1867 - 1917) quizás es más conocido por su trabajo sobre la aurora usando la terrella. Publicó su investigación astrofísica sobre rayos catódicos, luces zodiacales, cometas, el Sol y manchas solares, el origen de los planetas y sus satélites, y el magnetismo Terrestre.

Las aplicaciones de las investigaciones en la ciencia espacial de Hannes Alfvén (1908 - 1995) incluyen explicaciones del cinturón de radiación de Van Allen, de la reducción del campo magnético de la Tierra durante las tormentas geomagnéticas, la magnetosfera, la formación de colas de cometa, la formación del sistema solar, la dinámica de plasmas en nuestra galaxia y la naturaleza fundamental del universo mismo. Fue uno de los fundadores del modelo magnetohidrodinámico.

1.3 CORRIENTES MAGNETOSFÉRICAS

Ya sabemos qué es una corriente magnetosférica. Pero ¿Cómo se clasifican? y ¿Cuáles son sus efectos? Una carga en movimiento o una corriente eléctrica induce un campo magnético. En el caso de la magnetósfera, cada corriente produce un campo magnético que puede aumentar o disminuir la intensidad del campo magnético y son estas corrientes las que modifican la magnetosfera, es por eso que es importante entender sobre estas corrientes. Para el estudio de las corrientes magnetosféricas es necesario clasificarlas en: corrientes en la magnetopausa, corrientes de anillo, corrientes ionosféricas y corrientes en la magnetocola

1.3.1 CORRIENTES EN LA MAGNETOPAUSA

Las corrientes de la magnetopausa también llamadas corrientes Chapman-Ferraro por el físico Sydney Chapman (1888 – 1970) y su estudiante V.C.A Ferraro, quienes primero sugirieron la existencia de corrientes que fluyen en una superficie y forma un límite entre el campo magnético de la Tierra y el viento solar. Cuando las partículas del viento solar encuentran el campo magnético de la Tierra su trayectoria es desviada por la fuerza de Lorentz. Los protones giran hacia la derecha y los electrones giran hacia la izquierda. Ya que las partículas llegan desde el Sol y la dirección del campo magnético de la Tierra es hacia el norte (esto es debido a que la líneas de campo entran por el polo norte de la Tierra) paralela al eje de rotación, este movimiento de giro de las partículas reflejadas crea una corriente eléctrica hacia el Este en el plano ecuatorial como es mostrado en la Figura 1.2.

Una vez que la corriente es completamente desarrollada, esta ocupa una delgada hoja por todo el lado de día de la Tierra. El campo magnético de la corriente fuera de la hoja es cancelado con el campo magnético de la Tierra (por estar en direcciones opuestas) y dentro es aumentado (por tener la misma dirección del campo magnético de la Tierra).

Hay que mencionar también que no todas las partículas del viento solar son reflejadas, dependiendo del ángulo con el que llegan a la magnetosfera.

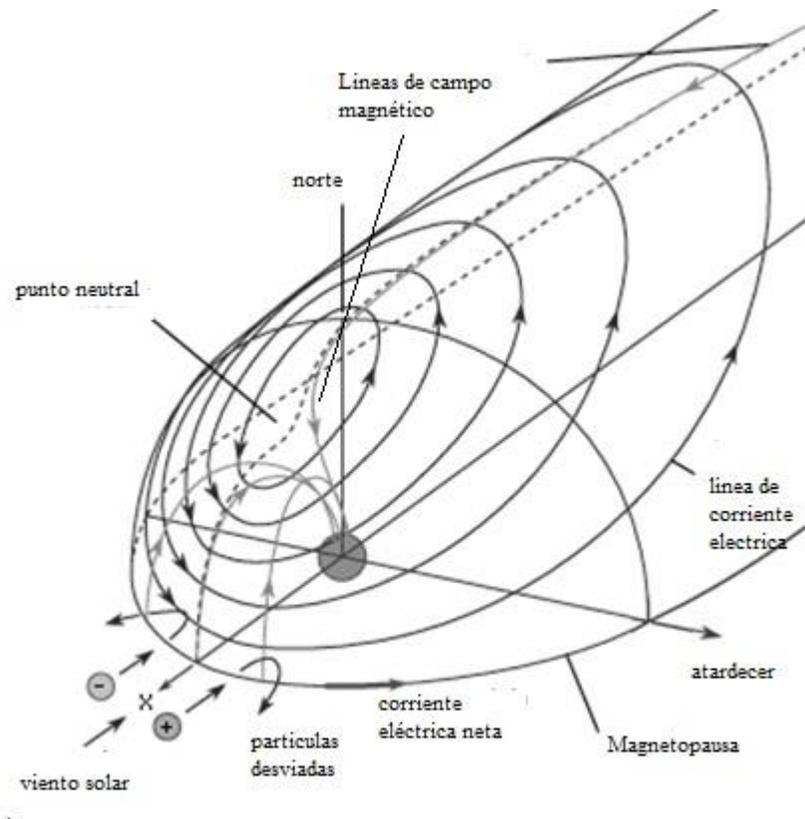


Figura 1.2. Sistema de corrientes Chapman-Ferraro

1.3.2 CORRIENTE DE ANILLO

La corriente de anillo se produce en un plasma magnéticamente confinado compuesto por iones calientes (H^+ , O^+) y electrones en el interior de la magnetosfera. Los iones y los electrones están sujetos a derivas magnéticas opuestamente dirigidas, los gradientes de presión magnética sobre los iones producen una corriente diamagnética hacia el oeste (es decir, la corriente fluye en tal dirección que reduce la intensidad del campo magnético en el plasma), la corriente de anillo.

Un mecanismo de pérdida de iones de la corriente de anillo es el intercambio de carga, en el cual un ion caliente acepta un electrón de una partícula neutra cercana en la exósfera de la Tierra, produciendo un átomo energético (AE) el cual no está magnéticamente confinado y escapa. Mediante un detector de los átomos altamente energéticos (AAE, con una energía entre 10 y 60 keV) en el satélite IMAGE (Brandt et al., 2002) se puede tomar una imagen de la corriente de anillo de iones de hidrogeno (DeMajistre et al., 2004). Ver Figura 1.3.

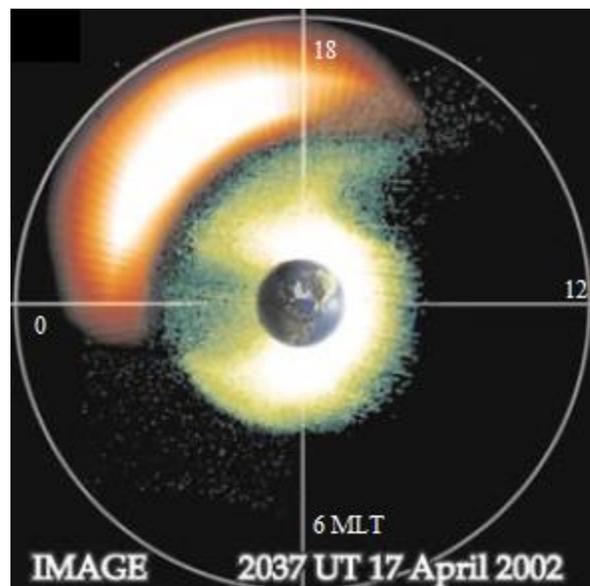


Figura 1.3. Foto hecha con el detector de AAE del IMAGE muestra una corriente de anillo parcial (parte superior izquierda de la imagen) que ha sido inyectada por una subtormenta. La plasmasfera y la corriente de anillo están mas o menos complementadas espacialmente (adaptada de Goldstein et. al, 2005).

Durante tiempos tranquilos la corriente de anillo es aproximadamente simétrica radialmente en el ecuador, pero las perturbaciones geomagnéticas producen fuertes corrientes de anillo parciales (asimétricas). La Figura 1.3 muestra una distribución de AAE obtenida el 17 de Abril del 2003 a las 2037 UT en la que se observa la asimetría en la corriente de anillo localizada en el sector media noche – atardecer.

Ahora bien, cambios en la corriente son responsables del decrecimiento global en el campo magnético de la Tierra, las cuales son conocidas como tormentas geomagnéticas. Las tormentas

geomagnéticas intensas tienen muchos efectos sobre los sistemas tecnológicos, tales como la perturbación e incluso daño permanente a las telecomunicaciones y satélites de navegación.

1.3.3 CORRIENTES IONOSFÉRICAS

Las corrientes ionosféricas fluyen en una capa estrecha a una altitud de entre 100 y 150 km. Son observadas durante condiciones en las que el viento solar es tranquilo y perturbado. Las corrientes ionosféricas tranquilas designadas como corrientes Sq son producidas por el movimiento de partículas ionosféricas a través del campo geomagnético.

Este movimiento, manejado por el calentamiento diario de la ionosfera por el Sol y por las fuerzas de marea solar y lunar, induce una fem que produce un patrón de corriente fijo con respecto al Sol en forma de remolino en el lado iluminado por el Sol (uno con el hemisferio norte y otro en el hemisferio sur) como se muestra en la Figura 1.4.

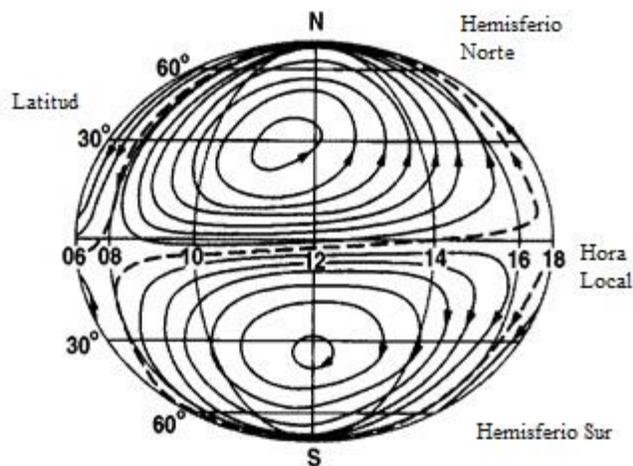


Figura 1.4. Vista global del sistema de corrientes Sq (adaptada de Baumjohann y Treumann, 1996)

Las corrientes ionosféricas perturbadas, designadas por S_D , son observadas junto con la actividad auroral a altas latitudes magnéticas. Durante una aurora, un exceso de 10^{12} joules de energía transportada por partículas es depositado en la ionosfera auroral. De esta manera, la conductividad ionosférica auroral se ve fuertemente aumentada y las corrientes ionosféricas fluyen en ambas direcciones hacia el este y oeste. Estas corrientes son llamadas electrojets. Además, estas corrientes causan una desviación de varios cientos de nanoteslas en el campo magnético principal de la Tierra sobre la superficie del planeta.

El plasma ionosférico es anisotrópico, es decir, puede presentar diferentes características según la dirección y esto debido a la presencia del campo magnético. Por lo tanto, las corrientes en general no fluyen paralelamente a la dirección de campo eléctrico intrínseco. Esto implica que la conductividad (la razón de la densidad de corriente y el campo eléctrico) no es constante sino que

varía de una dirección a otra. Entonces la conductividad es ahora un tensor y usando la Ley de Ohm tenemos que $\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$ en donde σ es el tensor de conductividad. El cual tiene 3 componentes principales $\sigma_P, \sigma_H, \sigma_B$

σ_P Es para las corrientes en la dirección paralela al campo eléctrico de convección E y perpendicular al campo magnético B. σ_P es conocida como la conductividad de Pedersen y la componente de corriente asociada con esta conductividad es llamada corriente de Pedersen. La corriente de Pedersen es disipativa ya que $\vec{J} \cdot \vec{E} \neq 0$.

σ_H Está asociada para la corriente perpendicular a los campos eléctrico E y magnético B. σ_H es llamada conductividad de Hall y la componente de corriente asociada con esta conductividad es llamada corriente de Hall. Debido a que esta corriente corre en la dirección perpendicular a E, la corriente de Hall no es disipativa.

Si el campo eléctrico es aplicado a lo largo de la dirección de campo magnético, las corrientes irán a lo largo de B. σ_B conduce esta corriente alineada con el campo llamada corriente de Birkeland. Las corrientes alineadas con el campo (CAC) J_{\parallel} no contribuyen a la tensión electromagnética ya que $\vec{J} \times \vec{B} = 0$. Por lo tanto, estas corrientes están asociadas con una configuración magnética libre de fuerza.

Estas tres corrientes forman un circuito en la ionosfera Polar pero antes de describirlo veamos 3 partes importantes en esta zona.

Cuando se describen las observaciones en la atmósfera polar alta, podemos distinguir entre las siguientes tres regiones: el casco polar, el ovalo polar y las latitudes subpolares. El casco polar es entendido como un área circular que rodea el polo magnético con diámetro típico de 30°. El centroide de esta área está desplazado por unos pocos grados hacia el lado nocturno del polo magnético. El ovalo polar es una región anular rodeando el casco polar, su parte más estrecha se encuentra en el sector del medio día. Finalmente, hacia el ecuador, están las latitudes subpolares es decir la región inmediatamente adyacente al ovalo polar.

La distribución de las corrientes ionosféricas proyectadas sobre el ecuador es presentada en la Figura 1.5. La ilustración corresponde a una situación muy idealizada obtenida de diferentes técnicas de medición. En ella, siguiendo la dirección de campo eléctrico, las corrientes de Pedersen fluyen del amanecer al atardecer dentro del casco polar y radialmente en el ovalo polar. Estas corrientes son parte de un circuito cerrado por las corrientes de Birkeland fluyendo en las fronteras del ovalo polar, designadas como *corrientes de región 1* aquellas que van hacia el polo y *corrientes de región 2* aquellas que van hacia el ecuador. La corriente de Hall fluye en dirección hacia el Sol dentro del casco polar y en dirección anti Solar en el ovalo polar.

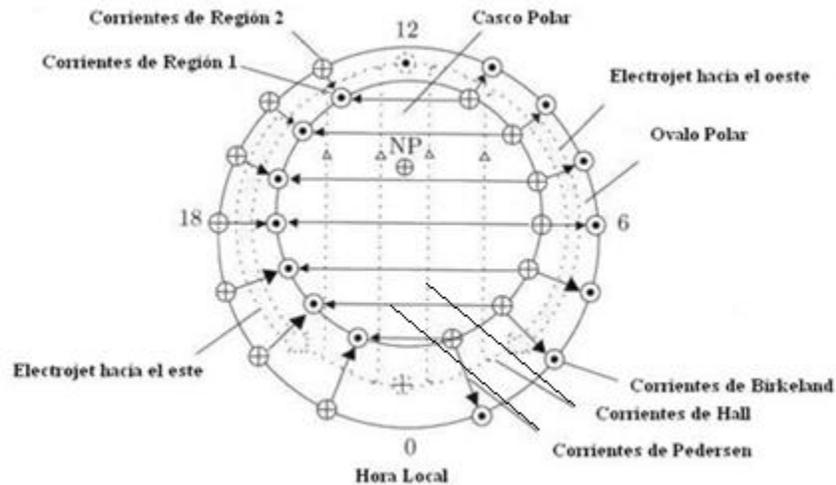


Figura 1.5. Distribución de las corrientes eléctricas en la Ionosfera polar proyectadas sobre el ecuador. NP denota el polo norte magnético (adoptada de Prölss, 2004)

La intensidad de las corrientes depende de la fuerza del campo eléctrico por un lado y de la magnitud de la conductividad ionosférica. La conductividad de la región en el casco polar, por ejemplo, es fuertemente suprimida en el invierno debido a la disminución de radiación solar.

La combinación de alta conductividad ionosférica y fuertes campos eléctricos en el ovalo polar conduce a corrientes muy intensas, las cuales, en el caso de la componente de Hall, son llamadas electrojets polar o auroral. Estos electrojets fluyen hacia el oeste en el sector amanecer y hacia el este en el sector atardecer.

Es importante mencionar que este sistema de corrientes se relaciona con la corriente de anillo. ¿Cómo se relacionan? Recordemos que cuando hay una perturbación magnética la corriente de anillo tiene una forma asimétrica (ver Figura 1.3) y por lo tanto no puede cerrarse en bajas latitudes, por lo que es desviada a lo largo de las líneas de campo para cerrarse en la ionosfera (Vasyliunas, 1970). Las corrientes alineadas con el campo (CACs) que se acoplan a la dinámica de la corriente de anillo (región 2) y la ionosfera son representadas en la Figura 1.6. En el lado del atardecer, las CACs de la región 2 fluyen desde el lado oeste de la corriente de anillo y bajan a la ionosfera. Sobre el lado del amanecer, las CACs de la región 2 fluyen hacia arriba desde la ionosfera para conectar con el lado este de la corriente de anillo parcial. El acoplamiento corriente de anillo – ionosfera es de importancia fundamental debido a que modifica el campo eléctrico magnetosférico interno. La naturaleza de esta modificación depende de cómo las CACs de la región 2 son cerradas en la ionosfera.

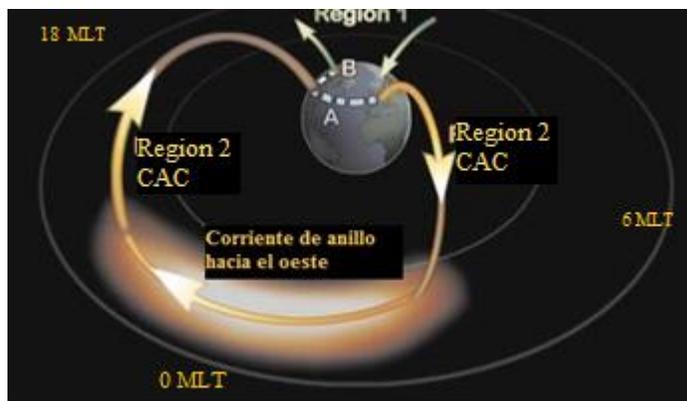


Figura 1.6. Esquema del acoplamiento global de la corriente de anillo a la Ionósfera. La corriente debe fluir en circuito cerrado, así que la corriente de anillo es desviada a lo largo de las líneas de campo para conectarse con las corrientes de la región 2. La cerradura de corriente es alcanzada en la ionosfera, también vía una corriente (Ruta A) ligando las dos partes de las CAC de la región 2, o vía una corriente hacia el norte (Ruta B) que conecta las CAC de la región 2 a las corrientes de región 1 en zonas aurales.

En este acoplamiento es posible encontrar el blindado de la magnetosfera interior contra la convección (ver capítulo 2), es decir, un campo eléctrico opuestamente dirigido al campo eléctrico de convección. Si la CAC de la región 2 en el lado del atardecer (hacia la ionosfera) está conectada a la CAC de la región 2 en el lado del amanecer (fuera de la ionosfera) por una corriente ionosférica fluyendo hacia el este (ruta A en la Figura), esto genera un campo eléctrico hacia el este (atardecer → amanecer) que se opone al campo eléctrico de convección (amanecer → atardecer) aunque con menor intensidad (Jaggi y Wolf, 1973).

1.3.4 CORRIENTES EN LA MAGNETOCOLA

Tempranas observaciones del campo magnético en la región anti solar de la magnetosfera mostraron que esta está partida en dos regiones, una con líneas de campo magnético dirigidas alejándose de la Tierra (en el hemisferio sur) y otras (en el hemisferio norte) con líneas de campo dirigidas hacia la Tierra. Ambos lóbulos están separados por la hoja de plasma en el plano ecuatorial de la cola donde la densidad de plasma es relativamente alta.

Esta estructura no puede ser explicada simplemente en términos de corrientes de la magnetopausa, es necesario entonces un sistema de corrientes de magnetocola. El primer modelo del sistema de corrientes en la magnetocola fue previsto por Williams y Mead (1965). Ellos usaron una lámina de corriente infinitesimalmente delgada que fluye a través de la magnetopausa de más infinito a menos infinito (eje y) en una dirección perpendicular al eje dipolar magnético (eje z) y a la línea Tierra – Sol (eje x). Esta idea tuvo problemas cuando se trataba de calcular la intensidad de campo en el lado frontal de la hoja de corriente (el borde más próximo a la Tierra) ya que daba grandes cantidades en la intensidad.

A finales de los sesentas y principios de los setentas, muchos modelos más realistas de las corrientes en la cola fueron desarrollados (Beard et al., 1970; Bird y Beard, 1972; Olson, 1974). Olson y Pfirzer (1974) encontraron que para representar la estructura de campo magnético en la magnetocola es necesario permitir corrientes fluyendo a través de la hoja de plasma y no ser limitadas a una delgada región en el ecuador. Las corrientes fluyen en la magnetosfera donde quiera que esté el plasma, debido a las derivas de las partículas en el campo geomagnético y a los gradientes resultantes.

La corriente de la hoja neutra y la corriente de la magnetopausa forman un circuito cerrado en la magnetocola distante, la configuración total es mostrada en la Figura 1.7. La distribución corresponde a dos solenoides grandes con sección transversal en forma de semicírculos, cuyas corrientes se ensamblan juntas en el plano medio divisor (hoja neutral). Esta configuración produce: (a) un confinamiento natural del campo magnético al interior de la magnetocola; (b) campos magnéticos paralelos a la hoja neutral; y (c) una inversión de polaridad magnética a través de la hoja neutral.

