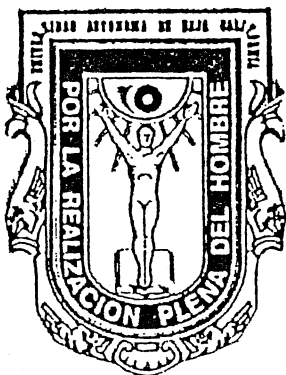


UNIVERSIDAD AUTONOMA DE BAJA CALIFORNIA
ESCUELA SUPERIOR DE CIENCIAS



PROCESOS DE RECONEXION MAGNETICA
EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

TESIS PROFESIONAL QUE COMO REQUISITO
PARCIAL PARA OBTENER EL TITULO DE:

FISICO

PRESENTA:

MAURICIO REYES RUIZ

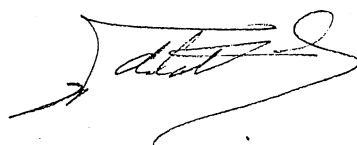
ENSENADA, BAJA CALIFORNIA, MEXICO

AGOSTO DE 1990

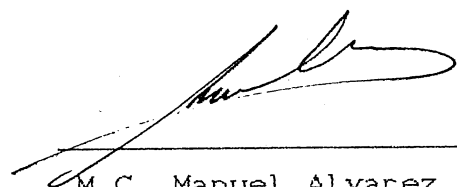
PROCESOS DE RECONEXION MAGNETICA
EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

TESIS
QUE PRESENTA
Mauricio Reyes Ruiz

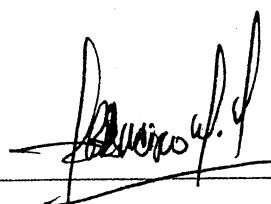
APROBADA POR



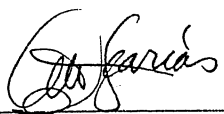
Dr. Hector Perez de Tejada
Presidente del jurado



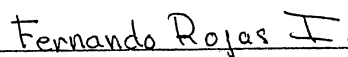
M.C. Manuel Alvarez P.D.
Sinodal propietario



M.C. Francisco Medina M.
Sinodal propietario



Dr. Mario Farias S.
Sinodal suplente



Fis. Fernando Rojas I.
Sinodal suplente

RESUMEN

En este trabajo se presentan las diversas observaciones que han dado origen a las hipótesis de la existencia de procesos de reconexión en la magnetósfera terrestre. Adicionalmente se presentan los principales modelos que se han utilizado para explicar este proceso. A manera de conclusión se presenta una discusión, basada tanto en argumentos de otros autores como propios, acerca del proceso de reconexión en si y sobre la interpretación de las observaciones. Entre los principales problemas encontrados podemos señalar: la falta de evidencia y en ocasiones la evidencia contradictoria a la reconexión en la magnetopausa diurna; Los cuestionamientos a la hipótesis de reconexión estacionaria en la magnetocola lejana; y la falta de mecanismos para la aceleración de plasmoides. Para finalizar se presenta una visión personal del estado general en que se encuentra la investigación de los procesos de reconexión magnética en la magnetósfera terrestre.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Hector Perez de Tejada, por haber aceptado dirigir esta tesis, por sus valiosos consejos, y por su inagotable paciencia.

A los sinodales, por tomarse la molestia de revisar éste trabajo y por presidir mi examen profesional.

A mis padres: Alberto Reyes Coca y Alicia Ruiz Matus, por su amor, por su apoyo, por su infinita motivación y comprensión, y porque, de no ser por ellos, no sería lo que soy.

A Mirna y Eridani, por ser las mejores esposa e hija que pudiera haber soñado, por darme todo su amor, por su paciencia y comprensión, y sobre todo por acompañarme en las buenas y en las malas.

Y a mis amigos; Jarvi, Alvaro, Jesus Ramón, Hector, Beto, Alex, Maytorena, Rojas, Joel, a Ramón, Raul, Rene, y Rodrigo Michel, a Doña Magui, Queta, y Karina, a Miguel Betancourt y Sra., a Atalo, Tapia, Miguel Ramírez, Poncho, Fernando, Pratap, al tío Cheko, al abuelo, Don gato, y al Chacal, a Pepillo y al pichon, a Morett, a Abraham, Pancho, Oscar, Ana y Liu, a los papas de Alvaro, y a todos mis demás amigos, maestros, parientes, etc. que en este momento no me acorde de su nombre, pero que estan alli, en mi memoria, y en mi corazón. A todos ellos mil gracias por todo.

INDICE

Capitulo I.- INTRODUCCION	1
Capitulo II.- ANTECEDENTES	6
Capitulo III.- LA MAGNETOSFERA, SU DINAMICA Y LA RECONEXION MAGNETICA	10
III.1.- La Magnetósfera Diurna	11
III.2.- La Magnetocola Lejana	25
III.3.- La Magnetocola Cercana	45
Capitulo IV.- LOS MODELOS DE RECONEXION MAGNETICA	53
IV.1.- El Teorema del Congelamiento de las Lineas de Campo	54
IV.2.- Los Modelos de Reconexión Estacionaria ...	60
IV.2.1.- El modelo de Sweet-Parker	61
IV.2.2.- El modelo de Petschek	62
IV.2.3.- Los modelos de Sonnerup y Yeh-Axford	66
IV.2.4.- Los modelos de Priest y Forbes	69
IV.3.- Los Modelos de Reconexión Dependiente del Tiempo	72
IV.3.1.- La inestabilidad de Kelvin-Helmholtz	73

IV.3.2.- Inestabilidad del modo de ruptura ..	75
IV.3.3.- Reconexión Explosiva	77
IV.3.4.- Reconexión en Múltiples Sitios	78
IV.3.5.- Modelo de LaBelle-Hamer	84
IV.3.6.- Reconexión no estacionaria	
tipo Petschek	87
IV.3.7.- Otros modelos	89
Capítulo V.- DISCUSIONES	90
V.1.- Sobre la Reconexión como	
Estado Estacionario	90
V.2.- Sobre la Reconexión en la Magnetopausa	92
V.3.- Sobre la Reconexión en la Magnetocola	97
Capítulo VI.- CONCLUSIONES	104
BIBLIOGRAFIA	106

I. - INTRODUCCION

La magnetósfera, frontera del medio terrestre con el espacio interplanetario, es escenario de muchos fenomenos muy interesantes entre los que se encuentran las auroras, resultado de la interacción del viento solar con la magnetósfera e ionosfera de la Tierra.

Hasta hace unos 30 años, el estudio de la magnetósfera se hacia sólo a traves de mediciones indirectas tomadas en la Tierra, o utilizando las herramientas de la magnetohidrodinámica y la física de plasmas. Sin embargo, con el advenimiento de la era espacial, fue posible obtener mediciones in situ de las características de los plasmas, corrientes eléctricas, campos eléctricos y magnéticos y observar, la compleja dinámica de la magnetósfera terrestre.

Hoy en dia, aunque todavía falta mucho por entender, existe una idea preponderante de como interactúa la magnetósfera con el viento solar, y de los procesos que actuan dentro de ella. Este modelo, que ha permitido explicar, entre otras cosas, la formación de las auroras, tiene como punto principal la existencia del proceso de reconección magnética en varios sitios de la magnetósfera.

La reconección magnética consiste basicamente en la violación de la condición de congelamiento de las lineas de campo en ciertas regiones, en las que, debido a la

configuración del campo y al flujo del plasma, los efectos de difusión se vuelven importantes. Un esquema de este proceso se muestra en la figura 1. Elementos del fluido que en un momento se encuentran conectados por una misma línea de campo, y que se mueven de tal manera que la línea de campo entre ellos pasa a través de la región en la que los efectos de difusión son importantes, se verán desconectados uno del otro, y reconectados después a un conjunto diferente de elementos del fluido.

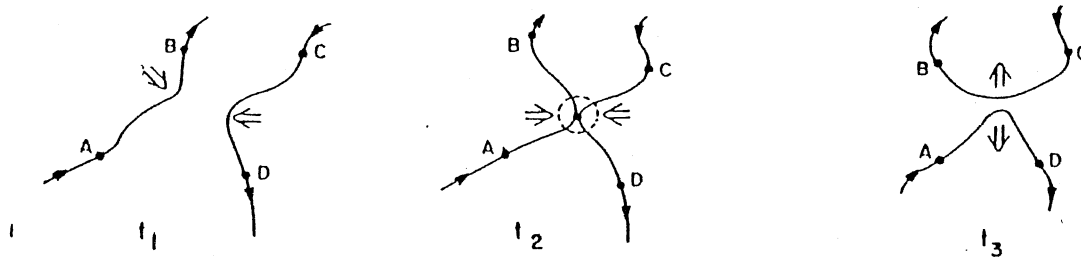


Figura 1. -A un tiempo t_1 , la línea de campo definida por los elementos A y B, se acerca a otra línea mas o menos antiparalela definida por C y D. Al tiempo t_2 las dos líneas de campo se "tocan" en algun punto intermedio entre A y B y entre C y D. Al tiempo t_3 los elementos A y B y C y D se han desconectado y se reconectan de manera que la línea ahora definida por A y D se aleja de la línea definida por B y C.

En principio, este proceso se puede llevar a cabo en cualquier frontera entre 2 regiones de campos magnéticos antiparalelos por las que fluye plasma hacia la frontera como se muestra en la figura 2. Un ejemplo importante de estas configuraciones es la hoja de plasma en la

magnetocola, esta divide a los lobulos, regiones con campos antiparalelos por las que fluye plasma del manto hacia la frontera por ambos lados.

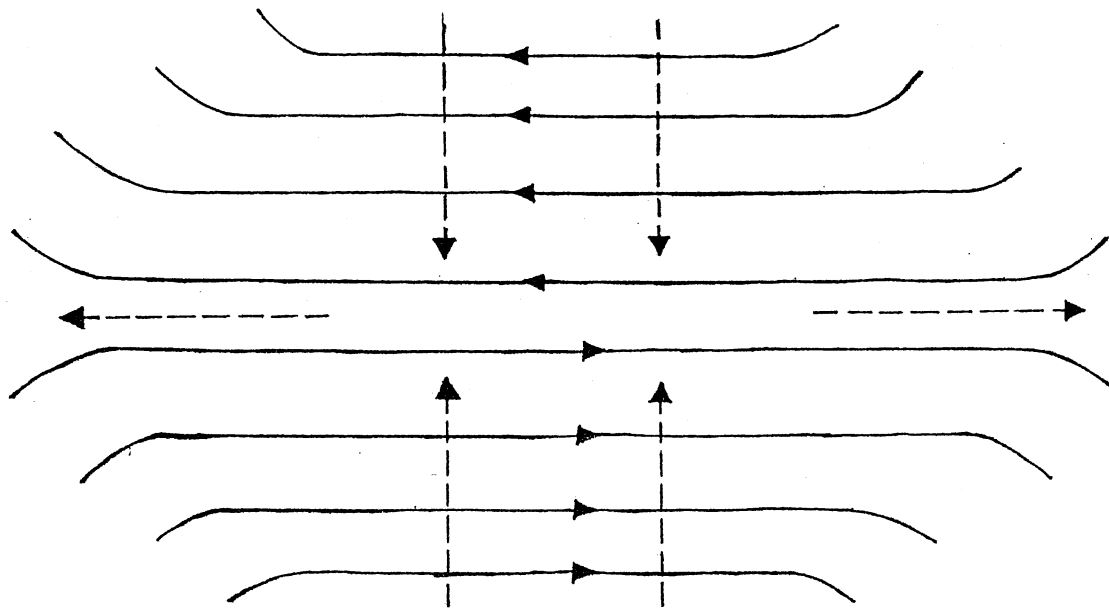


Figura 2.- Configuración del campo magnético (líneas continuas) y el flujo de plasma (líneas punteadas) en la que la reconexión se lleva a cabo.

Este proceso es de gran importancia para la naturaleza y estabilidad de las configuraciones hidromagnéticas, principalmente debido a que constituye un mecanismo para la conversión de energía magnética del campo a energía cinética del plasma expulsado. Esto se debe a que, al pasar por la región de reconexión, el campo magnético disminuye (en la figura 2 esto se observa como un mayor espaciamiento entre las líneas de campo), y por otro lado, la velocidad del fluido aumenta.

En la magnetósfera, existen tres sitios en los que, en principio, la reconección se podría llevar a cabo, aunque de manera distinta por el tipo de líneas que se reconectan (ver figura 3).

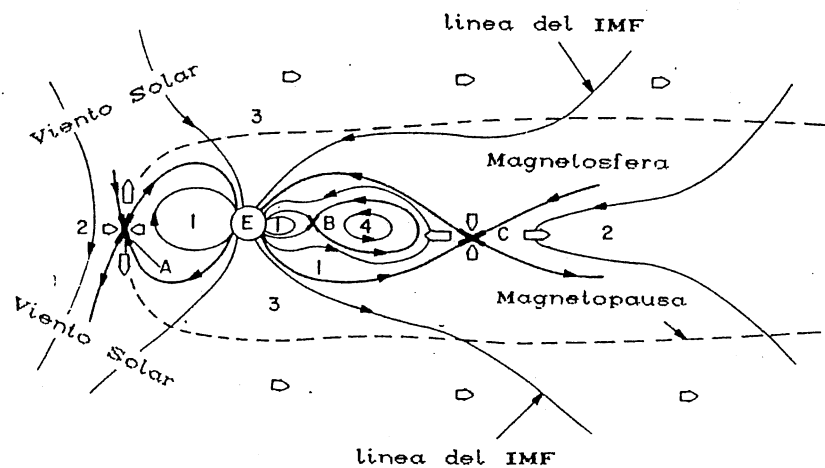


Figura 3.- Sitios de reconección en la magnetósfera terrestre, a) en la magnetopausa diurna, b) en la magnetocola lejana, y c) en la magnetocola cercana.

Estos sitios son:

- a) en la magnetósfera diurna, en donde las líneas del campo magnético interplanetario (IMF), arrastradas por el viento solar, chocan con el campo geomagnético (en el cual las líneas son cerradas, esto es están conectadas a la tierra en ambos extremos). Por lo tanto, la reconección se podrá llevar a cabo cuando el IMF tenga una componente hacia al sur,

- b) en la magnetocola distante (aprox. 100 Rt), en donde las líneas abiertas (i.e. que sólo están conectadas a la Tierra por un extremo) del campo geomagnético que han sido arrastradas hacia el plano de la eclíptica, a su polaridad opuesta se pueden reconectar, y
- c) en la magnetocola cercana, en donde en condiciones de alta actividad geomagnética se adelgaza la hoja de plasma, haciendo posible la reconexión entre líneas cerradas antiparalelas del campo geomagnético.

II. - ANTECEDENTES

El concepto de Reconexión Magnética fue acuñado por los físicos solares a finales de los 40's y principios de los 50's, para explicar la aceleración de plasmas en las ráfagas solares [Giovannelli (1947) y Hoyle (1949)] .

En 1961 Dungey, aplicando el concepto de reconexión magnética, propuso un modelo de una magnetósfera abierta, en el cual las líneas de campo interplanetarias y el campo geomagnético se reconectan en la parte diurna de la magnetósfera y fluyen, "congeladas" en el plasma, hacia la parte nocturna dando lugar a la magnetocola. En la magnetocola las líneas de campo se reconectan en un punto sobre el plano eclíptico. La figura 4 muestra el flujo de plasma y la proyección del campo magnético sobre un plano perpendicular a la eclíptica en la dirección sol-Tierra. En principio, esta configuración del campo magnético puede alcanzar un estado cuasi-estacionario.

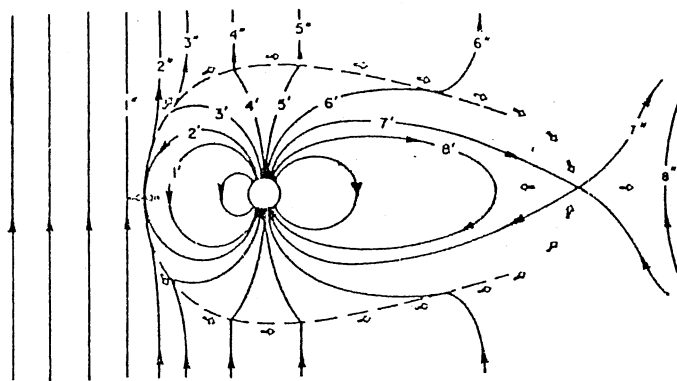


Figura 4.-Flujo de plasma y proyección en el plano X-Y del campo magnético según el modelo de Dungey (1961) para la magnetosfera terrestre abierta. Los numeros indican la evolución temporal de las líneas.

Por otro lado, varios modelos de reconexión magnética para un estado estacionario fueron propuestos por Sweet (1958), Parker (1957), Petschek (1964), Sonnerup (1970), y Yeh y Axford (1970). Vasiliunias (1975) ha señalado que todos estos modelos son fundamentalmente consistentes y representan diferentes aspectos del proceso de reconexión. En general presentan una estructura del campo magnético, en la zona de reconexión, que consiste de dos partes principales: una región pequeña de difusión alrededor de la zona de campo magnético nulo, en la cual la difusión de las líneas de campo domina el proceso; y la región de convección que rodea a la zona de reconexión, en la cual el plasma y las líneas de campo magnético se mueven juntos debido a la alta conductividad del plasma. Recientemente, Priest y Forbes (1986) presentaron una familia de modelos que incluye, como casos particulares a los modelos anteriores.

Sin embargo la aplicación de los modelos anteriores ha tenido problemas. El modelo de Sweet-Parker predice un ritmo de reconexión inferior al necesario para explicar la rápida conversión de energía que se observa en las ráfagas solares y las subtormentas magnetosféricas. Estas durante las que aumenta significativamente la energía y actividad en la

magnetósfera, aproximadamente al mismo tiempo en que se observan las auroras y la intensificación del campo en la superficie). Por otro lado la aplicación del modelo de Petschek predice un flujo de plasma de alta velocidad como resultado de la conversión de energía magnética a energía cinética en el proceso de reconexión, pero esto no se observa tan seguido como sería de esperar. Además ciertas observaciones de los satélites ISEE-1 y -2 a las que se ha denominado "eventos de transferencia de flujo" (FTE's), y que se verán con mas detalle mas adelante, fueron interpretadas por Russell y Elphic (1979) y por muchos otros después, como señales de un proceso de reconexión espontaneo e intermitente en la magnetopausa.

Uno de los principales esfuerzos por modelar la reconexión magnética dependiente del tiempo, es el trabajo de Lee y Fu (1985), ellos propusieron un modelo que predice la reconexión ya no en un sólo sitio, sino en multiples sitios cercanos a la vez. Al aplicar este modelo a la magnetósfera terrestre se puede explicar facilmente la ocurrencia de los FTE's y otras observaciones. Otros modelos de reconexión no estacionaria han sido propuestos por, Coroniti (1985), Biernat et al (1987), La Belle-Hamer et al (1988), y Scholer (1989), entre otros.

Desde el lanzamiento de los primeros satélites artificiales, se han publicado una gran cantidad de trabajos sobre la interpretación de las observaciones de instrumentos de tierra y satélites artificiales (recientemente los ISEE 1 y 2 en la magnetopausa diurna, y el ISEE- 3 en la magnetocola). Estas observaciones se han interpretado en términos de los modelos de reconexión magnética por Paschmann et al (1979), Sonnerup et al (1981), Hones (1984), Nishida (1983), y Siscoe et al (1984), entre otros. Aunque existen modelos diferentes a los de reconexión que pueden explicar algunas de las observaciones, todo parece indicar que los procesos de reconexión magnética juegan un papel muy importante en la dinámica de la magnetósfera.

III.- LA MAGNETOSFERA, SU DINAMICA, Y LA RECONEXION MAGNETICA

En este capítulo, presentaremos un panorama general de la magnetósfera, haciendo énfasis en aquellas observaciones e ideas, directamente ligadas a las hipótesis de reconexión. Para esto, dividiremos a la magnetosfera en 3 regiones; la magnetósfera diurna, la magnetocola cercana y la magnetocola lejana, en cada una de las cuales se ha sugerido que se lleva a cabo la reconexión (ver figura 5). Iremos presentando, región por región, las características de los plasmas y campos magnéticos, tanto durante etapas de poca actividad geomagnética (lo que se conoce como la magnetosfera quieta) como durante etapas de gran actividad (subtormentas).

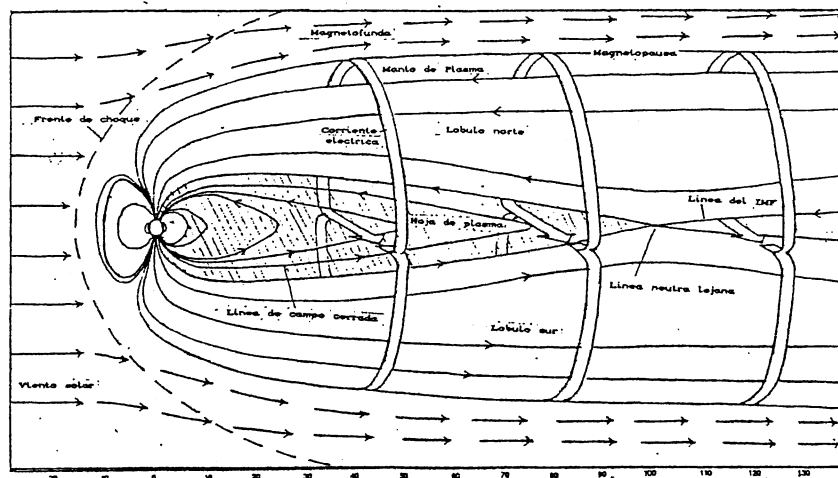


Figura 5.- Regiones de la magnetósfera; a) la magnetósfera diurna (hasta 15 Rt), b) la magnetocola cercana (hasta ~ 60 Rt), y c) la magnetocola lejana (su existencia se ha detectado hasta ~ 1000 Rt)

III.1.- La Magnetósfera Diurna

Además de ser la principal fuente de energía para los plasmas de la magnetósfera, el viento solar constituye una de las 2 fuentes principales de iones y electrones de esta (la otra fuente importante es la ionosfera terrestre).

Se ha demostrado, que tanto la convección de plasma como la energía y configuración del campo magnético de la magnetósfera, son fuertemente afectados (si no controlados) por las características del viento solar y el IMF [Coroniti y Kennel (1972), Russell y McPherron (1973)].

Un aspecto importante que cabe mencionar, es el hecho de que el viento solar es un flujo superalfvénico, esto es, que su velocidad es mayor que su velocidad de Alfven. La velocidad de Alfven es la velocidad de transmisión de las señales magnéticas a lo largo de las líneas de campo, por lo que, de manera similar a cuando choca un flujo supersónico con un obstáculo, al chocar el viento solar con el campo geomagnético, se formará un frente de choque. Para el caso de la Tierra, dicha frente se encuentra aproximadamente a unos 15 R_t (R_t significa radios terrestres, 1 R_t son 6370 kms) aunque su posición varía con la presión del viento solar [Fairfield (1972)].

Los cambios que sufren el plasma y el campo magnético al pasar a través del frente de choque se pueden describir aproximadamente por las ecuaciones de Rankine-Hugoniot

[Winterhalter, et al (1985)]. Debido al aumento de la presión, el plasma que ha pasado a través del frente de choque se calienta (adquiere temperaturas de 5×10^5 a 5×10^6 °K, y de 10^5 a 10^6 °K, para iones y electrones respectivamente). Por la misma razón, también la densidad aumenta, aunque dependiendo de la magnitud del IMF.

Debido a la compresión del viento solar al pasar a través del frente de choque, el campo magnético interplanetario aumenta su intensidad y cambia su dirección ligeramente.

A la región entre el frente de choque y la frontera de la magnetosfera (magnetopausa) se le conoce como la magnetofunda. En esta región el campo magnético tiende a envolverse alrededor de la magnetopausa, de manera que queda orientado en todos lados, tangente a dicha frontera. El aumento en la intensidad del campo magnético cerca de la magnetopausa, depende de la dirección del IMF [Pudovkin et al (1982)].

Al acercarse al punto subsolar de la magnetopausa (punto de estancamiento) el plasma tiende a comprimirse aun mas. Sin embargo, una parte de este, se escapa a lo largo de las líneas de campo acumuladas ahí, de tal suerte que la densidad sufre una cierta disminución [Crooker et al (1979) han observado una disminución en la densidad de hasta 40% en la región adyacente a la magnetopausa]. Este

efecto da lugar, a su vez, a un aumento en la intensidad del campo magnético para que se mantenga el balance de presiones entre la presión magnética y la del plasma. Como se vera después, esta intensificación del campo es importante porque implica un gradiente del campo magnético mas fuerte a traves de la magnetopausa, y con esto, aumenta la probabilidad de que se lleve a cabo la reconexión magnética en este lugar.

A traves de la magnetopausa, se observa una clara transición entre el campo magnético de la magnetofunda (muy similar al IMF) y el campo geomagnético deformado [Frank (1985)]. Esta frontera, se localiza aproximadamente a unos 10 R_t en la parte subsolar, aunque debido a fluctuaciones temporales del viento solar, se encuentra en continuo movimiento con velocidades radiales típicas de unas cuantas decenas de km/s. El grosor de la magnetopausa en la parte subsolar, ha sido calculado entre los 500 y 1500 km. [Elphic (1988)].

Dado que en principio, la reconexión magnética se puede llevar a cabo en cualquier lugar donde exista un cambio en la polaridad del campo magnético (configuración como la figura 2), se ha sugerido que en algun lugar de la magnetopausa, se lleva a cabo la reconexión magnética [Levy et al (1964)].

Crooker (1979) ha sugerido que la reconexión se lleva a cabo en aquellos lugares de la magnetopausa en donde los campos de la magnetofunda y la magnetósfera son exactamente antiparalelos. Entonces, en el caso de un IMF exactamente hacia el sur, habra solo un punto de reconexión y sera el punto subsolar de la magnetopausa, pero en otro caso, habra 2 o mas puntos de reconexión (puntos neutros) que estaran mas cerca de los polos. Sin embargo, esta hipótesis no ha sido plenamente desarrollada ni evaluada.

