

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE LA PROPAGACION DE LOS RAYOS COSMICOS EN EL
MEDIO INTERPLANETARIO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE FISICO

PRESENTA

GUSTAVO SAULES ESTRADA

MEXICO D.F.

1988



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE

INTRODUCCION

I. EL SOL

1.1 INTERIOR SOLAR

- 1.1.1 NUCLEO SOLAR
- 1.1.2 ZONA RADIATIVA
- 1.1.3 ZONA CONVECTIVA

1.2 ATMOSFERA SOLAR

- 1.2.1 FOTOSFERA
- 1.2.2 CROMOSFERA
- 1.2.3 CORONA SOLAR

1.3 ACTIVIDAD SOLAR Y CAMPOS MAGNETICOS

- 1.3.1 CAMPO MAGNETICO SOLAR
- 1.3.2 MANCHAS Y RAFAGAS SOLARES

II. VIENTO SOLAR Y CAMPO MAGNETICO INTERPLANETARIO (CMI)

2.1 VIENTO SOLAR

- 2.1.1 MODELO DE UN FLUIDO
- 2.1.2 EL VIENTO SOLAR COMO PLASMA

2.2 CAMPO MAGNETICO INTERPLANETARIO

- 2.2.1 CONGELAMIENTO DE LINEAS DE CAMPO MAGNETICO
- 2.2.2 ESPIRAL DE ARQUIMEDES
- 2.2.3 ESTRUCTURA SECTORIAL DEL CMI

2.3 IRREGULARIDADES MAGNETICAS EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

- 2.3.1 ONDAS HIDROMAGNETICAS
- 2.3.2 DISCONTINUIDADES

III. RADIACION COSMICA

3.1 RAYOS COSMICOS GALACTICOS

- 3.1.1 COMPOSICION QUIMICA
- 3.1.2 ESPECTRO DE ENERGIA
- 3.1.3 ORIGEN

3.2 RAYOS COSMICOS SOLARES

3.2.1 COMPOSICION QUIMICA

3.2.2 ESPECTRO DE ENERGIA

IV. PROPAGACION DE RAYOS COSMICOS EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

4.1 ECUACION DE FOKKER-PLANCK

4.2 APROXIMACION DIFUSIVA DE LA ECUACION DE FOKKER-PLANCK

4.2.1 TENSOR DE DIFUSION

V. OBTENCION DEL COEFICIENTE DE DIFUSION PARALELO AL CMI

5.1 APROXIMACION TEORICA O CUASILINEAL

5.2 APROXIMACION FENOMENOLOGICA

5.3 METODO NUMERICO

5.3.1 TECNICA DE LA DISTRIBUCION ESTACIONARIA

5.3.2 MODELO DEL CMI

5.4 RESULTADOS

5.4.1 ANALISIS DE RESULTADOS

APENDICE A

EL MOVIMIENTO ALEATORIO COMO UN PROCESO DIFUSIVO

APENDICE B

EFECTO COMPTON-GETTING PARA RAYOS COSMICOS

APENDICE C

INTEGRACION DE TRAYECTORIAS

INTRODUCCION

El objetivo de esta tesis es hacer un estudio sobre la propagación de partículas cargadas en el medio interplanetario. En particular, se obtiene el coeficiente de difusión en el medio interplanetario a una distancia de 0.51 Unidades Astronómicas. Para esto, se hace uso de una simulación numérica de un proceso difusivo, desarrollado por Moussas y Valdés (1982), con datos del campo magnético interplanetario tomados por el satélite Helios-2 para el día 88 (28 de marzo) de 1976. Las partículas utilizadas en esta simulación fueron protones con 100 Mev. de energía.