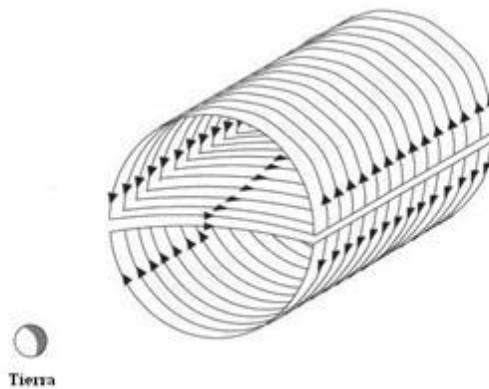


Figura 1.7 Distribución en tres dimensiones de las corrientes en la magnetocola distante.

REFERENCIAS.

- Wolfgang Baumjohann, Rudolf A. Treumann, Basic space plasma physics. Imperial College Press, (1997).
- D.B. Beard, M.K. Bird, Y.H. Huang, Self-consistent theory of the magnetotail, *Planet. Space Sci.*, 18, p. 1349, (1970).
- M.K. Bird, D.B. Beard, Self-consistent description of the magnetotail current system, *J. geophys. Res.*, 77, p. 4864, (1972).
- Brandt, P. C., Ohtani, P. S., Mitchell, D. G., Fok, M.-C., Roelof, E. C., and DeMajistre, R.: Global ENA observations of the storm mainphase ring current: Implications for skewed electric fields in the inner magnetosphere. (2002) *Geophys. Res. Lett.* **29**(20).
- Burch, J., M. Schulz, and H. Spence (Eds.), *Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives From Imaging*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 159, 293 pp., AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/GM159. (2005).
- Chapman, S., and V.C.A. Ferraro, A new theory of magnetic Storms. Part I. The initial phase, *Terr. Mag. Atmosph. Elect.*, 36, 77, (1931).
- DeMajistre, R., Roelof, E. C., C:son Brandt, P., and Mitchell, D. G.: Retrieval of global magnetospheric ion distributions from high-energy neutral atom measurements made by the IMAGE/HENA instrument. *J. Geophys. Res.* in press.(2004).
- B. N. Dwivedi y U. Narain. Physics of the sun and its Atmosphere. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (2008)
- J. Goldstein, Plasmasphere response: Tutorial and review of recent imaging results. *Space Sci. Rev.* **124**(1–4),203–216 (2006).
- Jaggi, R. K., and R. A. Wolf, Self-Consistent Calculation of the Motion of a Sheet of Ions in the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 78(16), 2852–2866, doi:10.1029/JA078i016p02852, (1973).
- McPherron, R.L. "The Earth's Magnetic Field", in *Encyclopedia Britannica*, 545-559, 1988.
- Olson, W. P., and K. A. Pfitzer, A Quantitative Model of the Magnetospheric Magnetic Field, *J. Geophys. Res.*, 79(25), 3739–3748, doi:10.1029/JA079i025p03739, (1974).
- Olson, W. P., A Model of the Distributed Magnetospheric Currents, *J. Geophys. Res.*, 79(25), 3731–3738, doi:10.1029/JA079i025p03731, (1974).
- Parks, G, K., *Physics Of Space Plasmas: An Introduction*, Second Edition, WestView Press (2003).
- Potemra, T. A. (Ed.), *Magnetospheric Currents*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 28, 357 pp., AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/GM028, (1984)
- **Prölss**, Gerd, *Physics of the Earth's Space Environment An Introduction*: Springer (2004).
- Tamás I. Gombosi, *Physics of the Space Environment*. Springer (2004).

- V.M. Vasyliunas , Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, B.M. McCormac (Ed.), *Particles and Fields in the Magnetosphere*, D. Reidel, Dordrecht (1970)
- Williams, D. J., and G. D. Mead, Nightside Magnetosphere Configuration as Obtained from Trapped Electrons at 1100 Kilometers, *J. Geophys. Res.*, 70(13), 3017–3029, doi:10.1029/JZ070i013p03017, (1965).

CAPÍTULO 2. LA PLASMASFERA

2.1 INTRODUCCIÓN

El descubrimiento de la Plasmasfera y su borde exterior, la plasmapausa, es un buen ejemplo de la importancia de las técnicas experimentales y la interpretación asociada de datos. El primer indicio de la existencia de la Plasmasfera vino de la detección remota.

A mediados del siglo XX, R.O. Storey usando whistlers (señales de radio dispersadas a partir de un relámpago con frecuencias desde unos pocos cientos de Hz hasta 30 kHz) encontró evidencia de una densa capa de plasma ionizado extendiéndose muy por encima de la ionosfera en una región que se extiende al menos a dos radios terrestres (Storey 1953).

Storey inicialmente especuló que el plasma denso de altitud elevada consistía de protones y electrones cuyo origen era la corona solar. Dungey (1955) predijo la existencia de una región magnetizada cercana a la Tierra extendiéndose aproximadamente hasta 8RT acotada por una abrupta región al flujo interplanetario. En 1958, influido por esta predicción, Storey sugirió que el plasma de protones dentro de este borde era controlado por el campo magnético de la Tierra.

Algunos años más tarde Carpenter (Carpenter 1963a, 1963b) en su investigación con whistlers llegó a concluir que la distribución de ionización en la magnetosfera podría mostrar una pronunciada anomalía. A bajas alturas, el perfil de densidad ecuatorial puede mostrar niveles de densidad normales y un decrecimiento relativo con el incremento de altitud, pero en una distancia geocéntrica de muchos R_T los valores de densidad caían bruscamente y después continuaba con el decrecimiento relativo anterior en un nivel más bajo. Esta caída en la densidad de plasma ecuatorial fue conocida como la “rodilla en el perfil de densidad magnetosférica”. Solo más tarde, en 1966, esta peculiar frontera fue llamada “plasmapausa” por Carpenter (Carpenter, 1966).

En 1959, Gringauz y sus colegas del Instituto Técnico de radio de Moscú colocaron trampas de iones en el LUNIK 1 y 2, designados para impactar sobre la luna. A medida que la nave se alejaba, sus mediciones in situ revelaron tanto una región de densidad de plasma comparable a la identificada por Storey como una inesperada caída en la densidad a una altitud de $\approx 10,000$ km (Gringauz et al. 1960, Gringauz 1963) como se muestra en la Figura 2.1. Las mediciones del LUNIK fueron recibidas con algún escepticismo y al parecer no se expresó preocupación en la Academia Soviética de Ciencias sobre la publicación de una interpretación incorrecta de los datos (Lemaire y Gringauz 1998) puesto que los sensores remotos y los datos in situ parecían contradecir las predicciones teóricas en ese momento.

Cuando Gringauz y Carpenter se reunieron por primera vez y cuando la Fig 2.1 fue mostrada ilustrando sus resultados mutuamente consistentes las dudas fueron disipadas (por el efecto rodilla presentado). A partir de ahí, el análisis combinado de la detección a distancia o detección remota y los datos in situ sigue siendo una manera importante de la comprobación de resultados.

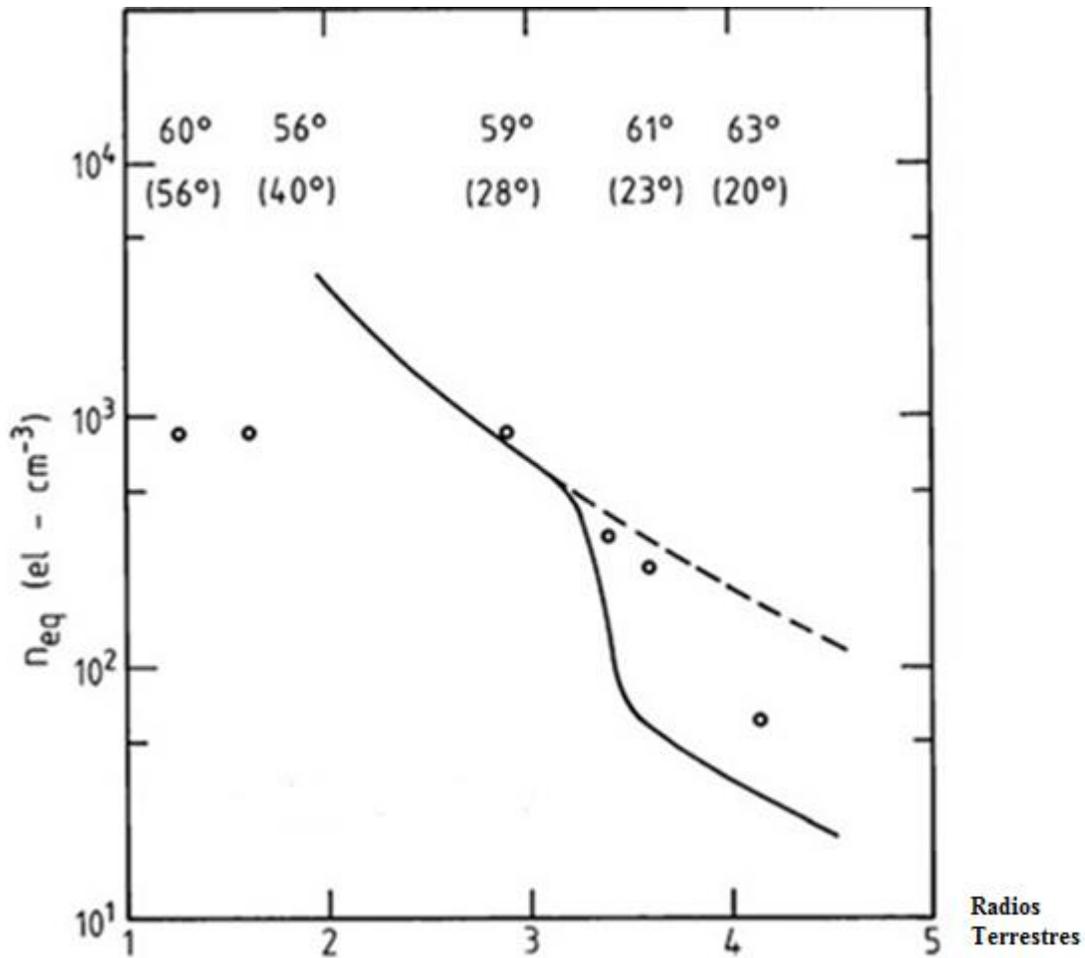


Figura 2.1. Primeras mediciones de los perfiles de densidad de ionización. Los puntos corresponden a las densidades medidas por el LUNIK 2 y la curva sólida es un perfil de densidad de electrones ecuatorial idealizado basado en mediciones vía whistler. Ambos perfiles muestran una región de caída en la densidad cerca de 3.5 radios terrestres. La primera línea de números representa las latitudes invariantes de las mediciones del LUNIK 2 y la segunda línea sus latitudes (adaptada de Carpenter, 1965).

2.2 TORMENTA GEOMAGNÉTICA

Una tormenta magnética o también llamada tormenta geomagnética es una perturbación temporal de la magnetosfera terrestre causada por la perturbación del medio interplanetario.

Esta es causada por una onda de choque del viento solar y/o nube de campo magnético que interactúa con el campo magnético de la Tierra. El incremento de la presión del viento solar inicialmente comprime la magnetosfera y el campo magnético del viento solar interactuará con el campo magnético de la Tierra y transfiere una cantidad incrementada de energía en la magnetosfera y esto conduce a la intensificación del anillo de corriente. Un factor importante es un cambio en la orientación hacia el sur en el campo magnético del viento solar, facilitando el acceso al entorno del campo geomagnético. La perturbación en el medio interplanetario la cual induce la tormenta geomagnética puede ser debida a una eyección de masa coronal (CME por sus siglas en inglés) solar o una alta velocidad de flujo del viento solar originada desde una región débil de campo magnético sobre la superficie del Sol. La frecuencia de las tormentas geomagnéticas se incrementa y disminuye con el ciclo de manchas solares. Algo que también es necesario saber, es que una tormenta magnética es definida por el cambio en el índice Dst (por sus siglas en inglés, disturbance – storm time). El índice Dst estima el cambio promedio globalmente de la componente horizontal del campo magnético de la Tierra en el ecuador magnético basada en mediciones de unas pocas estaciones con magnetómetros. El índice Dst es calculado una vez por hora y es reportado en tiempo real en 4 observatorios geomagnéticos en el ecuador.

Una tormenta geomagnética tiene tres etapas, una etapa inicial, una etapa principal y una etapa de recuperación. La etapa inicial está caracterizada por el incremento en el índice Dst por 20 a 50 nT en 10 minutos. La etapa inicial es también conocida como comienzo repentino de la tormenta (por sus siglas en inglés storm sudden commencement, SSC). Sin embargo, no todas las tormentas geomagnéticas tienen una fase inicial y no todos los aumentos repentinos en el índice Dst implican una tormenta geomagnética. La etapa principal de una tormenta geomagnética es definida por la disminución del índice Dst a menos de -50 nT. La selección de -50nT para definir una tormenta es algo arbitraria. El valor mínimo durante una tormenta será entre -50nT y aproximadamente -600nT. La duración de la fase principal es típicamente entre 2 y 8 horas. La etapa de recuperación es el periodo cuando el índice Dst cambia desde el mínimo valor a su valor de tiempo de tranquilidad. El periodo de la fase de recuperación puede ser tan corto como 8 horas o tan largo como 7 días.

La magnitud de una tormenta geomagnética es clasificada como moderada o menor ($-50 \text{ nT} > \text{Dst mínimo} > -100 \text{ nT}$), intensa ($-100 \text{ nT} > \text{Dst mínimo} > -250 \text{ nT}$) o súper tormenta ($\text{Dst mínimo} < -250 \text{ nT}$).



Figura 2.3. Índice Dst medido en el mes de Julio 2013. (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/201307/index.html)

Si la componente B_z del CMI del viento solar apunta hacia el sur y hay un aumento en la presión magnética por el viento solar por periodos grandes, las tormentas geomagnéticas pueden ser esperadas. La componente del CMI hacia el sur causa la inyección de energía magnética y de partículas en la magnetosfera de la Tierra causando las tormentas.

2.3. ESTRUCTURAS DE DENSIDAD.

Desde el descubrimiento de la Plasmasfera y su borde exterior, la plasmapausa, en los 50 (Storey 1953; Gringauz et al. 1960; Carpenter 1963b) hasta el inicio de las misiones CLUSTER (Escubet et al 1997) e IMAGE (Burch 2000) en el 2000, muchos estudios de las estructuras de densidad plasmásfericas se han hecho con mediciones in situ y observaciones basadas en tierra como: mediciones multipunto in situ por el CLUSTER e imágenes globales por el IMAGE.

Antes de las misiones IMAGE y CLUSTER, las estructuras en la plasmasfera con variaciones en el número de densidad a pequeña y gran escala han sido observadas por OGO 5 (Chappell et al. 1970), por CREES cerca de la plasmapausa (LeDocq et al. 1994) y por satélites geo sincrónicos (Moldwin et al. 1995), y por varios instrumentos.

En el pasado estas estructuras de densidad han sido llamadas “plumas plasmásfericas” (e.g. Taylor et al. 1971; Ober et al.1997; Sandel et al. 2001). Las plumas fueron comúnmente detectadas en esos tiempos por mediciones in situ por satélites tales como OGO 4 (Taylor et al. 1971), OGO 5 (Chappell et al. 1970s), ISEE-1 (Carpenter y Anderson 1992), CREES (Moldwin et al. 1995; Borovsky et al. 1998), pero también por instrumentos en la tierra (Carpenter et al.1993; Su et al.2001b). Las plumas fueron previstas con base a varios modelos teóricos.

Cuando la actividad geomagnética se incrementa, el campo eléctrico de convección se intensifica (inducido por la interacción entre el viento solar y la magnetosfera de la Tierra) y la plasmasfera es despojada de su borde exterior y por lo tanto es reducida (Grebowsky 1970; Chen y Wolf 1972; Chen y Grebowsky 1974). Este proceso se conoce como *erosión plasmásferica*. El plasma erosionado proporciona el material para formar las plumas plasmásfericas.

Después de la erosión las plumas son arrastradas en un movimiento corrotacional hacia el este en el lado nocturno dentro de la magnetosfera. Simulaciones numéricas usando el modelo Rice University y el modelo Magnetospheric Specification and Forecast reproducen la formación y movimiento de plumas (Spiro et al. 1981; Lambour et al 1997). El mecanismo de inestabilidad de intercambio también predice la formación de plumas plasmásfericas (Lemaire 1975,2000; Pierrard y Lemaire 2004; Pierrard y Cabrera 2005). Más adelante se verá con más detalle.

Con nuevas perspectivas experimentales vienen nuevos puntos de vista físicos. Las misiones IMAGE y CLUSTER fundamentalmente han cambiado nuestro conocimiento sobre las estructuras de densidad plasmásfericas. El IMAGE ha hecho observaciones remotas y globales con el instrumento Extreme UltraViolet (EUV) (Sandel et al. 2000) y el instrumento Radio Plasma Imager (RPI) (Reinisch et al. 2000) desde puntos fuera y dentro de la plasmásfera (e.g., Carpenter et al. 2004; Sandel et al. 2003).

Los satélites CLUSTER están haciendo mediciones multipunto coordinadas y detalladas en el exterior de la plasmásfera usando el instrumento WHISPER (Waves of High frequency and Spunder for Brobing Electrodensity by Relaxation) (Décréau et al. 1997) y otros instrumentos (e.g., Darrouzet et al. 2004; Dandouras et al. 2005; Décréau et al. 2005).

Desde su apogeo inicial la nave espacial IMAGE (Burch 2000) proporciona una excelente plataforma para observar de forma remota la distribución azimutal del plasma de la plasmásfera con el instrumento para EUV. Diseñado para detectar la luz del ultra violeta extremo de origen solar a 30.4nm dispersada por el He⁺ térmico, el instrumento para EUV proporcionó las primeras imágenes globales de la plasmásfera. Las imágenes EUV fueron capaces de seguir repetidamente la dinámica plasmásferica desde el inicio de una tormenta, la erosión, la recuperación y el rellenado. Uno de los primeros resultados llevó a un refinamiento del lenguaje descriptivo para las estructuras plasmásfericas, las cuales están presentadas en la Figura 2.2. Las seis imágenes por el instrumento para EUV proporcionan ejemplos de plumas, muescas, hombros, dedos, canales y almenas. Las sombras y auroras no son características de la plasmásfera, pero están rutinariamente presentes en las imágenes.

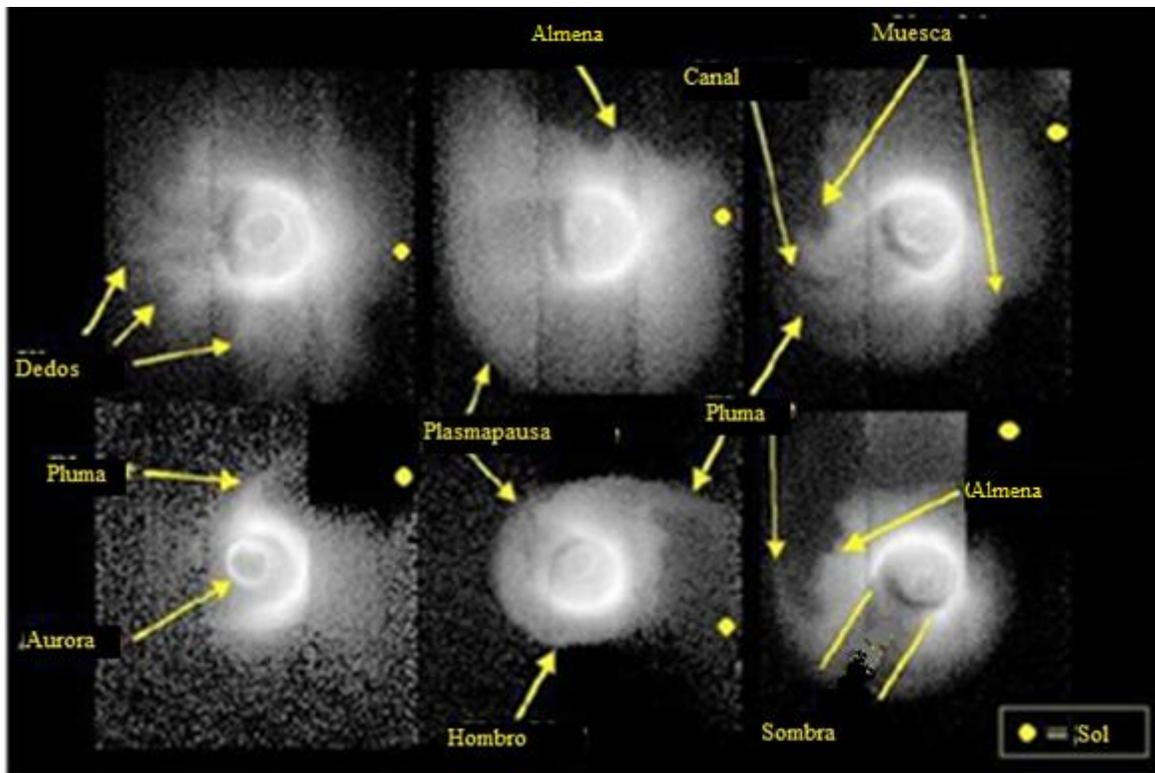


Figura 2.2. Estructuras Observadas por el instrumento para EUV a bordo del IMAGE y una nueva nomenclatura morfológica: ejemplos de hombros, plumas, dedos, canales, crenulaciones y muescas. La dirección del sol es mostrada como un punto amarillo para cada imagen (adaptada de <http://image.gsfc.nasa.gov/poetry/discoveries/N47big.jpg>)

Muescas. Las muescas son las zonas de vacío profundo y radial en la plasmasfera externa. Estos elementos pueden extenderse sobre 2 RT en distancia radial y 3 horas en MLT de ancho en el plano ecuatorial magnético. Algunas muescas desarrollan una densa pluma interior de plasma produciendo una forma característica parecida a una M o una W (Gallagher et al., 2005).