Al estudiar la reconexión en la magnetopausa, Levy et al (1964) concluyen que solo una parte de las lineas de campo de la magnetofunda que inciden en la magnetopausa se reconectan (entre el 10 y el 20 %), el resto fluye por los lados hacia la magnetocola arrastradas por el plasma.

Considerando solo el caso de campos magnéticos antiparalelos (IMF hacia el sur), Levy et al (1964) propusieron que la parte de las lineas de campo que se reconecta de lugar a una configuración en la magnetopausa como sigue (ver figura 6): Primero, dado que existe una componente normal finita del campo magnético a traves de la magnetopausa, y debido a que la componente tangencial cambia de dirección al pasar, se puede ver a esta frontera como una discontinuidad rotacional (ver Landau y Lifshitz 1968). Por otro lado, la condición de antiparalelismo

de los campos implica que debe existir un punto en donde su componente tangencial sea cero. Si en este punto existe además un campo eléctrico tangencial, la reconexión de los campos de la magnetofunda y la magnetósfera se llevara a cabo. El plasma pasara a traves de la discontinuidad con la velocidad de Alfven basada en la componente normal (a la magnetopausa) del campo magnetico, pero al pasar será acelerado hacia los polos de la Tierra por la fuerza $I \times B$ (en donde I es la corriente de la magnetopausa) dando lugar a un par de chorros de plasma hacia el sur y hacia el norte del punto neutro [Sonnerup et al(1981)]

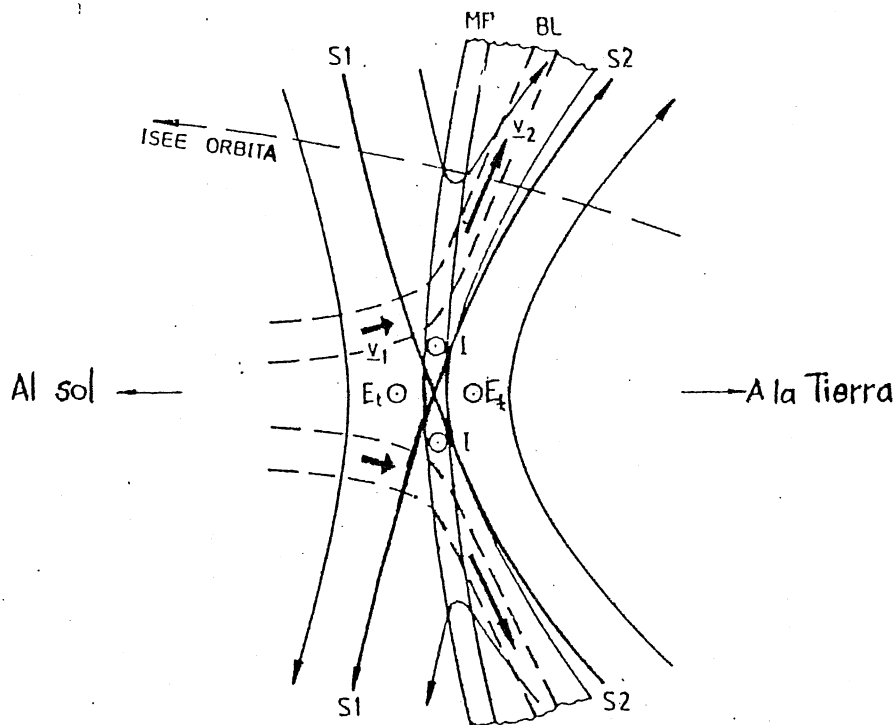


Figura 6.- Configuración del campo magnético, campo eléctrico, corriente y movimiento del plasma cerca del punto de reconexión en la magnetopausa (figura tomada de Sonnerup (1981)).

En cuanto a las observaciones, una prueba directa de la existencia de reconexión en la magnetopausa siguiendo este esquema (el de Levy et al), sería la medición de un campo eléctrico a lo largo de la línea neutra. Sin embargo, debido al rápido movimiento del plasma, al movimiento de la propia magnetopausa, y al tamaño reducido de la región de difusión, es difícil realizar este tipo de mediciones.

Sin embargo, se puede obtener evidencia convincente, o al menos persuasiva, de la reconexión en esta región, de varias maneras.

Primeramente se debe señalar que la presencia de una componente del campo eléctrico tangencial a la magnetopausa y la de una componente normal del campo magnético, sobre regiones de dimensiones mayores que el grueso de la magnetopausa, nos indicaría que hay o hubo reconexión en un pasado reciente. Pero, debido a que estas dos cantidades dependen de una correcta determinación del vector normal a la magnetopausa (el cual es muy difícil de medir por el movimiento ondulatorio y otras irregularidades en la magnetopausa), es imposible, en la mayoría de los casos, obtener mediciones confiables de estas dos cantidades. Solo en algunos casos ha sido posible hacer estas mediciones, y se han observado (aunque no siempre) componentes normales del campo magnético

diferentes de cero.

Otra manera de inferir la existancia de procesos de reconexión se deriva de mediciones de la componente de la velocidad a la magnetopausa, esto es, la velocidad del plasma a traves de la magnetopausa, sin embargo nuevamente debido a la incorrecta determinación del vector normal, y al rápido movimiento de la magnetopausa misma, es difícil medir esta cantidad . Ademas, esta observación se podría interpretar tambien como difusion rápida a traves de la magnetopausa.

Finalmente, la presencia de reconexión bajo el esquema de Levy et al, se puede fundamentar en base a observaciones de chorros de plasma a lo largo de la magnetopausa, que segun el modelo deben de llevar velocidades de aproximadamente 2 veces la velocidad de Alfven. Al paso de los satélites ISEE-1 y 2 por la magnetopausa, se detectaron en varias ocasiones estos chorros (un ejemplo de estas observaciones se muestra en la figura 7, y la figura 8 muestra la configuración de la magnetopausa sugerida para explicar estas observaciones). Sin embargo, es importante señalar que dichos flujos fueron observados sólo ocasionalmente, e incluso, se llegan a observar los chorros sin que se observen otras de las señas de reconexión (por ejemplo la velocidad normal diferente de cero). En otras ocasiones, se observa el caso

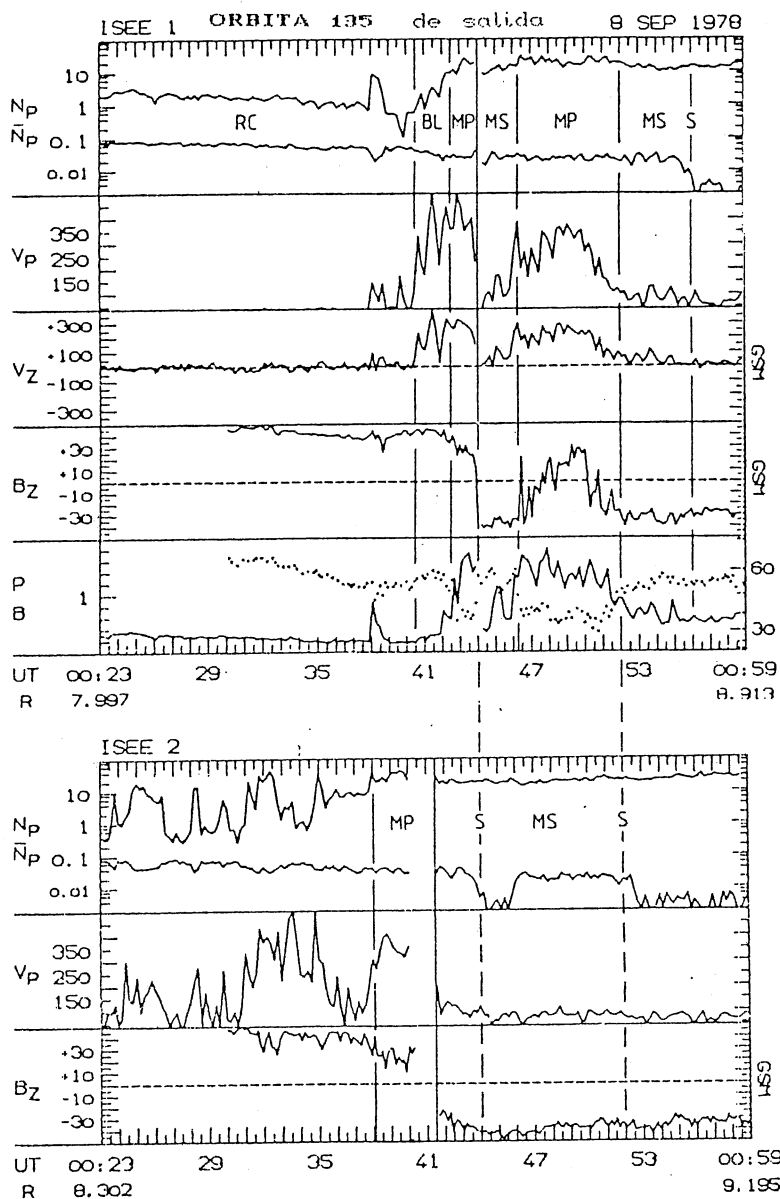
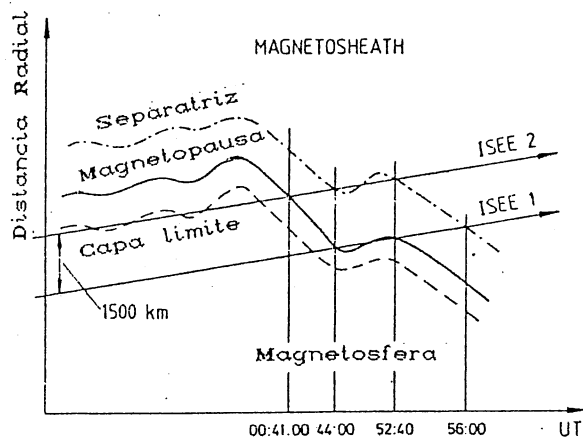


Figura 7.- Datos del plasma y el campo magnético del ISEE-1(arriba) y -2(abajo), al salir de la magnetósfera (RC) pasando por la capa límite (BL), la magnetopausa (MP) para llegar a la magnetofunda (MS). N_p es la densidad de iones, $\bar{N}_p$ la de iones energéticos, V_p y V_z son la magnitud y la componente Z de la velocidad del plasma, P es la presión del plasma, y B y B_z son la intensidad y la componente Z del campo magnético.

Figura 8.- Trayectoria de los satélites y movimiento inferido de la magnetopausa.



contrario, esto es, se observan condiciones favorables para la reconexión, mas no se observan los chorros mencionados [Paschmann et al (1979), Eastman y Frank (1982), y Papamastorakis et al (1982)].

Todo esto ha llevado a varios autores a sugerir, que la reconexión en la magnetopausa no sigue exactamente un esquema como el de Levy et al, que supone la existencia de reconexión como un estado estacionario, sino que mas bien la reconexión en la magnetopausa es un proceso no estacionario (incluso espontáneo) y de pequeña escala [Haerendel et al (1978), Paschmann et al (1979)]. Esta hipótesis se vio reforzada en 1978 cuando las primeras observaciones del ISEE-1 y 2 al pasar por la magnetopausa mostraban eventos muy interesantes como los que se muestran en la figura 9. En estas observaciones, la componente latitudinal del campo magnético (en el sentido de la latitud medida en la tierra), cambia de signo de la manera esperada, indicando la entrada parcial del satélite a la magnetósfera a las 1420 y 1441 UT, y una entrada total a las 1453 UT. Sin embargo, las componentes normal y longitudinal del campo magnético varían de manera extraña. Por un lado, la componente longitudinal aumenta en intensidad en la magnetopausa, cuando se esperaría que decreciera ya que en el lado de la magnetósfera es casi cero, y por otro lado, la componente normal aumenta

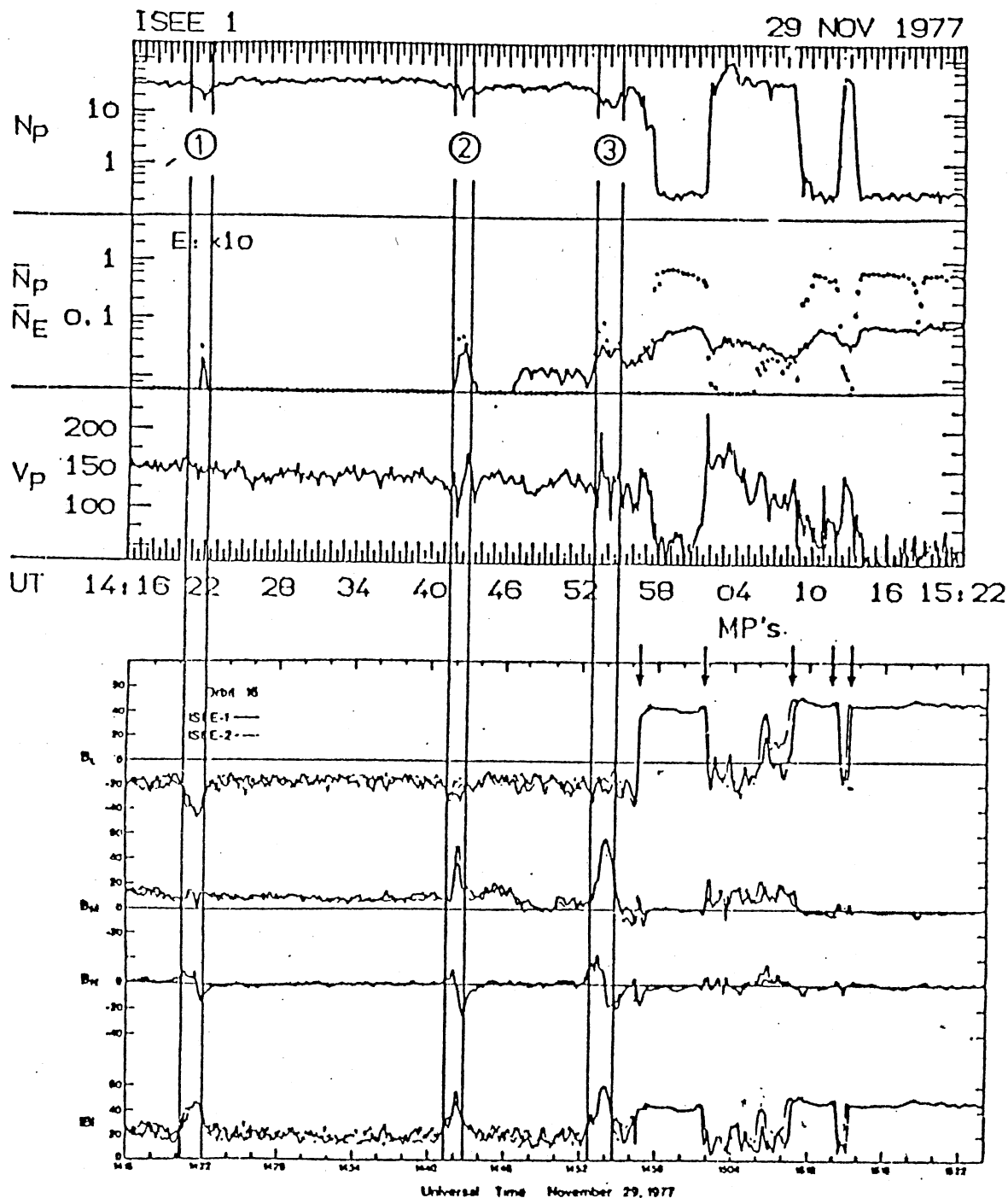


Figura 9. - Las fluctuaciones del plasma y el campo magnético que se indican con los numeros 1, 2, y 3 han sido denominadas FTE's. N_p es la densidad de iones, N_p y N_e son las densidades de iones y electrones energeticos respectivamente, V_p es la velocidad del plasma, y B_L , B_M y B_N son las componentes latitudinal, longitudinal y normal del campo magnético respectivamente.

rapidamente de cero a valores muy grandes para luego disminuir a valores muy grandes pero negativos y finalmente volver a cero. Al mismo tiempo se observaron un flujo de electrones y protones energéticos saliendo de la magnetósfera y un flujo de plasma de bajas energías de la magnetofunda hacia la magnetósfera.

Este comportamiento del campo y el plasma fue observado no solo en estos cruces, sino en muchos otros, y debido a que durante estos fenomenos hay un transporte neto de flujo magnético, se les denominó "eventos de transferencia de flujo" o FTE's del ingles Flux Transfer Events [Russell y Elphic (1979)].

Russell y Elphic (1979) explicaron estas observaciones, en terminos de reconexión magnética no estacionaria, de la manera siguiente(ver figura 10): En una región cercana al punto subsolar, los campos de la magnetósfera y la magnetofunda se han reconectado de manera impulsiva y en una región pequeña (comparada con la dimensión lineal de la magnetopausa), una vez que la reconexión ceso, el tubo de flujo reconectado se aleja de la región de reconexión arrastrado por el flujo de la magnetofunda adyacente a la magnetopausa que va en dirección antisolar. Las lineas de campo de la magnetofunda que rodean al tubo se enrollan (drape) sobre el, y se propone que la tensión magnética, debido a la

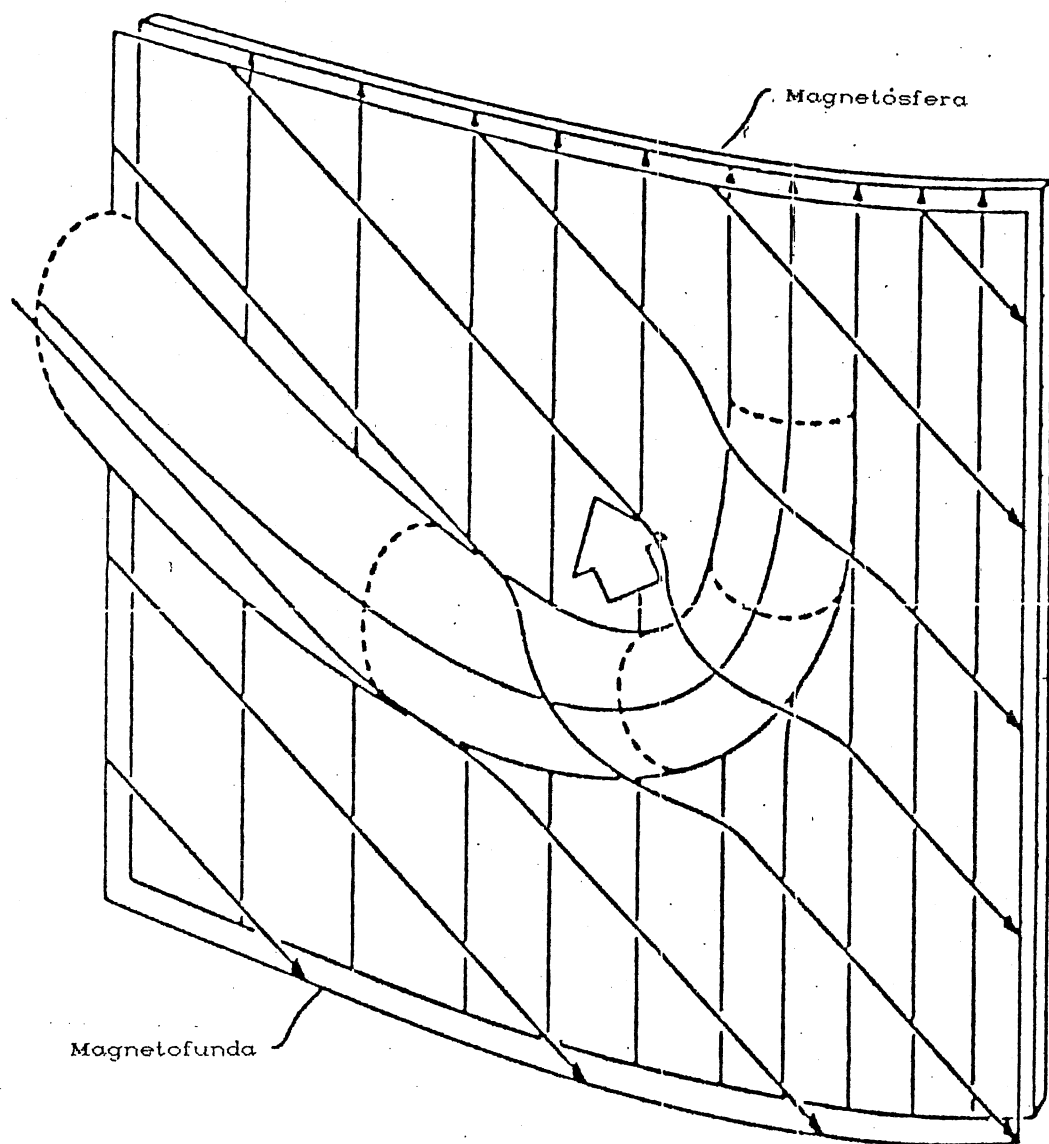


Figura 10. - Esquema de Russell y Elphic (1979) para la configuración del campo magnético en los FTE's.

curvatura de las líneas acelera al flujo en cada una de las regiones (magnetofunda y magnetósfera) al tratar de enderezarse. Con esta configuración se pudo explicar las observaciones, suponiendo la existencia de reconexión no estacionaria en la magnetopausa.

Análisis posteriores confirmaron el esquema propuesto por Russell y Elphic, y se encontró que típicamente los tubos sugeridos tienen un radio de aproximadamente $1 R_t$ y una longitud similar sucediendo aproximadamente 4 o 5 por hora. Pueden llegar a tener un transporte de flujo magnético de aprox. 2×10^4 Webers/seg. Estos se observan predominantemente cuando el campo de la magnetofunda tiene una componente sur [Saunders et al (1984), Russell (1984), Rijnbeek et al (1984), Elphic (1988) y Papamastorakis (1989)]

Otras observaciones, como el hecho de que dentro del tubo el campo magnético está torcido, lo cual es difícil de entenderse en el modelo de Russell y Elphic, han llevado a otros autores a sugerir modelos alternativos (que se revisarán en el siguiente capítulo) [Lee y Fu (1985), (1989), Sonnerup (1987), Scholer (1988), Southwood et al (1988) La Belle-Hamer et al (1988), Liu y Hu (1988)]. Sin embargo, actualmente no existe un consenso sobre cuál de estos modelos es el más aceptable.

Otro descubrimiento importante, surgido de las observaciones del ISEE-1 y 2, y que constituye una prueba para cualquier modelo de reconexión en la magnetopausa es la existencia de una capa de plasma con características muy similares al plasma de la magnetofunda y que se encuentra adyacente a la magnetopausa por el lado de la magnetósfera. A esta región se le conoce como la capa límite de latitudes bajas. Dado que persiste y conserva sus propiedades independientemente de la polaridad del IMF ha sido difícil explicar su origen en terminos de procesos de reconexión magnética [Haerendel et al (1978)].

III.2. - La Magnetocola Lejana

Segun el modelo de la magnetósfera abierta de Dungey (1964), las lineas de campo reconectadas en la magnetopausa diurna, son arrastradas por el plasma de la magnetofunda hacia el lado noche de la tierra, en donde el campo magnético tendrá una configuración alargada que, junto con los plasmas que ahí habitan se conoce como la magnetocola terrestre (ver figura 5).

La magnetocola consiste, a grandes rasgos, de dos lobulos con magnetización opuesta, en el lobulo norte, las lineas de campo magnético apuntan hacia la Tierra y están conectadas al polo norte de la Tierra, y en el lobulo sur, las lineas apuntan en dirección antisolar y están conectadas al polo sur de la Tierra. Los lobulos se encuentran separados por una hoja de plasma orientada en el plano de la eclíptica y sobre la que fluye una corriente eléctrica. Esta corriente obedece a la ecuación $\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}$ por lo que envuelve a los lobulos como se muestra en la figura 5.

Se han sugerido 2 sitios de reconexión magnética en la magnetocola. Por un lado, la hipótesis de reconección en el lado diurno, requiere de una magnetocola abierta (i.e. con lineas de campo conectadas al IMF) y larga (de aprox. 1000 R_t segun Dungey [1965]), en la que, con el

efecto de mantener un balance de energía con la transferida a la magnetósfera por reconección en el lado diurno, se lleve a cabo la reconección de manera más o menos continua. Es generalmente aceptado que el punto neutro correspondiente, (que en el caso de una configuración tridimensional corresponde a una línea neutra y se denomina línea de reconección lejana), se encuentra alrededor de los 100 Rt.

Por otro lado, se ha sugerido que durante etapas de alta actividad geomagnética, se forma una nueva línea neutra que sirve de mecanismo para disparar las subtormentas magnetosféricas. Se supone que esta nueva línea neutra, se encuentra entre los 10 y 20 Rt (por lo que es comunmente llamada línea de reconección cercana), y sobre la hoja de plasma, ya que es ahí donde ocurre el cambio de polaridad del campo.

Las observaciones realizadas por el satélite ISEE-3, junto con observaciones de Tierra e instrumentos de poca altura, han dado fuerte evidencia a favor de las dos hipótesis anteriores, y han permitido conocer muchas de las características de esta región. En base a las características del plasma, ha sido posible distinguir 5 regiones diferentes de la magnetocola, estas son, el manto o capa límite de altas latitudes, los lobulos, las capas límite de la hoja de plasma, la hoja de plasma, y la capa

límite de bajas latitudes, que se distribuyen como se muestra en la figura 11. A continuación se presentan las características del plasma y del campo magnético en la magnetocola distante (60-220 Rt), haciendo énfasis en aquellas observaciones que están ligadas con la hipótesis de reconexión.