La tesis se divide en cinco partes o capítulos, los cuales se describen, brevemente, a continuación:

Ya que el Sol es el factor determinante de las características del medio interplanetario, en el primer capítulo se hace un estudio general del Sol, diferenciando el interior de la atmósfera. En el segundo capítulo se expone el modelo de un fluido para la expansión del Viento Solar, y se muestra como éste transporta el campo magnético solar, generando el campo magnético interplanetario. En el tercer capítulo se da un repaso de algunas de las características de la Radiación Cósmica, tanto galáctica como solar; a saber: composición química y espectro de energía. El cuarto capítulo plantea el problema de la propagación de la Radiación Cósmica en el Viento Solar, y se deduce su ecuación de movimiento (Ecuación de Fokker-Planck), dándose una explicación física de cada uno de los términos que contiene. En este mismo capítulo se muestra la naturaleza del tensor de difusión, el cual es consecuencia de la anisotropía en la dispersión de las partículas.

Las dos principales aproximaciones para obtener el coeficiente de difusión paralelo al campo magnético interplanetario (K_{\parallel}), así como el modelo del campo magnético y el método numérico utilizado en esta tesis, se desarrollan en el quinto capítulo. Aquí también

se muestran los resultados obtenidos por medio de la rutina numérica. Para finalizar se analizan los resultados, contrastando los obtenidos por la teoría Cuasi-lineal con los del método numérico y modelo de placas.

Se incluyen tres apéndices: el primero muestra como un proceso aleatorio se puede estudiar desde un punto de vista difusivo. El segundo apéndice describe el razonamiento para obtener el factor - anisotrópico de una distribución, cuando se observa desde distintos sistemas de referencia. El último apéndice muestra el método que se emplea para la integración de la trayectoria de las partículas.

I. EL SOL

Desde el punto de vista físico, el Sol es un inmenso laboratorio con condiciones irreproducibles, en un laboratorio de la Tierra, de: temperatura, densidad, presión, campos magnéticos, etc.

En la tabla 1.1 se muestran algunas de las características generales del Sol. Todo esto hace que ocurran una gran diversidad de fenómenos físicos, haciendo del Sol un objeto de estudio muy interesante.

1.1 INTERIOR SOLAR

Aun cuando las regiones internas del Sol no se puedan observar directamente, se puede, sin embargo construir un modelo razonable en base a datos generales y análisis teóricos. Esta limitación se salvara (tal vez) cuando las observaciones de los neutrinos solares sean más precisas, ó cuando los datos que aporte la heliosismología sean suficientes.

Las suposiciones que se hacen para la construcción del modelo - son:

- a) El Sol es esféricamente simétrico y está en equilibrio hidrostático radial.
- b) La tasa de producción de energía en el interior es igual a la tasa de radiación en la superficie (conservación de la energía).
- c) Uniformidad de los elementos Químicos que lo componen desde que se formó, y el material del centro no se mezcla con el de la superficie.

Con estas suposiciones, el modelo del interior solar consistirá básicamente: de un núcleo, una zona radiativa y otra convectiva.

En la figura 1.1 se muestra un diagrama del Sol, tanto de su interior como de su atmósfera (que veremos más adelante).

TABLA 1.1

DATOS DEL SOL

Edad	4.7×10^9 años	Luminosidad	3.8×10^{26} erg/s
Diámetro	1.39×10^6 km	Campo magnético:	
Masa	1.99×10^{30} kg	superficie	1-2 gauss
Densidad:		manchas	$10^4 - 10^3$ gauss
Núcleo	160 gr/cm ³	Ciclo de actividad	
Fotósfera	10^{-7} gr/cm ³	Solar	11.2 años
Cromósfera	10^{-12} gr/cm ³		
Temperatura:			
Núcleo	1.5×10^7 °K		
Fotósfera	6050 °K		
Cromósfera	$4500 - 5 \times 10^4$ °K		
Corona	$1 - 3 \times 10^6$ °K		