El largo tiempo de vida de algunas muescas (por arriba de las 60 horas) observado por el IMAGE sugiere la sub corrotación de estos elementos: Sandel et al. (2003) reporto que las muescas fueron observadas rotando en un índice promedio del 88% de la corrotación; Gallagher et al. (2005) encontraron un promedio de 90% de corrotación con un rango desde 44% a casi 100% de la corrotación. El índice de rotación individual de las muescas puede variar durante su tiempo de vida. Esta sub corrotación ha sido explicada por Burch et al. (2004) como el resultado del retraso en la corrotación en la alta ionosfera. Este retraso, como ellos explican, es el resultado de la perturbación dínamo, es decir, durante periodos de tormenta la ionosfera auroral es calentada por la precipitación de partículas y calentamiento de Joule (es el proceso en el cual el paso de una corriente eléctrica a través de un conductor libera calor). El calentamiento produce vientos hacia el ecuador

los cuales son desviados hacia el oeste por la fuerza Coriolis produciendo un retraso en la corrotación de la Tierra en esas regiones.

Hombros. Los hombros plasmaféricos son cambios abruptos en la localización radial de la plasmapausa con respecto a la hora local magnética (en inglés, Magnetic Local Time, MLT). Pierrard y Lemaire (2004) modelaron la formación de un hombro basada en cambios temporales en el campo eléctrico de convección, específicamente con una disminución en el índice Kp llevando a una expansión hacia fuera de la plasmapausa en el sector post-media noche. Pierrard y Cabrera (2005), comparando simulaciones con observaciones del IMAGE encontraron que la formación de los hombros precede una marcada disminución en el índice Kp por una o dos horas. Goldstein et al (2002) examinó esta estructura observada y sugirió que esta resulta por el cambio de orientación del CMI hacia el norte. Dos cambios repentinos hacia el norte resultarían en un campo eléctrico opuesto al campo eléctrico de convección. Este provoca un retraso en la respuesta del plasma al cambio en el campo convectivo. Este campo eléctrico opuesto produce convección en dirección contraria, es decir, alejándose del Sol. Las simulaciones de Goldstein indicaron una contribución resultante de plasma en forma de vórtice para la formación de un bulto donde el hombro fue observado.

Pluma. La pluma plasmaférica no es más que una estructura que sobresale de la plasmasfera causada por la rotación de la Tierra y el material arrojado por la convección debido a la erosión.

Dedos. Son áreas largas y delgadas alrededor de las cuales hay densidades más bajas de plasma resultando en una forma parecida a un dedo.

Canales. Son formados cuando las plumas se envuelven alrededor del cuerpo principal de la plasmasfera durante condiciones tranquilas después de una tormenta. Estas tienen una apariencia de regiones de baja densidad azimutalmente estrecha.

Almenas. Son puntas agudas de alta densidad de plasma frecuentemente cercanas al borde de la plasmasfera, que aparecen durante una tormenta y son vistas entre el lado amanecer y el borde más hacia el oeste de una pluma.

Sombra. La sombra mostrada en la imagen no representa una estructura de la plasmasfera. Es más bien la sombra detectada por la cámara del IMAGE debido a que esa parte no es iluminada por la luz del Sol.

2.4 FORMACIÓN DE LA PLASMASFERA

La parte más alta de la atmósfera de nuestro planeta está expuesta a la luz ultravioleta del Sol y es ionizada liberando electrones de las partículas neutras atmosféricas. El resultado es partículas eléctricamente cargadas positivas y negativas, este gas eléctricamente cargado se comporta muy diferente de lo que sería si fuera neutro. El movimiento de este plasma es guiado

por el campo magnético de la Tierra. Se acumula alrededor de la Tierra hasta que hay un balance de presión desde abajo en la atmosfera de la Tierra y desde arriba por el empuje inducido por el viento solar donde las densidades de plasma aumentan a decenas de partículas por cm^3 .

Sin embargo, recordemos que al mismo tiempo, la Tierra también está rotando. Su movimiento afecta el movimiento del plasma. Cerca de la Tierra, el movimiento del plasma sigue las trayectorias de deriva circulares de la Tierra, corrotando con ella. A medida que la distancia desde la Tierra se incrementa estas trayectorias de deriva ya no rodean la Tierra. En cambio, apuntan a diferentes direcciones dependiendo de las fuerzas que actúen sobre el plasma

Estas regiones con deriva de plasma hacia direcciones distintas no pueden acumular plasmas de la ionosfera por mucho tiempo, de esta manera las densidades alcanzadas no son tan altas como aquellas cercanas a la Tierra.

El cuerpo principal de la plasmasfera es una región parecida a un toroide rodeando a la Tierra donde el plasma ionosférico se acumula en grandes densidades. El plasma puede también acumularse a altas densidades más lejos, dependiendo del clima espacial.

Composición

Las partículas más abundantes en la plasmasfera son iones de Hidrogeno (H^+). Un estudio estadístico tomando los datos en un intervalo de un año mostraron que el He^+ es el segundo ion más abundante en la plasmasfera, y que su concentración relativa varia en un rango de $R = N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+) = 1\%$ a más de 50% (donde R la razón o índice y N es la densidad de número), con los valores más frecuentes de 2% y 6% (Farrugia et al., 1988, 1989).

Los valores altos en este índice R, como lo explica el modelo FLIP de Richards y Torr (1985), son debidos al alto nivel de actividad solar en 1981 durante las mediciones de la misión Dynamics Explorer (DE). Es decir, durante los años de máximo solar, la radiación UV es aumentada y más fotoelectrones son producidos.

Newberry et al. (1989) argumentaron que los altos valores del índice He^+/H^+ pueden ser obtenidos por la incorporación de calentamiento plasmásférico.

Los iones doblemente cargados He^{++} han sido reportados por Young et al. (1977). Con el espectrómetro de masa de DE-1/RIMS fueron identificados los iones de N^+ y N^{++} en la plasmasfera además de los iones O^+ y O^{++} . La densidad de número de N^+ son 1000 veces más pequeño que el de iones de O^+ y la densidad de número de N^+ es 100 veces más pequeño que el de O^{++} (Chappel, 1982). El índice de $N(\text{O}^{++})/N(\text{O}^+)$ ocasionalmente tiende a la unidad en la plasmasfera (Hoffman et al., 1974; Young et al., 1977; Geiss., et al 1978; Horwitz, 1981; Farrugia et al., 1989).

Diferentes mecanismos han sido propuestos para la formación de los iones pesados en el exterior de la plasmasfera. Uno de ellos es el expuesto por Horwitz et al., (1986b) mediante el calentamiento de iones ionosféricos mostrado en la Figura 2.3. Los electrones del exterior de la plasmasfera interactúan con las partículas más energéticas del anillo de corriente ya sea a través de las colisiones de Coulomb o a través de interacciones onda – partícula. La conducción de calor, por medio de estos electrones, desde el exterior de la plasmasfera a la parte superior de la ionosfera es responsable del calentamiento de iones y electrones ionosféricos, teniendo como consecuencia

su expansión, y así hay densidades más grandes a altitudes elevadas, es decir, en la plasmasfera. Esto podría explicar los máximos en la densidad de iones O^+ y O^{++} vistos en la Figura 2.4 a grandes valores de L, es decir, cerca de la plasmapausa (Roberts et al., 1987; Horwitz, Comfort y Chappell, 1990).

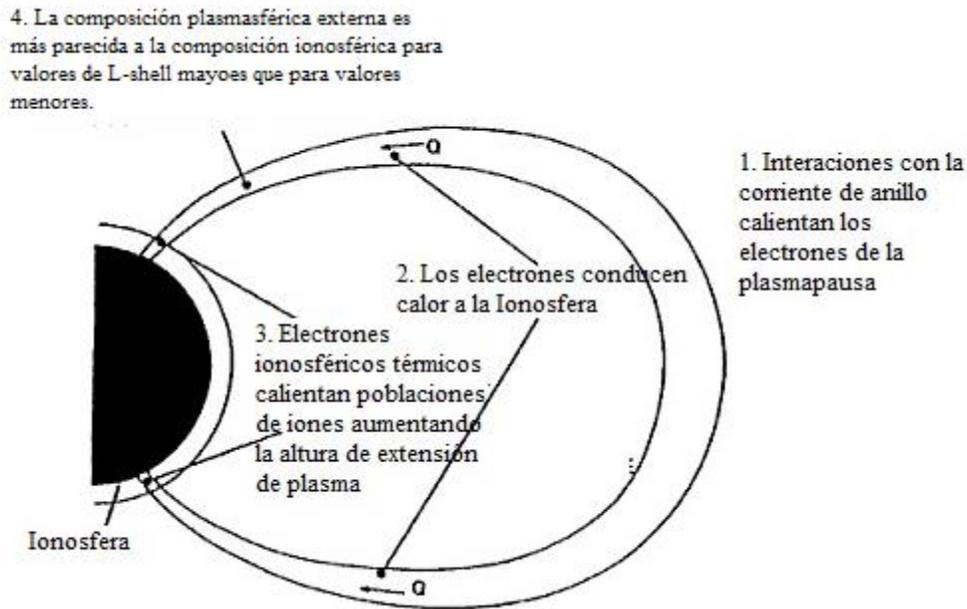


Figura 2.4. Ilustración esquemática de una serie de mecanismos resultando en el aumento de iones O^+ y O^{++} en las plasmasfera exterior (adaptada de Horwitz et al., 1986b y Lemaire y Gringauz, 1998).

El segundo mecanismo para la aceleración de iones pesados desde la ionosfera en la plasmasfera exterior es a través de difusión térmica, la cual resulta del gradiente de temperatura alineada con el campo establecido en un plasma de H^+ dominado por una fuente de calor ecuatorial. Este mecanismo fue discutido por Geiss y Young (1981) en un intento de explicar que $N(O^{++})/N(O^+)$ es más grande en la plasmasfera que en la parte superior de la ionosfera.

Los resultados ilustrados en la Figura 2.4 muestran que el calentamiento del plasma plasmasférico e ionosférico crea el aumento en la densidad de iones pesados a través de la expansión de los iones, mostrado en la parte (b) de la figura para la ionosfera y en la parte (a) para la plasmasfera.

Singh y Horwitz (1992) sugirieron que la acumulación de O^{++} podría ser examinada y comparada con la de los iones de O^+ durante los eventos de relleno. De hecho, debido a la difusión térmica de O^{++} en un fondo de iones de O^+ , el primero debería acumularse más rápidamente en la plasmasfera que el último (Young et al., 1977; Geiss y Young, 1981).

La composición de iones O^{++} , O^+ , H^+ , He^+ , N^+ en las grandes altitudes de la ionósfera y sus cambios durante las tormentas magnéticas han sido también examinadas por Förster et al., (1992), Boskova et al. (1993a, b) y Smilauer et al. (1996) basado en los satélites ACTINUVY cerca de la zona polar.

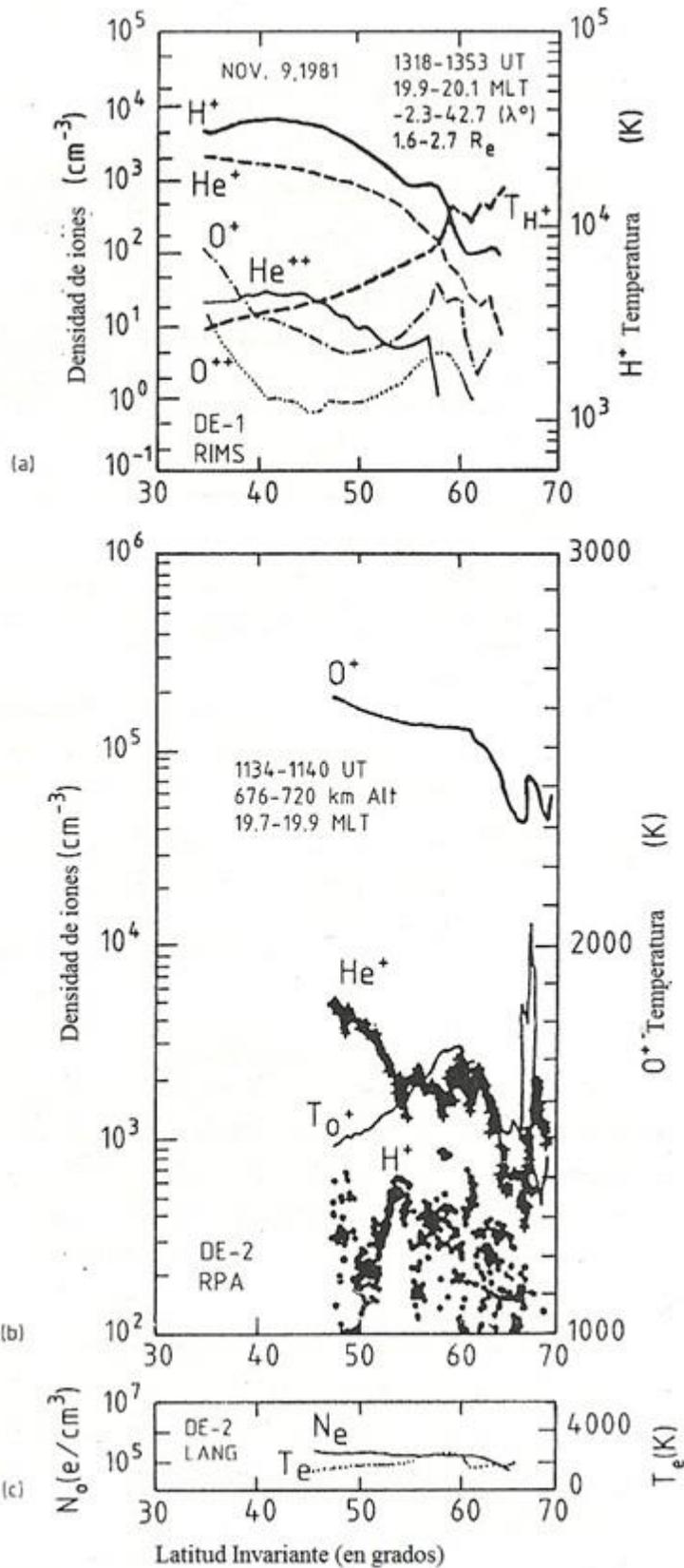


Figura 2.5. (a) Densidades de iones plasmasféricos junto con la temperatura de H^+ contra la latitud invariante en el sector atardecer-noche.

(b) Temperatura de O^+ y densidades de iones a altitudes bajas medidas simultáneamente en el mismo sector de hora local.

(c) Temperatura y densidad de electrones por la sonda Langmuir a bordo del DE-2 (adaptada de Horwitz et al., 1990 y Lemaire & Gringauz, 1998).

2.5 DINÁMICA DE LA PLASMASFERA

2.5.1 DINÁMICA BÁSICA

Hay dos principales fuerzas externas que impulsan el movimiento del plasma frío dentro de la magnetosfera. La primera es debido a la rotación diaria de la Tierra y la segunda es debido a la energía cinética del viento solar.

Las partículas atmosféricas neutras rotan con la Tierra como resultado de arrastre por fricción (el arrastre o empuje que sufren por los gases en la atmósfera), y así la ionósfera es también forzada a corrotar debido a frecuentes colisiones entre iones, electrones y partículas neutras. Esta condición es válida en las latitudes de la ionosfera bajas y medianas (Hines, 1961).

La corrotación del plasma y los tubos de flujo magnéticos, para un observador no rotante es equivalente a un campo eléctrico E_{cor} :

$$E_{cor} = -(\Omega_T \times r) \times B.$$

Donde Ω_T es la velocidad angular de la Tierra, r vector de posición y B es el campo magnético Terrestre. Usando la simplificación al suponer que el campo magnético Terrestre es dipolar y su eje coincide con el eje de rotación, en el plano ecuatorial E_{cor} está dirigido hacia el centro de la Tierra como se muestra en la Figura 2.5.

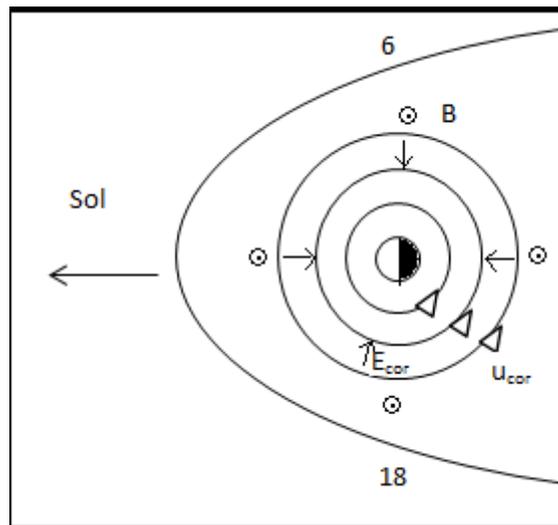


Figura 2.6. Campo eléctrico asociado a la corrotación. El Sol está a la izquierda, el campo magnético Terrestre (B) sale del papel, u_{cor} es la velocidad de corrotación.

El segundo controlador principal del movimiento de plasma en la magnetósfera es el viento solar. La interacción del viento solar con la magnetosfera terrestre genera un campo eléctrico convectivo ($v \times B$) en un marco de referencia estático como lo es la Tierra. Este campo eléctrico está orientado de amanecer a atardecer en el interior de la magnetósfera y junto con el campo geomagnético causa que las partículas cargadas en la magnetosfera terrestre deriven en dirección hacia el sol a bajas latitudes magnéticas.

La interacción con el viento solar permite también dos fenómenos presentes en la magnetosfera: “Interacción viscosa” y reconexión magnética. La “interacción viscosa” fue propuesta por Axford y Hines (1961) como un mecanismo en el cual el momento del plasma de la magnetofunda es transmitido a través de la magnetopausa mediante ondas y difusión creando una difusión efectiva. El plasma cerca del plano ecuatorial el cual está justo dentro de la magnetopausa, también llamada capa frontera ecuatorial, se mantiene en movimiento en dirección contraria al Sol debido a esta “interacción viscosa”. Un flujo de regreso hacia el Sol ocurre en las líneas de campo magnético en la magnetocola y es impulsado por el campo eléctrico convectivo.

El concepto de reconexión magnética fue estudiado desde los años 1940, cuando se propuso por primera vez como el mecanismo que rompe la condición de confinamiento del campo magnético (confinado al movimiento del plasma) y causa calentamiento y aceleración del plasma. En el caso donde la reconexión magnética ocurre en la magnetosfera terrestre se ha denominado como Reconexión de la Magnetopausa en el lado Día (RMD) y es una de las causas de la convección magnetosférica interna y esta a su vez es parte de la dinámica básica de la plasmasfera.

2.5.2 RECONEXIÓN DE LA MAGNETOPAUSA EN EL LADO DÍA (RMD)

La reconexión de la magnetopausa en el lado día ocurre (como se muestra en la Figura 2.6) cuando una línea de campo del CMI dirigida hacia el sur (etiquetadas con 1) encuentra una línea de campo terrestre dirigida hacia el norte (etiquetada con a) en la magnetopausa ecuatorial, se reconectan en el ecuador en la región de difusión (marcada con un cuadrado). Estas dos líneas de campo se dividen en dos líneas abiertas (etiquetadas con 2), cada una de las cuales tiene un extremo sobre la Tierra y otro se extiende fuera en el viento solar. El viento solar transporta estas líneas de campo magnético fusionadas a través del casco polar y hasta la magnetocola (etiquetadas desde 3 hasta 6). A una distancia de ~ 100 a $200 R_T$ en la magnetocola, vuelve a haber una reconexión de líneas de campo en una pequeña región de difusión (etiquetada con 7). Debido a la tensión magnética y gradientes de presión, la línea de campo extendida en la cola comienza a moverse al rotar la Tierra (etiquetada con 8-9), y esta línea de campo vuelve al frente de la magnetosfera. El flujo de retorno hacia el Sol es conocido como convección magnetosférica (Dungey, 1961). Durante periodos de perturbación magnética, la convección de plasma hacia el Sol juega un papel crucial en la dinámica de la plasmasfera.

Asociado con esta convección hacia el Sol está un campo eléctrico que va del amanecer al atardecer, con magnitud dada por el producto de la velocidad del viento solar (V_{SW}) y la componente Z del CMI ($B_{Z\ CMI}$). La influencia primaria parece ser la polaridad del $B_{Z\ CMI}$, la cual actúa como un interruptor para el aumento de la convección preendiéndolo para $B_{Z\ CMI} < 0$ y apagándolo para $B_{Z\ CMI} > 0$. Es importante decir que la convección está siempre presente, solo que cuando se da la RMD la convección aumenta.