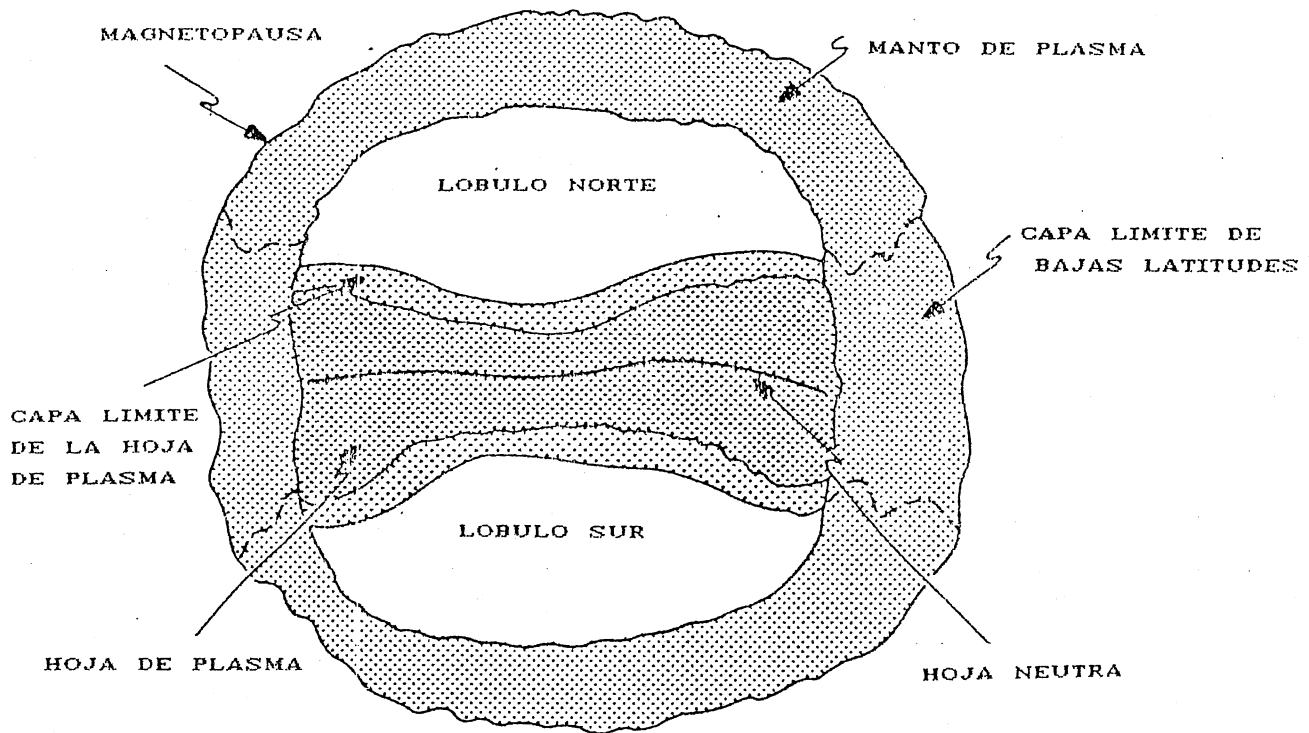


Figura 11.- Corte transversal de la magnetocola a una distancia de aprox. 45 Rt, en el que se muestran las distintas regiones de la magnetocola. Esta estructura se mantiene, aunque con proporciones distintas, al menos entre los 30 y 220 Rt.

III.2.1 El manto de plasma

Esta región es habitada por plasma de la magnetofunda que ha penetrado por reconexión en la magnetopausa, por las cúspides polares (ver fig.5), y por plasma que sale de la ionosfera. Estos plasmas fluyen a lo largo de las líneas de campo hacia el lado noche, llenando la región de altas latitudes inmediatamente inferior a la magnetopausa.

Tipicamente, el manto tiene un espesor que fluctúa entre 0.5 R_t y 4 R_t . La densidad del plasma en esta región, va desde 0.1 partículas/cm³ en la parte interior (adyacente a los lobulos), hasta 5 partículas/cm³ en la magnetopausa. Estos parametros estan fuertemente relacionados con la dirección del IMF, y en general son mayores para un IMF hacia el sur [Frank (1985)].

La velocidad del plasma va de 1 a 2×10^2 cm/s, y tiene dirección antisolar a lo largo de las líneas de campo.

Un factor importante en la dinámica de la magnetocola, es la presencia del campo eléctrico convectivo del viento solar. Este campo eléctrico es inducido por el flujo de plasma de la magnetofunda a traves de las líneas del campo magnético ($\mathbf{V} \times \mathbf{B}$) y cruza la cola en la dirección este-oeste. Axford y Hines (1961)

han sugerido que el plasma del manto, al fluir libremente a lo largo de las líneas de campo magnético, es influido por este campo eléctrico, dando lugar a un arraste $E \times B$, que lo lleva hacia la región ecuatorial de la cola. Según Phillip y Morfill (1978), este transporte da lugar a la formación de la hoja de plasma. Durante etapas de alta actividad geomagnética, la intensidad del campo eléctrico puede aumentar hasta en un factor de 10. Este aumento implica un crecimiento del arrastre eléctrico, hecho que se ha sugerido como causa de la formación de la línea de reconexión cercana.

III.2.2 Los lobulos

Los lobulos son regiones de la magnetocola relativamente vacías, con campos magnéticos opuestos, y que están separados en el ecuador por la hoja de plasma y sus capas límites (ver figura 11).

En base a las observaciones del ISEE-3, ha sido posible determinar las variaciones espaciales de varios parámetros del campo magnético y de los plasmas en los lobulos y la hoja de plasma, algunos de los cuales son; la intensidad total del campo ($|B|$) y sus componentes; la temperatura de los electrones (T_e); la densidad electrónica (n_e); y la componente X de la velocidad (V_x). A partir de estas cantidades fue posible calcular varios

parametros importantes como son ; el número Beta de electrones ($\beta_e = 8\pi n_e kT_e / B^2$) que nos da una medida de la energía térmica de los electrones comparada con la energía magnética del campo, el numero de Mach-Alfven (definido como $M_A = V / [B^2 / (4\pi n_p)]^{1/2}$) que es el cociente de la velocidad del fluido con la velocidad de Alfven, la inclinación norte-sur del campo magnético ($|B_z/B_x|$), y la inclinación este-oeste del mismo ($|B_y/B_x|$). Los promedios de estas cantidades durante mas de 110 días se muestran en la figura 12.

Como se ve en la figura 12, la intensidad del campo magnético, disminuye de 15 nT en $X=-50$ Rt, hasta 8 nT a 200-220 Rt, obedeciendo hasta los 120 Rt la relación $|B| = X^{-0.53}$ aproximadamente, para permanecer mas o menos constante más alla de esta distancia, [Huang (1987), Slavin et al (1985)].

La dirección del campo magnético es predominantemente en la dirección X, siendo las cantidades $|B_z/B_x|$ y $|B_y/B_x|$ bastante pequeñas y aproximadamente constantes más alla de los 60 Rt, con valores del orden de 0.06 y 0.1 respectivamente [Slavin et al (1985)].

Como se ve en la figura 12, la densidad del plasma y la velocidad antisolar al ir de $X=-50$ Rt a $X=-220$ Rt, aumentan de 0.02 a 0.1-0.2 partículas/cm³ y de 150-200 km/s a 200-250 km/s respectivamente, mientras que la

ISEE-3 LOBULOS

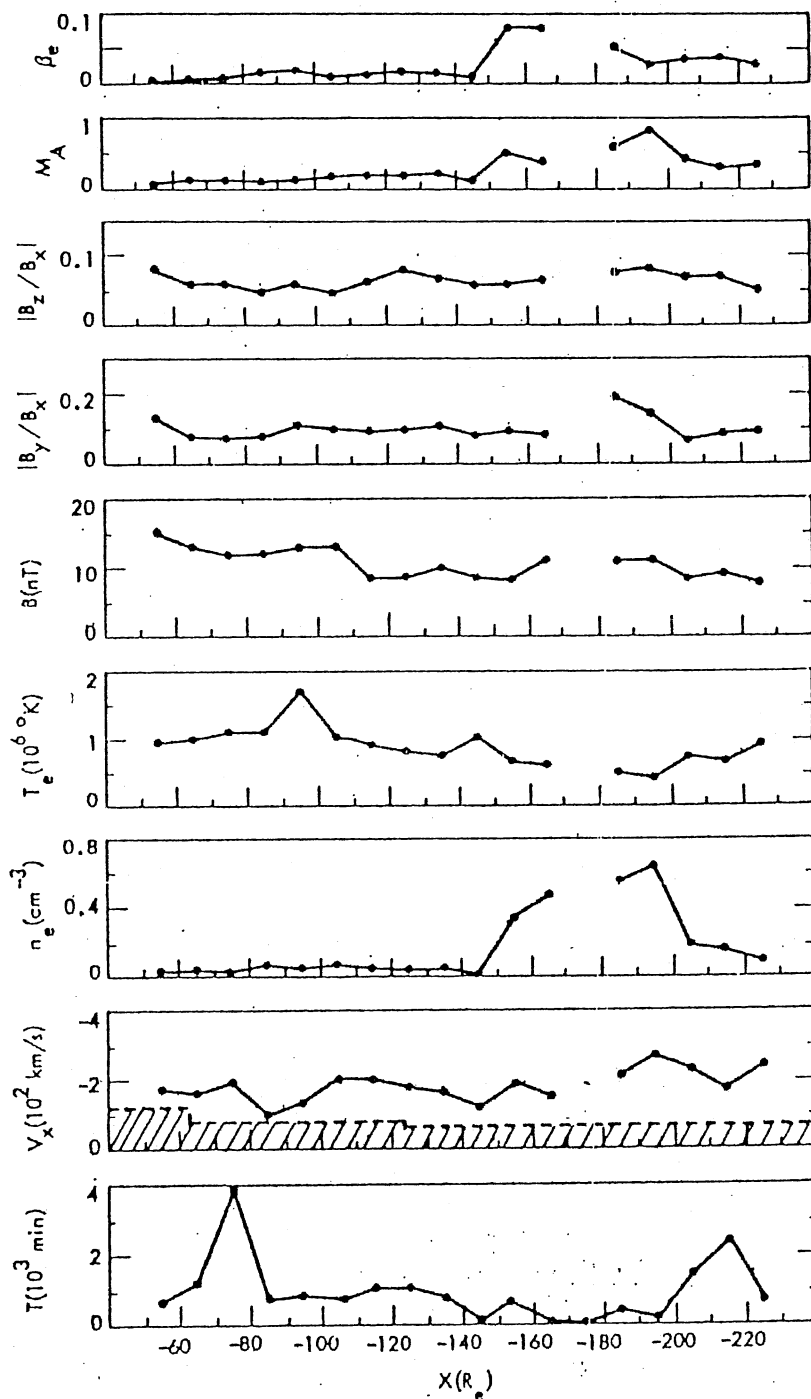


Figura 12.- Conjunto de parámetros del plasma y el campo magnético en los lobulos, como función de la distancia de la Tierra X . El panel inferior indica el tiempo que el satélite permaneció a en esa distancia.

temperatura decrece de 1×10^6 °K a $5-8 \times 10^5$ °K. Por otro lado, el numero β_e y el numero M_A aumentan 10 y 3 veces respectivamente, indicándonos que ambas, la energía térmica y la energía cinética de las partículas en los lobulos, van siendo más importantes al aumentar $|X|$.

La figura 12 muestra que entre los 150 y 220 Rt, hay aumento en la densidad y otras propiedades, pero esto se debe a que en este tiempo el satélite se movió de la region central del lobulo a la región exterior, esto es hacia el manto de plasma. Las variaciones de los parametros anteriores en la dirección Y, para $140 < |X| < 225$ Rt, se muestran en la figura 13.

Por ultimo, analizando el balance de presiones en ambos lados de la magnetopausa, se encuentra que a partir de los 110 a 130 Rt, el ensanchamiento de la cola se detiene y permanece con un diámetro de aprox. 60 Rt, con un campo magnético de aprox. 9.6 nT [Slavin et al (1985)].

Se ha encontrado que la energia y las dimensiones de la magnetocola, están fuertemente correlacionadas con la actividad geomagnética (que a su vez lo esta con la dirección del IMF), al menos para distancias menores de 200 Rt. Para distancias mayores, las características globales del plasma y el campo magnético son debilmente influidas por los efectos de las subtormentas [Slavin et al (1985)]. Sin embargo, a escala menor, se observan

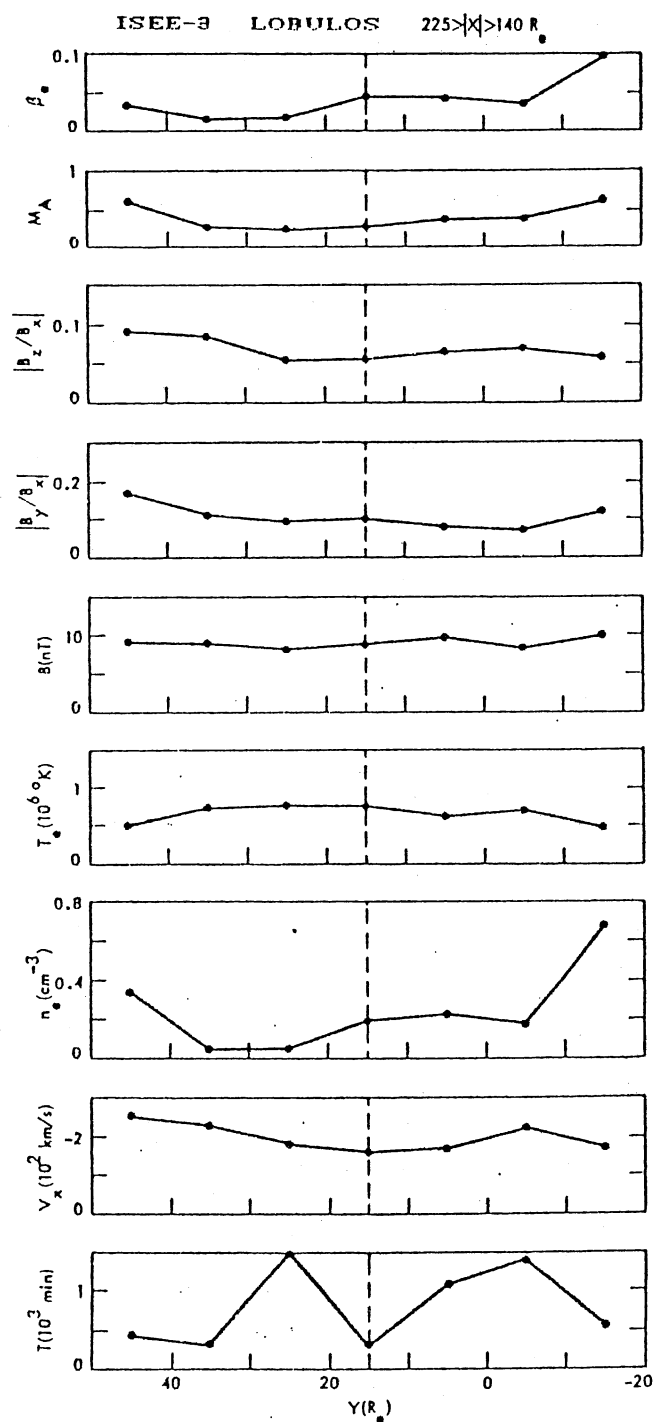


Figura 13. - Variacion de los mismos parametros que en la figura 12, pero ahora en funcion de la distancia Y, esto es, paralela al plano ecliptico y perpendicular a la distancia X.

variaciones importantes de las características del plasma y el campo magnético. Estas observaciones, se han interpretado como el paso de los plasmoides, predicho por el modelo de reconexión para las subtormentas, por lo que se considera que aportaron fuerte evidencia a favor de la hipótesis de reconexión en la magnetocola cercana (ver figura 17). Estas observaciones serán presentadas en la siguiente sección.

III.2.3 La hoja de plasma y sus capas límites

Entre los dos lobulos, y generalmente paralela al plano eclíptico, se encuentra la hoja neutra, esto es, el plano donde el campo magnético es practicamente nulo. A la región altamente cambiante e inhomogénea que rodea a la hoja neutra, se le conoce como hoja de plasma (ver figuras 5 y 11).

La figura 14 muestra las variaciones en X , de los parametros tratados anteriormente, pero ahora en la hoja de plasma.. Vemos que la intensidad del campo magnético en la hoja de plasma, decrece más alla de la orbita lunar (aprox. 60 R_t) de un valor medio de 4.9 nT entre los 60 y 100 R_t , a 4.4 nT como promedio entre los 100 y 210 R_t ,

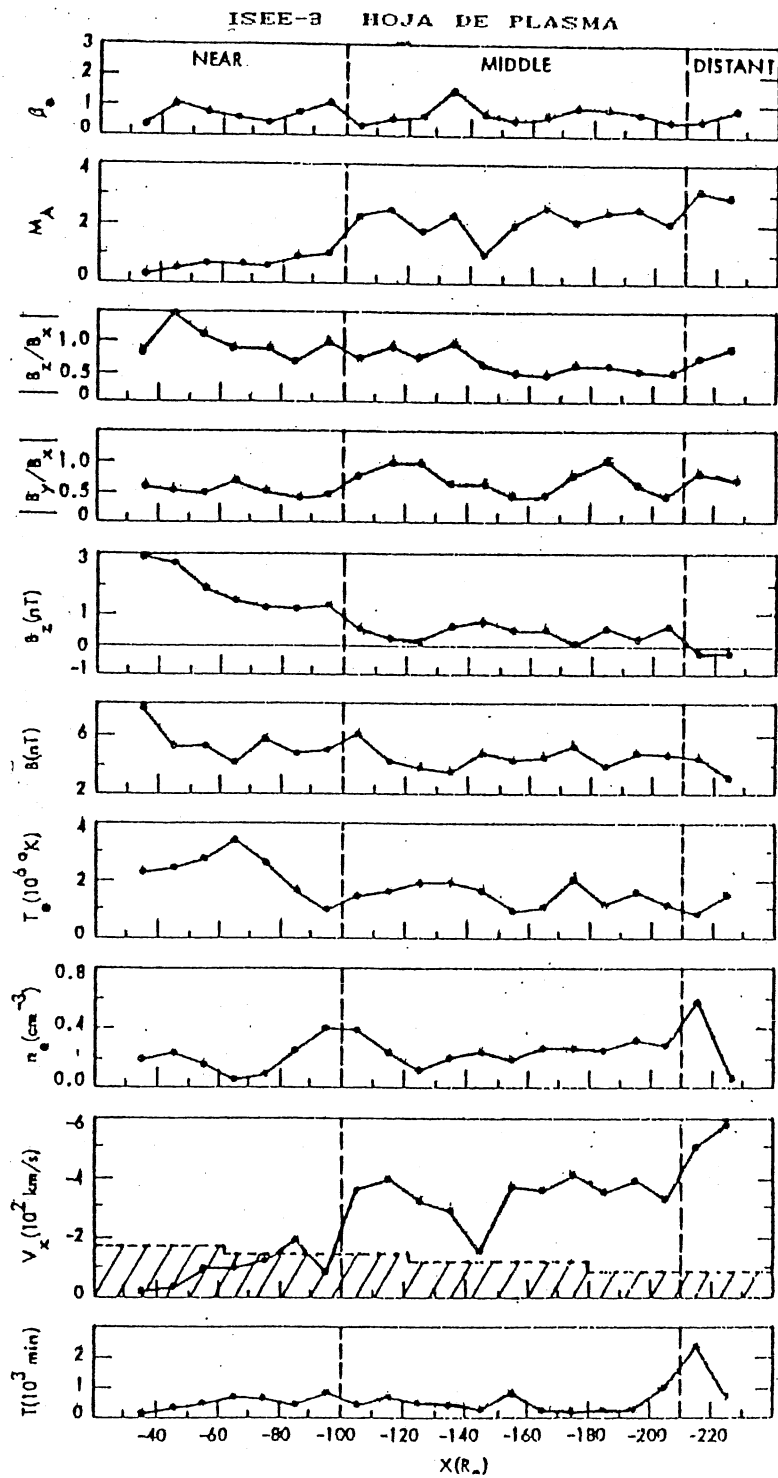


Figura 14.- Conjunto de parametros delo plasma y el campo magnetico en la hoja de plasma, graficados en funcion de la distancia X .

para llegar a un valor medio de 3.7 nT para $X > 210$ Rt. En contraste, la densidad del plasma aumenta de 0.2 a 0.3 partículas/cm³ entre $X = 30$ Rt y $X = 220$ Rt, y la temperatura del plasma disminuye en un factor de 2, probablemente debido a la entrada de plasma frío de la capa límite de la magnetopausa (manto), como han sugerido Phillip y Morfill (1978). [Slavin et al (1985)]

El número β de electrones, con valores entre 0.3 y 1.5 permanece mas o menos constante.

Las variaciones más significativas se presentan en los parametros M_A , B_z y V_x . La región de $X < 100$ Rt, se caracteriza por una componente B_z positiva y flujos subalfvénicos (en promedio) hacia la Tierra como seria de esperarse si hubiera una línea neutra en $X \geq 100$ Rt. Entre los 100 y 210 Rt el flujo en la hoja de plasma se aleja ahora de la Tierra y pasa a ser superalfvénico ($M_A \sim 2$), la componente B_z del campo magnético en ocasiones es negativa, aunque en promedio permanece positiva pero pequeña. Finalmente para $X > 210$ Rt, el plasma continua acelerandose para alcanzar un $M_A \sim 3$, y el campo magnético se vuelve negativo, aunque pequeño (0.2 nT). Estos resultados indican que la region de aceleración se encuentra entre los 100 y 200 Rt. Si suponemos que esta

aceleración se lleva a cabo vía reconección, podemos decir que la línea de reconección o ,línea neutra lejana se encuentra entre los 100 y 200 Rt [Slavin et al (1985)].

Para el analisis de las variaciones de estos parametros en la dirección Y, dividiremos a la región de estudio en 3 secciones, de 60 a 100 Rt, de 100 a 180 Rt, y de 180 a 225 Rt. Las observaciones del ISEE-3 en esta región se muestran en la figura 15. En la región cercana, B_z es hacia el norte y el flujo en la dirección Y es subalfvénico. En la región intermedia el flujo se vuelve superalfvénico, pero además vemos que B_z se vuelve definitivamente negativa solo en una pequeña región de 10 Rt alrededor del meridiano de medianoche. B_z hacia el sur viene acompañado de un máximo en la velocidad del flujo y en la temperatura electrónica. Entre los 180 y 225 Rt se observa un ensachamiento de la región con B_z negativo y flujo superalfvénico de 10 a 30 Rt. Esto nos indica que la línea de reconección lejana en el plano XY es una curva como se muestra en la figura 16. Russel (1977) ha sugerido que esto se debe a los esfuerzos que el viento solar, a traves de procesos viscosos, ejerce sobre la magnetosfera terrestre.

Unas de las observaciones mas interesantes del ISEE-3 en la magnetocola lejana, son las relacionadas con las subtormentas magnéticas. La hipótesis de reconección en la

ISEE-3 HOJA DE PLASMA

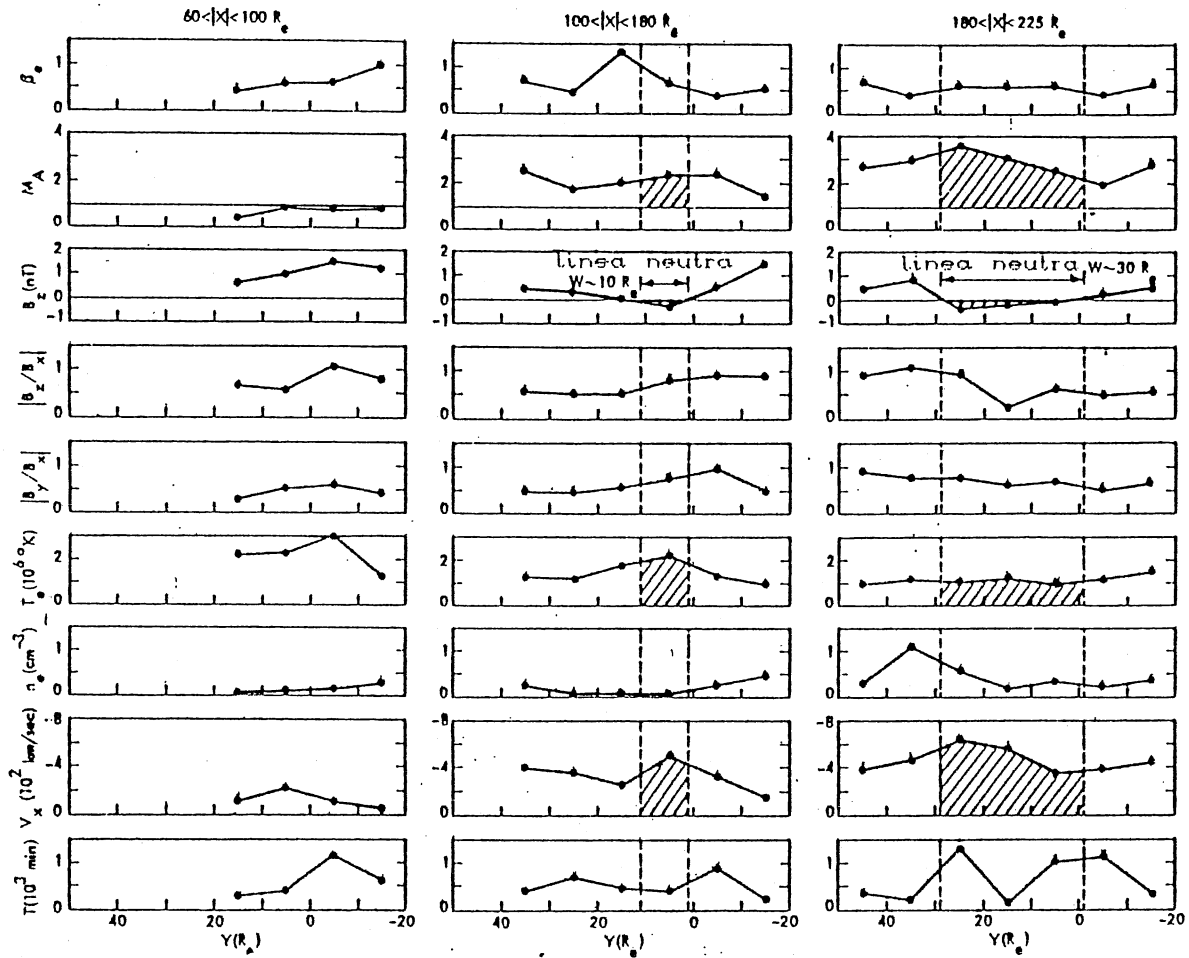


Figura 15. - Para presentar los perfiles de algunos parametros del plasma y el campo magnetico en la de plasma (en funcion de Y), hemos separado a la magnetocola en 3 regiones como se indica.

magnetocola cercana, predice que durante etapas de alta actividad geomagnética se formara una línea neutra entre los 15 y 30 Rt.