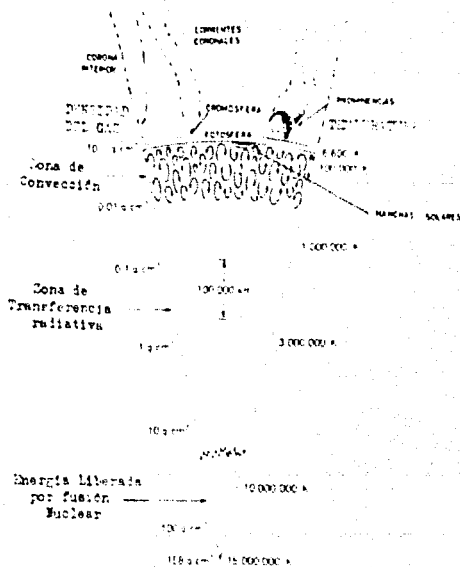


Figura 1.1 Diagrama esquemático del Sol

1.1.1 NUCLEO SOLAR

El interior del Sol tiene un núcleo con un radio comprendido entre 0.2 y 0.25 radios solares (R_{\odot}). Es en este sitio donde las condiciones de alta temperatura y densidad (véase la tabla 1.1) son propicias para la generación de las reacciones termonucleares que proveen de energía al Sol. El mecanismo básico de estas reacciones es la producción (liberación) de energía a través de la fusión del hidrógeno en helio.

Se conocen dos series de reacciones que producen la energía solar:

- a) El ciclo de Bethe ó del carbono (Brandt, 1964), el cual produce tan solo el 1% de la energía.
- b) La cadena protón-protón (Sturrock, 1986). Este ciclo es el más importante en la producción de la energía, ya que de él se obtiene aprox. el 99%.

1.1.2 ZONA RADIATIVA

En esta región la energía liberada en el núcleo es transportada hacia la superficie por radiación; sin embargo, como consecuencia de la alta densidad de la zona, la radiación sufre continuas absorciones y emisiones, disminuyendo gradualmente su energía: primero está en forma de rayos gamma (producto de las reacciones nucleares), luego se transforma en rayos X, después en radiación ultravioleta, hasta emerger de la superficie solar como radiación visible e infrarroja. Esta continua absorción y reemisión provoca que las capas inferiores se calienten más que las superiores: es así que a una distancia de aproximadamente 0.85 R_{\odot} , la temperatura sea menor que 10^5 K (véase la figura 1.2). Con este alto gradiente de temperatura el medio se vuelve inestable y el transporte de energía se realiza ahora por convección.

1.1.3 ZONA CONVECTIVA

Esta región tiene un grosor de aprox. $0.2 R_{\odot}$ abajo de la Fotosfera, y esta constituida por celdas de convección que transportan la energía hacia la superficie en forma análoga a las burbujas en un recipiente con agua hirviendo. El proceso convectivo ocurre de acuerdo al siguiente razonamiento: (Brandt, 1964)

Considerese un elemento de volumen del material solar (burbuja), el cual sufre un pequeño desplazamiento hacia arriba; de tal forma que si su gradiente de temperatura adiabático es menor que el gradiente de temperatura del medio: $\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ad}} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{medio}}$, entonces la burbuja se encuentra más caliente que el medio, en su movimiento hacia arriba. Además como supusimos equilibrio hidrostático, esto significa que: $\rho(\text{burbuja}) < \rho(\text{medio})$, donde ρ = densidad.

Por lo tanto se produce la fuerza de flotación que provoca que la burbuja continúe subiendo. Este proceso se mantiene hasta que la burbuja alcanza una altura donde se ha enfriado lo suficiente para que su densidad sea mayor que la del medio, hundiendo nuevamente hacia el interior del Sol.

La región convectiva termina en forma de gránulos solares, los cuales son la parte superior de las celdas convectivas y penetran hasta aprox. 180 Km en la Fotosfera. Los gránulos solares tienen un diámetro entre 250 y 2000 Km, y un tiempo de vida media de -- entre 7 a 10 min. Superpuesto a este patrón granular, existe otro, que constituye la llamada supergranulación, cuyas dimensiones son del orden de 3×10^4 Km y profundidades de hasta 10^4 Km bajo la superficie.