Estudios de Bruce T. Tsurutani y W. D. Gonzalez(1995) mostraron que la inyección de energía debido a la “interacción viscosa” es de 100 a 30 veces menos eficiente que la inyección por RMD.

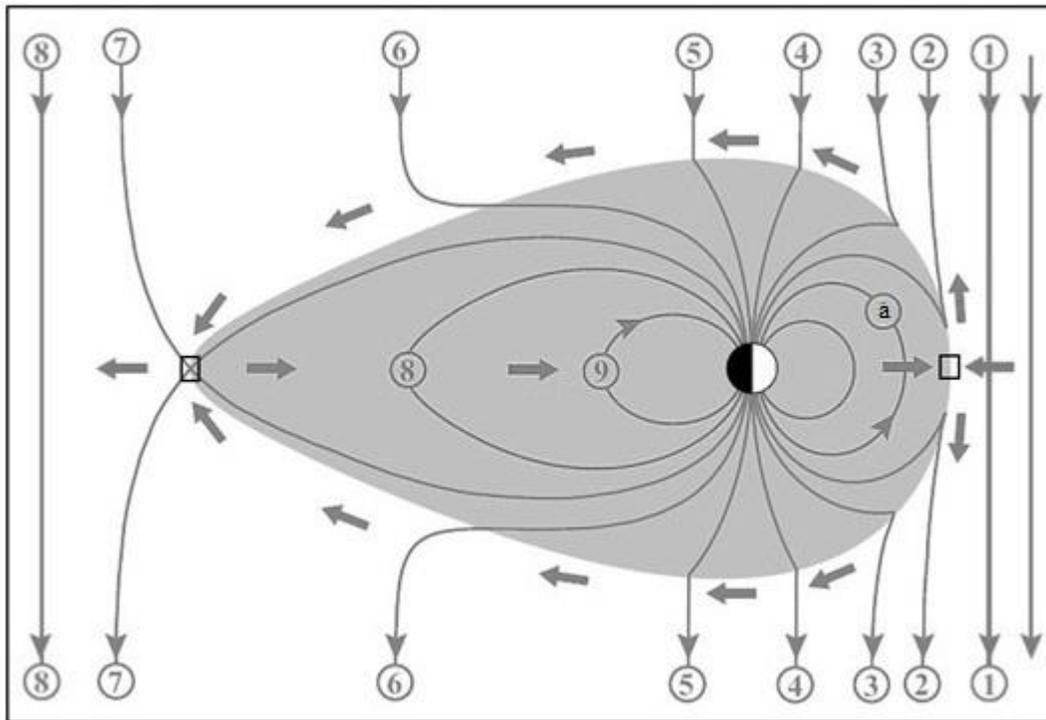


Figura 2.7. Diagrama esquemático de la DMR y de la convección magnetosférica (adaptada de Baumjohann y Treumann, 1997).

En respuesta a los primeros reportes de los whistler sobre la forma global de la plasmasfera y sus variaciones con la actividad magnética, Nishida (1966) y Brice (1967) propusieron un modelo de estado estacionario el cual expone la formación de la plasmopausa en términos de la interacción entre la corrotación y la convección de flujos en el interior de la magnetósfera. Este modelo definió el estado estacionario de la plasmopausa como la línea equipotencial más cercana a la tierra resultado de la combinación de los dos campos (corrotación y convección). Este primer modelo fue después modificado para tener en cuenta la naturaleza no estacionaria de la convección, además proporciona información importante del por qué la región exterior de la plasmasfera es baja en

densidad y por qué la plasmasfera debería disminuir en su tamaño total durante periodos de alta actividad magnética.

2.5.3 CICLO DE EROSIÓN-RELLENADO

EROSIÓN

En el interior de la magnetósfera, la plasmasfera actúa como un depósito masivo de plasma ionosférico. En un ciclo diurno, la iluminación solar sobre el lado de día de la Tierra resulta en un transporte hacia afuera de material ionosférico que llena los tubos de flujo (tubos formados con las líneas de campo magnético) de la plasmasfera (e.g. Park, 1970; Chappell et al., 1971; Galvan et al., 2008). En el lado nocturno de la Tierra, la ionosfera rápidamente se recombina, y un flujo hacia las partes bajas de la plasmasfera actúa para mantener parcialmente la ionosfera nocturna (Park, 1970; Galvan et al., 2008).

El plasma experimenta fuerza gravitacional y centrífuga. Esta última se produce debido a la corrotación. La fuerza gravitacional decrece con la altitud y hay un límite en el cual la fuerza centrífuga esta balanceada con la fuerza gravitacional. El límite es llamado Superficie de Fuerza Paralela Cero (SFPC). Más allá de la SFPC cualquier fuerza externa actuando sobre el plasma será dirigida lejos de la Tierra (Lemaire, 1987). Durante actividad geomagnética intensa el campo eléctrico de convección se intensifica conduciendo al aumento del efecto centrífugo y en consecuencia bloques de plasma pueden ser separados en el sector nocturno debido al desarrollo de inestabilidad de intercambio de plasma (una inestabilidad de intercambio ocurre cuando dos tipos de fluidos son afectados por una fuerza externa de tal manera que el fluido más “pesado” empuja contra el fluido más “ligero”, en este caso esa fuerza es la gravitacional. En el capítulo 3 se desarrollara más este concepto), consecuentemente la región externa de la plasmasfera es erosionada. La plasmasfera desarrolla un gradiente de densidad excesivo, es decir, la plasmapausa se marca más y el material erosionado forma una pluma (y las demás estructuras) en el sector de la tarde (Figura 2.7). Poco después es transportado en dirección hacia el Sol y es regularmente observado cerca de la frontera de la magnetopausa en el lado diurno (Freeman, 1969; Carpenter et al. 1993; Chen y Moore, 2006). Alcanzando la magnetopausa en el lado diurno, el material plasmásférico puede ser transportado sobre líneas de campo reconectadas sobre los cascos polares y hacia la magnetocola (Su et al. 2001a,b). No está claro que porción del material plasmásférico se pierde y que otra porción va hacia la hoja de plasma y es recirculado al interior de la magnetosfera (Elphic et al. 1997, Borovsky et al. 1997). Mediciones de la densidad y composición de plasma en la hoja de corriente (e.g. Lennartsson y Shelley, 1986) sugieren que aunque alguna fracción de este material plasmásférico erosionado pueda unirse a la hoja de plasma, la gran mayoría de este es probablemente perdido en el viento solar después de que las líneas de campo se reconectan en la lejana magnetocola.

Después de la reducción de la perturbación, el campo eléctrico de convección se recupera y la plasmasfera inicia su relleno con plasma ionosférico.

RELLENADO

El concepto de relleno de la plasmasfera fue introducido por Nishida (1966). El propuso que dentro de la plasmopausa, los tubos de flujo co-rotan con la Tierra bajo la influencia del campo eléctrico de corrotación de la Tierra y los tubos de flujo fuera de la plasmopausa están dominados por el efecto del campo eléctrico de convección e intersectados por la magnetopausa del lado día. Cuando intersectan la magnetopausa los tubos de flujo se abren y vierten su plasma en el espacio interplanetario y por lo tanto la densidad de plasma en estos tubos de flujo llega a ser bastante menor comparada a los tubos de flujo dentro de la plasmasfera. Cuando la intensidad de la convección decrece a su nivel anterior (antes de la erosión), la región de los tubos de flujo de corrotación es expandida más allá de la "plasmopausa original" y la región externa de los tubos de flujo, reducida pero nuevamente co-rotante, experimenta los procesos de relleno por plasma ionosférico (Figura 2.7). Los procesos de relleno continúan hasta que el flujo de plasma alcanza el equilibrio difusivo antes de la intersección con la magnetopausa. El equilibrio difusivo es raramente alcanzado. Durante la etapa previa al relleno, la densidad de plasma en el tubo de flujo es bastante baja y el plasma fluye desde la parte superior de la ionosfera desde ambos hemisferios. El flujo de plasma se supone que es inicialmente supersónico (Banks et al., 1971; Grebowsky, 1972; Chen y Wolf, 1972; Schulz y Koons, 1972).

Los procesos del relleno de la plasmasfera fueron estudiados usando técnicas observacionales y teóricas. Fueron hechas observaciones directas durante el relleno por acumulaciones de densidad de plasma (Horwitz et al., 1984, 1986a; Sojka y Wrenn, 1985; Decreu et al., 1986), estructuras globales de la plasmasfera (Nagai et al., 1985; Gallagher et al., 1988; Farrugia et al., 1989; Horwitz et al., 1990; Carpenter y Anderson, 1992) y flujo alineado con el campo en las regiones externas de la plasmasfera (Sojka et al., 1983; Chandler y Chappel, 1986; Olsen et al., 1982; Menietti et al., 1988).

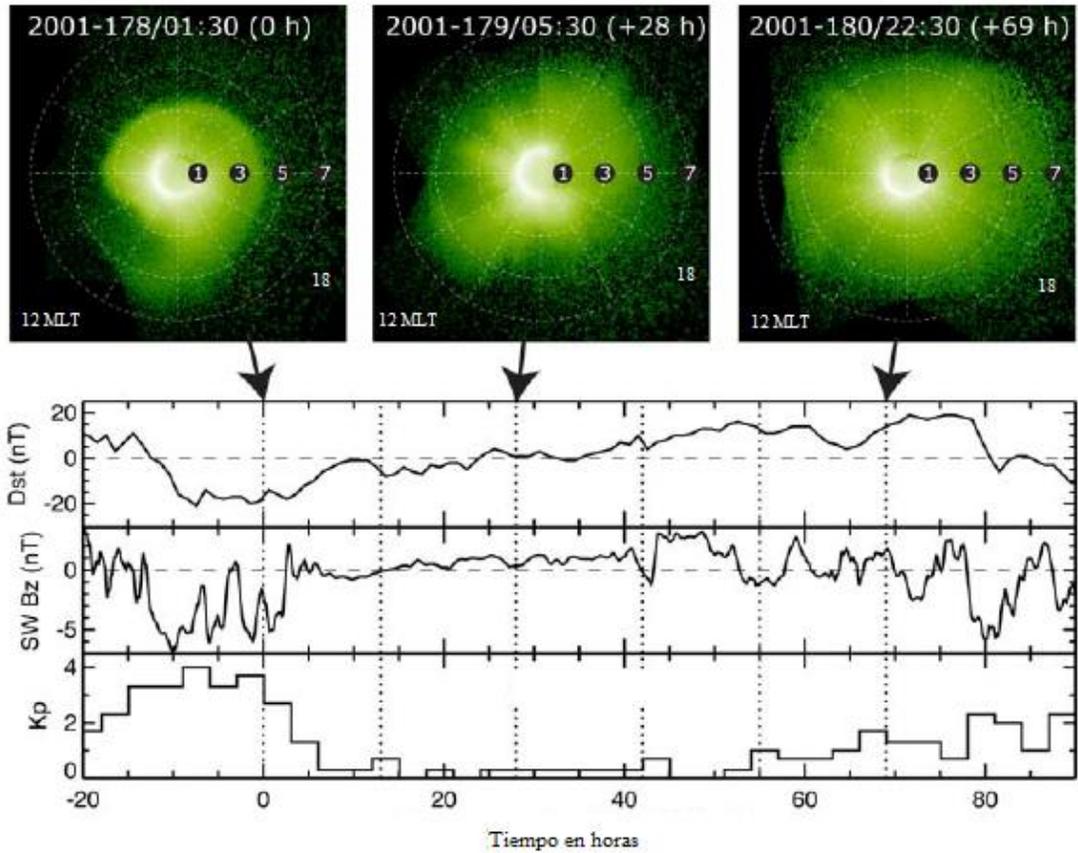


Figura 2.8. Imágenes EUV de la plasmasfera (panel superior) para un período de 3 días (27 – 29 de Junio de 2001) donde está presente una tormenta geomagnética. Desde la erosión (primera flecha de la izquierda), rellenado (flecha del medio) hasta la recuperación total de la plasmasfera (primera flecha de la derecha). Los círculos concéntricos en las imágenes están separados por $2 R_T$. El panel inferior muestra las condiciones geomagnéticas para los 3 eventos.

2.6 ESTRUCTURA TÉRMICA

El conjunto de datos sobre la temperatura de los iones y electrones en la plasmasfera es menor que el conjunto de datos de la densidad, esto se debe al hecho que las mediciones hechas con whithlers raramente se han usado para estimar la temperatura y variación del plasma.

Datos sobre la temperatura fueron obtenidos solo durante experimentos directos con satélites. La temperatura de los iones (denotada con T_i) en el plasma basado en los datos del cohete LUNIK-2 fue estimada primero por Gringauz et al. (1960b) siendo aproximadamente de 10^4 K. Para una imagen de la plasmasfera, la temperatura y el flujo de calor son componentes críticos y necesitan muchos estudios detallados.

En los años 70s, usando datos del Prognoz, la plasmasfera fue dividida en dos zonas, una zona interior (aproximadamente para valores mayores a $3R_T$) teniendo iones con temperatura menor a 8×10^3 K, y una zona externa más caliente, donde la temperatura cambia con bastante rapidez con el incremento de la distancia alejándose de la Tierra y puede alcanzar los 10^5 K. La temperatura de los electrones también se eleva con el aumento de L (Decreau et al., 1982). Los datos del GEO-I, ISEE-I y DE-I confirmaron la existencia de dos zonas térmicas en la plasmasfera (Gringauz y Bassolo, 1990). La temperatura de los iones en la plasmasfera fue estudiada a fondo basado en los datos del espectrómetro de masa de iones del RIMS/DE-I (Comfort, 1986). Análisis detallados mostraron que la estructura térmica en la plasmasfera está estrechamente vinculada a la estructura de densidad y tiene una influencia significativa sobre la composición del plasma (Comfort, 1986). Por ejemplo, la región de intensos gradientes de temperatura co-localizados con la región de intensos gradientes de densidad. Además, la observación de iones con temperatura alta en la plasmasfera podría no siempre ser explicada a través de los procesos de energización por fotoelectrones como se había creído. Las interacciones onda – partícula podrían ser una importante explicación de algunas de estas observaciones (Khazanov et al., 1996, 1997). Datos del EXOS D (Akebono) han sido usados sistemáticamente para estudiar la estructura térmica y la distribución de temperatura en la plasmasfera (Oyama y Abe, 1995; Oyama et al., 1996; Abe et al., 1997). Modelos para la temperatura de los iones y los electrones han sido desarrollados (Titheridge, 1998). Webb y Essex (2003) modificaron el modelo de Titheridge el cual solo era apropiado para la plasmasfera interior donde este modelo da incrementos de temperatura más grandes que los observados especialmente en el lado nocturno.

La temperatura de los iones plasmasféricos derivada de las mediciones anteriores mostró que ésta es más alta que los valores típicos de la región F de la ionosfera y ésta se eleva con el incremento de los valores de en la distancia radial (Moffett et al., 1992; Balan et al., 1996). La temperatura de los iones en promedio se eleva a lo largo del campo magnético a una tasa de 0.05-1.0 K/km, pero en el sector del amanecer el gradiente de temperatura alineado con el campo es observado solo en la región exterior ($L > 3$) (Comfort, 1986).

La temperatura de los iones en la parte exterior de la plasmasfera es menos estable, independiente de la hora local y dependiente de la distancia desde la plasmopausa. Además, la temperatura de los iones de H^+ , He^+ y O^+ son parecidas unas con otras (Kotova, 2008).

La variación de la temperatura de los protones en el lado nocturno de la plasmasfera durante perturbaciones magnéticas moderadas fue medida por el INTERBALL-2. La Figura 2.8 muestra la variación de temperatura de los protones durante el desarrollo de una pequeña tormenta magnética (Kotova et al., 2008). Las mediciones fueron hechas cada seis horas, midiendo simultáneamente la densidad y la temperatura. Variaciones de los índices K_p y Dst son mostradas. Las primeras dos distribuciones corresponden a una condición magnética tranquila. La tercera fue medida durante la etapa principal de la tormenta, la cual muestra una caída de temperatura y coincide con el valor mínimo del índice Dst . La cuarta corresponde a condiciones del índice Dst bajo (Kotova et al., 2008). Aquí se puede notar que cada paso de la nave espacial escaneó diferentes regiones de la plasmasfera debido a la rotación de la Tierra. No fue el mismo plasma que fue primero enfriado y después calentado. El aumento de la temperatura de los protones durante la etapa de recuperación de la tormenta magnética puede ser explicado considerando la interacción del plasma frío con las partículas energéticas de la corriente de anillo vía interacciones de onda - partícula o de Coulomb. Durante las tormentas magnéticas, las plumas son producidas de tal manera que se extienden hacia el Sol desde la plasmasfera principal en el sector medio día - atardecer (Goldstein y Sandel, 2005). Durante la etapa de recuperación, el plasma inyectado en la hoja de plasma crea una corriente de anillo (como ya se había mencionado en el capítulo 1) en el lado nocturno (Brandt et al., 2002). El máximo de la corriente de anillo migra hacia el oeste proporcionando un posible acoplamiento entre la plasmasfera y la corriente de anillo.

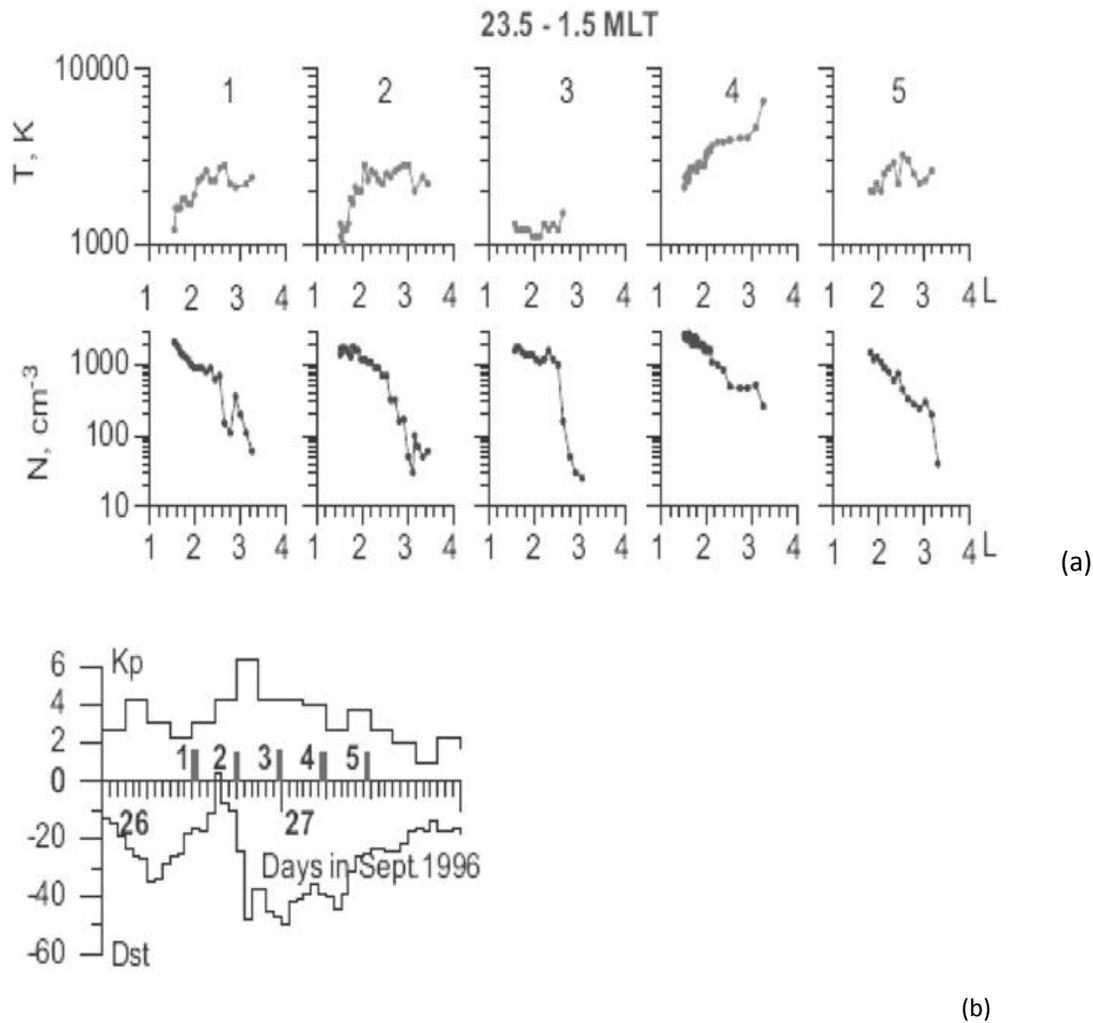


Figura 2.9. Ejemplo de la variación en la temperatura de los protones (arriba en la imagen a) y la densidad (abajo en la imagen a) durante una pequeña tormenta magnética desarrollada con 5 pases sucesivos del INTERBALL-2. En el panel inferior se muestran las variaciones de los índices Kp y Dst. Las columnas sobre el eje del tiempo marcan las mediciones hechas de la plasmasfera con su respectivo número (Adaptada de Kotova et al., 2008).