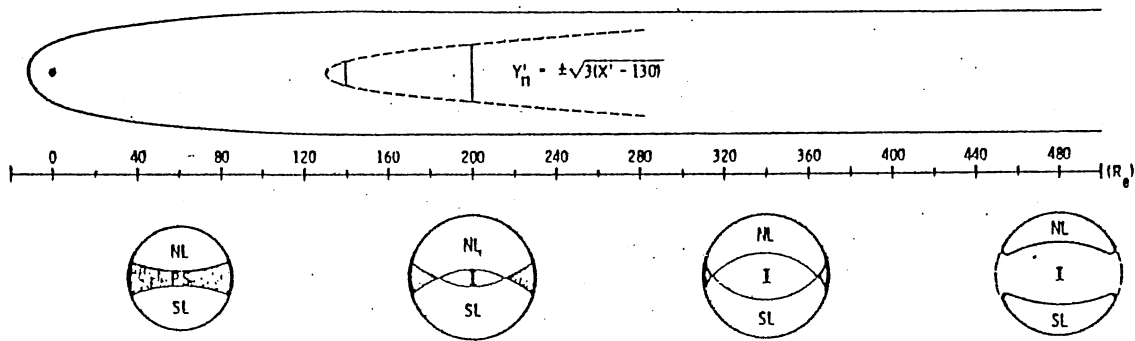


Figura 16. - Forma de la línea de reconexión lejana en el plano XY, según las mediciones del ISEE-3 en la magnetocola (tomada de Slavin et al (1985)).

Bajo estas condiciones, las líneas de campo cerradas de la hoja de plasma, se reconectan en esta nueva línea neutra, quedando de esta manera envueltas en líneas de campo, grandes cantidades de plasma caliente. Estos objetos, denominados plasmoides, posteriormente serán acelerados en dirección antisolar (Hones [1986] ha sugerido que esto se debe a la tensión de las líneas de campo reconectadas solo en la línea neutra cercana). Las huellas de estos objetos fueron observadas en la magnetocola lejana, aportándose así fuerte evidencia a favor del modelo de reconexión para las subtormentas magnéticas. Dichas observaciones (un

caso se muestra en la figura 18) consisten en lo siguiente: En varios pasos del ISEE-3 a través de la magnetocola, 20 o 30 minutos después del comienzo de una subtormenta en la tierra, se observó un ensanchamiento de la hoja de plasma. Cuando esto ocurre se mide también plasma caliente moviéndose hacia la cola a velocidades de 500 a 1000 km/s. Este flujo va acompañado de una rápida fluctuación de la componente B_z , que cambia primero, de un valor negativo (hacia el sur), hacia la dirección norte, para luego volverse otra vez negativo. Estas observaciones iban precedidas por la aparición de un flujo de electrones energéticos en dirección antisolar, mientras el campo aun era el característico de los lobulos.

Estas observaciones son reconocidas, en terminos del modelo de reconeccción para las subtormentas, como el cruce del satellite por la superficie separatriz que envuelve al plasmoide, y luego la entrada al plasmoide mismo, como se muestra en la figura 17. Antes del inicio de la subtormenta ($t < 0$), solo existe una línea neutra aproximadamente a 100 R_t , esto es, mas cercana a la Tierra que el satélite. A $t = 0$ (que corresponde al inicio de la subtormenta) la hoja de plasma es cortada por reconeccción cerca de la Tierra ($\sim 15 R_t$), y para $t = 30$ min, el plasmoide ya envuelve al satélite. Debido a la menor

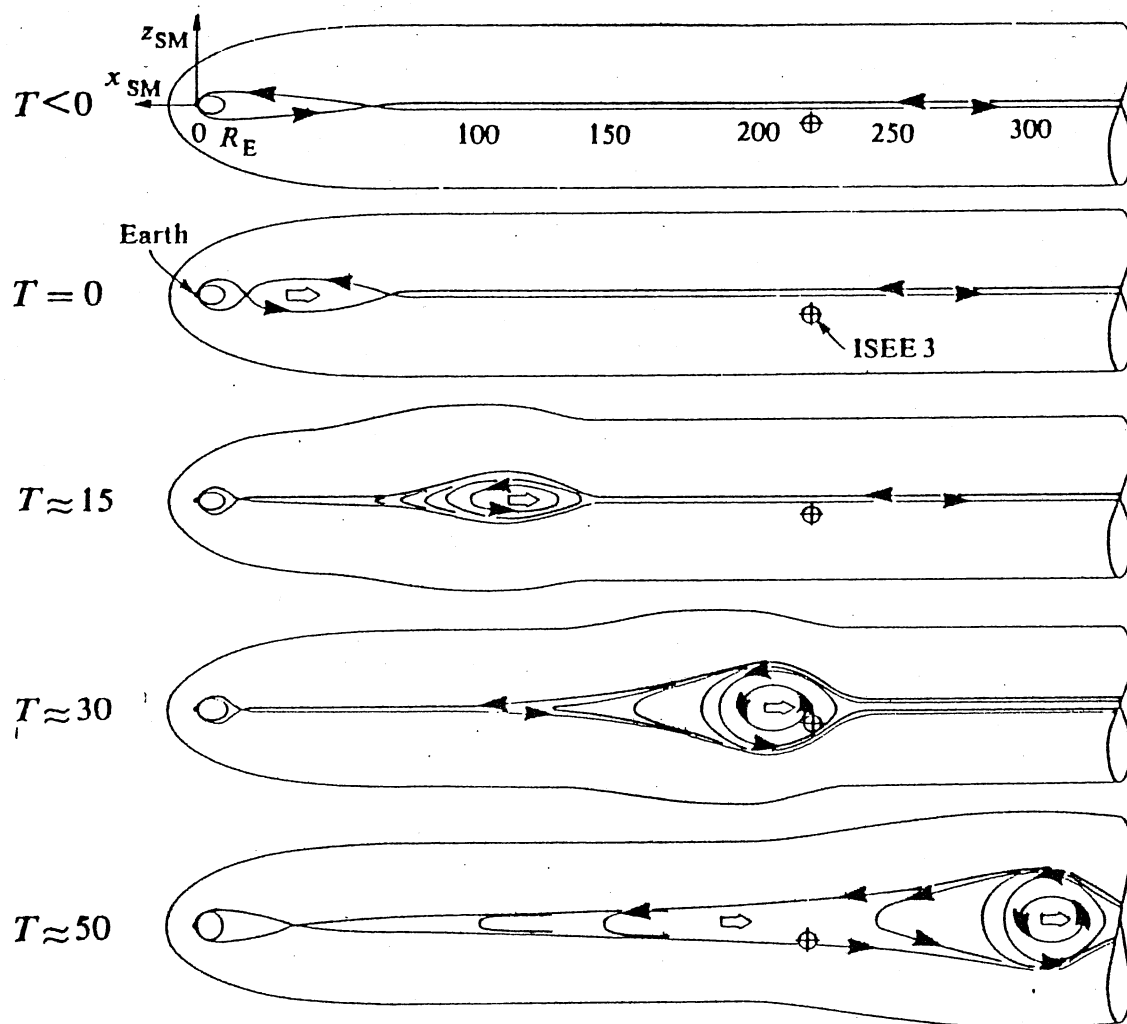


Figura 17.- Esquema del paso de un plasmoide por el satellite ISEE-3, aproximadamente 30 minutos despues del inicio de la subtormenta.

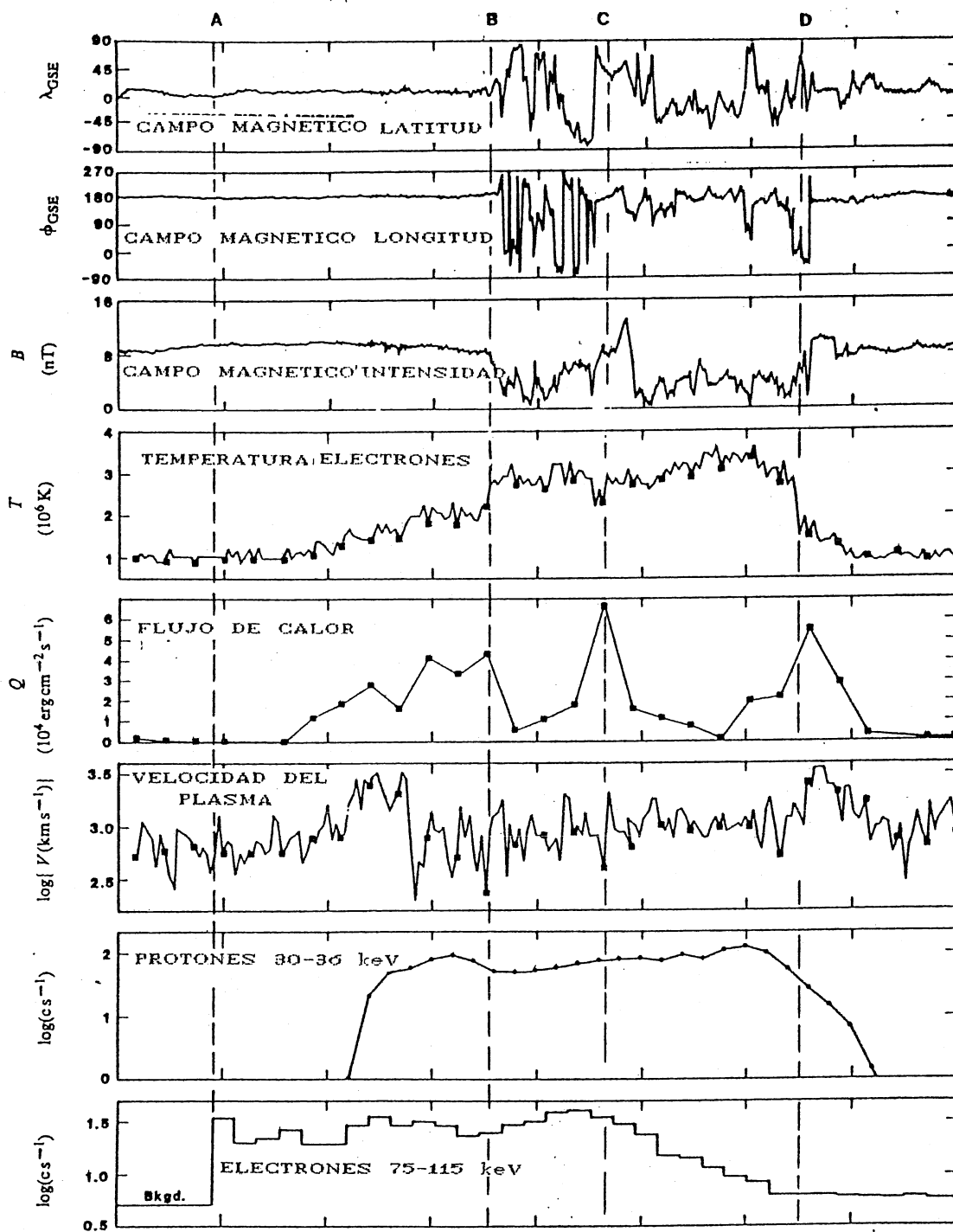


Figura 18.- Variaciones de los parametros del plasma y el campo magnetico que han sido asociadas con el paso de un plasmoides con una configuracion como se muestra en la figura 19.

presión magnética de los lobulos al alejarse el plasmoide. este se va expandiendo creando un ensanchamiento de la frontera de la magnetocola.

La figura 18 muestra valores de algunos parametros del plasma y el campo magnético al paso de un plasmoide cuando el ISEE-3 se encontraba aproximadamente a $217 R_t$. Este plasmoide es resultado de una subtormenta que comenzó a las 250 UT. Para explicar estas observaciones, Hones (1985) ha sugerido una geometría del campo magnético en el plasmoide como la mostrada en la figura 19.

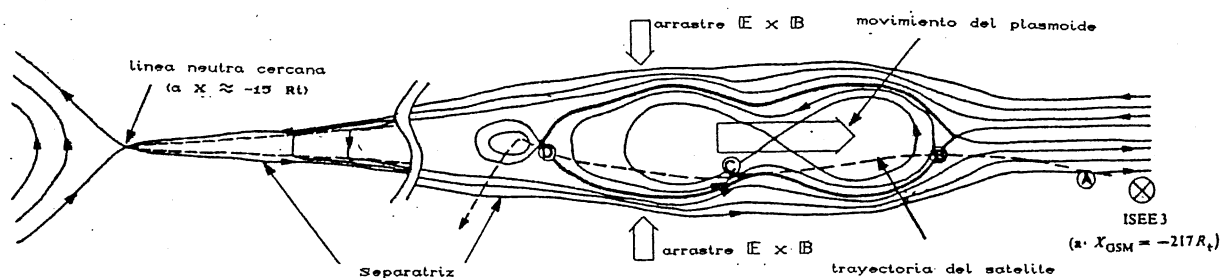


Figura 19. - Diagrama de la configuración del campo magnético, sugerida por Hones (1985) para explicar las observaciones de la fig. 18. La línea punteada indica la trayectoria inferida del satélite y las letras A, B, C, y D son los instantes que se indican en la figura 18.

Por último, es importante mencionar la existencia de las capas límite de la hoja de plasma, estas son regiones que separan a los lobulos de la hoja de plasma (una en el norte y la otra en el sur), y tienen densidades y energías intermedias entre estas dos regiones. Esta frontera se identifica por los chorros continuos de iones a alta velocidad, generalmente en la dirección del campo y hacia el sol, siendo sólo en ocasiones en sentido antisolar. También se observan haces de iones de baja energía probablemente de origen ionosférico [Eastman y Frank(1984)] La importancia de estas regiones radica por un lado, en su importante aportación de plasma y energía a la magnetósfera, y por otro lado, en que los modelos de reconección generalmente no las toman en cuenta para analizar la dinámica de la magnetocola, por lo que varios autores, Eastman y Frank (1984), Frank (1985), y Rostoker y Eastman (1986), han sugerido que dicha capa límite, juega un papel importante en las subtormentas y en general en la dinámica de la magnetosfera.

III.3. - La Magnetocola Cercana

Las distintas regiones de la magnetocola lejana que se discutieron en la sección anterior, son también identificables en la región cercana (entre los 10 y los 60 R_t), aunque las dimensiones y parámetros del campo y los plasmas son diferentes.

La hoja de plasma en esta región es de particular importancia para nuestro estudio, pues durante etapas de alta actividad geomagnética, representa un posible sitio de reconexión. El desarrollo de este proceso, se ha sugerido como parte del modelo de reconexión para la subtormentas [Hones (1973), McPherron et al (1973)]

Este modelo, llamado comúnmente modelo fenomenológico de las subtormentas, se ilustra en la figura 20 y consiste a grandes rasgos en lo siguiente: Entre 1 hora y 30 minutos antes de que empiece la subtormenta, la magnetocola tiene más o menos la forma del panel 1; al cambiar la dirección del IMF hacia el sur, las líneas de campo que se reconectan en la magnetopausa diurna son arrastradas hacia la cola. Esto da lugar a una intensificación del campo magnético en los lobulos. Durante esta etapa, llamada fase de crecimiento de la subtormenta, se lleva a cabo un gradual adelgazamiento de la hoja de plasma (causado por el aumento de la presión

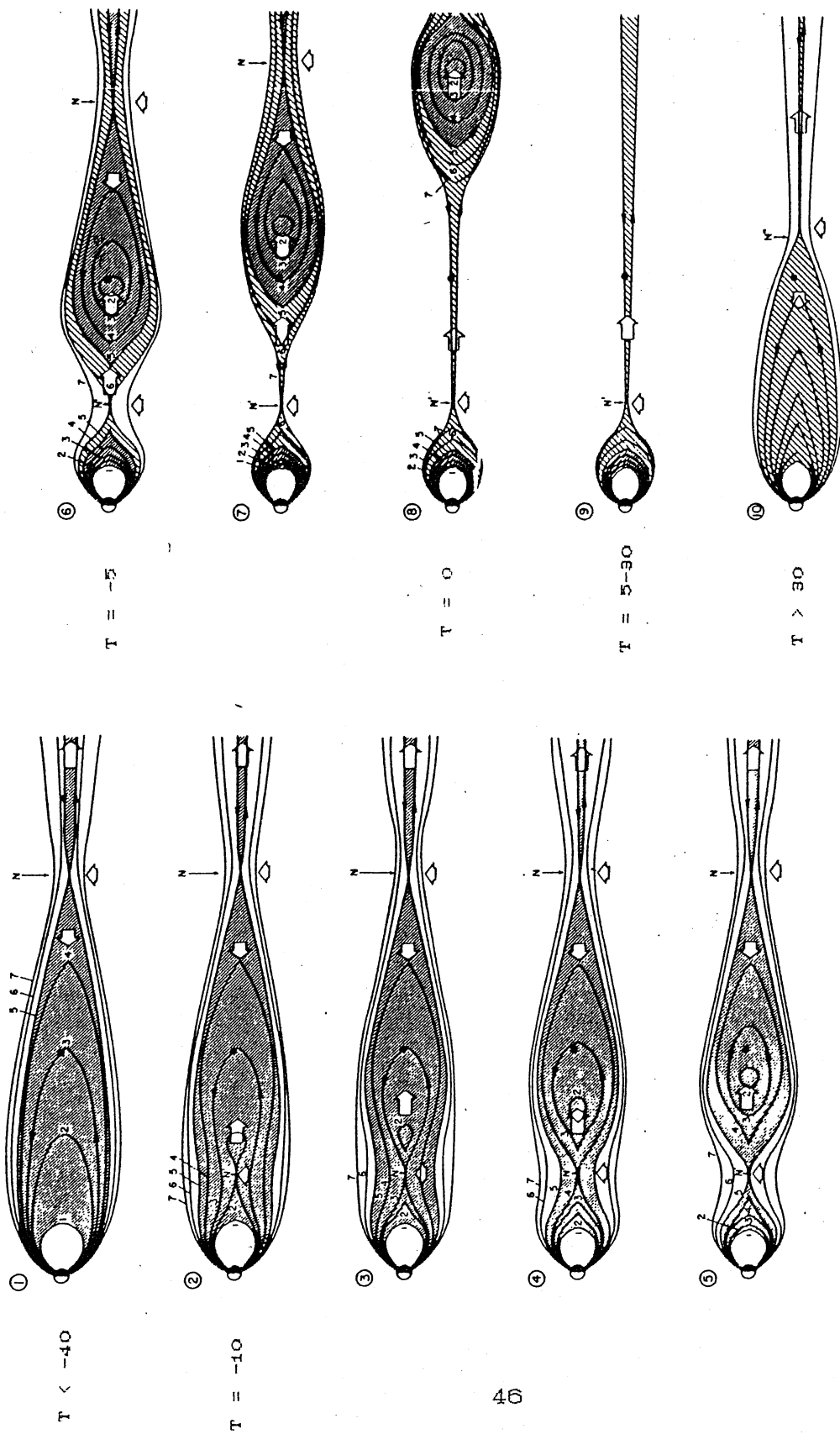


Figura 20.- Representación esquemática de los cambios que se sugiere que sufre la magnetocola durante las subtormentas. Estos son cortes en el plano del meridiano de medianoche. Las líneas continuas representan líneas de campo y las flechas gruesas el flujo de plasma. N indica la línea neutra lejana y N' la línea de reconexión cercana.

del campo magnético). Este adelgazamiento, trae como consecuencia la formación de una línea neutra en la hoja de plasma, llamada línea de reconexión cercana, iniciando así, la etapa conocida como fase expansiva. Esta etapa coincide con el comienzo de la subtormenta en la Tierra, la que esta caracterizada por la generación de fenomenos aurorales, y variaciones substanciales del campo magnético en la superficie. La cadena de eventos que conduce a estos fenomenos se inicia con la reconexión en la nueva línea en la que se producen dos chorros rapidos de plasma, uno hacia la tierra y el otro en dirección antisolar. Una parte del flujo de partículas que sale disparado hacia la Tierra, se desplaza a lo largo de las lineas de campo hasta llegar a la ionosfera, en donde da lugar a las auroras. La otra parte, fluye sobre el plano ecuatorial y esta asociado con la fase expansiva de las subtormentas [Hones (1984)].

Por otro lado, el flujo de plasma que se desplaza en dirección antisolar, da lugar a una estructura de plasma que contiene lineas de campo magnético cerradas (ver paneles 3 y 4 de la fig.20). En el panel 5, la ultima línea de campo cerrada de la hoja de plasma original se reconecta, dejando a la parte de la hoja de plasma entre las dos lineas neutras, separada del campo magnético de la tierra. A este cuerpo de plasma que en los paneles 6, 7 y

8 se muestra acelerandose hacia la cola por gradientes de presión, se le denomina plasmóide, y tiene una longitud de aprox. 80 Rt. Se ha podido determinar que los plasmóides se mueven con velocidades de 500 a 1000 km/s, encontrandose más allá de los 35 Rt, solo 5 o 10 minutos despues del inicio de la subtormenta.

Aun cuando el plasmóide se ha desplazado en la dirección antisolar, la reconexión en la línea neutra cercana continúa, y la hoja de plasma más allá de este sitio es muy delgada, debido a que el plasma que sale en esa dirección, puede escapar facilmente a lo largo de las líneas de campo. A la capa de líneas de campo recién reconectadas que envuelve al plasmóide, se le denomina separatriz, ya que separa regiones de líneas de campo topologicamente distintas (en el lado del plasmóide son cerradas, y en el otro lado son abiertas).

Por ultimo, de 30 a 120 minutos despues del inicio de la subtormenta, la línea neutra cercana se mueve rapidamente hacia la cola (con velocidades del orden de 100 km/s segun Hones [1985]), inyectando plasma en dirección a la Tierra, y así reestableciendo a la hoja de plasma su estado original. Esta etapa de la subtormenta, es conocida como la fase de recuperación.

Unas de las observaciones mas convincentes del desarrollo de la reconexión en la magnetocola cercana, son las del satélite IMP-8 (en la figura 20 representado por un punto negro), que se encontraba aproximadamente a $-35 R_t$ cuando ocurrieron varias subtormentas independientes. Veamos primero lo que segun el modelo fenomenológico de las subtormentas debería detectar un satélite en dicha posición. A partir del panel 2, el satellite observará un flujo de plasma hacia la cola mientras se encuentre dentro del plasmoide (hasta el panel 9). Cuando la línea de reconexión se encuentra más allá del satélite, el flujo deberá ser hacia la tierra. Si el satélite se encuentra en el lobulo, y no en la hoja de plasma (probablemente alrededor del panel 8), el satélite ya no detectará ningun flujo de plasma. El campo magnético inicialmente sería hacia el norte, para cambiar rapidamente hacia el sur mientras pasa una parte del plasmoide (paneles 6 y 7).

Usualmente, durante las subtormentas se observan electrones energeticos en la hoja de plasma ($E > 200 \text{ KeV}$) posiblemente acelerados por el proceso de reconexión. Estos electrones, en lineas de campo magnético cerradas (como en un plasmoide), tienen una distribución angular isotrópica (debido a que su radio de giro es muy grande y las lineas de campo son cerradas), y en lineas de campo abiertas, fluyen a lo largo de las lineas alejandose de la

fuelle. Estos electrones han sido utilizados como indicadores de la presencia de un plasmoide, y nos permiten señalar que el plasmoide dejó al satélite después del panel 7 (como se ve en la figura 20).

La configuración representada en el panel 9, se mantiene durante 30 a 120 minutos. Durante este período, el satélite puede detectar electrones energeticos y plasma que van hacia la cola con un campo magnético hacia el sur. Cuando la línea neutra retrocede (panel 10), el satélite observa plasma fluyendo hacia la Tierra, nuevamente una distribución angular isotrópica de los electrones energeticos, y un campo magnético hacia el norte.