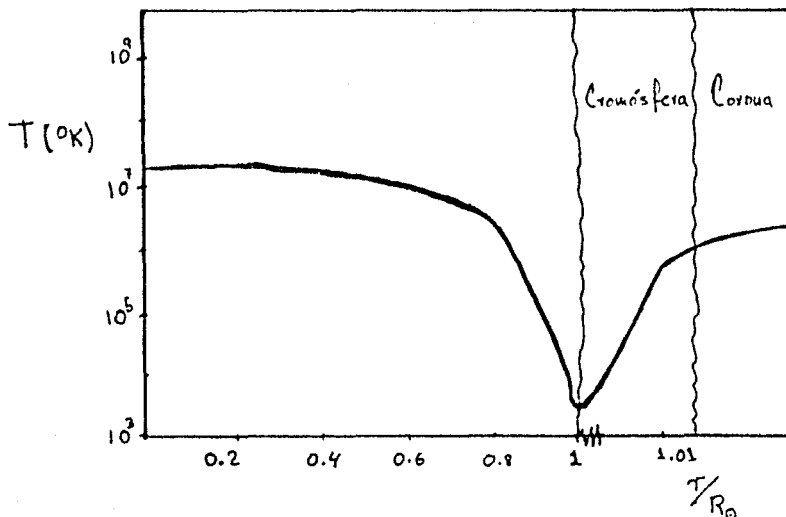


Figura 1.2 .- Perfil de la temperatura solar.

1.2 ATMOSFERA SOLAR

La atmósfera solar está compuesta por tres regiones distintas: la Fotosfera ó superficie solar, de la cual recibimos prácticamente toda la emisión óptica del Sol; la Cromósfera, una región inhomogénea que no se encuentra en equilibrio termodinámico; y la Corona, la cual se mantiene en expansión continua.

En la figura 1.1 se encuentra un perfil esquemático de estas zonas.

1.2.1 FOTOSFERA

Esta capa tiene un espesor de aproximadamente 300 Km y se considera en equilibrio radiativo, lo cual significa que el intercambio de energía entre las capas fotosféricas se realiza por radiación. El nombre de esta capa quiere decir "Esfera de luz", el cual es consecuencia de la alta emisión en el visible.

1.2.2 CROMOSFERA

Esta es la siguiente capa de la atmósfera solar, se extiende hasta una altura de aproximadamente 10^4 Km sobre la superficie del Sol. Su nombre proviene del Griego y significa "Esfera de color", como consecuencia del color rojo producido por la línea de emisión más intensa del Hidrógeno local (línea H_{α} , primera de Balmer, 6563 \AA).

Los primeros 10^3 Km de la Cromósfera son uniformes, pero a mayores alturas la región se vuelve inhomogénea, ya que contiene muchos y pequeños chorros de gas cromosférico, relativamente densos y fríos ($T \sim 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$, $N_e \sim 10^{11} / \text{cm}^3$), y con velocidades de aprox. 30 Km/seg . A estos chorros se les llama Espículas, tienen una vida media de entre 10 a 15 min.

Uno de los grandes problemas de la Física solar se produce aquí, en la Cromósfera; en el dominio de la temperatura:

En la figura 1.2 se observa que en lo más alto de la Fotosfera la temperatura es del orden de $5 \times 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$ y continúa disminuyendo - hasta casi $4500 \text{ } ^\circ\text{K}$. Después de este mínimo, la temperatura aumenta hasta alcanzar $10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$ en unos cuantos cientos de kilómetros. Este alto gradiente de temperatura es un problema aun no entendido.

A mayores alturas la temperatura sigue aumentando, pero más lentamente, llegando a $> 1.5 \times 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$. Esto es ya dentro del dominio de la Corona solar, donde se mantiene casi constante.

1.2.3 CORONA SOLAR

La Corona solar se inicia, esencialmente, entre la región alta de las Espículas y se extiende a través del medio interplanetario.

La emisión óptica de la Corona contiene tres componentes:

- a) Emisión continua; debido a la dispersión Thomson de la luz

- fotosférica al interactuar con los electrones de la Corona
- b) Emisión producida por la difracción de la luz solar por las partículas sólidas (polvo) del espacio entre el Sol y la Tierra.
 - c) La tercera componente es la suma de todas las líneas de emisión discretas. Originalmente este espectro se pensó emitido por el elemento "Coronium", pero posteriormente se encontró que correspondían a líneas "prohibidas" de espectros de metales altamente ionizados.