Durante la etapa principal de la tormenta, el acoplamiento de la corriente de anillo y la plasmasfera es mínima debido a la contracción de la corriente de anillo y la erosión de la plasmasfera. Así el calentamiento del plasma durante la etapa principal parece estar ausente. Incluso los fotoelectrones a $L > 3$ (distancia en unidades de radios terrestres) no pueden calentar el lado nocturno durante la tormenta (Khazanov et al., 1998). La temperatura más baja observada durante la etapa principal puede haber sido consecuencia de un mecanismo de enfriamiento. Las bajas temperaturas también pueden relacionarse a los flujos inversos desde la ionosfera a la plasmasfera pasada la tarde o la noche (Kotova et al., 2008),

REFERENCIAS

- 1) Abe, T., Balan, N., Oyama, K.-I., Bailey, G.J. Plasmasphere electron temperature—observations and theory. *Adv.SpaceRes.* 20, 401–405. (1997).
- 2) W. I. Axford and C. O. Hines. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *GEOPHYSICAL MONOGRAPH SERIES, VOL. 18, PP. 936-967.* (1974).
- 3) Baumjohann, W. and R. A. Treumann, *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, London, (1997).
- 4) Balan, N., Oyama, K.I., Bailey, G.J., Abe, T. Plasmasphere electron temperature studies using satellite observations and a theoretical model. *J. Geophys. Res.* 101, 15,323–15,330. doi:10.1029/96JA00823. (1996).
- 5) Banks, P.M., Nagy, A.F., Axford, W.I. Dynamical behavior of thermal protons in the mid-latitude ionosphere and magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 19, 1053. (1971).
- 6) J. E. Borovsky, J. E., M. F. Thomsen, and D. J. McComas, The superdense plasma sheet: Plasmaspheric origin, solar wind origin, or ionospheric origin?, *J. Geophys. Res.* (1997).
- 7) J. E. Borovsky, M.F. Thomsen, D.J. McComas, T.E. Cayton, D.J. Knipp, Magnetospheric dynamics and mass flow during the November 1993 storm. *J. Geophys. Res.* 103(A11), 26373–26394. (1998).
- 8) J. Boskova, F. Jiríček, J. Smilauer, P. Triska. VLF plasmaspheric emissions—‘wave’ signatures of inner magnetosphere boundaries. Geophysical Institute, Czech Academy of Sciences, 141 31 Prague, Czech Republic. (1993a).
- 9) J. Boskova, J.; Jiricek, F.; Smilauer, J.; Triska, P.; Afonin, V. V.; Istomin, V. G. Plasmaspheric refilling phenomena observed by the Intercosmos 24 satellite. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics (ISSN 0021-9169)*, vol. 55, no. 11-12, p. 1595-1603. (1993b).
- 10) Brandt, P.C., Mitchell, D.G., Ebihara, Y., Sandel, B.R., Roelof, E.C., Burch, J.L., Demajistre, R. Global IMAGE/HENA observations of the ring current: examples of rapid response to IMF and ring current plasmasphere interaction. *J. Geophys. Res.* 107, 1359. (2002).
- 11) Brice, N. M., Bulk motion in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 72, 5193. (1967).
- 12) J.L. Burch, IMAGE mission overview. *Space Sci. Rev.* 91(1–2), 1–14. (2000).
- 13) Burch, J., M. Schulz, and H. Spence (Eds.). *Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives From Imaging, Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 159, 293 pp., AGU, Washington, D. C., doi:10.1029/GM159. (2004).
- 14) D. L. Carpenter,, and R. L. Smith, Whistler measurements of electron density in the magnetosphere, *Rev. Geophys.*, 2(3), 415–441, doi:10.1029/RG002i003p00415. (1963a).
- 15) D. L. Carpenter, Whistler Evidence of a ‘Knee’ in the Magnetospheric Ionization Density Profile, *J. Geophys. Res.*, 68(6), 1675–1682, doi:10.1029/JZ068i006p01675. (1963b).
- 16) D.L. Carpenter, Whistler measurements of the equatorial profile of magnetospheric electron density, in *Progress in Radio Science 1960–1996, III, The Ionosphere*, ed. by G.M. Brown (Elsevier, Amsterdam, pp. 76–91, (1965).
- 17) D. L. Carpenter, Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 1. Temporal variations in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee. *J. Geophys. Res.* 71(3), 693– 709 (1966).
- 18) D.L. Carpenter, M.A. Spasojević, T.F. Bell, U.S. Inan, B.W. Reinisch, I.A. Galkin, R.F. Benson, J.L. Green, C.R. Chappell, C. R., R. C. Olsen, J. L. Green, J. F. E. Johnson, and J. H. Waite Jr. ,The discovery of nitrogen ions in the Earth's magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 9(9), 937–940, doi:10.1029/GL009i009p00937, (1982).
- 19) D.L. Carpenter, R.R. Anderson, An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 97(A2), 1097–1108 (1992).
- 20) D.L. Carpenter, B.L. Giles, C.R. Chappell, P.M.E. Décréau, R.R. Anderson, A.M. Persoon, A.J. Smith, Y. Corcuff, P. Canu, Plasmasphere dynamics in the duskside bulge region: A new look at an old topic. *J. Geophys. Res.* 98(A11), 19243–19271 (1993).
- 21) D.L. Carpenter, J. Lemaire, The plasmasphere boundary layer. *Ann. Geophys.* 22(12), 4291–4298 (2004).
- 22) Chandler, M.O.,Chappel,C.R. Observation on soft he flow of H+ and He+ along magnetic field lines in the plasmasphere.*J.Geophys.Res.*91,8847. (1986).

- 23) C.R. Chappell, K.K. Harris, G.W. Sharp, A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmopause as measured by OGO 5. *J. Geophys. Res.* 75(1), 50–56 (1970).
- 24) C.R. Chappell, C. R., K. K. Harris, and G. W. Sharp, The Dayside of the Plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, 76(31), 7632– A.J. Chen, R.A. Wolf, Effects on the plasmasphere of a time-varying convection electric field. *Planet. Space Sci.* 20(4), 483–509 (197).
- 25) C. R. Chappell, Olsen, R. C, Green, J. L, Johnson, J. F. E. & Waite, J. H, Jr.. The discovery of nitrogen ions in the Earth's magnetosphere. *Geophysical Research Letters*, 9, 937-40. (1982)
- 26) A.J. Chen, J.M. Grebowsky, Plasma Tail Interpretations of Pronounced Detached Plasma Regions Measured by Ogo 5. *J. Geophys. Res.* 79(25), 3851–3855 (1974).
- 27) A.J. Chen, Wolf, R.A. Effects on the plasmasphere of a time-varying convection electric field. *Planet. Space Sci.* 20, 483–509. (1972).
- 28) Chen, S. and Moore, T.E.. Magnetospheric convection and thermal ions in the dayside outer magnetosphere. *Journal of Geophysical Research* 111(A3): doi: 10.1029/2005JA011084. issn: 0148-0227. (2006)
- 29) Comfort, R.H. Plasmasphere thermal structure as measured by ISEE-1 and DE-1. *Adv. Space Res.* 6, 31–40. (1986).
- 30) Dandouras, V. Pierrard, J. Goldstein, C. Vallat, G.K. Parks, H. Rème, C. Goullart, F. Sevestre, M. Mc- Carthy, L.M. Kistler, B. Klecker, A. Korth, M.B. Bavassano-Cattaneo, P. Escoubet, A. Masson, Multipoint observations of ionic structures in the plasmasphere by CLUSTER-CIS and comparisons with IMAGE-EUV observations and with model simulations, in *Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives from Imaging*, ed. by J. Burch, M. Schulz, H. Spence. *Geophysical Monograph Series*, vol. 159 (American Geophysical Union, Washington, 2005), pp. 23–53. (2005).
- 31) F. Darrouzet, P.M.E. Décréau, J. De Keyser, A. Masson, D.L. Gallagher, O. Santolík, B.R. Sandel, J.G. Trotignon, J.L. Rauch, E. Le Guirriec, P. Canu, F. Sedgemore, M. André, J.F. Lemaire, Density structures inside the plasmasphere: Cluster observations. *Ann. Geophys.* 22(7), 2577–2585 (2004).
- 32) F. Darrouzet, J. De Keyser, V. Pierrard, *The Earth's Plasmasphere: A Cluster and Image Perspective.* Springer.(2009).
- 33) P.M.E. Décréau, Beghin, C., Parrot, M. Global characteristics of the cold plasma in the equatorial plasmopause region as deduced from the GEOS-1, mutual impedance probe. *J. Geophys. Res.* 87, 695–712. (1982).
- 34) P.M.E. Décréau, Carpenter, D., Chappell, C.R., Comfort, R.H., Green, J.L., Olsen, R.C., Waite Jr., J.H. Latitudinal plasma distribution in the dusk plasmaspheric bulge: refilling phase and quasi-equilibrium state. *J. Geophys. Res.* 91, 6929. (1986).
- 35) P.M.E. Décréau, P. Ferreau, V. Krasnosels'kikh, M. Lévêque, Ph. Martin, O. Randriamboarison, F.X. Sené, J.G. Trotignon, P. Canu, P.B. Mörgensen, Whisper Investigators, WHISPER, a resonance sounder and wave analyser: Performances and perspectives for the Cluster mission. *Space Sci. Rev.* 79(1–2), 157– 193 (1997).
- 36) P.M.E. Décréau, E. Le Guirriec, J.L. Rauch, J.G. Trotignon, P. Canu, F. Darrouzet, J. Lemaire, A. Masson, F. Sedgemore, M. André, Density irregularities in the plasmasphere boundary layer: Cluster observations in the dusk sector. *Adv. Space Res.* 36(10), 1964–1969 (2005).
- 37) J.W. Dungey, *The Physics of the Ionosphere*, Physical Society, London, pp. 229–236, (1955).
- 38) J.W. Dungey,, *Interplanetary magnetic field and auroral zones*, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, (1961).
- 39) Elphic, R. C., M. F. Thomsen, and J. E. Borovsky , *The fate of the outer plasmasphere*, *Geophys. Res. Lett.*, 24(4), 365–368, (1997).
- 40) C.P. Escoubet, C.T. Russell, R. Schmidt (eds.), *The Cluster and Phoenix Missions* (Kluwer Academic, Dordrecht). (1997).
- 41) Farrugia, C. J, Geiss, J., Balsiger, H., Young, D. T., Geos 1 observations of low-energy ions in the earth's plasmasphere: A study on composition, and temperature and density structure under quiet geomagnetic conditions, *Plenary Meeting, 27th, Symposium on Geospace Plasmas, 7th, Espoo, Finland, July 18-29, 1988* *Advances in Space Research (ISSN 0273-1177)*, vol. 8, no. 8, p. 25-33. (1988).
- 42) Farrugia, C. J., D. T. Young, J. Geiss, and H. Balsiger , *The Composition, Temperature, and Density Structure of Cold Ions in the Quiet Terrestrial Plasmasphere: GEOS 1 Results*, *J. Geophys. Res.*,94(A9), 11,865–11,891, doi:10.1029/JA094iA09p11865, (1989).

- 43) Foerster, M.; Jakowski, N.; Best, A.; Smilauer, J. Plasmaspheric response to the geomagnetic storm period March 20-23, 1990, observed by the ACTIVNY (MAGION-2) satellite. *Canadian Journal of Physics (ISSN 0008-4204)*, vol. 70, no. 7, p. 569-574. (1992).
- 44) Freeman, W. J. Physiologist 12: 229 Carpenter, D. L., B. L. Giles, C. R. Chappell, P. M. E. Decreau, R. R. Anderson, M. Persoon, A. J. Smith, Y. Corcuff, and P. Canu, Plasmasphere dynamics in the duskside bulge region: a new look at an old topic, *J. Geophys. Res.*, 98, 19243. (1969).
- 45) S.F. Fung, S.A. Boardsen, Small-scale field-aligned plasmaspheric density structures inferred from the Radio Plasma Imager on IMAGE. *J. Geophys. Res.* 107(A9), 1258 (2002).
- 46) Galvan, D.A., Moldwin, M.B., Sandel, B.R. Diurnal variation in plasmaspheric He⁺ inferred from extreme ultraviolet images. *J. Geophys. Res.* 113, A09216. (2008).
- 47) Gallagher, D.L., Craven, P.D., Comfort, R.H. An empirical model of the Earth's plasmasphere. *Adv. Space Res.* 8, 15. (1988).
- 48) D.L. Gallagher, M.L. Adrian, M.W. Liemohn, Origin and evolution of deep plasmaspheric notches. *J. Geophys. Res.* 110, A09201 (2005)
- 49) J. Geiss, H. Balsiger, P. Eberhardt, H. P. Walker, L. Weber, D. T. Young and H. Rosenbauer. Dynamics of magnetospheric ion Composition as observed by the GEOS mass spectrometer. From the issue entitled "Advances in Magnetospheric Physics with GEOS-1 and ISEE-1 and 2". (1978)
- 50) J. Geiss, and D. T. Young, Production and Transport of O⁺⁺ in the Ionosphere and Plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, 86(A6), 4739–4750, doi:10.1029/JA086iA06p04739, (1981).
- 51) J. Goldstein, R.W. Spiro, P.H. Reiff, R.A. Wolf, B.R. Sandel, J.W. Freeman, R.L. Lambour, IMF-driven overshielding electric field and the origin of the plasmaspheric shoulder of May 24, 2000. *Geophys. Res. Lett.* 29(16), 1819 (2002)
- 52) Goldstein, J., and B. R. Sandel, The global pattern of evolution of plasmaspheric drainage plumes, in *Inner Magnetosphere Interactions: New Perspectives from Imaging*, edited by J. L. Burch, M. Schulz, and H. Spence, p. 1, American Geophysical Union, Washington, D. C., doi:10.1029/159GM01. (2005).
- 53) J.M. Grebowsky, Model study of plasmopause motion. *J. Geophys. Res.* 75(22), 4329–4333 (1970).
- 54) J.M. Grebowsky, Model development of supersonic trough wind with shocks. *Planet. Space Sci.* 20, (1972).
- 55) K.I. Gringauz, V.G. Kurt, V.I. Moroz, I.S. Shklovsky, Results of observations of charged particles observed out to R = 100,000 km with the aid of charged-particle traps on Soviet space rockets. *Astronomicheskii Zhurnal* 37, 716–735 (1960).
- 56) K.I. Gringauz, V.V. Bezrukikh, V.D. Ozerov, R.E. Rybchinskii, The study of interplanetary ionized gas, highenergy electrons and corpuscular radiation of the Sun, employing three-electrode charged particle traps on the second Soviet space rocket. *Planet. Space Sci.* 9(3), 103–107 (1960b).
- 57) K.I. Gringauz, The structure of the ionized gas envelope of the Earth from direct measurements in the USSR of local charged particle concentrations. *Planet. Space Sci.* 11(3), 281–296 (1963).
- 58) K.I. Gringauz, V.S. Bassolo. Structure and properties of the Earth's plasma- sphere (a review). *Geomagn. Aeronom.* 30, 1–17. (1990).
- 59) Hines, C. O., Atmosphere, stand thou still!, *Physics in Canada*, 17, 14. (1961).
- 60) Horwitz, J. L. , ISEE 1 Observations of O⁺⁺ in the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 86(A11), 9225–9229, doi:10.1029/JA086iA11p09225, (1981).
- 61) Horwitz, J.L., Comfort, R.H., Chappell, C.R. Thermal ion composition measurements of the formation of the new outer plasmasphere and double plasmopause during storm recovery phase. *Geophys. Res. Lett.* 11, 701. (1984)
- 62) Horwitz, J.L., Brace, L.H., Comfort, R.H., Chappell, C.R. Dual-spacecraft measure- ments of plasmasphere-ionosphere coupling. *J. Geophys. Res.* 91 (11), 203. (1986a).
- 63) Horwitz, J. L., Comfort, R.H. & Chappell, C. R. Plasmasphere and plasmopause region characteristics as measured by DE-1. *Advances in Space Research*, 6(3), 21-9, (1986b).
- 64) Horwitz, J. L., R. H. Comfort, P. G. Richards, M. O. Chandler, C. R. Chappell, P. Anderson, W. B. Hanson, and L. H. Brace , Plasmasphere-Ionosphere Coupling, 2. Ion Composition Measurements at Plasmaspheric and Ionospheric Altitudes and Comparison with Modeling Results, *J. Geophys. Res.*, 95(A6), 7949–7959, doi:10.1029/JA095iA06p07949, (1990).

- 65) Horwitz, J.L., Comfort, R.H., Chappel, C.R. A statistical characterization of plasmasphere density structure and boundary locations. *J. Geophys. Res.* 95, 7937–7947. (1990).
- 66) Hoffman, J.H., Dodson, W.H. Light ion concentrations and fluxes during magnetically quiet times. *J. Geophys. Res.* 85, 626. (1974)
- 67) Khazanov, G.V., Moore, T.E., Krivorutsky, E.N. Lower hybrid turbulence and ponderomotive force effects in space plasmas subjected to large-amplitude low-frequency waves. *Geophys. Res. Lett.* 23, 797–800. (1996).
- 68) Khazanov, G.V., Liemohn, M.W., Kozyra, J.U., Moore, T.E. Inner magneto- spheric superthermal electron transport: photoelectron and plasma sheet electron sources. *J. Geophys. Res.* 103 (23), 485–23,501. (1997).
- 69) Kotova, G.A. The Earth’s plasmasphere: state of studies (a review). *Geomagn. Aeronom.* 47, 409–422. (2008).
- 70) Kotova, G.A., Bezrukikh, V.V., Verigin, M.I., Smilauer, J. New aspects in plasmaspheric ion temperature variations from INTERBALL 2 and MAGION 5 measurements. *J. Atmos. Sol.–Terr. Phys.* 70, 399–406. (2008).
- 71) R.L. Lambour, L.A. Weiss, R.C. Elphic, M.F. Thomsen, Global modeling of the plasmasphere following storm sudden commencements. *J. Geophys. Res.* 102(A11), 24351–24368 (1997).
- 72) M.J. LeDocq, D.A. Gurnett, R.R. Anderson, Electron Number Density Fluctuations near the Plasmopause Observed by the CRRES Spacecraft. *J. Geophys. Res.* 99(A12), 23661–23671 (1994).
- 73) J.F. Lemaire, The mechanisms of formation of the plasmopause. *Ann. Geophys.* 31, 175–190 (1975) .
- 74) J.F. Lemaire, The plasmopause formation. *Phys. Scr.* T18, 111–178. (1987).
- 75) J.F. Lemaire, The formation plasmaspheric tails. *Phys. Chem. Earth (C)* 25, 9–17 (2000).
- 76) J.F. Lemaire, K. I. Gringauz, The earth’s plasmasphere, Cambridge Univerity Press. (1998).
- 77) W. Liu, M. Fujimoto. *The Dynamic Magnetosphere.* (2011).
- 78) Lennartsson OW, Shelley EG Survey of 0.1-16 keV/e plasma sheet ion composition. *J Geophys Res* 91:3061–3076, (1986).
- 79) Menietti, J.H., Burch, J.L., Gallagher, D.L. Statistical study of ion flows in the dayside and nightside plasmasphere. *Planet. Space Sci.* 36, 693. (1988).
- 80) Moffett, R.J., Bailey, G.J., Jenkins, B. Effects of greatly increased O⁺ loss in the ionospheric F-region. *Planet. Space Sci.* 40, 631–1637. (1992).
- 81) M.B. Moldwin, M.F. Thomsen, S.J. Bame, D. McComas, G.D. Reeves, The fine-scale structure of the outer plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 100(A5), 8021–8029 (1995).
- 82) Moore, and M. Bouhram, Plasmaspheric material on high-latitude open field lines, *J. Geophys. Res.*, 106, 6085. (2001).
- 83) Nagai, T., Horwitz, J.L., Anderson, R.R., Chappell, C.R. Structure of the plasmopause from ISEE 1 low-energy ion and plasma wave observations. *J. Geophys. Res.* 90, 6622. (1985).
- 84) Newberry, I. T., R. H. Comfort, P. G. Richards, and C. R. Chappell. Thermal He⁺ in the Plasmasphere: Comparison of Observations with Numerical Calculations, *J. Geophys. Res.*, 94(A11), 15,265–15,276, doi:10.1029/JA094iA11p15265. (1989).
- 85) Nishida, A., Formation of the plasmopause, or magnetospheric plasma knee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, 71, 5669. (1966).
- 86) D.M. Ober, J.L. Horwitz, M.F. Thomsen, R.C. Elphic, D.J. McComas, R.D. Belian, M.B. Moldwin, Premidnight plasmaspheric “plumes”. *J. Geophys. Res.* 102(A6), 11325–11334 (1997)
- 87) Okuzawa, T., Choi, T., Choi, Y. Electron temperature distribution in the inner plasmasphere I (mid- and low latitudes). *Adv. Space Res.* 17, 185–188. (1996).
- 88) Olsen, R. C. (1982), The Hidden Ion Population of the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 87(A5), 3481–3488, doi:10.1029/JA087iA05p03481.
- 89) Oyama, K.-I., Abe, T. Morphology of electron temperature in the high latitude plasmasphere. *Adv. Space Res.* 16, 85–93. (1995)
- 90) Oyama, K.-I.; Abe, T.; Sakaide, Y.; Kutiev, I.; Okuzawa, T.; Choi, T.; Choi, Y. Electron temperature distribution in the inner plasmasphere I (mid and low latitudes). *Advances in Space Research*, Volume 17, Issue 10, p. 185-188. (1996).
- 91) Park, C. G. , Whistler Observations of the Interchange of Ionization between the Ionosphere and the Protonosphere, *J. Geophys. Res.*, 75(22), 4249–4260, doi:10.1029/JA075i022p04249. (1970).