En la figura 21, se muestran las observaciones del IMP-8 de 16 subtormentas distintas superpuestas, y donde se ha tomado como $t=0$ al tiempo en cada caso cuando se observó por primera vez el chorro de electrones energeticos hacia la cola, esto es, cuando acababa de pasar el plasmoide (entre los paneles 7 y 8 de la fig. 20). En promedio, el comienzo de las subtormentas fue a $t=-10$ min., tiempo que coincide con el rápido aumento del índice geomagnético AE (panel 2 fig. 20). En ese momento empieza el flujo hacia la cola (V_x negativo), y aproximadamente 5 min. después B_z apunta hacia el sur (paneles 6 y 7 fig. 20)

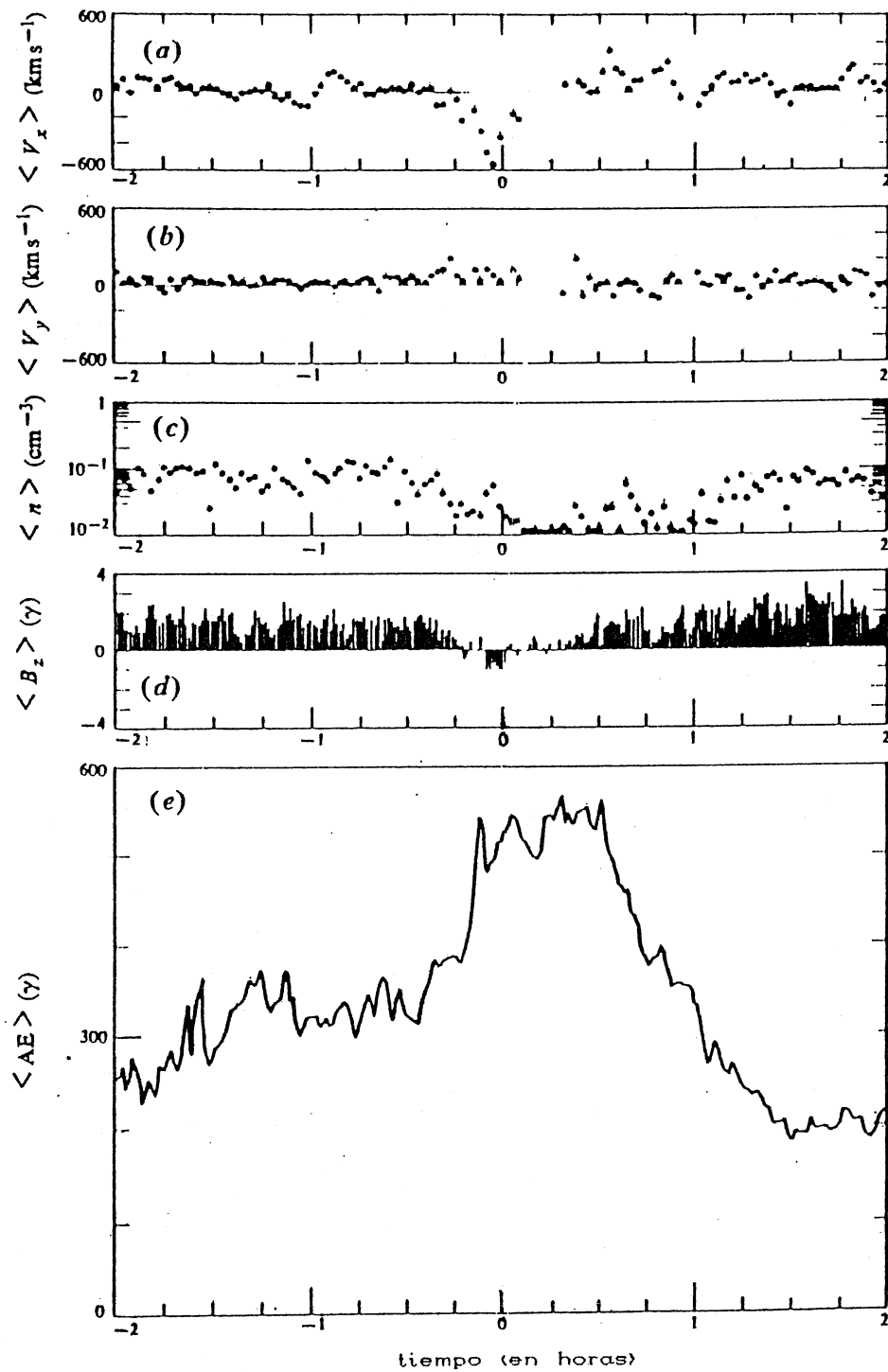


Figura 21. - Analisis de 16 observaciones de subtormentas (promedio), tomando como $T=0$ el momento en que se observo, por primera vez, el flujo de electrones energeticos. AE un indice de actividad magnetica y auroral en la Tierra.

A $t=0$, los electrones energeticos van hacia la cola, y para $t=5$ min la densidad ha caído ya que el satélite se encuentra fuera de la hoja de plasma (panel 9 fig. 20). A $t=30$ min, el índice AE empieza a decrecer, la densidad aumenta, al flujo se vuelve hacia la Tierra ($V_x > 0$), y B_z se vuelve hacia el norte. Este cambio indica la recuperación de la hoja de plasma (panel 10).

Observaciones como esta, de varios otros satelites y de instrumentos de Tierra, aunado a las correlaciones de los parametros de IMF y viento solar con las condiciones de la magnetósfera, y a la relativa sencillez de este modelo, han determinado el que hoy día la reconexión en la línea neutra cercana, sea casi generalmente aceptada.

IV. - LOS MODELOS DE RECONEXION MAGNETICA

En el capitulo anterior revisamos la evidencia observacional de la existencia de procesos de reconexión en varios sitios de la magnetósfera. De esta manera vimos el importante papel que este proceso juega en la interacción del viento solar con la magnetósfera y en la dinámica interna de la magnetósfera misma.

Debido a esto, es importante entender en que consiste el proceso de reconexión en si, de que depende, y que factores físicos intervienen. En este capitulo presentaremos los diferentes modelos teoricos que se han hecho de este proceso.

Debido a que el proceso de reconexión involucra, como parte esencial, la violación del teorema de congelamiento de las lineas de campo, revisaremos primero este teorema. Despues, aunque bien es cierto que la reconexión en la magnetósfera, en general no se presenta en un estado estacionario, presentaremos los modelos estacionarios de reconexión, esto son los modelos hidromagnéticos de Sweet-Parker (1961), Petschek (1964), Sonnerup (1970), y Yeh-Axford (1970). Esto nos permitira entender mejor el proceso y algunos de los modelos no-estacionarios que son modificaciones de estos. Por ultimo, presentaremos, aunque no con mucho detalle, los

modelos de reconexión dependiente del tiempo, la mayoría de los cuales se han desarrollado en la última década utilizando como herramienta a la física de plasmas. Para esto hablaremos un poco sobre las inestabilidades a que esta sujeta una hoja de plasma en condiciones similares a las de la magnetósfera, ya que la mayoría de estos modelos utilizan la idea de la inestabilidad como mecanismo para iniciar la reconexión. En toda esta presentación los aspectos mas importantes que nos interesa conocer de cada modelo, son:

- a) ¿ Cual es la configuración del campo magnético y el flujo de plasma alrededor del sitio de reconexión ?,
- b) ¿ Cuales son los procesos fisicos importantes en la vecindad inmediata del punto X, esto es, en la región donde se viola la condición de congelamiento ?, y
- c) En caso de ser posible definirlo, ¿ Cual es la tasa de reconexión predicha por el modelo ?

IV.1.- El Teorema del Congelamiento de las Lineas de Campo

La ley de Ohm, para un fluido conductor ordinario, tiene la forma

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \mathbf{J} / \sigma \quad (1)$$

dónde σ es la conductividad del fluido. Si la conductividad del fluido es muy grande, esta es ecuación

se reduce a

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} \cong 0 \quad (2)$$

esta ecuación es de fundamental importancia en la magnetósfera, ya que se cumple casi globalmente, a excepción de regiones pequeñas de difusión y reconexión.

También implica que en un fluido altamente conductor, al cruzar el fluido las líneas de campo magnético, se genera un campo eléctrico $\mathbf{E}$, en dirección perpendicular tanto a $\mathbf{B}$ como a $\mathbf{V}$.

Por otro lado, de las leyes de Ampere y de Faraday, se puede encontrar que

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3)$$

dónde $\eta = 1/\mu\sigma$ se denomina en ocasiones la viscosidad magnética. Esta ecuación determina la evolución del campo $\mathbf{B}$, debido a los efectos de convección (primer término en el lado derecho) y difusión (segundo término) de las líneas de campo. En particular en el caso en que el fluido es altamente conductor ($\sigma \rightarrow \infty$), el término difusivo es despreciable, y tenemos que

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (4)$$

Consideremos ahora el flujo de campo magnético a través de una superficie S , definida por una curva C , y supongamos que dicha superficie se mueve en un tiempo δt , transformándose en otra superficie S' definida por C' , como se ilustra en la figura 22.

El cambio de flujo magnético, al moverse C a C' , está dado por

$$\begin{aligned}\delta\Phi &= \int_{S'} \mathbf{B}(\mathbf{r}', t+\delta t) \cdot d\mathbf{s} - \int_S \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{s} \\ &= \int_{S'} \mathbf{B}(\mathbf{r}', t+\delta t) \cdot d\mathbf{s} - \int_S \mathbf{B}(\mathbf{r}, t+\delta t) \cdot d\mathbf{s} \\ &\quad + \int_S \{ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t+\delta t) - \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \} \cdot d\mathbf{s} \quad (5)\end{aligned}$$

Usando el teorema de la divergencia para $\mathbf{B}$, esto es $\oint_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \int (\nabla \cdot \mathbf{B}) dV = 0$, donde A es la superficie formada por S , S' , y el cilindro definido por $\mathbf{V} \delta t \times d\mathbf{l}$, donde $d\mathbf{l}$ es un elemento de C (ver figura 22), vemos que esto se puede escribir, en el límite $\delta t \rightarrow 0$, como

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_S \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \right] \cdot d\mathbf{s} \quad (6)$$

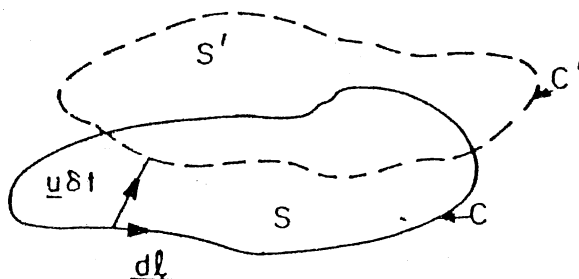


Figura 22. - La superficie material S , definida por la curva C , se mueve a una nueva posición S' , definida por C' , en un tiempo δt . La superficie que conecta a C con C' está definida por $\mathbf{V} \delta t$.

y así, en el caso de un fluido altamente conductor, por la ecuación (5), tenemos que

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0 \quad (7)$$

Este resultado significa que el flujo magnético a través de un elemento de superficie asociado al fluido, al moverse este, permanece constante. Esto implica que si definimos un tubo de flujo como una serie de elementos de superficie, al moverse el fluido, el flujo a través del tubo permaneciera constante y, lo que es equivalente, la fuerza del campo en todo el tubo, también permanece constante (ver figura 23).

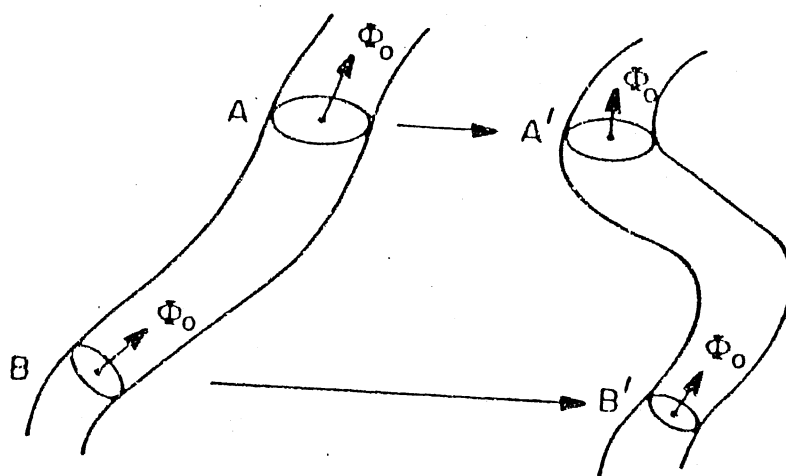


Figura 23. - Las superficies materiales A y B que inicialmente definen a un tubo de flujo magnético Φ_0 se mueven para convertirse en A' y B' después de un cierto tiempo. El teorema del congelamiento establece que el flujo magnético a través del tubo definido por A' y B', continuara siendo Φ_0 .

En el límite de sección transversal cero, se puede considerar al tubo, como una línea de campo, entonces el resultado anterior se puede interpretar diciendo que una

línea material que inicialmente coincide con una línea de campo, continuara haciendolo. A esto es a lo que H. Alfven llamo, el "congelamiento" de las lineas de campo.

Elementos del fluido que inicialmente estan conectados por una línea de campo, continuan conectados a menos que el termino $\eta \nabla^2 B$ (u otros despreciados en la ecuación (1), y por lo tanto en la (5) tambien) sean, aunque sea localmente, lo suficientemente grandes para causar la violación del teorema de congelamiento. Esto usualmente se mide en términos del cociente entre las dimensiones del término convectivo y el término difusivo de la ecuación (5), denominado el numero de Reynolds magnético (R_m). Por lo tanto, las lineas de campo estaran congeladas en el fluido si

$$R_m = VL/\eta \gg 1$$

dónde V es la velocidad característica y L es una distancia característica de las variaciones de V y B en el sistema. En general, esta condición se cumple para fluidos altamente conductores ya que para estos $\eta \rightarrow 0$, pero en ciertos casos, como en una región de inversión del campo magnético (que es el caso de la hoja de plasma), la distancia L sera muy pequeña, y por lo tanto R_m ya no sera mucho mayor que 1, o lo que es lo mismo, los terminos difusivos seran importantes, y el teorema de congelamiento sera localmente invalido. En estas circunstancias se dice

que las líneas de campo se reconectan en dicha región.

Es importante hacer notar que, de acuerdo a la MHD, la rapidez de este proceso no debe depender de la conductividad, o de η , ya que el número de Reynolds puede permanecer grande aun cuando η es muy pequeño, si la región de difusión también es muy pequeña. Por lo tanto, el proceso estará controlado solo por factores externos a la región de difusión que eviten el flujo de plasma que la reconexión implica (sin embargo, mas adelante se verá que esto no es valido en los modelos cinéticos).

IV.2. - Los Modelos de Reconexión Estacionarios

A continuación presentamos las ideas esenciales de cada uno de los modelos de reconexión que suponen un estado estacionario de la configuración del campo magnético y el flujo de plasma. Para una presentación del formalismo matemático completo y una discusión detallada consultese el excelente trabajo de Vasiliunas (1975). En todos estos modelos, con el fin de simplificar el análisis, se hace la suposición de que el campo magnético es bi-dimensional, con componente paralela a la línea X cero. El estudio se reduce a un sistema consistente de dos regiones de plasma con campos magnéticos antiparalelos, y separados por una región delgada de inversión del campo, a través de la cual el campo es relativamente debil, siendo cero en la línea X (tambien llamada línea neutra). Afuera de la región de inversión las líneas de campo estan congeladas en el plasma y se cumple la ecuación (2).

Por ultimo, hacemos notar que el proceso de reconexión se puede ver de 2 maneras:

- a) Diciendo que plasma con velocidad $\pm V$ fluye hacia la región de reconexión de ambos lados, transportando energía magnética hacia la zona de inversión, o

b) que obedeciendo a la ecuación (2), existe un campo eléctrico E paralelo a la línea X , con vector de Poynting $(\frac{c}{4\pi})E \times B$, dirigido de manera que represente el flujo de energía magnética hacia la región de inversión de ambos lados. Este campo debe existir en la vecindad de la línea neutra y sobre la línea neutra misma.

Por todo esto, la tasa de reconexión convencionalmente se define como (el número de Alfven-Mach)

$$M_A \equiv \frac{V}{V_A}$$

dónde V es la velocidad del fluido hacia la región de inversión, y V_A es la velocidad de Alfven, ambas lejos de la región de reconexión.

IV.2.1.- El modelo de Sweet-Parker

Sweet (1959) fue el primero en reconocer que cuando dos fluidos con campos magnéticos antiparalelos se acercan uno al otro, se tiene un problema diferente al de difusión sola, porque al acercarse los campos, el fluido entre las dos regiones de campos antiparalelos, saldra expulsado por los lados. Esto permite que los campos se sigan acercando, y el gradiente entre los campos aumenta, dando un ritmo de reconexión mayor al caso de difusión sola.

La configuración del campo magnético y el flujo de plasma en este modelo se ilustran en la figura 24.

El modelo esta basado en la suposición de que el fluido es incompresible ($\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$), con lo que (utilizando las leyes básicas de la conservación de masa y de energía), se obtiene una tasa de reconexión que es

$$M_0 = \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma V L} \right)^{\frac{1}{2}} = R_m^{-\frac{1}{2}} \quad (18)$$

En el caso de la magnetósfera, el numero de Reynolds magnetico, lejos de la region de reconexión, es muy grande ($R_m \sim 500$) por lo que M_0 sera muy pequeño.

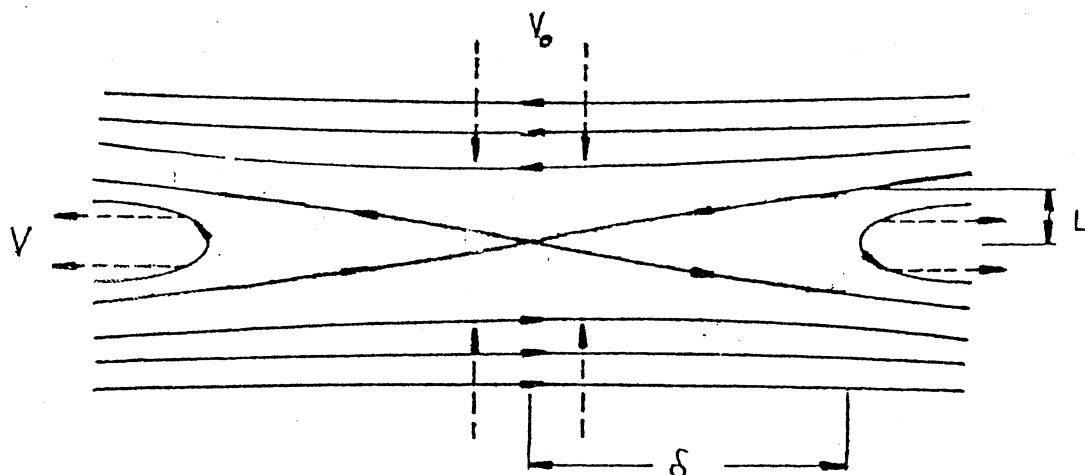


Figura 24. - Configuración del campo magnético (líneas continuas) y el flujo de plasma (líneas punteadas) a través de la región de reconexión según el modelo de Sweet-Parker.

IV.2.2. - El modelo de Petschek

Petschek (1964) modificó el esquema de Sweet-Parker para tomar en cuenta el efecto de la propagación de ondas. Esto resultó ser muy importante, lo que se puede entender por analogía con el caso clásico de mecánica de fluidos

del choque entre dos chorros. Al encontrarse los dos chorros, el fluido escapa por los lados en dirección perpendicular a estos. Sin embargo, si los chorros se acercan uno al otro con velocidades supersónicas, se formara una onda de choque.

En el caso de un plasma en presencia de un campo magnético, la velocidad con que se transmite la información sobre la presencia del otro chorro es la velocidad de Alfven, la cual es proporcional a la intensidad del campo. Debido a que este se hace cada vez mas pequeño al acercarnos a la frontera entre dos regiones de campo magnético antiparalelo (ver figura 24), el flujo sera necesariamente superalfvénico en esa región y consecuentemente dara lugar a que se formen 2 frentes de choque entre ellos.

La configuración resultante del campo magnético y el flujo de plasma es muy parecida al caso anterior (Sweet-Parker), en el sentido de que tambien existe una pequeña región de difusión alrededor del campo magnético, fuera de la cual el plasma esta congelado en el campo. La diferencia consiste en la presencia de 2 frentes de choque en ambos lados de la frontera (ver figura 25). Al pasar a traves de los frentes de choque, la componente tangencial del campo desaparece, disminuyendo así la

intensidad del campo magnético. El plasma es acelerado a través de la frontera, dando lugar a una compresión del plasma y un aumento en la presión. El gradiente de presión entre esta región y sitios lejanos a la frontera, continua acelerando al plasma, alejandolo de la zona de reconexión. Los frentes se propagan alejandose de la frontera, sin embargo son detenidas por el plasma que fluye hacia esta, alcanzandose asi un estado estacionario. Debido a que en la vecindad del punto neutro la componente normal del campo es muy pequeña, la velocidad de propagación de las ondas sera cero. Por lo tanto, en esta región, el flujo estara dominado por difusión y sera muy similar al caso de Sweet-Parker. Sin embargo, a una cierta distancia del punto neutro, la componente normal del campo magnético es suficientemente grande de manera que los efectos de la propagación de ondas llegan a ser mas importantes que la difusión.

Para propositos de analisis, Petschek divide al flujo en dos regiones, la capa límite y el flujo externo, encontrando que en la capa límite (que es la región de difusión) se llega al mismo resultado de Sweet-Parker, ya que ahi los efectos de las ondas no son importantes. Sin embargo, en la región exterior, suponiendo que los frentes de choque son estacionarios, y analizando el caso de un

fluido incompresible, se obtiene una tasa máxima de reconexión que es

$$M_{Omax} = \frac{\pi}{4 \ln(2M_{Omax}^2 R_m)} \quad (19)$$

En el caso compresible, que es equivalente a cuando la presión del gas es mucho menor que la presión magnética, el límite máximo de la tasa de reconexión se ve modificada de la siguiente manera

$$M_{Omax} = \frac{\pi}{2(1+\alpha) \ln(2\alpha M_{Omax}^2 R_m)} \quad (20)$$

donde $\alpha (= \rho_o / \rho_m)$ es el cociente entre las densidades lejos de la frontera (ρ_o) y en medio de la frontera (ρ_m).

Para las condiciones típicas de la magnetosfera, el ritmo máximo de reconexión según el modelo de Petschek debe ser del orden de 0.1.

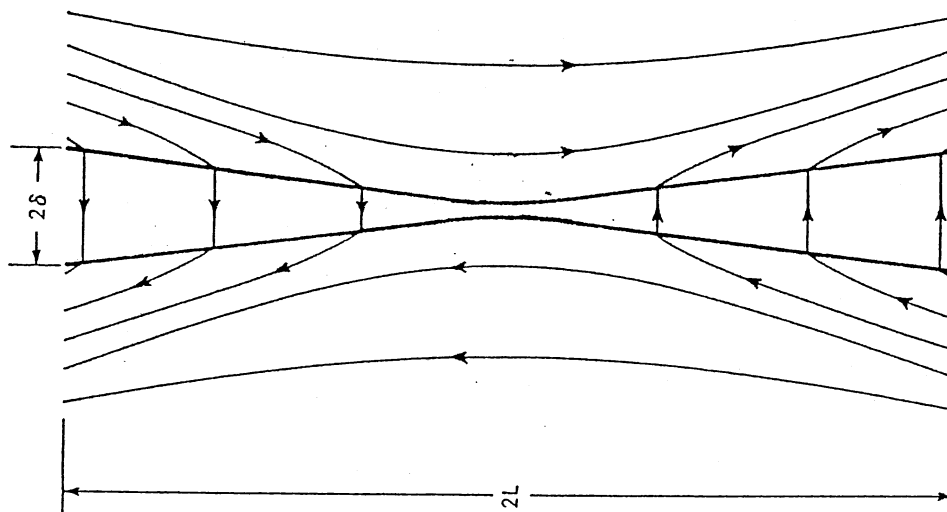


Figura 25.- Configuración del campo magnético y el flujo de plasma según el modelo de Petschek. Las líneas gruesas representan los frentes de choque.

IV.2.3. - Los modelos de Sonnerup y Yeh-Axford

Los modelos desarrollados por Sonnerup (1970) y Yeh y Axford (1970), suponen condiciones muy similares a las descritas por Petschek. Sin embargo, con el propósito de explicar porque el flujo antes del frente de choque no es uniforme en el modelo de Petschek, Sonnerup supone la existencia de 2 ondas expansivas que desvían el flujo antes de los frentes de choque, obteniéndose así, una configuración del campo magnético y el flujo de plasma como se muestra en la figura 26a).

Buscando resolver analíticamente este problema (en el caso de un fluido incompresible), Yeh y Axford asumen la propiedad de similaridad para las soluciones. Esto significa que, para cierto rango de valores de X y Z (ver figura 26a) tales que $\delta \ll (x^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \ll L$ (donde δ y L son el ancho y largo de la región de reconexión respectivamente), el campo magnético y la velocidad dependen de las coordenadas solo a través del cociente X/Z . Con esto Yeh y Axford obtienen toda una familia de soluciones para las ecuaciones hidromagnéticas. Independientemente, y sin hacer uso explícito de esta propiedad, Sonnerup (1970) obtuvo la única solución no singular de esta familia.

Vasiliunas (1975) señala que la diferencia esencial entre los modelos de Petschek y Sonnerup, son las

condiciones de frontera. Se considera que en la región en la que el fluido se acerca a la frontera, la densidad y el cociente entre la magnitud del campo y la longitud de las líneas de campo (B/l), permanecen constantes. En esta región, el modelo de Petschek es equivalente a decir que en la orilla AB (ver figura 26a) el campo magnético es constante, mientras que sobre la línea YO la intensidad del campo disminuye, y por lo tanto la presión también es menor en el centro ya que el flujo converge hacia la parte central al acercarse a la frontera (l disminuye). Según Vasiliunas (1975), el modelo de Sonnerup es equivalente a suponer que el campo magnético permanece uniforme a lo largo de YO, mientras que aumenta a lo largo de las orillas (ver figura 26b). Por lo tanto habrá una menor presión en los extremos y la diferencia esencial con el modelo de Petschek radica en que, en este caso, el flujo es divergente.

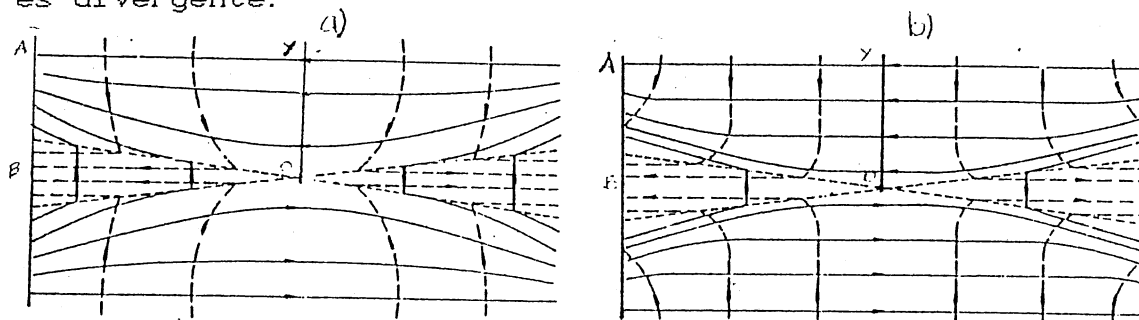


Figura 26.- Comparación entre la configuración del campo magnético y el flujo de plasma para; a) el modelo de Petschek, y b) el modelo de Sonnerup. Las líneas AB y YO denotan la orilla y el centro de la región de reconexión respectivamente.

Debido a que en este modelo la magnitud del campo magnético es constante a lo largo de la línea YO (lo que se ve fácilmente de la suposición de similaridad), la velocidad de Alfven sera la misma cerca de la región de difusión que lejos de ella. Esto implica que el numero de Mach-Alfven puede ser igual cerca y lejos de la frontera, y por lo tanto, la tasa de reconexión tiene como límite superior el valor de 1.