- 92) V. Pierrard, J.F. Lemaire, Development of shoulders and plumes in the frame of the interchange instability mechanism for plasmopause formation. *Geophys. Res. Lett.* 31, L05809 (2004)
- 93) V. Pierrard, J. Cabrera, Comparisons between EUV/IMAGE observations and numerical simulations of the plasmopause formation. *Ann. Geophys.* 23(7), 2635–2646 (2005)
- 94) Raffanti, D.D. Allred, R.S. Turley, D.L. Gallagher, The extreme ultraviolet imager investigation for the IMAGE mission. *Space Sci. Rev.* 91(1–2), 197–242 (2000).
- 95) B.W. Reinisch, D.M. Haines, K. Bibl, G. Cheney, I.A. Galkin, X. Huang, S.H. Myers, G.S. Sales, R.F. Benson, S.F. Fung, J.L. Green, S. Boardsen, W.W.L. Taylor, J.L. Bougeret, R. Manning, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, D.L. Carpenter, D.L. Gallagher, P. Reiff, The Radio Plasma Imager Investigation on the IMAGE Spacecraft. *Space Sci. Rev.* 91(1–2), 319–359 (2000).
- 96) Richards, P. G., and D. G. Torr, Seasonal, Diurnal, and Solar Cyclical Variations of the Limiting H⁺ Flux in the Earth's Topside Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 90(A6), 5261–5268, doi:10.1029/JA090iA06p05261, (1985).
- 97) Roberts, W. T., Jr., J. L. Horwitz, R. H. Comfort, C. R. Chappell, J. H. Waite Jr., and J. L. Green, Heavy Ion Density Enhancements in the Outer Plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, 92(A12), 13,499–13,512, doi:10.1029/JA092iA12p13499, (1987).
- 98) B.R. Sandel, A. L. Broadfoot, C. C. Curtis, R. A. King, T. C. Stone, R. H. Hill, J. Chen, O. H.W. Siegmund, R. Raffanti, D. D. Allred, R. S. Turley, and D. L. Gallagher, The Extreme Ultraviolet Imager investigation for the IMAGE mission, *Space Sci. Rev.*, 91(1/2), 197–242. (2000).
- 99) B.R. Sandel, R.A. King, W.T. Forrester, D.L. Gallagher, A.L. Broadfoot, C.C. Curtis, Initial results from the IMAGE extreme ultraviolet imager. *Geophys. Res. Lett.* 28(8), 1439–1442 (2001).
- 100) B.R. Sandel, J. Goldstein, D.L. Gallagher, M. Spasojević, Extreme ultraviolet imager observations of the structure and dynamics of the plasmasphere. *Space Sci. Rev.* 109(1–4), 25–46 (2003).
- 101) Santolík, O., J. Chum, M. Parrot, D. A. Gurnett, J. S. Pickett, and N. Cornilleau-Wehrliin. Propagation of whistler mode chorus to low altitudes: Spacecraft observations of structured ELF hiss, *J. Geophys. Res.*, 111, A10208, doi:10.1029/2005JA011462. (2006).
- 102) Schulz, M., Koons, H.C. Thermalization of colliding ion streams beyond the plasmopause. *J. Geophys. Res.* 77, 248. (1972).
- 103) Singh, N., and J. L. Horwitz, Plasmasphere Refilling: Recent Observations and Modeling, *J. Geophys. Res.*, 97(A2), 1049–1079, doi:10.1029/91JA02602, (1992).
- 104) [A.K. Singh](#); [R.P. Singh](#); Devendraa Singh. State studies of Earth's plasmasphere: A review *Planetary and Space Science*, 59 (9), pg. 810-834. (2001).
- 105) [J. Šmilauer](#); [V. Truhlík](#); [J. Bošková](#); [P. Tríska](#); [J. Schultchishin](#). Observations of thermal O⁺⁺ ions in the outer ionosphere. *Advances in Space Research*, 17 (10), pg. (10)135-(10)140. (1996).
- 106) R.W. Spiro, M. Harel, R.A. Wolf, P.H. Reiff, Quantitative simulation of a magnetospheric substorm. 3. Plasmaspheric electric fields and evolution of the plasmopause. *J. Geophys. Res.* 86(A4), 2261–2272. (1981).
- 107) Sojka, J.J., Schunk, R.W., Johnson, J.F.E., Waite Jr., J.H., Chappell, C.R., 1983. Characteristics of thermal and suprathermal ions associated with the dayside plasma trough as measured by the Dynamics Explorer retarding ion mass spectrometer. *J. Geophys. Res.* 88, 7895. (1983).
- 108) Sojka, J.J., Wrenn, O.L. Refilling of geosynchronous flux tubes as observed at the equator by GEOS 2. *J. Geophys. Res.* 90, 6379. (1985).
- 109) L.R.O. Storey, An investigation of whistling atmospherics. *Phil. Trans. R. Soc. (Lond.)* 246A, 113–141 (1953).
- 110) Y. Su, M.F. Thomsen, J.E. Borovsky, J.C. Foster, A linkage between polar patches and plasmaspheric drainage plumes. *Geophys. Res. Lett.* 28(1), 111–113 (2001)
- 111) Su, Y.-J., J. E. Borovsky, M. F. Thomsen, N. Dubouloz, M. O. Chandler, T. E. Moore, and M. Bouhram. Plasmaspheric material on high-latitude open field lines, *J. Geophys. Res.*, 106, 6085–6095, doi:10.1029/2000JA003008. (2001).
- 112) H.A. Taylor Jr., J.M. Grebowsky, W.J. Walsh, Structured variations of the plasmopause: Evidence of a corotating plasma tail. *J. Geophys. Res.* 76(28), 6806–6814. (1971).
- 113) Titheridge, J.E. Temperatures in the upper ionosphere and plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 103, 2261–2277. (1998).

- 114) Bruce T. Tsurutani, W. D. Gonzalez. The efficiency of “viscous interaction” between the solar wind and the magnetosphere during intense northward IMF events. *Geophysical Research Letters* Volume 22, Issue 6, pages 663–666. (1995).
- 115) Webb, P.A., Essex, E.A. A dynamical global model of the plasmasphere. *J. Atmos. Sol.–Terr. Phys.* 108, 1057–1073. (2003)
- 116) Young, D. T., J. Geiss, H. Balsiger, P. Eberhardt, A. Ghielmetti, and H. Rosenbauer ,Discovery of He²⁺ and O²⁺ ions of terrestrial origin in the outer magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 4(12), 561–564, doi:10.1029/GL004i012p00561, (1977).
- 117) Young, E. R., Torr, D. G., Richards, P & Nagy, A. F. A computer simulation of the midlatitude plasmasphere and ionosphere. *Planetary Space Science*, 28, 881-93, (1981).

CAPÍTULO 3. CALCULO DE LA MASA PERDIDA EN LA PLASMASFERA.

Recordemos el problema principal de esta tesis es ¿Cuánta materia se pierde en la plasmasfera durante una tormenta magnética? Se ha dado una descripción general sobre la configuración y la dinámica de la plasmasfera así como del efecto que tienen sobre ella las variaciones de la actividad solar (su erosión y la formación de las estructuras). Pero primero, es necesario explicar algunos conceptos que necesitaremos. Después veremos más a fondo la erosión.

3.1 CONCEPTOS

L-shell o simplemente L es el parámetro que describe un conjunto de líneas de campo magnético que atraviesan el ecuador magnético de la Tierra en unidades de radios terrestres (R_T).

Asociado al parámetro L esta la **latitud invariante**. La latitud invariante describe donde una línea de campo magnético toca la superficie de la Tierra y está dada por:

$$\lambda_{inv} = \arccos \sqrt{\frac{1}{L}}$$

donde λ_{inv} es la latitud invariante y L describe las línea (o líneas) de campo magnético en cuestión. Sobre la superficie de la Tierra, la latitud invariante λ_{inv} es igual a la latitud magnética λ . Esto es válido solo para la configuración dipolar del campo magnético.

Índice Kp. El índice Kp trihorario estima la actividad geomagnética debido a la intensidad de las partículas provenientes de las erupciones solares y eyecciones de masa coronal. Es derivado por el NOAA Space Weather Prediction Center usando datos magnetógrafos ubicados en: Boulder, Colorado; Chambon la Foret, France; Fredericksburg, Virginia; Fresno, California; Hartland, UK; Newport, Washington; Sitka, Alaska; Jeju, Korea. Los datos disponibles se deben a los esfuerzos conjuntos entre SWPC (Space Weather Prediction Center) y por el U.S. Geological Survey, el British Geological Survey, el Institut de Physique du Globe de Paris, y el Korean Space Weather Center.

Este índice tiene una escala desde 0 hasta 9. Si el índice Kp tiene un valor de 5 indica el primer nivel de una tormenta geomagnética (tormenta geomagnética menor). Para los valores 6, 7, 8 y 9 las tormentas son moderadas, fuertes, severas y extremas, respectivamente.

3.2 FACTORES DETERMINANTES EN EL CÁLCULO

Recordemos ahora que con una componente del CMI dirigida hacia el sur y el campo geomagnético apuntando hacia el norte pueden reconectarse mediante procesos de reconexión de la magnetopausa en el lado día (RMD) y por consecuencia producir un aumento de la convección magnetosférica. En estudios anteriores las imágenes de la plasmasfera indican que hay una excelente correlación entre la polaridad de la componente Bz del CMI y el comportamiento de la plasmasfera (Goldstein et al., 2003a; Spasojevic et al., 2003; Goldstein et al., 2002; Goldstein et al., 2003b). El efecto sobre la plasmasfera por un aumento en la convección debido a la RMD depende de la magnitud del incremento de la convección así como del estado de la plasmasfera en el inicio del aumento de la convección. Los eventos más dramáticos en la erosión de la plasmasfera son propiciados por aumentos excepcionalmente grandes en la convección seguidos por intervalos prolongados de condiciones geomagnéticas tranquilas. Si el incremento de la convección es mediano, y/o la plasmasfera fue recientemente erosionada, una pequeña o ninguna erosión puede ocurrir (Goldstein 2006).

Hasta ahora hemos visto algo de lo que ocasiona la erosión de la plasmasfera, pero ¿Qué otras condiciones intervienen? La fuerza de gravedad, la fuerza centrífuga, la inestabilidad de intercambio y el efecto SAPS. ¿Cómo y en qué intervienen? A continuación se explicarán.

Los tubos de flujo plasmasféricos son suministrados por plasma ionosférico hasta alcanzar el equilibrio difusivo y son dominados por el campo eléctrico corrotacional de la Tierra. ¿Qué o cómo son los tubos de flujo? Los tubos de flujo contienen las líneas de campo magnético. Cerca de la Tierra el campo magnético se puede considerar como dipolar y como las partículas cargadas siguen estas líneas forman “tubos de flujo” ¿Qué es un equilibrio difusivo? La difusión es el movimiento térmico de todas las partículas a temperaturas por encima del cero absoluto. La difusión explica el flujo total de moléculas de una región de más alta concentración a una de más baja concentración. El resultado de la difusión es una mezcla gradual del material. El equilibrio difusivo es alcanzado cuando las concentraciones de las sustancias difusivas en las dos componentes son iguales.

El plasma (de la plasmasfera) experimenta tanto una fuerza gravitacional como centrífuga. Esta última surge debido a la corrotación. La fuerza gravitacional decrece con la altitud y existe un límite en el cual la fuerza gravitacional es balanceada por la fuerza centrífuga. El límite es llamado SFPC (Superficie de Fuerza Paralela Cero). Más allá de la SFPC cualquier fuerza externa actuando sobre el plasma y que se oponga a la fuerza gravitacional lo moverá lejos de la Tierra (Lemaire, 1987).

Durante la actividad geomagnética intensa el campo eléctrico de convección se intensifica conduciendo al aumento de los efectos centrífugos reduciendo las SFPC, en consecuencia, bloques de plasma pueden quedar separados (el plasma circulaba en trayectorias cerradas siguiendo los tubos de flujo pero al reducirse la SFPC la parte de los tubos que queda fuera de esta zona límite queda expuesta y por lo tanto está ahora sujeta a trayectorias abiertas) en el sector nocturno hora local debido a la inestabilidad de intercambio (Singh, A. K.; Singh, R. P.; Singh, Devendraa., 2011). En este lado se inicia la erosión de la plasmasfera.

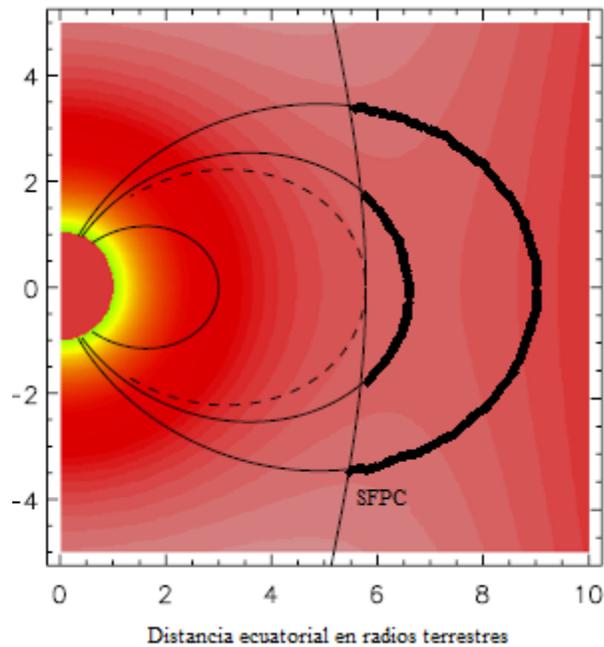


Figura 3.1. Superficie de Fuerza Paralela Cero localizada a en el plano ecuatorial a una distancia de 5.78 R_T . Fuera de la SFPC el plasma en los tubos de flujo es inestable (marcado por líneas más espesas) y puede ser despojado. Adaptada de Pierrard, V y K. Stegen (2008).

El SAPS (por sus siglas en inglés Sub-Auroral Polarization Stream) es una perturbación de efecto temporal en la cual el acoplamiento entre la corriente de anillo parcial y la ionósfera produce un intenso (radialmente estrecho) canal de flujo hacia el oeste, principalmente en el sector magnético local atardecer – amanecer.

Con el aumento de la convección magnetosférica, el manto de plasma inyecta partículas a la corriente de anillo con suficiente energía para alcanzar el frente de la magnetósfera, por lo que la corriente de anillo se vuelve parcial. Al no ser cerrada la corriente de anillo, los iones se precipitan a la ionósfera a través de las corrientes ionosféricas de la Región 2 (en el lado atardecer) continuando su viaje a latitudes medias en las corrientes de Pedersen y conectándose con las corrientes ionosféricas de la Región 1 (Figura 3.2), las cuales que se conectan a las corrientes de la magnetopausa y magnetócola.

En esta zona subauroral entre las CAC de Región 1 y Región 2 la conductividad de la Ionósfera es baja debido al “estancamiento” de plasma. Este estancamiento es ocasionado por la oposición del campo eléctrico de corrotación y el campo eléctrico de convección en el sector atardecer, la cual retrasa el flujo de plasma corrotante y permite el aumento de la recombinación. Para mantener la continuidad de corriente llevada por la CAC de region2, proveniente de la corriente de anillo parcial, se genera un campo eléctrico hacia el polo que es responsable de los flujos hacia el oeste en latitudes medias, el SAPS.

El flujo hacia el oeste generado por el campo eléctrico del SAPS mueve la plasmasfera del lado atardecer y puede crear estrechas plumas (o estructuras de densidad) en el lado atardecer (Goldstein et al., 2003b).

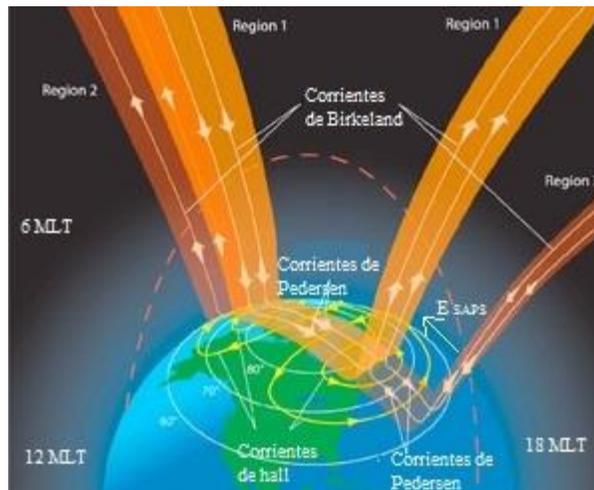


Figura 3.2. Ilustración idealizada del campo eléctrico E del SAPS por el acoplamiento de la corriente de anillo y las CAC.

3.3 CAMPO ELÉCTRICO Y POSICIÓN DE LA PLASMAPAUSA

Para determinar cuánta materia se pierde durante una tormenta geomagnética, se usó el modelo empírico (para la densidad de electrones en la plasmasfera) en forma de leyes de potencias inferido por Denton et al 2002a; este depende del parámetro L (L Shell) y por lo tanto, es necesario determinar la posición de la plasmapausa. Para eso, la posición de la plasmapausa está determinada por el mecanismo de inestabilidad de intercambio el cual es función del nivel de actividad geomagnética.

La plasmapausa se desarrolla primero en la región ecuatorial y subsecuentemente en las más baja altitud a lo largo de las líneas de campo magnético tangentes a la SFPC. Reducciones en la SFPC ocurren cuando la velocidad de convección magnetosférica es significativamente aumentada en los sectores de media noche y post-media noche. El modelo empírico de campo eléctrico de Volland-Stern dependiente del índice Kp es usado en la simulación para determinar la velocidad de convección y por último la posición de la plasmapausa.

Primero se discutirá sobre el modelo de campo eléctrico de Volland-Stern, el campo eléctrico de rotación y el modelo del SAPS.

El modelo de Volland-Stern (Volland 1973; Stern 1975) es un modelo matemático simple en el cual una distribución uniforme de potencial eléctrico de convección amanecer – atardecer es aplicada a través de la magnetosfera. Este campo eléctrico magnetosférico se deriva del potencial escalar el cual, en un marco de referencia corrotacional, está dado por:

$$\Phi_{VS} = Ar^2 \sin\theta \quad (3.1)$$

Donde φ es el ángulo azimutal desde el medio día, r es la distancia radial y el parámetro A es función del índice Kp

$$A = \frac{0.045}{(1 - 0.159K_p + 0.0093K_p^2)^3} \left(\frac{kV}{R_T^2}\right)$$

Y determina la intensidad del campo eléctrico de convección dentro de la magnetósfera.

Cerca de la Tierra, la fuente principal de campo eléctrico magnetosférico es el campo eléctrico debido a la corrotación de la Tierra a lo largo de su eje de rotación. En el plano ecuatorial, el potencial de corrotación está dado por (Kivelson y Russell 1995):

$$\phi_{rot} = \frac{B_0 \omega R_T^3}{r} = -\frac{92R_T}{r} (kV) \quad (3.2)$$

Donde $\omega = 7.272 \times 10^{-5}/s$ es la frecuencia de rotación angular de la Tierra, r es la distancia radial, $R_T = 6371$ km es el radio de la Tierra y $B_0 = 3.1 \times 10^{-5}$ T es la intensidad del campo magnético en la superficie de la Tierra en el ecuador.

Modelo SAPS magnetosférico ecuatorial

Foster y Vo (2002) afirman que el canal de flujo SAPS tiene las siguientes propiedades promedio en la ionosfera: (1) Sobre el lado nocturno la latitud del máximo del flujo SAPS decrece uniformemente como una función de MLT (Magnetic Local Time) y el índice aumentado Kp. (2) La amplitud latitudinal del canal de flujo SAPS decrece de 3-5° en las 2200 MLT a 3° en 0300 MLT. (3) La magnitud de SAPS decrece hacia el este a través del lado nocturno. (4) La magnitud del flujo SAPS se incrementa con Kp.

Con estas propiedades observadas, Goldstein et al (2005) construyeron un modelo ad hoc para el campo eléctrico del SAPS (en el campo ecuatorial) al mapear el campo eléctrico del SAPS a lo largo de las líneas de campo magnético hasta el ecuador. Proponiendo el potencial como funciones separadas las cuales describen: Dependencia radial ($F(r, \theta)$), Localización radial ($R_s(\theta)$), Amplitud radial (α), Magnitud azimutal ($G(\theta)$) y Variación temporal ($V_s(t)$).

Este modelo fue probado por Goldstein et al (2003c) en una simulación de la plasmapausa. En su estudio la posición de la plasmapausa cerca del atardecer presentaba grandes diferencias con las imágenes EUV de la plasmasfera (se encontró una separación de la plasmapausa de entre 0-7 y 1.2 R_T sin tomar en cuenta el modelo del SAPS).

Los autores demostraron que incluyendo el modelos para el campo eléctrico del SAPS la posición de la plasmapausa en el lado atardecer era más precisa comparada con las imágenes EUV.

El potencial ecuatorial está dado por:

$$\Phi_s(r, \theta, t) = -F(r, \theta)G(\theta)V_s(t) \quad (3.3)$$

en donde la dependencia del tiempo la lleva el potencial eléctrico $V_s(t)$ y por las características promediadas depende solo del índice K_p (índice que cambia con el tiempo, $K_p(t)$)

$$F(r, \theta) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left[\frac{2}{\alpha} (r - R_s(\theta)) \right]$$

en donde
$$R_s(\theta) = [R_T(4.4 - 0.6(K_p - 5))] \left[\frac{1+0.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right]^{0.14}$$

$$\alpha = 0.15 + (2.55 - 0.27K_p) \left[1 + \cos\left(\theta - \frac{7\pi}{12}\right) \right]$$

Por otro lado
$$G(\theta) = \sum_{m=0}^2 [A_m \cos\left(m\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) + B_m \text{sen}\left(m\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right)]$$

en donde
$$A_m = [53, 37, 10]/100 \quad \text{y} \quad B_m = [0, 21, -10]/100$$

Y finalmente
$$V_s = (0.75kV)K_p^2$$

Sumando los potenciales (3.1), (3.2) y (3.3) podemos obtener el campo eléctrico total de la magnetosfera a través de $E = -\nabla\Phi$.

en donde

$$\Phi = \frac{-0.045r^2 \text{sen}\theta}{(1-0.159Kp+0.0093Kp^2)^3 R_T^2} - \frac{92R_T}{r} - \left\{ \begin{array}{l} (0.75Kp^2)(0.53+0.37 \cos(\theta-\frac{\pi}{2})+0.21\text{sen}(\theta-\frac{\pi}{2})+0.1 \cos(2\theta-\pi)-0.1\text{sen}(2\theta-\pi)) \\ \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left[\frac{(2r-14.8R_T+1.2R_T Kp) \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{\frac{7}{50}}}{0.15+(2.5-0.27Kp)(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}))} \right] \right] \end{array} \right\} \quad (3.4)$$

Puesto que $\vec{E} = (E_r, E_\theta, E_\phi)$ (3.5)

en donde

$$E_r = \frac{0.09r \text{sen}\theta}{(1-0.15kp+0.0093kp^2)^3 R_T^2} - \frac{92R_T}{r^2} + (0.75kp^2)(0.53+0.37 \cos(\theta-\frac{\pi}{2})+0.21\text{sen}(\theta-\frac{\pi}{2})+0.1 \cos(2\theta-\pi)-0.1\text{sen}(2\theta-\pi)) \left[\frac{2(0.15+(2.5-0.27kp)(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}))) \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{0.14}}{\pi(0.15+(2.5-0.27kp)(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12})))^2 + \pi(2r-14.8R_T+1.2R_T kp)^2 \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{0.28}} \right] \quad (3.6)$$

$$E_\theta = \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \quad (3.7)$$

$$E_\phi = 0 \quad (3.8)$$

(Ver apéndice A)

Se omite el cálculo de $\frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$ porque no es necesario con la suposición que el campo magnético sea dipolar.

Tomando como un campo dipolar al campo magnético de la Tierra dado por:

$$\vec{B}(r, \theta, \phi) = (B_r, B_\theta, B_\phi) = \left(\frac{2\mu_0 m_d \cos\phi}{4\pi r^3}, 0, -\frac{\mu_0 m_d \text{sen}\phi}{4\pi r^3} \right) \quad (3.9)$$

en donde $m_d = 7.94 \times 10^{22} Am^2$ es el momento dipolar de la Tierra y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} kgm/A^2s^2$ es la constante de permeabilidad en el vacío. Podemos calcular la velocidad de deriva $v = E \times B$ de la cual podemos obtener la velocidad angular de deriva al cuadrado

$$\omega^2(r) = \frac{|(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{r}|^2}{|\vec{r}|^4 |\vec{B}|^4} = \frac{E_r^2 \text{sen}^2 \phi + E_\theta^2 4 \cos^2 \phi}{\frac{\mu_0^2 m_d^2}{16\pi^2 r^4} (1+3\cos^2 \phi)^2} \quad (3.10)$$

(Ver apéndice B.1)

Debido a que los cálculos son para el plano ecuatorial magnético $\phi = \pi/2$, entonces

$$\omega^2(r) = \frac{r^4 E_r^2}{6.30436} \times 10^{31} \quad (3.11)$$

Por otro lado puesto que la velocidad angular es: $\omega^2(r) = \frac{GM_T}{r^3}$ (3.12)

(Ver apéndice B.2), en donde

$G = 6,674 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$ constante de gravitación,

$M_T = 5,974 \times 10^{24} \text{ kg}$ masa de la Tierra.

La ecuación (3.12) se obtiene al igualar la fuerza centrífuga con la fuerza gravitacional (en el plano ecuatorial) dada por: $F_c = m\omega^2 r$ y $F_g = \frac{GM_T m}{r^2}$. Aparte se obtiene el límite donde se forma la plasmapausa (la SFPC) igualando las ecuaciones (3.11) y (3.12). Obteniendo:

$$2.513578 \times 10^{52} = r^7 E_r^2 \quad (3.13)$$

que describe la posición de la plasmapausa en metros y depende del ángulo azimutal y el índice K_p (recordemos que E_r depende de r , θ y K_p).

Para resolver la ecuación (3.13) fue necesario el uso de MATLAB. Se encontró que al fijar los valores del índice K_p y variar el ángulo azimutal, los valores de la distancia radial r eran constantes, es decir, no se encontró dependencia del ángulo azimutal. Pero no se puede concluir que la plasmapausa tiene forma circular puesto que la plasmapausa es dinámica y varía con el tiempo.

Debido a que el índice K_p es medido cada 3 horas la plasmapausa no es constante en el tiempo y su posición está dada por los valores del índice K_p . Tabla 1.

Kp	L-shell
1	6.8
2	6.2
3	5.6
4	5
5	4.4
6	3.8
7	3.2
8	2.6
9	2

Tabla 1. Valores aproximados de la posición de la plasmapausa con valores diferente del índice Kp

Anteriormente se señaló que la formación de la nueva plasmapausa inicia en el sector media noche, en nuestro caso (por el uso del modelo de potencial eléctrico Volland-Stern) la plasmapausa inicia en 6h MLT debido a que el campo eléctrico de convección es más fuerte.

3.4 CÁLCULO DE LA MASA TOTAL EN LA PLASMASFERA

Conociendo la posición de la plasmapausa, se usará el modelo de la densidad de electrones de Denton et al (2002^a):

$$n_e = n_{e0}(LR_T/r)^p \quad (3.14)$$

Denton et al 2002, utilizaron observaciones de la densidad de electrones n_e basadas en mediciones de la frecuencia de resonancia híbrida más alta medida por la nave espacial Polar, usando datos del Plasma Wave Instrument (PWI) promediaron e hicieron un modelo de densidad. Denton et al, (2002b, 2004, 2006) encontraron que el coeficiente p tiene un valor promedio de 0-1 en la plasmassfera. En nuestro caso usaremos $p=1$.

La densidad de electrones ecuatorial representada por el valor n_{e0} fue obtenida por Carpenter y Anderson (1992) usando mediciones obtenidas con el satélite ISEE-1 y tiene el valor de:

$$n_{e0} = 10^{-0.31L+3.9} \quad (3.15)$$

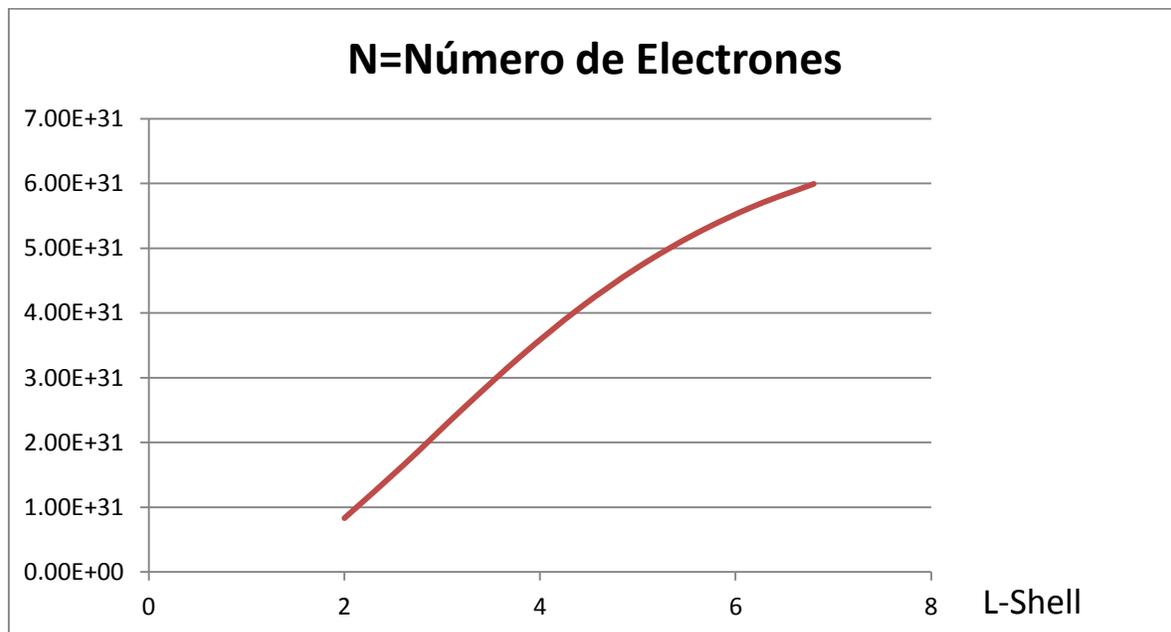
Por lo tanto la densidad de electrones en un elemento de volumen es:

$$n_e = n_{e0} = 10^{-0.31L+3.9} \left(\frac{LR_T}{r}\right) \quad (3.16)$$

Al integrar en todo el volumen de la plasmasfera (un valor aproximado debido a los límites de integración) se obtiene el número de electrones totales en la plasmasfera (Apéndice C):

$$N = R_T^2 2\pi \int_{1.1}^{L_{pp}} 10^{-0.31L+3.9} \left(\frac{4}{3}L + \frac{2}{3}\right) \sqrt{L^2 - L} dL \quad (3.17)$$

De esta expresión se obtiene la gráfica (Grafica 1) en donde se indica el número total de electrones integrado en la plasmasfera, desde $L=2$ hasta $L=6.8$.



Grafica 1. Numero Integrado total de electrones.

Un vez que tenemos el número de electrones total suponemos entonces

- 1) La cuasi-neutralidad de plasma, es decir, que hay una misma cantidad de electrones y de iones positivos.
- 2) La invariabilidad de porcentajes de iones presentes en la plasmasfera: 90% para H⁺, 10% para He⁺.

Entonces la masa total en la plasmasfera es:

$$M_T = Nm_e + 0.9Nm_H + 0.1Nm_{He} = 0.9Nm_H + 0.1Nm_{He} \text{ (kg)} \quad (3.18)$$

Donde m_H es la masa de un átomo de Hidrogeno, m_{He} es la masa de un átomo de Helio y m_e es la masa del electrón. Aquí se despreció la masa del electrón debido a que es muy pequeña en comparación con la masa de los iones.

3.5 CÁLCULO DE LA PÉRDIDA DE MASA.

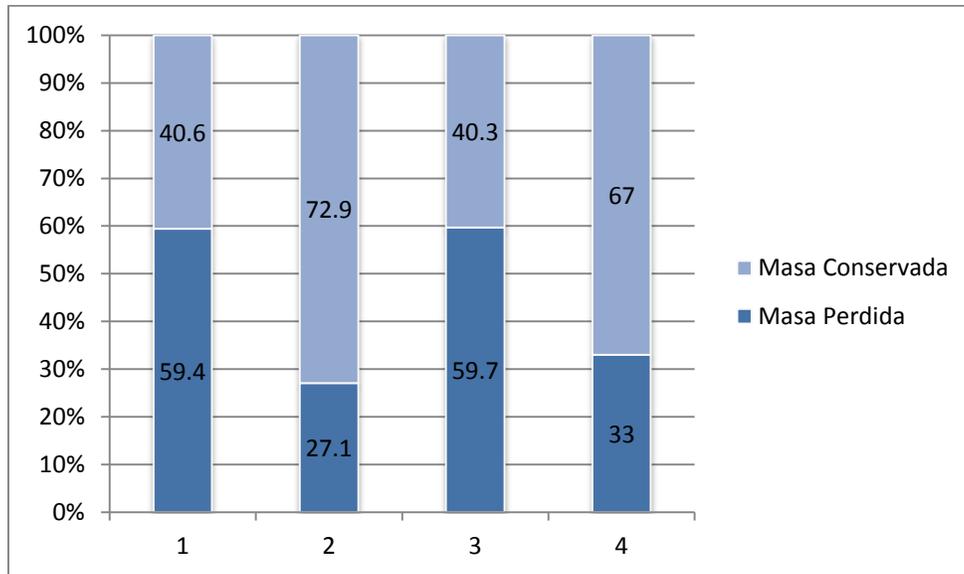
Hasta ahora tenemos la masa total. Para calcular la masa perdida de la plasmasfera se hacen 3 cálculos:

- 1) Se fija en el valor del índice Kp en el inicio de la tormenta geomagnética para obtener la posición de la plasmapausa y así la masa total de la plasmasfera en ese momento.
- 2) Se hace con el índice Kp promedio al término de la tormenta geomagnética.
- 3) Se deriva la diferencia entre los 2 valores

Se tomaron cuatro eventos en donde hubo tormentas geomagnéticas, dos de los cuales son recientes y otros dos en los cuales hay mediciones de la pérdida de masa para la cual hay que comparar resultados.

Eventos:

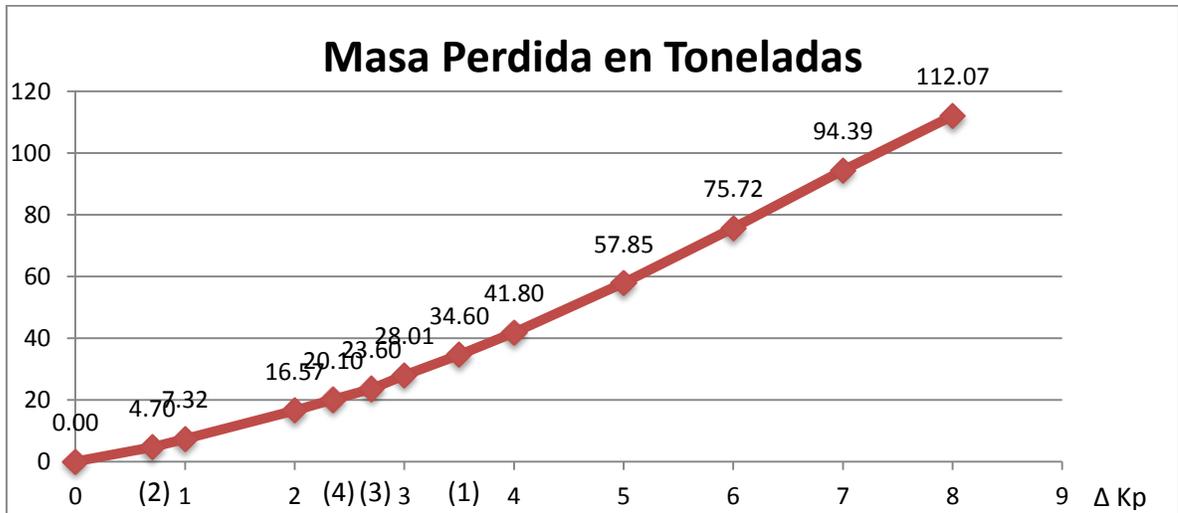
- 1) 24 -25 Abril 2012
- 2) 20 - 21 Mayo 2012
- 3) 18 Junio 2001
- 4) 02 Junio 2001



Gráfica 2. Masa total removida contra masa total conservada para los 4 eventos. Donde la masa perdida fue 59.4%, 27.1%, 59.7% y 33% respectivamente.

En los resultados M.Spasojevic y Sandel (2010) se usaron imágenes calibradas de luz ultravioleta extrema (de las siglas en ingles EUV) obtenidas para el evento del 2 de Junio de 2001 una pérdida de 33%, y para el evento del 18 de Junio de 2001 el porcentaje de masa perdida fue de 41.9%.

Si la Tierra pasa por un largo periodo de tranquilidad y ocurre una tormenta geomagnética, veamos cuanto material se pierde si esta tormenta es débil (ΔKp bajo) y cuanta se pierde si es intensa (ΔKp alto). Para esto se analiza la gráfica siguiente, en la cual se ha tomado la diferencia entre los valores promedio de los índices kp durante la tormenta geomagnética y el índice kp al inicio de esta.



Gráfica 3. Masa perdida de la plasmasfera medida en toneladas debido a un cambio en el índice Kp. Los números entre paréntesis indican los eventos estudiados anteriormente junto con su material perdido.

Si el índice Kp cambia poco (una unidad), la plasmasfera de la Tierra perderá en promedio en un día 7.32 toneladas. En casos extremos, si el índice Kp cambia en promedio 8 unidades, la Tierra pierde 112.07 toneladas en su plasmasfera.

REFERENCIAS.

- 1) Carpenter, D.L., Anderson, R.R, An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* **97**(A2), 1097–1108 (1992).
- 2) Denton, R.E., Goldstein, J., Menietti, J.D., Young, S.L.,. Magnetospheric electron density model inferred from Polar plasma wave data. *J. Geophys. Res.* **107**, 1386. (2002a).
- 3) Denton, R.E., Goldstein, J., Menietti, J.D., Field line dependence of magnetospheric electron density. *Geophys. Res. Lett.* **29**(24), 2205 (2002b).
- 4) Denton, R.E., Menietti, J.D., Goldstein, J., Young, S.L., Anderson, R.R. Electron density in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* **109**, A09215 (2004)
- 5) Denton, R.E., Takahashi, K., Galkin, I.A., Nsumei, P.A., Huang, X., Reinisch, B.W., Anderson, R.R., Sleeper, M.K., Hughes, W.J. Distribution of density along magnetospheric field lines. *J. Geophys. Res.* **111**, A04213 (2006).
- 6) Foster, J. C, y H. B. Vo. Average characteristics and activity dependence of the subauroral polarization stream, *J. Geophys. Res.*, **107**(A12), 1475, doi:10.1029/2002JA009409. (2002).
- 7) Goldstein, J., R. W. Spiro, P. H. Reiff, R. A. Wolf, B. R. Sandel, J. W. Freeman, and R. L. Lambour, IMF-driven overshielding electric field and the origin of the plasmaspheric shoulder of May 24, 2000, *Geophys. Res. Lett.*, **29**(16), doi:10.1029/2001GL014534. (2002)
- 8) Goldstein, J., B. R. Sandel, W. T. Forrester, and P. H. Reiff, IMF-driven plasmasphere erosion of 10 July 2000, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(3), doi:10.1029/2002GL016478. (2003a).
- 9) Goldstein, J., R. W. Spiro, B. R. Sandel, R. A. Wolf, S.-Y. Su, and P. H. Reiff, Overshielding event of 28-29 July 2000, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(8), 1421, doi:10.1029/2002GL016644. (2003b).
- 10) J. Goldstein, B. R. Sandel, M. R. Hairston, P. H. Reiff. Control of plasmaspheric dynamics by both convection and sub-auroral polarization stream. *Geophysical Research Letters*. Volume 30, Issue 24. (2003c).
- 11) Goldstein, J., J. L. Burch, and B. R. Sandel, Magnetospheric model of subauroral polarization stream, *J. Geophys. Res.*, **110**, A09222, doi:10.1029/2005JA011135. (2005).
- 12) Goldstein, J., Plasmasphere response: Tutorial and review of recent imaging results, *Space Sci. Rev.*, **124**, doi:10.1007/s11214-006-9105-y. (2006).
- 13) *Kivelson y Russell*. Introduction to Space Physics. Cambridge University Press, Apr 28. (1995).
- 14) Lemaire, J., 1987. The plasmopause formation. *Phys. Scr.* T18, 111–178.
- 15) Singh, A. K.; Singh, R.P.; Singh, Devendraa. State studies of Earth's plasmasphere: A review. *Planetary and Space Science*, Volume 59, Issue 9, p. 810-834. (2011).
- 16) Spasojevic, M., Goldstein, J., Carpenter, D.L., Inan, U.S., Sandel, B.R., Moldwin, M.B., Reinisch, B.W.,. Global response of the plasmasphere to geomagnetic disturbance. *J. Geophys. Res.* **108**, 1340. (2003).
- 17) Spasojevic, M. and Sandel, B. R.: Global estimates of plasmaspheric losses during moderate disturbance intervals, *Ann. Geophys.*, **28**, 27-36, doi:10.5194/angeo-28-27-2010, (2010).
- 18) Stern, D.P. Models of the Earth's electric field. NASA/GSFC X Doc, 602-74-159. (1974).
- 19) Volland, H. A semi empirical model of large-scale magnetospheric electric fields. *J. Geophys. Res.* **78**, 171–180. (1973).