La figura 27 muestra la configuración del campo magnético (líneas continuas) y el flujo de plasma (líneas quebradas) según el modelo de Sonnerup, para dos valores del numero de Mach-Alfven.

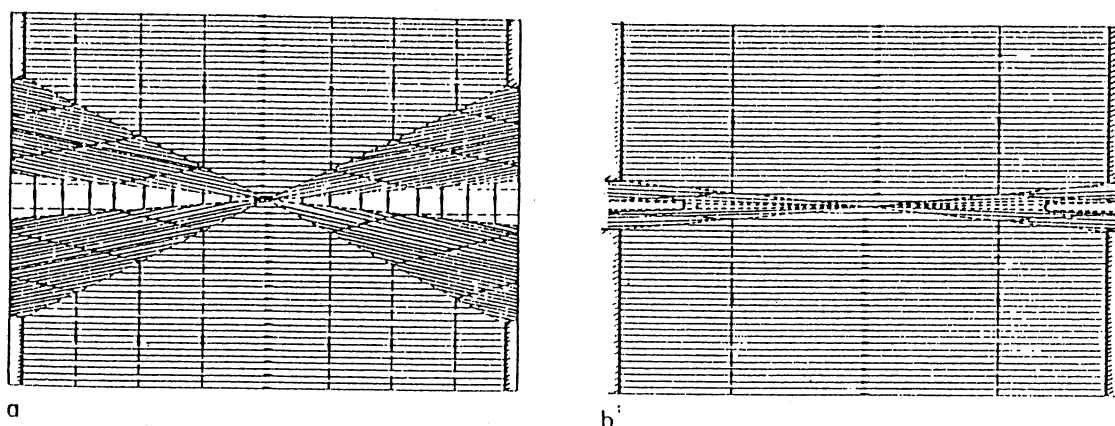


Figura 27. - Configuración del campo magnético y el flujo de plasma según el modelo de Sonnerup para dos casos: a) un numero de Mach-Alfven de 0.5, y b) para un valor de 0.1. En ambos casos, la línea gruesa indica la onda expansiva, y la línea gruesa quebrada indica el frente de choque.

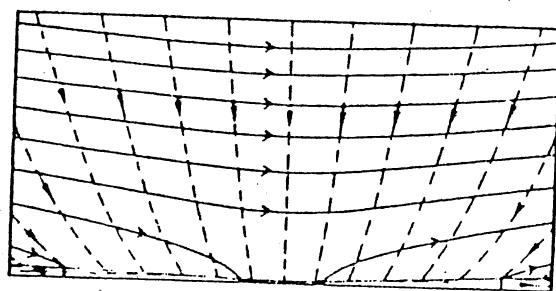
IV.2.4. - Modelos de Priest y Forbes

Recientemente, Priest y Forbes (1986) han estudiado el problema de reconexión siguiendo un análisis como el de Petschek. Sin embargo, en vez de hacer las aproximaciones que hace Petschek, Priest y Forbes expanden el campo magnético y la velocidad en términos del número de Mach-Alfvén. Esto les permite obtener una solución a primer orden, que consiste en una familia de modelos de reconexión para una región finita de número de Reynolds magnético alto. Como parte de esta familia se encuentra a los modelos de Petschek y Sonnerup.

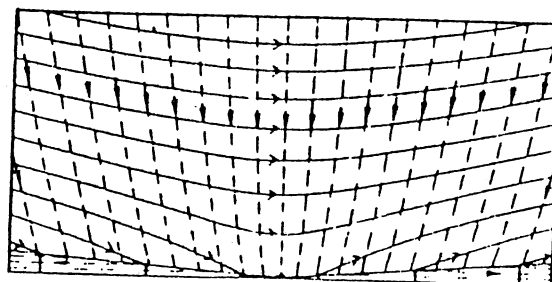
De acuerdo a los resultados de Priest y Forbes (1986) existen 5 tipos básicos de reconexión. La selección de cada uno depende de un parámetro b_0 , que es proporcional a la componente transversal a la frontera de la velocidad del plasma.

La configuración del campo magnético y el flujo de plasma para cada uno de estos tipos de reconexión se muestra en la figura 28, y son los siguientes:

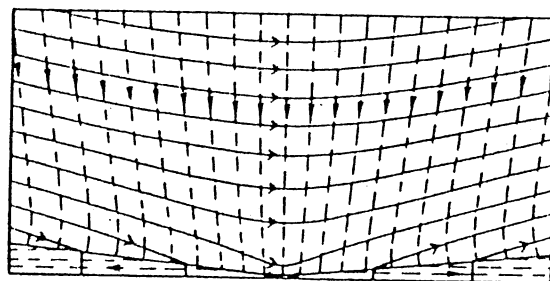
- a) Para $b_0 < 0$, habrá un flujo fuertemente convergente que da lugar a una compresión lenta con un ritmo de reconexión muy pequeño.



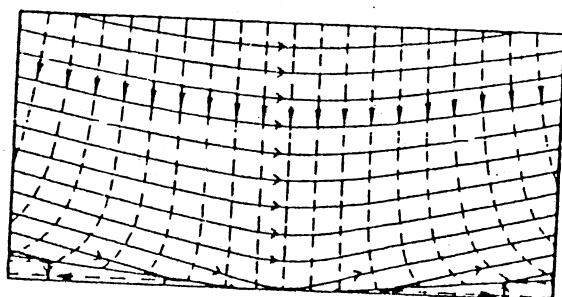
(a) Compresión lenta ($b_0 < 0$)



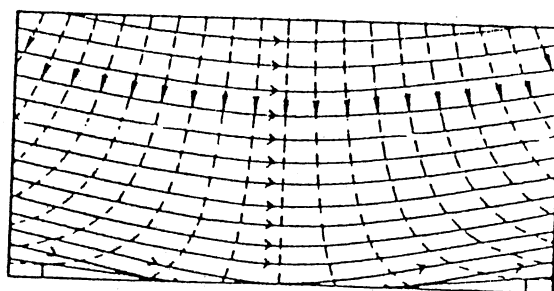
(b) Petschek ($b_0 = 0$)



(c) Caso híbrido ($0 < b_0 < 1$)



(d) Sonnerup ($b_0 = 1$)



Acumulamiento de flujo ($b_0 > 1$)

Figura 28.- Según Priest y Forbes (1986) la reconexión se puede llevar a cabo de 5 maneras diferentes dependiendo de la velocidad del plasma normal a la frontera. Cada recuadro representa uno de estos tipos.

- b) El caso $b_0 = 0$ corresponde al modelo de Petschek
- c) Para $0 < b_0 < 1$, tenemos un régimen híbrido, esto es, el flujo todavía es convergente, pero cerca de la frontera existen 2 ondas expansivas que modifican el flujo siendo posible así, obtener tasas de reconexión mayores que en el modelo de Petschek pero menores que 1.
- d) El valor $b_0 = 1$ representa la solución tipo Sonnerup, y
- e) Cuando $b_0 > 1$ el flujo es fuertemente divergente pero la solución no tiene sentido físico.

La figura 29 muestra una gráfica del número de Mach-Alfven permitido en cada caso, en función del número de Mach-Alfven en la frontera para un valor del número de Reynolds magnetico de 500.

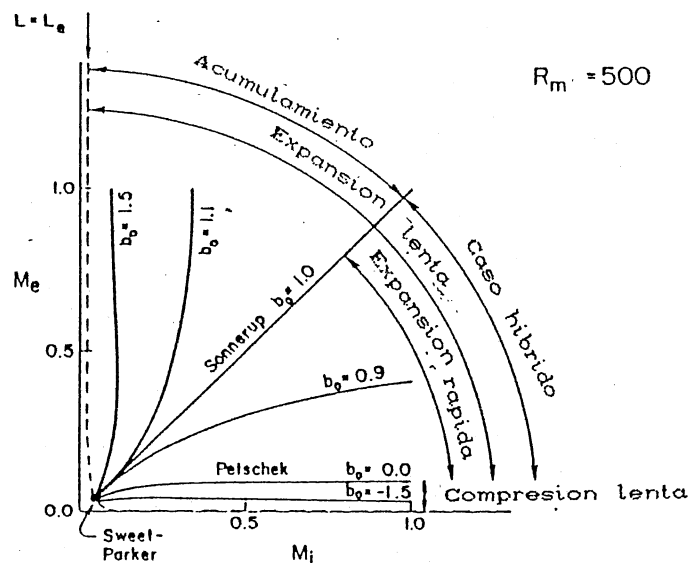


Figura 29.- grafica del numero de Alfven permitido (ritmo de reconeccion) contra el numero de Alfven en la orilla de la region de difusion (proporcional a la componente de B normal a la frontera).

IV.3. - Los Modelos de Reconneción Dependiente del Tiempo

El caracter altamente cambiante de la magnetósfera, y observaciones como los FTE's y los plasmoides, han llevado a muchos autores a sugerir que el proceso de reconexión en la magnetósfera es de un caracter dinámico e incluso espontáneo. A continuación, presentamos algunos de los esfuerzos que se han hecho por modelar la reconexión no estacionaria. Varios de estos modelos sugieren que el mecanismo para iniciar la reconexión es el surgimiento de inestabilidades en la frontera entre 2 fluidos en movimiento y/o entre 2 regiones de campos magnéticos antiparalelos. Por esta razón, presentaremos brevemente en que consisten 2 de las inestabilidades mas mencionadas en la literatura, la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (KHD) y el modo de ruptura.

Es importante hacer notar que los modelos que se presentan a continuación son solo algunos de los que existen, esto no significa que sean los que se consideran mejores. Sin embargo, una presentación de todos los modelos sería demasiado extensa y se presentan solo los más mencionados en la literatura.

IV.3.1.- La inestabilidad de Kelvin-Helmholtz

Al estudiar la estabilidad de la interface plana entre 2 fluidos en movimiento relativo, se encuentra que, bajo ciertas condiciones, la frontera puede ser inestable dando lugar a la formación de vortices. Esta inestabilidad es comunmente llamada la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz.

El sistema en consideración se muestra en la figura 30. La interface en equilibrio es el plano YZ. El fluido 2 (en $X < 0$) fluye en la direccion Z con una velocidad U . El fluido 1 (en $X > 0$) se supone en reposo. Bajo una perturbación pequeña, la superficie se desplaza en la dirección normal una distancia $\xi(y,z,t)$.

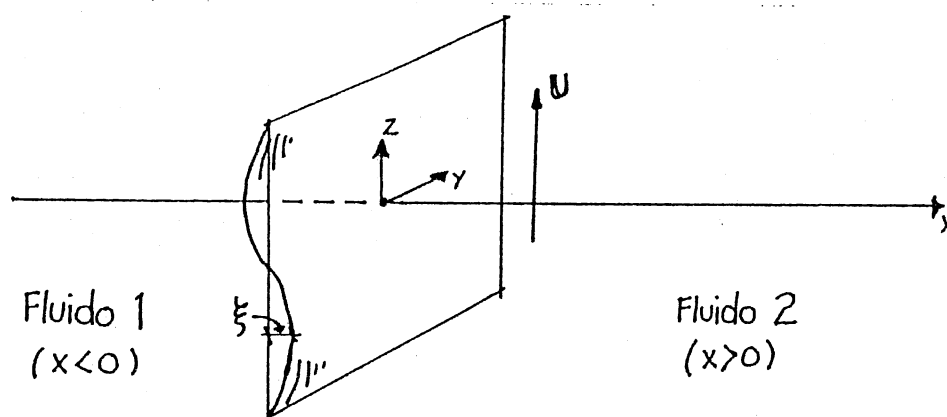


Figura 30.- la inestabilidad KH se presenta entre 2 regiones de fluido que se mueven una con respecto a la otra. En la figura, el plano YZ representa la interface, ξ es la amplitud de la perturbacion, y U es la velocidad del fluido 2 con respecto al 1.

Varios autores han analizado este sistema bajo diferentes condiciones (para una excelente revisión ver el artículo de Gerwin [1968]), obteniendo los siguientes resultados:

- a) Cualquier movimiento tangencial relativo entre dos fluidos (en el caso incompresible y despreciando los efectos de viscosidad, tensión superficial y la gravedad), da lugar a una inestabilidad en la interface, siempre y cuando la perturbación tenga una componente paralela a U .
- b) La presencia de un gradiente de densidades a través de la interface, tiene un efecto estabilizador.
- c) Al resolver numericamente las ecuaciones no lineales, se encuentra que la amplitud de las perturbaciones crece a valores grandes más rápidamente que el en el caso lineal, y
- d) Considerando al fluido como infinitamente conductor e introduciendo un campo magnético, se encuentra que, a excepción del caso en que el flujo es exactamente a lo largo de las líneas de campo, la interface será siempre inestable.

Debido a que en la región subsolar de la magnetopausa el flujo del viento solar no es exactamente paralelo al campo magnético (ver figura 6), varios autores han

sugerido que la inestabilidad KH se puede desarrollar en dicha región, dando lugar a procesos de reconexión en la magnetopausa.

IV.3.2. - Inestabilidad del modo de ruptura

El modo de ruptura se presenta, bajo ciertas condiciones, en la frontera entre 2 regiones de campos magnéticos antiparalelos.

La física de esta inestabilidad se puede entender como sigue: Se puede considerar a la hoja neutra como una serie de conductores paralelos por los que fluye una corriente en la misma dirección. En la configuración de equilibrio, todos los conductores se encuentran equidistantes y sujetos a una misma fuerza $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ (ver figura 31a).

Sin embargo, bajo una perturbación del campo eléctrico de forma ondulatoria, se puede desarrollar la inestabilidad del modo de ruptura. La perturbación provoca que en algunas regiones se formen amontonamientos de corriente mientras que en otros, la corriente se interrumpe (ver figura 31b). Como resultado, se forman islas o burbujas magnéticas.

Furth et al (1963) demostró que el crecimiento del modo de ruptura aumenta con la resistividad y la longitud de la región de difusión (hoja de corriente). En el mismo trabajo, se demuestra que dicho crecimiento aumenta

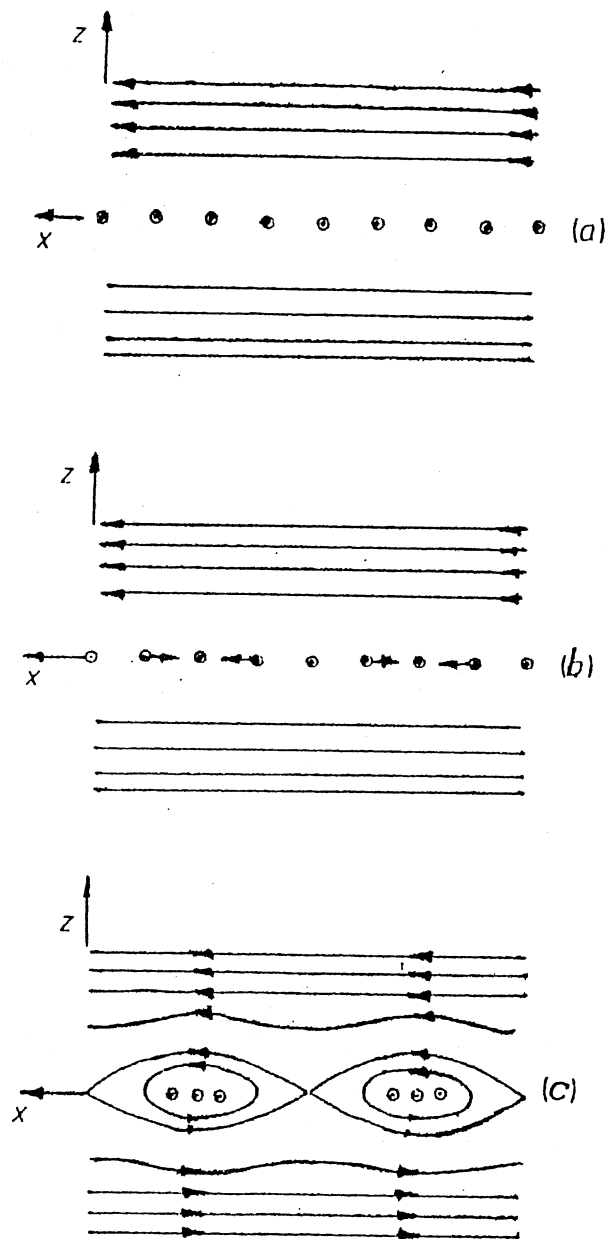


Figura 31.- Esquema del desarrollo de la inestabilidad del modo de ruptura. Se ha considerado a la hoja de corriente como una serie de alambres conductores paralelos.

tambien con la disminuci3n del grosor de la frontera.

Por otro lado, Galeev y Zeleny (1975) han demostrado que la contribuci3n de los electrones a la inestabilidad es despreciable cuando existe una componente del campo magn3tico normal a la frontera. Sin embargo, para un cierto rango de valores de dicha componente, se encuentra que los iones si dan lugar a esta inestabilidad. Adem3s, se encuentra que el modo de ruptura para los iones alcanza rapidamente el regimen no lineal, dando como resultado un crecimiento explosivo de la inestabilidad (Galeev et al [1978]), y por lo tanto una aceleraci3n del proceso de reconexi3n.

IV.3.3. - Reconexi3n Explosiva

Aunque el modo de ruptura se sugiri3 desde 1966 como un mecanismo para la reconexi3n magn3tica [Coppi et al (1966) segun Coroniti (1985)], no fue sino hasta 1978 cuando se desarroll3 un modelo aplicado a la magnet3sfera utilizando esta idea. Galeev et al (1978) [segun Coroniti (1985)], tratando de evitar las dificultades que se hab3an encontrado en la teor3a lineal, propusieron un modelo en el que el modo de ruptura no lineal da lugar a una reconecci3n muy rapida. Sin embargo, este modelo fue cuestionado seriamente por Lembegé y Pellat (1982) [segun Coroniti (1985)] arguyendo que en el regimen no lineal, la

compresibilidad de los electrones tiene un fuerte efecto estabilizador.

Coroniti (1985) propuso un modelo de reconexión que considera al modo de ruptura no lineal como mecanismo para iniciar la reconexión. Este modelo esta basado a su vez en el llamado modelo conceptual de las subtormentas [para una explicación de este modelo consultar Coroniti y Kennel (1972)]. Dicho modelo establece que los cambios en la configuración de la magnetósfera se comunican a la hoja de plasma a traves de ondas de compresión y rarefacción que se propagan sobre lineas de campo cerradas. Ambos tipos de ondas tendran el efecto de reducir la componente del campo magnético normal a la hoja de plasma (B_z). Esta reducción en la magnitud de B_z implica, por lo que se vio anteriormente, que la hoja de plasma sera más susceptible al desarrollo del modo de ruptura, formandose así una línea neutra en esta región.

IV.3.4. - Reconexión en Múltiples Sitios

Uno de los modelos mas aceptados para explicar los FTE's y los plasmoides, es el modelo de reconexión en múltiples sitios (RMS en adelante), que fue propuesto por Lee y Fu (1985).

El proceso de RMS se ilustra en la figura 32. El campo magnético en el lado 1 (hacia afuera de la hoja o

$x > 0$) esta dado por $B = (0 , B_{oy} , -B_{oz})$, y en el lado 2 (que sería hacia dentro de la pagina y corresponde a $x < 0$) por $B = (0 , B_{oy} , B_{oz})$, en donde B_{oy} y B_{oz} son constantes. Consideramos que los campos no son exactamente antiparalelos, esto es $B_{oy} \neq 0$. Esto ultimo constituye una representacion mas realista de la magnetopausa ya que rara vez el IMF es exactamente antiparalelo al campo geomagnético. Las lineas de campo que se acercan de ambos lados, se reconectan a lo largo de 3 lineas neutras como se muestra en la figura 32a ($t=t_1$).

Para $t > t_1$, las lineas reconectadas se contraen debido a la tensión del campo como se muestra en la figura 32b. Notese que se forman 2 lineas helicoidales ($A_1 A_2$ y $F_2 F_1$) se forman como consecuencia de este proceso. Las otras lineas ($B_1 B_2$, $C_1 C_2$, $G_2 G_1$ y $H_2 H_1$) son similares a las que resultan de la reconexión en un solo sitio.

Posteriormente, nuevas lineas de campo de ambos lados se reconectan y un nuevo par de lines helicoidales, $A'_1 A'_2$ y $F'_2 F'_1$ se forman. Estas lineas estaran "enrolladas" sobre las lineas $A_1 A_2$ y $F_2 F_1$. Este proceso continuara hasta que el tamaño de los tubos de flujo magnético sea lo suficientemente grande como para evitar la reconexión. Debido a esto el proceso de RMS sera esencialmente no estacionario.

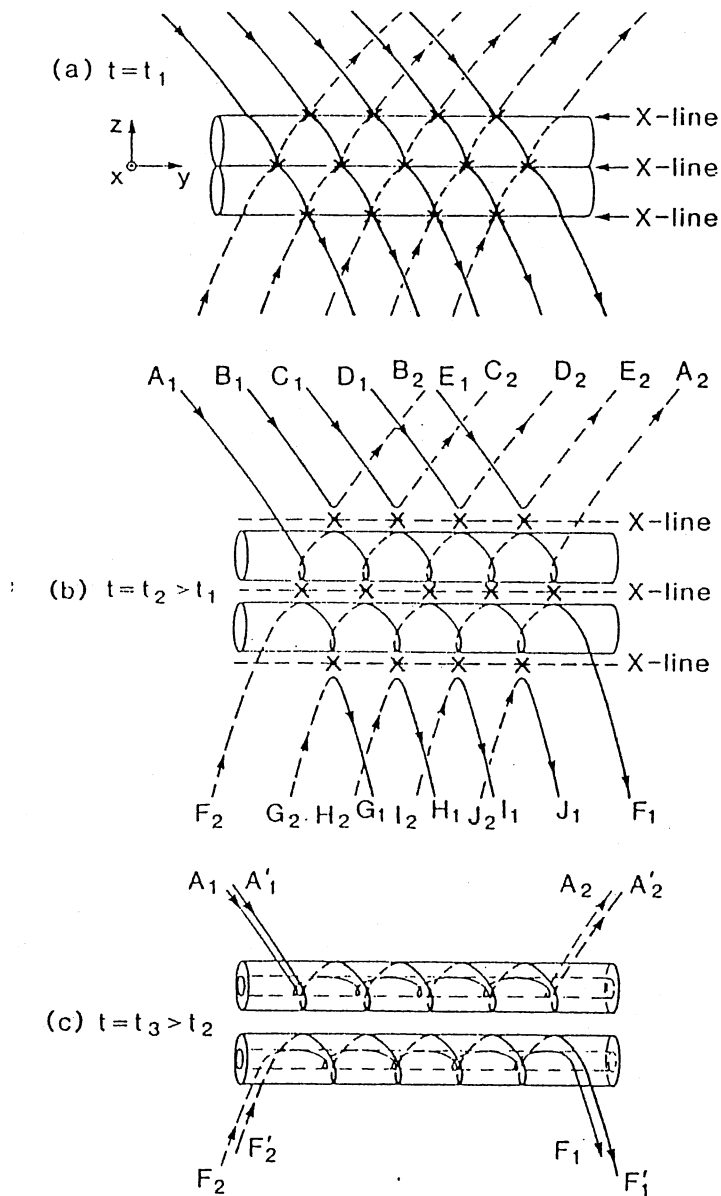


Figura 32.- Esquema del proceso de reconexion segun el modelo de RMS. Notese que los campos no son exactamente antiparalelos.

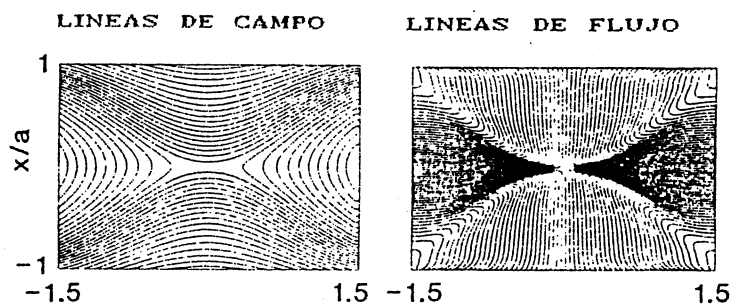
Fu y Lee (1985), Lee et al (1986), y Fu et al (1989) han llevado a cabo una extensa simulación de este proceso para entender mejor la RMS y que condiciones dan lugar a ella. Dichas simulaciones muestran, usando un formalismo de MHD, que ambos tipos de reconexión, en un solo y en multiples sitios, se presentan dependiendo de las condiciones de frontera.

Ejemplos de los resultados de estas simulaciones se muestran en la figura 33. En general se observa que los resultados dependen de 3 parametros, el cociente entre la longitud y el ancho de la región de reconexión (L/δ), la velocidad de entrada normalizada (V/V_A), y la resistividad del fluido (η).

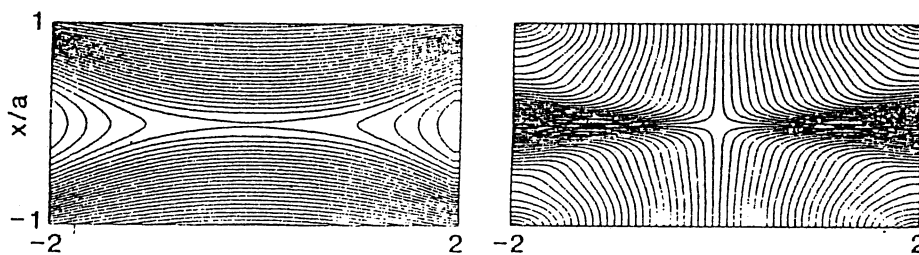
Las figuras 33a, 33b, y 33c, muestran simulaciones en las que se obtuvieron los diferentes tipos de reconexión estacionaria ya mencionados. El parametro dominante que controla el desarrollo de un tipo u otro de reconexión es el cociente entre la longitud y el ancho de la región de reconexión (L/δ). En general se observa que la RMS ocurre para $L/\delta \geq 10$ como se muestra en la figura 33d, en la que la RMS da lugar a la formación de islas magnéticas (plasmoides).

Lee et al (1986) han sugerido que el proceso de RMS está asociado a la inestabilidad del modo de ruptura, ya que esta depende de la longitud de la hoja de corriente.

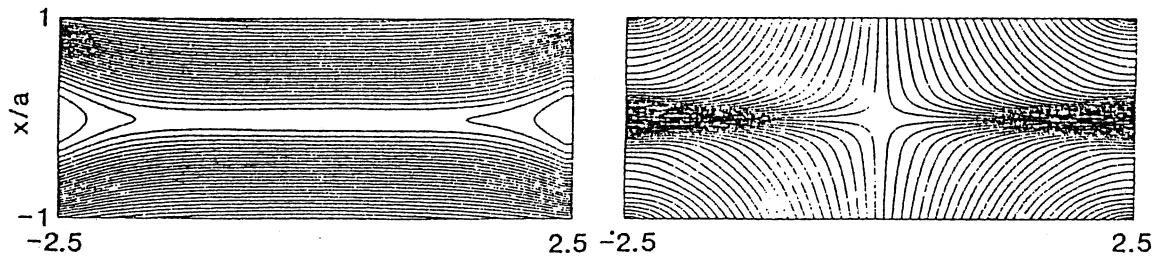
(a) PETSCHKE'S MODEL



(b) SONNERUP'S MODEL



(c) SWEET-PARKER'S MODEL



(d) MULTIPLE X-LINE RECONNECTION

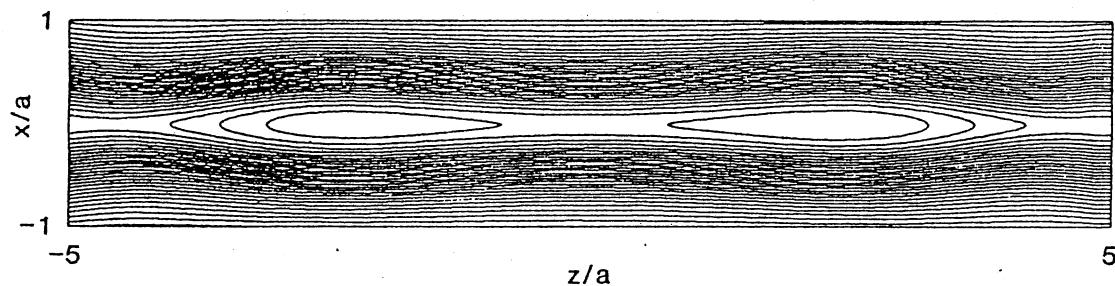


Figura 33.- Resultados de varias simulaciones de la RMS para diferentes valores del cociente entre la longitud (L o Z) y el ancho de la frontera (δ o a).

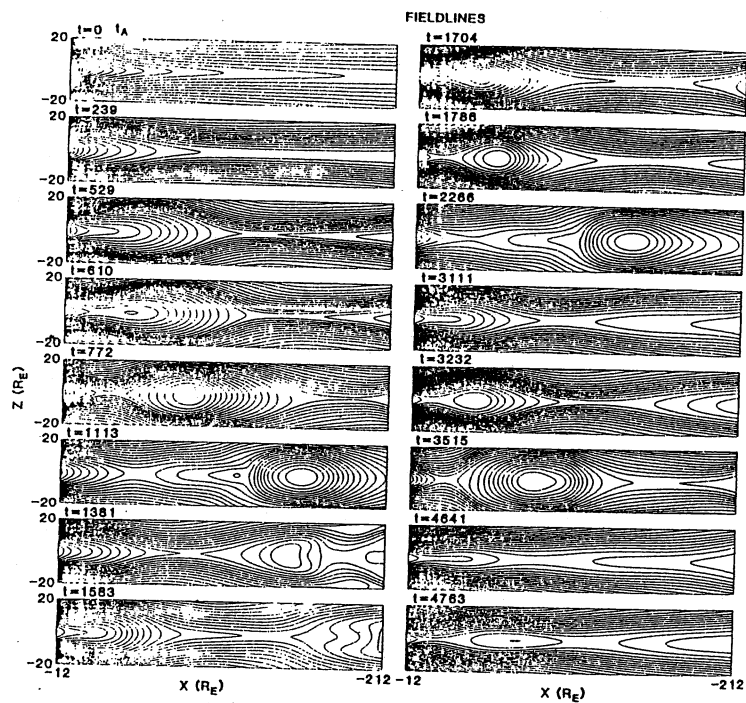
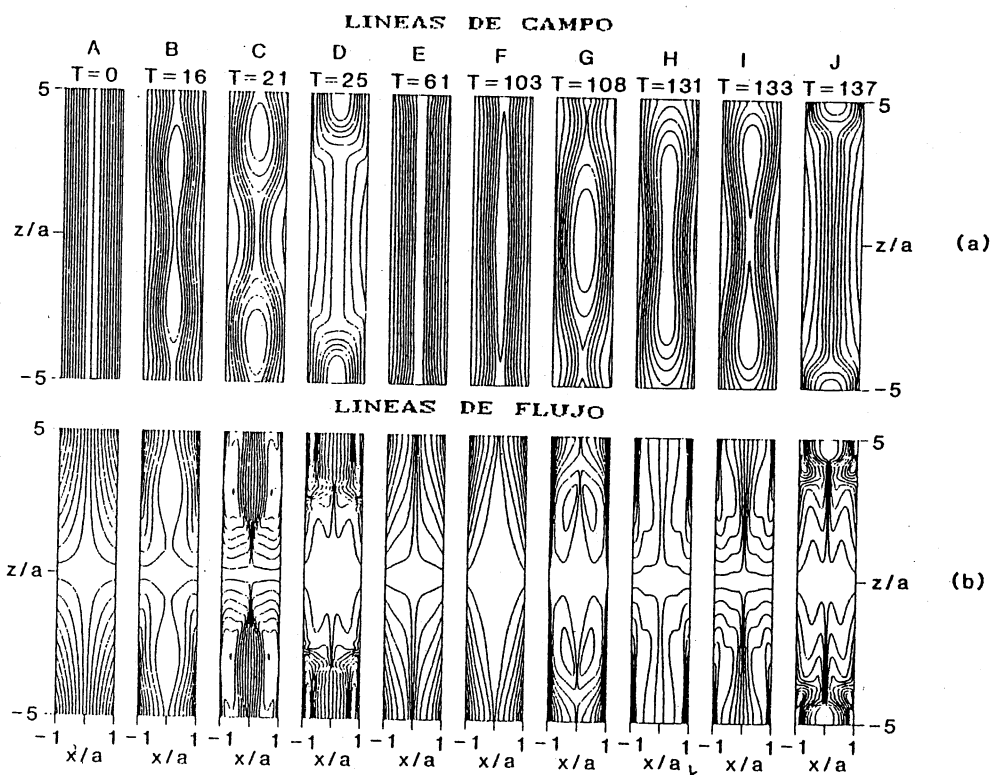


Figura 34 (arriba) y 35 (abajo). - Simulación de la reconexión en la magnetopausa y la magnetocola respectivamente, utilizando el modelo de RMS.

La aplicación de este modelo a la magnetopausa y la magnetocola ha dado resultados muy alentadores y en particular el análisis del problema tridimensional nos provee de un mecanismo sencillo para entender los FTE's. Las figuras 34 y 35 muestran simulaciones de la RMS en la magnetopausa y la magnetocola respectivamente, y la figura 36 muestra una simulación de los FTE's.

IV.3.5. - Modelo de LaBelle-Hamer

LaBelle-Hamer et al (1988) han llevado a cabo un estudio numérico del proceso de reconexión utilizando un código cinético para la inestabilidad de KH y el modo de ruptura. Los resultados para el caso en que la velocidad es perpendicular al campo magnético (como podría ser la magnetocola o la región subsolar, de la magnetopausa) se muestran en la figura 37, y en la figura 38 se muestran los resultados para el caso en que la velocidad y el campo magnético son paralelos.

Estos resultados muestran que el crecimiento de la inestabilidad KH da lugar a una modulación de la hoja de corriente adquiriendo esta una configuración tipo chorizo. Posteriormente las regiones de la hoja de corriente más delgadas serán más susceptibles al crecimiento del modo de ruptura o dando lugar a la reconexión en múltiples sitios.

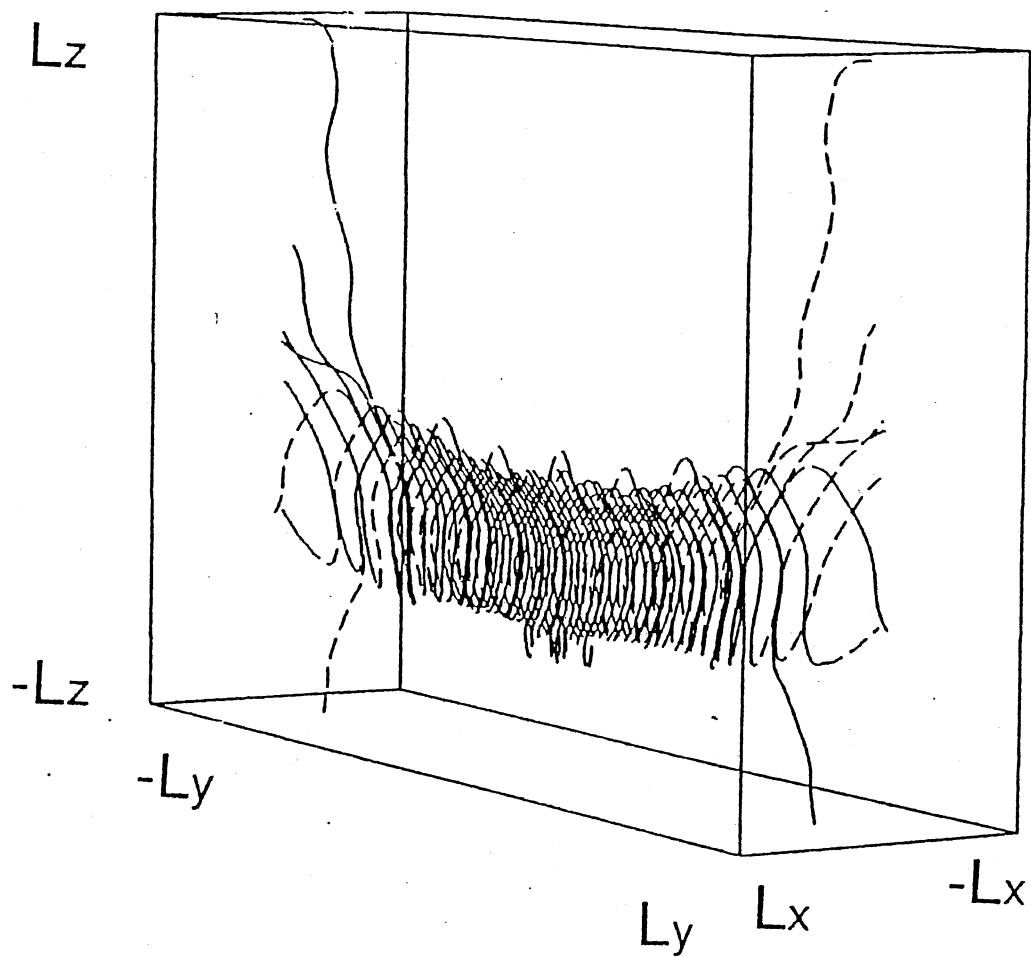
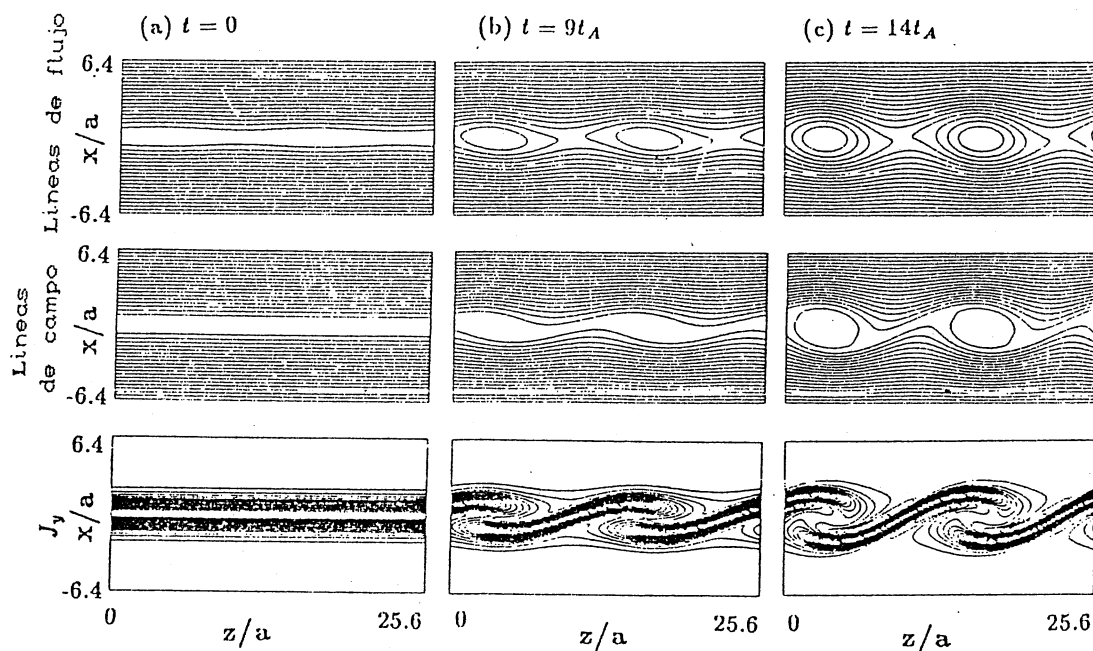
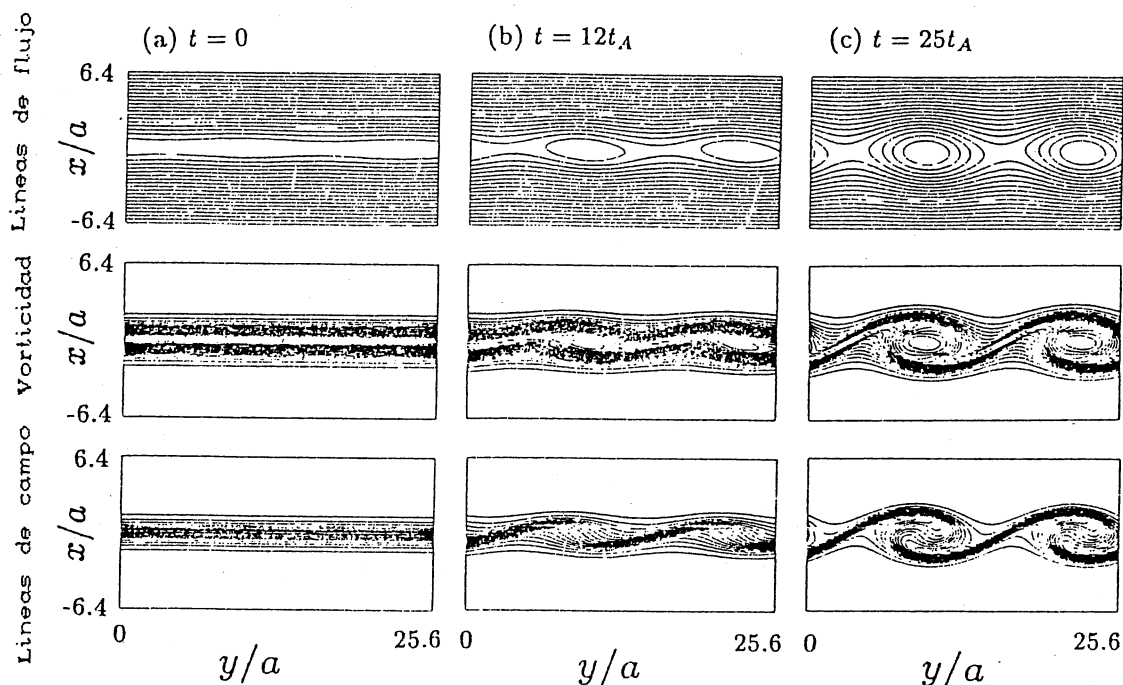


Figura 36.- Simulacion de la estructura del campo magnetico que da lugar a los FTE's.



Figuras 37 (arriba) y 38 (abajo). -Simulación de las líneas de flujo, vorticidad y campo magnético. Arriba se muestra el caso en que la velocidad y el campo magnético son perpendiculares (como en la región subsolar de la magnetopausa) y abajo el caso en que son paralelos.

IV.3.6. - Reconexión no estacionaria tipo Petschek

Biernat et al (1987) han propuesto una modificación al modelo de Petschek qu consiste en que los frentes de choque se propagan. Con esto, el modelo es esencialmente dependiente del tiempo por lo que se le ha denominado, modelo de reconexión no estacionaria tipo Petschek.

El sistema bajo consideración consiste de 2 regiones de campos magnéticos opuestos (B_0), que inicialmente estan separados por una hoja de corriente. Se supone que en algun instante dado la conductividad es de alguna manera reducida en la región de difusión. Esta variación dara lugar a la formación de ondas MHD que se propagan con la velocidad de Alfven a lo largo de las lineas de campo.

En el caso en que la intensidad del campo magnético, la densidad y la presión del plasma sean iguales en ambos lados, este decaimiento de la conductividad dara lugar a 2 choques lentos que adquieren la configuración que se muestra en la figura 39.

En la figura 39, la reconexión ha comenzado en el origen anteriormente. Las lineas reconectadas se mueven debido a su tensión en las direcciones $\pm X$. Akhiezer et al (1985) [segun Biernat et al (1987)] han demostrado que esto da lugar a una hoja de corriente infinitamente delgada e inestable que posteriormente se bifurca en 2 frentes de choque lentos. Dichos frentes encierran a

regiones de plasma acelerado y termalizado que se denominan regiones de inversión del campo (FR del ingles field reversal).

La propia dinámica de las regiones FR modificara al campo y al flujo alrededor de la hoja de corriente, y esto causara que la reconección se detenga. Posteriormente, toda la estructura de la regin FR se propagara con la velocidad de Alfven en las direcciones $\pm X$.

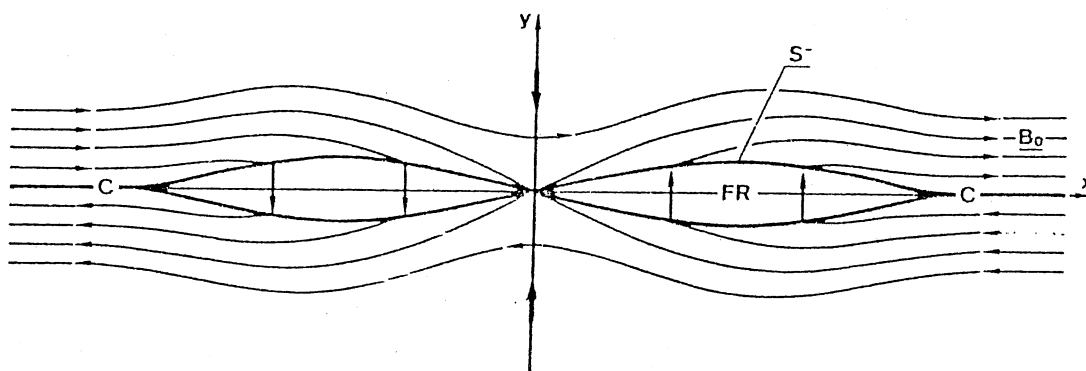


Figura 39.- Configuración del campo magnético en la región de reconexión según el modelo de Biernat et al (1987). La hoja de plasma se bifurca hasta $|x|c$ dando lugar a dos ondas de choque que envuelven a las regiones FR.

IV.3.7.- Otros modelos

Varios otros modelos se han sugerido para explicar observaciones específicas como los FTE's y los plasmoides. Sin embargo, la mayoría de estos son demasiado específicos aplicandose solo a unas cuantas observaciones, o bien son ramificaciones o simulaciones extensivas de los modelos ya presentados. Por esta razón, solo daremos las referencias de algunos de ellos para el lector interesado.

Referente a los FTE's y la reconexión en la magnetopausa, Sato et al (1986), Galeev et al (1986), Ding (1986), Hu y Liu (1986), Saunders (1983) y Southwood (1968) entre otros.

Sobre la reconexión en la magnetocola, Schindler (1974), Hill (1975), Birn (1980), Lembege y Pellat (1982), Min et al (1985), y Hau y Wolf (1987).

V. - DISCUSIONES

En este capítulo presentaremos algunos de los cuestionamientos hechos por varios autores tanto a los modelos de reconexión como a la hipótesis de su existencia en la magnetósfera terrestre. Presentaremos también, algunos modelos alternativos (sin reconexión) sugeridos para explicar las observaciones usualmente asociadas con la reconexión.

Dividiremos este capítulo en 3 partes: La primera, tratará sobre el proceso de reconexión en sí; la 2da, sobre la hipótesis de reconexión en la magnetopausa y algunos modelos alternativos; y la 3ra, tratará sobre la interpretación de las observaciones en la magnetocola y una hipótesis alternativa para explicarlas.

V.1. - Sobre la reconexión como estado estacionario

Independientemente de que gran parte de las observaciones parecen indicar que, en caso de ocurrir, la reconexión no se presenta como un estado estacionario, Heikkila (1978, 1984) ha señalado que existen fundamentos físicos que prohíben que la reconexión se lleve a cabo como un proceso estacionario. Su razonamiento es mas o menos como sigue:

De acuerdo a los modelos de reconexión en estado estacionario, este proceso involucra la conversión de energía magnética a energía cinética del plasma. Esto se puede expresar, en términos del teorema de Poynting como

$$\int \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \, dV = - \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} - \int \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) dV$$

el término en el lado izquierdo representa la energía que adquiere el plasma y el lado derecho representa las posibles fuentes de esta energía. Los modelos de estado estacionario consideran solo el 1er término del lado derecho el cual corresponde al flujo de energía de una fuente externa (como podría ser el IMF en este caso). Sin embargo, los procesos de reconexión en la magnetopausa y sobre todo en la magnetocola, tienen contribuciones parciales o totales de energía magnética interna (en este caso energía de la magnetósfera). Esta contribución está representada por la integral de volumen en el lado derecho. Debido a que la energía almacenada en el campo eléctrico es pequeña, el término más importante de la energía interna es el relacionado con la variación temporal de la energía magnética almacenada. Debido a que este término incluye al factor $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E}$ diferente de cero, Heikkilä (1978) y (1984) argue que los modelos estacionarios, en los cuales se asume el campo eléctrico es constante a través de la separatriz, o sea que $\nabla \times \mathbf{E} = 0$, están equivocados.

Por otro lado, varios autores (desde Petschek [1964]) han señalado que la tasa de reconexión predicha por el modelo de Sweet-Parker es muy inferior al necesario para explicar la rápida conversión de energía magnética a cinética que se observa en las subtormentas magnéticas.

Por último, Vasiliunas (1975) ha señalado que Landau y Lifshitz (1959) establecen que, en base a la teoría electromagnética, existe una limitación al número de discontinuidades en el campo que se pueden intersectar en un punto para que el sistema sea físicamente aceptable. En base a esto, el modelo de Sonnerup no es aplicable, tal cual, a un sistema físico.

V.2. -Sobre la reconexión en la magnetopausa

La idea de reconexión en la magnetopausa diurna como un estado estacionario, sugerida por Dungey (1961) y Levy (1964), hoy en día ha sido prácticamente abandonada. Esto se debe a la gran cantidad de observaciones de varios satélites diferentes, que muestran la ausencia de los campos eléctricos y magnéticos y de los chorros de plasma que se esperarían de llevarse a cabo un proceso de reconexión en estado estacionario.

Debido a esto, varios autores han sugerido que la reconexión en la magnetopausa es un proceso espontáneo y localizado. Así, se han interpretado a los FTE's como

resultados de un proceso de reconexión de este tipo. Sin embargo, también en este caso, existen muchas otras observaciones que parecen contradecir esta interpretación.

Por un lado, se observa que solo en unas cuantas ocasiones, se detectan a lo largo de la frontera los chorros de plasma predichos por los modelos estacionarios (Sonnerup [1981]). En otras ocasiones se observan condiciones favorables para la reconexión (un IMF hacia el sur), y sin embargo no se observan los chorros de plasma (Papamastorakis [1982]) o los campos eléctricos tangenciales (Heikkila [1986]) predichos por los modelos.

En cuanto a los FTE's, un problema importante en su interpretación como restos de la reconexión, es el hecho de que se hayan identificado un buen número de estos para un IMF hacia el norte (Berchem y Russel [1984]). Esto contradice la idea fundamental de la reconexión, ya que en este caso, los campos magnéticos son paralelos.

Por otro lado, varios autores han sugerido modelos alternativos (que no involucran la reconexión) para los FTE's.

Lemaire (1977) [según Heikkila (1986)], ha sugerido la penetración de plasma de la magnetofunda a través de la magnetopausa, de manera impulsiva y localizada. Esta idea ha sido aplicada a la explicación de los FTE's por Heikkila (1982) y (1986) quien los ha denominado eventos

de transferencia de plasma o PTE's (del ingles Plasma Transfer Events). Esta idea consiste basicamente en lo siguiente: En promedio, el plasma del viento solar fluye alrededor de la magnetopausa. Esto dara lugar, para un IMF hacia el sur, a un campo eléctrico aproximadamente normal a la magnetopausa. Sin embargo, de manera similar a un viento borrascoso, el flujo de la magnetofunda contiene nubes de plasma (asociadas a un tubo de flujo) con un momento superior al del resto del flujo. Dichos tubos de flujo (o nubes de plasma) con el momento superior, tenderan a desviarse del flujo promedio y chocaran con la magnetopausa. Al hacer esto, deformaran la hoja de corriente de la magnetopausa, dando lugar a variaciones en el campo magnético que pueden explicar los FTE's.