CONCLUSIONES

Los principales resultados del presente trabajo se enumeran a continuación:

- 1) El modelo revela la pérdida de masa en la atmósfera terrestre debido a perturbaciones geomagnéticas. A diferencia de la erosión en los planetas sin campo magnético propio, la erosión en la Tierra es en dirección hacia el Sol (en el centro de la magnetósfera) y es provocada por el aumento de la convección, que a su vez es iniciada por la reconexión magnética y la inversión en la componente vertical del campo magnético interplanetario. Esta pérdida es significativa dependiendo del número de eventos presentes en cada ciclo solar.
- 2) Los resultados obtenidos muestran semejanzas con los estudios hechos por M. Spasojevic y Sandel (2010), en los órdenes de magnitud y en la cantidad de material perdido.

Con modelos más precisos del campo magnético terrestre, el campo eléctrico de convección y eliminando la suposición de la dipolaridad del campo magnético se podría lograr una ubicación más exacta de la plasmapausa.

- 3) Aunque el estudio se enfocó para el planeta Tierra es posible la adaptación de este modelo para otros planetas con campo magnético usando estudios que describan las propiedades y fenómenos presentes en su magnetosfera.

APÉNDICE

Apéndice A

Cálculo del Campo Eléctrico en forma Vectorial

Si

$$\Phi = \frac{-0.045r^2 \text{sen}\theta}{(1-0.159Kp+0.0093Kp^2)^3 R_T^2} \cdot \frac{92R_T}{r} \cdot \left\{ \begin{array}{l} (0.75Kp^2)(0.53+0.37 \cos(\theta-\frac{\pi}{2})+0.21\text{sen}(\theta-\frac{\pi}{2})+0.1 \cos(2\theta-\pi)-0.1\text{sen}(2\theta-\pi)) \\ \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left[\frac{(2r-14.8R_T+1.2R_T Kp) \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{\frac{7}{50}}}{0.15+(2.5-0.27Kp)(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}))} \right] \right] \end{array} \right\}$$

$$E = -\nabla\Phi = (E_r, E_\theta, 0) = \left(-\frac{\partial\Phi}{\partial r}, -\frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\theta}, 0 \right)$$

Derivando tenemos

$$E_r = \frac{0.09r \text{sen}\theta}{(1-0.15Kp+0.0093Kp^2)^3 R_T^2} \cdot \frac{92R_T}{r^2} + (0.75Kp^2) \left(0.53+0.37 \cos(\theta-\frac{\pi}{2})+0.21\text{sen}(\theta-\frac{\pi}{2})+0.1 \cos(2\theta-\pi)-0.1\text{sen}(2\theta-\pi) \right)$$

$$\left[\left(\frac{1}{\pi} \right) \frac{\frac{2 \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{\frac{7}{50}}}{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)}}{1 + \left(\frac{(2r-14.8R_T+1.2R_T Kp) \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{\frac{7}{50}}}{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)} \right)^2} \right]$$

$$E_r = \frac{0.09r \text{sen}\theta}{(1-0.15Kp+0.0093Kp^2)^3 R_T^2} \cdot \frac{92R_T}{r^2} + (0.75Kp^2) \left(0.53+0.37 \cos(\theta-\frac{\pi}{2})+0.21\text{sen}(\theta-\frac{\pi}{2})+0.1 \cos(2\theta-\pi)-0.1\text{sen}(2\theta-\pi) \right)$$

$$\left[\left(\frac{1}{\pi} \right) \frac{\frac{2 \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{\frac{7}{50}}}{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)}}{\left(\frac{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)}{\left(\frac{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)}{\left(\frac{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)} \right)^2} + \frac{(2r-14.8R_T+1.2R_T Kp)^2 \left(\frac{1.97}{1+0.97 \cos(\theta-\pi)} \right)^{\frac{14}{50}}}{\left(\frac{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)}{\left(\frac{0.15+(2.5-0.27Kp) \left(1+\cos(\theta-\frac{7\pi}{12}) \right)} \right)^2} \right)} \right)^2} \right]$$

$$E_r = \frac{0.09r \text{sen}\theta}{(1-0.15Kp+0.0093Kp^2)^3 R_T^2} \cdot \frac{92R_T}{r^2} + (0.75Kp^2) \left(0.53+0.37 \cos(\theta-\frac{\pi}{2})+0.21\text{sen}(\theta-\frac{\pi}{2})+0.1 \cos(2\theta-\pi)-0.1\text{sen}(2\theta-\pi) \right)$$

$$\left[\frac{\left(\frac{1}{\pi}\right) \frac{2 \left(0.15 + (2.5 - 0.27Kp) \left(1 + \cos\left(\theta - \frac{7\pi}{12}\right)\right)\right)^2 \left(\frac{1.97}{1 + 0.97 \cos(\theta - \pi)}\right)^{\frac{7}{50}}}{\left(0.15 + (2.5 - 0.27Kp) \left(1 + \cos\left(\theta - \frac{7\pi}{12}\right)\right)\right) \left(\left(0.15 + (2.5 - 0.27Kp) \left(1 + \cos\left(\theta - \frac{7\pi}{12}\right)\right)\right)^2 + (2r - 14.8R_T + 1.2R_T Kp)^2 \left(\frac{1.97}{1 + 0.97 \cos(\theta - \pi)}\right)^{\frac{14}{50}} \right)} \right]$$

$$E_r = \frac{0.09r \sin \theta}{(1 - 0.15Kp + 0.0093Kp^2)^3 R_T^2} - \frac{92R_T}{r^2} + (0.75Kp^2) \left(0.53 + 0.37 \cos\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) + 0.21 \sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) + 0.1 \cos(2\theta - \pi) - 0.1 \sin(2\theta - \pi) \right)$$

$$\left[\frac{2(0.15 + (2.5 - 0.27Kp) \left(1 + \cos\left(\theta - \frac{7\pi}{12}\right)\right)) \left(\frac{1.97}{1 + 0.97 \cos(\theta - \pi)}\right)^{\frac{7}{50}}}{\pi \left(0.15 + (2.5 - 0.27Kp) \left(1 + \cos\left(\theta - \frac{7\pi}{12}\right)\right)\right)^2 + \pi(2r - 14.8R_T + 1.2R_T Kp)^2 \left(\frac{1.97}{1 + 0.97 \cos(\theta - \pi)}\right)^{\frac{14}{50}}} \right]$$

$$E_\theta = \frac{-1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

$$E_\varphi = 0$$

Apéndice B.1

Calculo de $\omega^2(r)$ con los vectores E,B, r

Por definición $\omega(r) = \frac{|(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{r}|}{|\vec{r}|^2 |\vec{B}|^2}$

$$\text{Pero } \vec{E} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} r_0 & \theta_0 & \phi_0 \\ E_r & E_\theta & E_\phi \\ B_r & B_\theta & B_\phi \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} r_0 & \theta_0 & \phi \\ E_r & E_\theta & 0 \\ B_r & 0 & B_\phi \end{vmatrix} = r_0 \begin{vmatrix} E_\theta & 0 \\ 0 & B_\phi \end{vmatrix} - \theta_0 \begin{vmatrix} E_r & 0 \\ B_r & B_\phi \end{vmatrix} + \phi_0 \begin{vmatrix} E_r & E_\theta \\ B_r & 0 \end{vmatrix} = (E_\theta B_\phi, -E_r B_\phi, -E_\theta B_r)$$

Ahora

$$\text{Pero } (\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{r} = \begin{vmatrix} r_0 & \theta_0 & \phi \\ E_\theta B_\phi & -E_r B_\phi & -E_\theta B_r \\ r & 0 & 0 \end{vmatrix} = r_0 \begin{vmatrix} -E_r B_\phi & -E_\theta B_r \\ 0 & 0 \end{vmatrix} - \theta_0 \begin{vmatrix} E_\theta B_\phi & -E_\theta B_r \\ r & 0 \end{vmatrix} + \phi \begin{vmatrix} E_\theta B_\phi & -E_\theta B_r \\ r & 0 \end{vmatrix} = (0, rE_\theta B_r, rE_r B_\phi)$$

$$\text{Entonces } \omega(r) = \frac{|(E \times B) \times r|}{r^2 B^2} = \frac{|(0, rE_\theta B_r, rE_r B_\phi)|}{r^2 B^2}$$

Por lo tanto

$$\begin{aligned} \omega^2(r) &= \frac{(0 + r^2 E_r^2 B_\phi^2 + r^2 E_\theta^2 B_r^2)}{r^4 B^4} = \frac{E_r^2 B_\phi^2 + E_\theta^2 B_r^2}{r^2 B^4} = \frac{E_r^2 \left(\frac{\mu_0^2 m_d^2 \text{sen}^2 \phi}{16\pi^2 r^6} \right) + E_\theta^2 \left(\frac{4\mu_0^2 m_d^2 \text{cos}^2 \phi}{16\pi^2 r^6} \right)}{r^2 \frac{\mu_0^4 m_d^4}{256\pi^4 r^{12}} (1 + 3\text{cos}^2 \phi)^2} \\ &= \frac{\frac{\mu_0^2 m_d^2}{16\pi^2 r^6} (E_r^2 \text{sen}^2 \phi + E_\theta^2 4\text{cos}^2 \phi)}{\frac{\mu_0^2 m_d^2}{16\pi^2 r^6} \left(\frac{r^2 \mu_0^2 m_d^2}{16\pi^2 r^6} \right) (1 + 3\text{cos}^2 \phi)^2} = \frac{E_r^2 \text{sen}^2 \theta + E_\theta^2 4\text{cos}^2 \phi}{16\pi^2 r^4 (1 + 3\text{cos}^2 \phi)^2} \end{aligned}$$

Ahora bien, el cálculo es para el plano ecuatorial debido al modelo que usaremos de densidad, es decir, $\phi = \frac{\pi}{2}$

Entonces

$$\omega^2(r) = \frac{E_r^2}{\frac{\mu_0^2 m_d^2}{16\pi^2 r^4}} = \frac{r^4 E_r^2}{\frac{\mu_0^2 m_d^2}{16\pi^2}} = \frac{r^4 E_r^2}{\frac{(4\pi \times \frac{10^{-7} \text{kgm}}{\text{A}^2 \text{s}^2})^2 (7.94 \times 10^{22} \text{Am}^2)^2}{16\pi^2}} = \frac{r^4 E_r^2}{6.30436 \times 10^{31}} \text{ s}^{-2}$$

Apéndice B.2

Calculo de ω igualando fuerzas

Fuerza centrífuga: $F_c = m\omega^2 r$

Fuerza gravitacional: $F_g = \frac{GM_T m}{r^2}$ ambas para el plano ecuatorial

$m\omega^2 r = \frac{GM_T m}{r^2} \Rightarrow \omega^2 = \frac{GM_T}{r^3} \text{ s}^{-2}$ esta es la velocidad angular que experimentan los puntos o partículas donde las fuerzas fueron igualadas. A su vez estos puntos experimentan una velocidad angular por la deriva $v = \frac{E \times B}{B^2}$

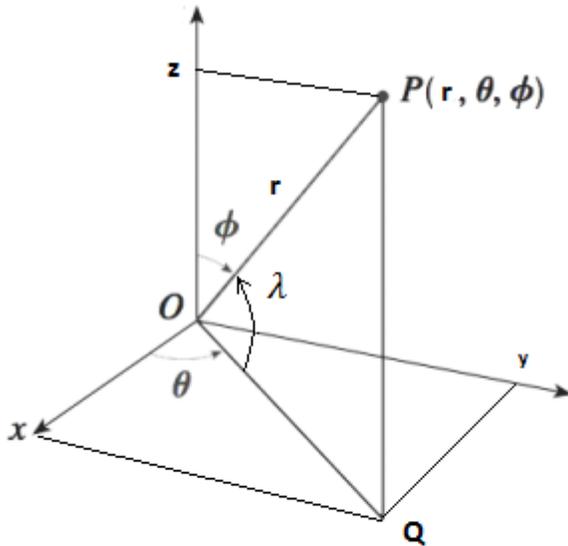
Por lo tanto

$$\frac{GM_T}{r^3} = \frac{r^4 E_r^2}{6.30436 \times 10^{31}} \Rightarrow \frac{(6,674 \times 10^{-11} \frac{\text{Nm}^2}{\text{kg}^2})(5,974 \times 10^{24} \text{kg})}{r^3} = \frac{r^4 E_r^2}{6.30436 \times 10^{31}}$$

$$\Rightarrow 2.513578 \times 10^{52} = r^7 E_r^2$$

Apéndice C. Integral

En coordenadas esféricas la posición de un punto P está dada por las coordenadas (r, θ, ϕ)



Al suponer que el campo magnético de la Tierra cerca de ella es dipolar usaremos el ángulo complementario de ϕ , y este será el ángulo λ . Este nos ayuda a determinar donde una línea de campo magnético toca la superficie de la Tierra

$$\lambda_{inv} = \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \quad y \quad r = R_T L \cos^2 \lambda$$

Donde λ_{inv} es la latitud invariante y para este caso la latitud magnética λ y L es L-Shell. Por lo tanto necesitamos un sistema de coordenadas (L, θ, λ)

Sea

$$\cos \theta = \frac{x}{OQ} \text{ entonces } x = OQ \cos \theta$$

$$\sin \theta = \frac{y}{OQ} \text{ entonces } y = OQ \sin \theta$$

$$\cos \lambda = \frac{OQ}{r} \text{ entonces } OQ = r \cos \lambda$$

$$\text{sen}\lambda = z/r \text{ entonces } z = r\text{sen}\lambda$$

Por lo tanto

$$x = r\cos\lambda\cos\theta = R_T L \cos^3\lambda\cos\theta$$

$$y = r\cos\lambda\text{sen}\theta = R_T L \cos^3\lambda\text{sen}\theta$$

$$z = r\text{sen}\lambda = R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\lambda$$

La integral requiere este nuevo cambio de variable por lo que necesitamos calcular el determinante jacobiano de la transformación.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(x,y,z)}{\partial(L,\theta,\lambda)} &= \begin{vmatrix} R_T \cos^3\lambda\cos\theta & -R_T L \cos^3\lambda\text{sen}\theta & -3R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\lambda\cos\theta \\ R_T \cos^3\lambda\text{sen}\theta & R_T L \cos^3\lambda\cos\theta & -3R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\theta\text{sen}\lambda \\ R_T \cos^2\lambda\text{sen}\lambda & 0 & R_T L \cos\lambda(1-3\cos^2\lambda) \end{vmatrix} \\ &= R_T \cos^3\lambda\cos\theta \begin{vmatrix} R_T L \cos^3\lambda\cos\theta & -3R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\theta\text{sen}\lambda \\ 0 & R_T L \cos\lambda(1-3\cos^2\lambda) \end{vmatrix} \\ &\quad - R_T \cos^3\lambda\text{sen}\theta \begin{vmatrix} -R_T L \cos^3\lambda\text{sen}\theta & -3R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\lambda\cos\theta \\ 0 & R_T L \cos\lambda(1-3\cos^2\lambda) \end{vmatrix} \\ &\quad + R_T \cos^2\lambda\text{sen}\lambda \begin{vmatrix} -R_T L \cos^3\lambda\text{sen}\theta & -3R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\lambda\cos\theta \\ R_T L \cos^3\lambda\cos\theta & -3R_T L \cos^2\lambda\text{sen}\theta\text{sen}\lambda \end{vmatrix} \\ &= R_T \cos^3\lambda\cos\theta (R_T L \cos^3\lambda\cos\theta) (R_T L \cos\lambda(1-3\cos^2\lambda)) \\ &\quad + R_T \cos^3\lambda\text{sen}\theta (R_T L \cos^3\lambda\text{sen}\theta) (R_T L \cos\lambda)(1-3\cos^2\lambda) \\ &\quad + R_T \cos^2\lambda\text{sen}\lambda (3R_T^2 L^2 \cos^5\lambda\text{sen}\lambda\text{sen}^2\theta + 3R_T^2 L^2 \cos^5\lambda\text{sen}\lambda\cos^2\theta) \\ &= R_T^3 L^2 \cos^7\lambda\cos^2\theta(1-3\text{sen}^2\lambda) + R_T^3 L^2 \cos^7\lambda\text{sen}^2\theta(1-3\text{sen}^2\lambda) \\ &\quad + 3R_T^3 L^2 \cos^7\lambda\text{sen}^2\theta = R_T^3 L^2 \cos^7\lambda(1-3\text{sen}^2\lambda) + 3R_T^3 L^2 \cos^7\lambda\text{sen}^2\theta = R_T^3 L^2 \cos^7\lambda \end{aligned}$$

Por lo tanto la integral para N el número de electrones sobre todo el volumen de la plasmasfera es:

$$\begin{aligned} N &= \int_0^{2\pi} \int_{r1}^{r2} \int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} n_e r^2 \text{sen}\phi d\phi dr d\theta = \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} \int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} n_e R_T^3 L^2 \cos^7\lambda d\lambda dL d\theta \\ &= \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} \int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} n_{e0} \left(\frac{LR_T}{r}\right) R_T^3 L^2 \cos^7\lambda d\lambda dL d\theta \end{aligned}$$

Por definición de L-Shell $r = R_T L \cos^2\lambda$ entonces

$$\begin{aligned}
& \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} \int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} n_{e0} \left(\frac{LR_T}{R_T L \cos^2 \lambda} \right) R_T^3 L^2 \cos^7 \lambda d\lambda dL d\theta = \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} \int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} n_{e0} R_T^3 L^2 \cos^5 \lambda d\lambda dL d\theta \\
& = \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} \int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} (1 \times 10^6) 10^{-0.31L+3.9} R_T^3 L^2 \cos^5 \lambda d\lambda dL d\theta \\
& = R_T^3 (1 \times 10^6) \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} 10^{-0.31L+3.9} L^2 \left(\int_{-\lambda inv}^{\lambda inv} \cos^5 \lambda d\lambda \right) dL d\theta
\end{aligned}$$

Pero

$$\begin{aligned}
& \int_{\lambda inv}^{\lambda inv} \cos^5 \lambda d\lambda = \left(\frac{5}{8} \text{sen} \lambda + \frac{5}{48} \text{sen}(3\lambda) + \frac{1}{80} \text{sen}(5\lambda) \right) \Big|_{-\lambda inv}^{\lambda inv} \\
& = \left(\frac{5}{8} \text{sen}(\arccos \sqrt{\frac{1}{L}}) + \frac{5}{48} \text{sen} \left(3 \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) + \frac{1}{80} \text{sen} \left(5 \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) \right) \\
& \quad - \left(\frac{5}{8} \text{sen} \left(-\arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) - \frac{5}{48} \text{sen} \left(-3 \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) - \frac{1}{80} \text{sen} \left(-5 \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) \right) \\
& = \left(\frac{10}{8} \text{sen}(\arccos \sqrt{\frac{1}{L}}) + \frac{10}{48} \text{sen} \left(3 \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) + \frac{2}{80} \text{sen} \left(5 \arccos \sqrt{\frac{1}{L}} \right) \right) \\
& = \frac{10}{8} \sqrt{\frac{L-1}{L}} - \frac{10L-4}{48L} \sqrt{\frac{L-1}{L}} + \frac{2}{80} \sqrt{\frac{L-1}{L} \frac{L^2-12L+16}{L^2}} \\
& = \sqrt{\frac{L-1}{L}} \left(\frac{10}{8} - \frac{10L-4}{48L} + \frac{2}{80} \frac{L^2-12L+16}{L^2} \right) \\
& = \sqrt{\frac{L-1}{L}} \left(\frac{4800L^2 - 800L(L-4) + 96(L^2-12L+16)}{3840L^2} \right) \\
& = \sqrt{\frac{L-1}{L}} \left(\frac{4800L^2 - 800L^2 + 3200L + 96L^2 - 1152L + 1536}{3840L^2} \right) \\
& = \sqrt{\frac{L-1}{L}} \left(\frac{4096L^2 + 2048L + 1536}{3840L^2} \right)
\end{aligned}$$

Entonces la integral es:

$$\begin{aligned} N &= R_T^3 (1 \times 10^6) \int_0^{2\pi} \int_{1.1}^{Lpp} 10^{-0.31L+3.9} L^2 \sqrt{\frac{L-1}{L} \left(\frac{4096L^2 + 2048L + 1536}{3840L^2} \right)} dL d\theta \\ &= R_T^3 2\pi (1 \times 10^6) \int_{1.1}^{Lpp} 10^{-0.31L+3.9} \sqrt{\frac{L-1}{L} \left(\frac{4096L^2 + 2048L + 1536}{3840} \right)} dL \\ &= 1.6301 \times 10^{27} \int_{1.1}^{Lpp} 10^{-0.31L+3.9} \sqrt{\frac{L-1}{L} (4096L^2 + 2048L + 1536)} dL \end{aligned}$$