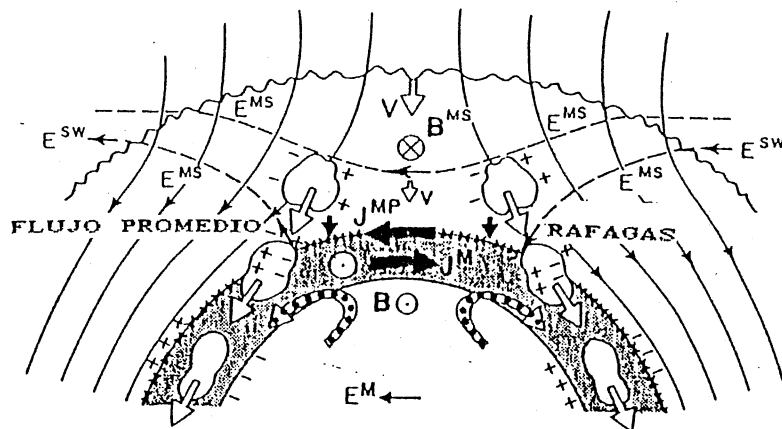


Figura 40.- Esquema sugerido por Heikkila (1986) del flujo promedio y la penetración de nubes de plasma con momento superior a través de la magnetopausa. Estas junto con plasma de la magnetosfera dan lugar a la capa límite de bajas latitudes.

Un aspecto importante de este modelo es que el proceso de penetración propuesto, permite explicar la existencia de la capa límite de bajas latitudes. Sin embargo, un análisis detallado de un buen número de observaciones a la luz de este modelo, falta por realizar.

Otra alternativa para explicar los FTE's, la constituye el modelo de Sibeck et al (1989). Este modelo se basa en varias observaciones como son: la capa de reducción de densidad (depletion layer), la presencia de un flujo de partículas energéticas de origen magnetosférico la región inmediatamente exterior a casi toda la magnetopausa (Sibeck et al [1987]), la capa límite de bajas latitudes, y el balance de presiones a través de la magnetopausa. Recientemente, varios autores han demostrado la existencia de aumentos localizados y espontáneos en la presión dinámica del viento solar. Estas variaciones duran de 1 a 10 min y ocurren aproximadamente cada 5 o 15 min. Las perturbaciones, se transmiten a la magnetofunda como aumentos en la presión térmica y magnética que a su vez tienen el efecto de producir pequeños chichones en la magnetopausa como se muestra en la figura 41.

Al acercarse el satélite a la protuberancia viniendo de la magnetósfera (como lo indica la línea punteada en la fig. 41), este observa un incremento en la magnitud del

campo magnético y en la presión (la intensidad del campo en la región interna de la magnetopausa también aumenta para mantener el balance de presiones a través de esta). Al salir el satélite de la magnetosfera y entrar a la magnetofunda, este observará un flujo de iones y electrones energéticos, y a la vez, un flujo de plasma frío y denso en la dirección antisolar. Este último estará acompañado de un campo magnético en la dirección típica de la capa de reducción de densidad. En el caso en que los campos sean antiparalelos, al pasar por la magnetofunda, el satélite observará la variación de la componente latitudinal de campo magnético característica de los FTE's

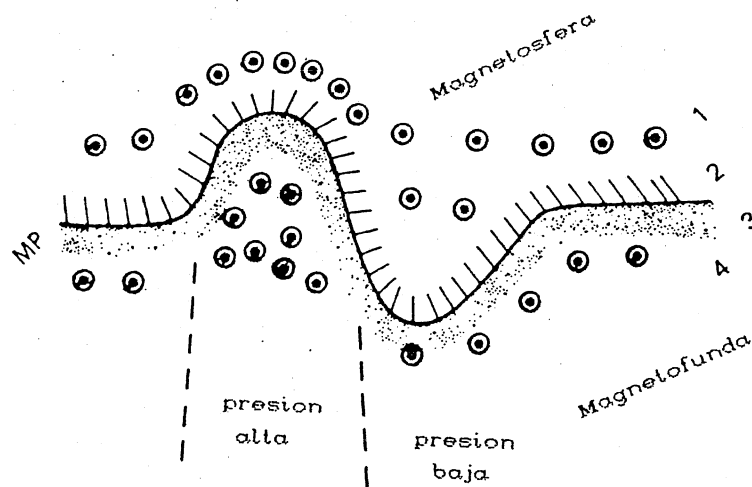


Figura 41.- Esquema de los chichones de la magnetopausa causados por las variaciones del viento solar que según Sibeck (1989) dan lugar a los FTE's.

Las predicciones de este modelo se han comparado con las observaciones durante uno de los pasos del satélite IMP-8 que anteriormente han sido interpretadas en terminos del modelo de reconexión (tubos). Se encuentra que, al menos en este caso, las observaciones son totalmente consistentes con el modelo [Sibeck et al (1989)].

V.3. -Sobre la reconexión en la magnetocola

Dividiremos esta sección en dos partes, la primera relacionada con la hipótesis de reconexión (estacionaria) en la magnetocola lejana, y la segunda sobre el modelo fenomenológico de las subtormentas y la reconexión en la magnetocola cercana.

Sobre la reconexión en la magnetocola lejana. Como ya hemos mencionado, varios autores han interpretado a una parte de las observaciones del ISEE-3 en la magnetocola como evidencia de un proceso de reconexión estacionario (como sugirió Dungey [1961]). Asi, se ha propuesto la hipótesis de que la línea de reconexión lejana es una curva [Slavin (1985)].

Sin embargo, Heikkila (1988) ha analizado estas mismas observaciones a la luz de un modelo para la

magnetocola propuesto por Heikkila (1984) y Lundin (1987).

En este modelo, la capa límite de bajas latitudes (CLBL), que juega un papel dominante en la dinámica de la magnetósfera, fluye hacia la cola por los lados de la magnetósfera y va penetrando hacia el centro de la cola al alejarse. Analizando las velocidades del plasma y el campo magnético a una distancia de aprox. 225 R_t , se encuentra que, para etapas de baja actividad geomagnética, la componente del campo magnético normal a la hoja de plasma, es positiva en promedio (aun en el centro) y el flujo es definitivamente antisolar. Esto es imposible de explicar usando el modelo de Dungey para la magnetósfera, aun con la línea neutra curva. Por lo tanto, Heikkila (1988), niega la existencia de la línea neutra lejana en un estado cuasiestacionario y sugiere que los valores negativos de B_z en el centro de la magnetocola se deben más bien a fluctuaciones. Cabe mencionar que el análisis de Heikkila (1988) se basa en datos de mayor resolución temporal que los de Slavin (1985) y se aplican, en particular a condiciones de poca actividad geomagnética, en las que las líneas de campo en la magnetocola están cerradas hasta unos 220 R_t , con una estructura como la mostrada en la figura 42.

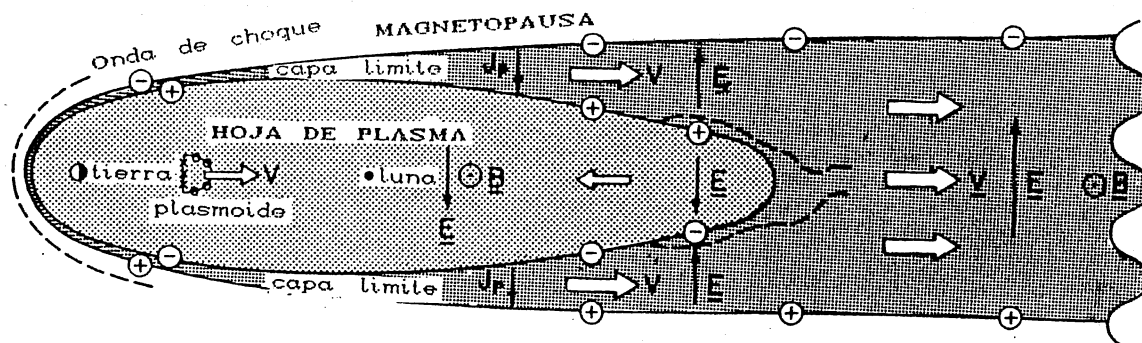


Figura 42.- Estructura del campo magnético y el plasma en la magnetocola según el modelo de Heikkilä (1988) en el cual no hay línea neutra lejana.

Por otro lado, bajo condiciones de alta actividad geomagnética, B_z en el centro de la magnetocola adquiere valores negativos. Esto, Heikkilä (1988) lo interpreta como el paso de una isla magnética (plasmóide) creada, posiblemente, por reconexión impulsiva de las líneas de campo cerradas de la hoja de plasma.

Existen, así mismo, problemas relacionados con el carácter cuasiestacionario de la reconexión en la magnetocola lejana. Cuando Dungey (1961) sugirió la existencia de la línea de reconexión en la magnetocola (que posteriormente se denominó la línea neutra lejana), lo hizo pensando en la necesidad de un balance con el flujo de energía a la magnetósfera por reconexión en la

magnetopausa. Sin embargo, aún cuando el modelo de Dungey ha sido fuertemente modificado, su argumento para la existencia de la línea neutra lejana no ha sido revisado. Esto se debe, muy probablemente, a que desde hace varios años la mayor parte de los estudios en la magnetocola han sido sobre la reconexión en la región cercana. A la fecha, no se ha dado una razón física de porqué y cómo se produce la reconexión cuasiestacionaria en la magnetocola lejana.

Si la reconexión en la región lejana de la cola se lleva a cabo de una manera estacionaria (o cuasiestacionaria), entonces se requiere que el campo magnético de los lobulos sea continuamente forzado hacia la hoja de plasma (según se discutía en los modelos estacionarios presentados en el capítulo 4). Sin embargo, se observa que el plasma, en su mayor parte, fluye a lo largo de las líneas de campo, y si bien una porción penetra a través de los lobulos hacia la hoja de plasma, esta lo hace precisamente por el efecto del campo magnético no deformado (arrastré eléctrico). Por lo tanto, sugerimos que la reconexión en la magnetocola lejana, de suceder, lo hará debido a un proceso espontáneo (inestabilidad) y no como un proceso forzado, esto es, no será un proceso estacionario.

Por último, no olvidemos que el modelo de Dungey (1961) en cuanto al carácter de la reconexión en la

magnetocola lejana, se basa en la suposición de que en la magnetopausa, la reconexión se lleva a cabo de manera estacionaria. Sin embargo, la mayoría de los autores aceptan que, de ocurrir, la reconexión en la magnetopausa lo hace de manera impulsiva y localizada (no estacionaria). La pregunta entonces es, ¿ Porqué se insiste en la existencia de la reconexión en la magnetocola lejana como un proceso estacionario ?, en todo caso, siguiendo el esquema de Dungey, este proceso debería ser impulsivo también.

Sobre el modelo fenomenológico de las subtormentas. Si bien se reconoce la importancia que tiene este modelo para explicar muchas de las observaciones, es importante señalar algunos detalles. Primero, el modelo sugiere que, debido a una inestabilidad provocada por la intensificación del campo magnético en los lobulos, la reconexión en la línea neutra cercana sucede de manera espontánea. Sin embargo, para explicar los plasmoides se requiere que dicho proceso espontáneo se lleve a cabo al menos durante 30 minutos, e incluso se sugiere que la reconexión continúa durante un tiempo mucho mayor ya que esta línea neutra se convertirá en la línea de reconexión lejana. Esto sugiere que: O la reconexión en este sitio ocurre de manera muy diferente a como ocurre en la

magnetopausa diurna, en donde el proceso (tambien espontáneo) cesa en aproximadamente 15 min. (si se interpreta a los FTE's como resultados de la reconexión); o el modelo fenomenologico requiere de una seria modificación.

El otro problema que debe señalarse, es con relación al mecanismo mediante el cual los plasmoides son acelerados en dirección antisolar hasta velocidades de aprox. 1000 km/s. Al respecto, es casi imposible encontrar una explicación en la literatura para este fenómeno. A saber, la única explicación explícita la ha dado Hones (1984) y (1986), quien sugiere que los plasmoides son acelerados por el llamado efecto resortera (slingshot effect). Este consiste en que las líneas de los lobulos, en un lado conectadas a la Tierra y en el otro al IMF, al reconectarse en la línea neutra cercana, hacen el efecto de ligas de una resortera al tender a enderezarse por la tensión del campo magnético. Sin embargo, debido a que el flujo en el viento solar (afuera de la magnetocola) y tambien en la hoja de plasma es superalfvénico, dificilmente el plasma va a enterarse de cambios en el campo magnético ya que estos se transmiten con la velocidad de Alfven a lo largo de las líneas de campo. Por lo tanto, si bien las líneas de campo tienden a enderezarse, el efecto de esto sobre el plasma será nulo,

lo que significa que el llamado efecto resortera no es capaz de acelerar a los plasmoides.

La indisponibilidad y quizá inexistencia de observaciones apropiadas no nos ha permitido seguir trabajando en este problema. Nuestra sugerencia es que quizá los plasmoides son acelerados por el flujo del viento solar afuera de la magnetocola a través de un mecanismo de fricción (viscosidad).

VI. - CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

A manera de conclusión quiero presentar mi visión personal del estado en que se encuentran, en general, las investigaciones sobre los procesos de reconexión magnética en la magnetósfera terrestre.

Primero, no es de despreciar la gran aceptación que los modelos de reconexión han tenido. Esto se debe principalmente a el éxito del modelo fenomenológico de las subtormentas en explicar la generación de las auroras y muchas otras observaciones. Por otro lado, debemos señalar que en la magnetopausa, aun cuando ha habido muchas mas observaciones, la evidencia no es tan contundente.

En mi opinión, la reconexión tanto en la magnetopausa como en la magnetocola, seguramente se lleva a cabo. Creo que esto lo indica la fuerte correlación entre las etapas de alta actividad geomagnética y la polaridad hacia el sur del IMF. Cabe mencionar que este hecho no ha sido explicado por ninguno de los modelos alternativos. Sin embargo, por lo señalado en el capítulo anterior, considero que el caracter de este proceso definitivamente es espontáneo (asociado a alguna inestabilidad) y muy seguramente localizado. Por otro lado, de ocurrir, debe ser muy importante en la generación de ciertos fenomenos

(como las auroras) y probablemente en la dinámica de la magnetósfera entera.

Considero que la principal deficiencia de estas hipótesis la constituye la falta de modelos físicos que nos permitan entender lo que en realidad está pasando. Pienso que en los próximos años mucho énfasis se debe poner en este aspecto. En particular, considero que el esquema de la RMS parece muy prometedor. No solo por la facilidad con que se explican muchas observaciones (por ejemplo con este modelo no es necesaria la existencia de la línea neutra lejana para producir los plasmoides), sino porque también muestra consistencia en cuanto a utilizar un método MHD y otro con física de plasmas.

Para finalizar, considero importante señalar la pobre actitud de la mayoría de los investigadores del ramo ante las críticas y los cuestionamientos a los modelos de reconexión. Como ejemplo, podemos mencionar el caso omiso que se ha dado al cuestionamiento de Heikkilä sobre la imposibilidad de la reconexión como estado estacionario. Se ha dedicado una gran cantidad de esfuerzo (y dinero) al diseño de aparatos y experimentos que verifiquen la reconexión, y muy poco a entender lo que en realidad está pasando. Considero que es necesaria una revisión crítica de los modelos y principales ideas de la reconexión, por parte de los investigadores del ramo.

BIBLIOGRAFIA

- Berchem J. y C.T. Russell, "FTE's and IMF conditions", in
Mag. Reconnection in Space and Laboratory Plasmas,
Geophys. Monogr. Series vol. 30, ed. by E.W. Hones Jr.,
p. 154, AGU, Washington, D.C., 1984.
- Birn J., "Computer studies of the dynamic evolution of the
geomagnetic tail", J. Geophys. Res., 85, p. 1214, 1980.
- Coroniti F.V. y C.F. Kennel, "Changes in magnetospheric
configuration during substorm growth phase", J.
Geophys. Res., 77, p. 3361, 1972.
- Biernath H.K., et al., "Unsteady Petschek reconnection"
J. Geophys. Res., 92, p. 3392, 1987.
- Coroniti F.V., "Explosive tail reconnection: the growth and
expansion phase of magnetospheric substorms", J.
Geophys. Res., 90, p. 7427, 1985.
- Crooker N.U., "Observations of plasma depletion in the
magnetosheat at the dayside magnetopause",
J. Geophys. Res., 84, p. 869, 1979.
- Crooker N.U., "Dayside merging and cusp geometry",
J. Geophys. Res., 84, p. 951, 1979.
- Ding D.Q. et al., "MXL reconnection, 3, a particle
simulation of FTE's", J. Geophys. Res., 91, p. 13384,
1986.
- Dungey, J.W., "Interplanetary field lines and the auroral
zones", Phys. Rev. Lett., 6, p. 47, 1961.

- Dungey J.W., "The lenght of the magnetospheric tail",
J. Geophys. Res., 70, p.1753, 1965.
- Elphic R.C., "Multipoint observations of the magnetopause,
results from ISEE and AMPTE", Adv. Space Res., 8,
p.223, 1988.
- Eastman T.E. and L.A. Frank, "Observations of high speed
flows near the earth's magnetopause", J. Geophys. Res.,
87, p.2187, 1982.
- Eastman T.E. and L.A. Frank, "Boundary layers of the earth's
outer magnetosphere", in Mag. Reconnection in Space
and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr. Series
vol.30, ed. by E.W. Hones Jr., p.249, AGU, Washington,
D.C., 1984.
- Fairfield D.H., "The configuration of the geomagnetic
field", in Solar-Terrestrial physics/1970 part III,
ed. E.R. Dryer, p.1, Reidel, Dodrecht, 1972.
- Fairfield D.H., "Magnetic fields of the magnetosheat", Rev.
Geophys. Sp. Phys., 14, p.117, 1976.
- Frank L.A., "Plasmas in the earth's magnetotail", Space
Sc. Rev., 42, p.211, 1985.
- Fu Z.F. y L.C. Lee, "Simulation of MXL reconnection at the
dayside magnetopause", Geophys. Res. Lett., 12, p.291,
1985.
- Fu Z.F. et al., "A 3-D MHD simulation of the MXL
reconnection process", to appear in Proceedings of
the 1989 Chapman conference on the physics of
magnetic flux ropes, 1989.

- Furth D. et al, "Finite resistivity instabilities in a sheet pinch", Phys.Fluids, 6, p.459, 1963.
- Galeev A.A. et al, "Magnetopause stability threshold for patchy reconnection", Sp.Sci.Rev., 44, p.1, 1986.
- Gerwin R.A., "Stability of the interface between two fluids in relative motion", Rev.Mod.Phys., 40, p.652, 1968.
- Giovanelli, R.G., "Magnetic and electric phenomena in the suns atmosphere associated with sunspots", Mon.Notices Roy.Astron. Soc., 107, p.338, 1947.
- Haerendel G. et al, "The fronside boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection", J.Geophys.Res., 83, p.3195, 1978.
- Hau L.N. y R.A.Wolf, "Effect of a localized minimum in equal field strength on resistive tearing instability in the geomagnetic tail", J.Geophys.Res., 92, p.4745, 1987.
- Heikkila W.J., "Criticism of reconnection models of the magnetosphere", Planet.Sp.Sci., 26, p.121, 1978.
- Heikkila W.J., "Impulsive plasma transport through the magnetopause", Geophys.Res.Lett., 9, p.159, 1982.
- Heikkila W.J., "The electromagnetic field for an open magnetosphere", in Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr.Series vol.30, ed. by E.W.Hones Jr., p.39, AGU, Washington, D.C., 1984.

Heikkila W.J., "Transport of plasma across the magnetopause", in Solar Wind-Magnetosphere Coupling, eds. Y.Kamide y J.A.Slavin, p.337, Terrea Scientific, Tokio, 1986.

Hill I.W., "Magnetic merging in a collisionless plasma", J. Geophys. Res., 80, p.4689, 1975.

Hones E.W.Jr., "Plasma flow in the plasma sheet and its relation to substorms", Radio Science, 8, p.879, 1973

Hones, E.W.Jr., "Plasma sheet behavior during substorms", in Mag. Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr. Series vol.30, ed. by E.W.Hones Jr., p.178, AGU, Washington, D.C., 1984.

Hones E.W.Jr., "Magnetic reconnection in the earth's magnetotail"; Australian J.Phys., 38, p.981, 1985.

Hoyle, F., "Some recent researches in solar physics", Cambridge Univ. Press, London, 1949.

Hu Y.D. y Z.X.Liu, "Response and reconnection of magnetic field lines caused by fluid vortex at the magnetopause", in Proc.of the International Symp. on Sp.Phys., Chinese Soc.of Sp.Res., p.4, 1986.

Huang C.Y., "Quadrennial review of the magnetotail", Rev. Geophys., 25, p.529, 1987.

La Belle-Hamer A.L., et al, "A mechanism for patchy reconnection at the dayside magnetopause", Geophys. Res. Lett., 15, p.152, 1988.

- Landau L.D. and E.M.Lifshitz, "Electrodynamics of continuous media", Pergamon Press, New York, 1959.
- Lee, L.C. y Z.F.Fu, "A theory of mag.flux transfer at the earth's magnetopause", Geophys.Res.Lett., 12, p.105, 1985.
- Lee L.C. et al, "MXL reconnection in the earth's magnetosphere", in Physics of the Magnetotail, ed. T.Y.Lui, p.191, 1987.
- Lembegue B. y R.Pellat, "Stability of a 2-D quasineutral sheet", Phys.Fluids, 22, p.1995, 1982.
- Levy R.H. et al, "Aerodynamic aspects of the magnetospheric flow", AIAA J., 2, p.2065, 1964.
- McPherron R.L. et al, "Satellite studies of the magnetospheric substorms of August 16, 1968; a phenomenological model for substorms", J.Geophys.Res. 78, p.3131, 1973.
- Min K.H. et al, "Numerical studies on magnetotail formation and driven reconnection", J.Geophys.Res., 90, p.4035, 1985.
- Nishida, A. et al, "Elec.field evidence for tailward flow at substorm onset", J.Geophys.Res., 88, p.9109, 1983.
- Papamastorakis I. et al, "The magnetopause as a tangential discontinuity for large field rotation angles", J.Geophys.Res., 89, p.127, 1984.
- Papamastorakis I. et al, "Orientation, motion, and other properties of FTE structure on Sep.4, 1984", J. Geophys.Res., 94, p.8852, 1989.

- Parker, E.N., "Sweet's mechanism for merging mag.field lines in conducting fluids", J.Geophys.Res., 62, p.509, 1957
- Paschmann G., et al, "Plasma acceleration at the earth's magnetopause: evidence for reconnection", Nature, 282, p. 243, 1979.
- Petschek, H.E., "Mag. field annihilation", NASA Spec.Publ., SP-50, p.425, 1964.
- Pillip W.G. and G.Morfil, "The formation of the plasma sheet resulting from plasma mantle dynamics", J. Geophys.Res., 83, p.5670, 1978.
- Priest E.R. y T.G.Forbes, "New models for steady state magnetic reconnection", J.Geophys.Res., 91,p.5579,1986
- Pudovkin M.I. et al, "Magnetosheat's parameters and their dependence on intensity and direction of the solar wind's magnetic field", J.Geophys.Res., 87, p.8131, 1982.
- Rijnbeek S.W. et al, "Recent investigations of FTE's observed at the dayside magnetopause", in Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr.Series vol.30, ed. by E.W.Hones Jr., p.139, AGU, Washington, D.C., 1984.
- Russell, C.T., "Some comments on the topology of the geomagnetic tail", J.Geophys.Res., 82, p.1625, 1977.
- Russell, C.T. y R.C. Elphic, " ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause", Geophys.Res.Lett., 6, p.33, 1979.

- Russell, C.T., "Reconnection at the earth's magnetopause: magnetic field observations and FTE's", in Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr. Series vol. 30, ed. by E.W. Hones Jr., p. 124, AGU, Washington, D.C., 1984.
- Sato T. et al., "Formation of field twisting flux tubes on the magnetopause and solar wind particle entry into the magnetosphere", Geophys. Res. Lett., 13, p. 801, 1986.
- Saunders M.A. et al., "FTE's: scale and interior structure", Geophys. Res. Lett., 11, p. 131, 1984.
- Saunders M.A. et al., "A dual satellite study of the spatial properties of FTE's", in Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr. Series vol. 30, ed. by E.W. Hones Jr., p. 139, AGU, Washington, D.C., 1984.
- Schindler K.A., "A theory of the substorm mechanism", J. Geophys. Res., 79, p. 2803, 1974.
- Scholer M., "Undriven magnetic reconnection in an isolated current sheet", J. Geophys. Res., 94, p. 8805, 1989.
- Sibeck D.G. et al., "Magnetic field line draping in the plasma depletion layer", submitted to J.G.R., 1989.
- Siscoe, G.L. et al., "ISEE-3 mag. field observations in the magnetotail: implications for reconnection", in Mag. Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monogr. Ser. vol 30, ed. by E.W. Hones Jr., p. 240, AGU, Washington D.C., 1984.

- Slavin J.A. et al, "An ISEE-3 study of average and substorm conditions in the distant magnetotail", J. Geophys. Res., 90, p.10875, 1985.
- Sonnerup, B.U.Ö., "Mag. field reconnection in a highly conducting incompressible fluid", J. Plasma Phys., 4, p.161, 1970.
- Sonnerup B.U.Ö., et al, "Evidence for magnetic field reconnection at the earth's magnetopause", J. Geophys. Res., 86, p.10049, 1981.
- Sonnerup B.U.Ö., "Magnetic field reconnection at the magnetopause: an overview", in Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Geophys. Monog. Series vol.30, ed. by E.W. Hones Jr., p.92, AGU, Washington, D.C., 1984.
- Southwood D.J., "The hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary", Planet. Sp. Sci., 11, p.587, 1968.
- Southwood D.J., "What are flux transfer events", Planet. Sp. Sci., 36, p.503, 1988.
- Sweet, P.A., "The neutral point theory of solar flares", in Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. by B. Lehnert p.123, Cambridge Univ. Press, London, 1958.
- Vasyliunas, V.M., "Theoretical models of mag. field line merging, 1", Rev. Geophys., 13, p.303, 1975.

Winterhalter D. et al, "Magnetic field change across the Earth's bowshock: comparison between observation and theory", J. Geophys. Res., 90, p.3925, 1985.

Wu C. C., "Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause boundary", J. Geophys. Res., 91, p.3042, 1986.

Yeh, T. y W. I. Axford, "On the reconnection of magnetic field lines in conducting fluids", J. Plasma Phys., 4, p.207, 1970.