Sin embargo, la emisión más intensa de la Corona se encuentra en el dominio de los rayos X y en el ultravioleta (XUV), pero las observaciones se deben realizar desde el espacio, ya que estas emisiones no atraviesan la atmósfera terrestre.

Como consecuencia de la alta temperatura de la Corona (-1.5×10^4 °K) y de su alta conductividad térmica: la energía térmica disminuye más lentamente que la energía gravitacional, llegando eventualmente a superarla. Así pues, el Sol no puede contener a su Corona encontrándose ésta en permanente estado de expansión. A este flujo de materia se le denomina "Viento Solar". En el capítulo II se trata con más detalle este flujo supersónico.

1.3 ACTIVIDAD SOLAR Y CAMPOS MAGNETICOS

Las características del Sol que se han expuesto en este capítulo, son típicas cuando éste está en mínima actividad solar (Sol quieto). Sin embargo; el Sol incrementa su actividad continuamente hasta llegar a un máximo (Sol activo), para después retornar al mínimo de actividad. Al período entre dos mínimos consecutivos se le llama "Ciclo solar", el cual es en promedio de 11 años.

La actividad solar esta relacionada con regiones activas, las que a su vez se asocian con: manchas solares, ráfagas, prominenci-

as, fáculas, playas, etc. Todos estos fenómenos son manifestaciones del Sol en actividad.

1.3.1 CAMPO MAGNETICO SOLAR

Subfotosféricamente, en la zona convectiva, es donde se genera el campo magnético solar, el cual está compuesto por dos tipos de estructuras:

a) Campos de gran escala (Babcock, 1955)

Esta estructura tiene dos aspectos:

i) Un campo magnético general de carácter dipolar, con polaridad opuesta en los polos, la cual cambia de signo cada 11 años aproximadamente. En la superficie solar este campo es del orden de 1 gauss.

ii) Regiones magnéticas bipolares y unipolares. Estas regiones se encuentran asociadas a las manchas solares.

b) Campos magnéticos de pequeña escala (Harvey, 1971, 1974; Stenflo, 1971; ...). Esta estructura se manifiesta en la red fotosférica y cromosférica, y está asociada a la granulación y supergranulación.

Debido a que las líneas del campo magnético general se encuentran "congeladas" (véase la sección 2.2.1, ahí se muestran las condiciones de congelamiento) bajo la Fotosfera, y a la rotación diferencial del Sol: Babcock (1961) propuso que el campo magnético poloidal solar se transforma en un campo toroidal, principalmente en las zonas ecuatoriales, durante medio ciclo solar. Recuperando su forma, pero con polaridad opuesta, en el otro medio ciclo. Es este campo toroidal el que al emerger a la Fotosfera forma las regiones activas del Sol.

En la siguiente sección se estudiarán brevemente algunas manifestaciones del Sol en actividad.

1.3.2 MANCHAS Y RAFAGAS SOLARES

Las manchas solares son 'pequeñas' regiones oscuras del Sol, llegan a alcanzar hasta 5×10^4 Km de diámetro y el campo magnético en ellas puede llegar hasta 4000 gauss. Esto inhibe la ascensión del flujo de calor y luz, produciendo una disminución local de la temperatura (por eso se ven oscuras), que puede disminuir hasta casi 1500 °K con respecto a su medio.

Las manchas aparecen generalmente en grupos: (Brandt, 1964)

- a) Grupos unipolares (α); aquí se tienen manchas aisladas o grupos con la misma polaridad, con las manchas de la otra polaridad muy lejanas.
- b) Grupos bipolares (β). En estos grupos el campo emergente de unas manchas se cierra en otras, con polaridad opuesta, en una región cercana.
- c) Grupos complejos (γ). En estos grupos tenemos una gran cantidad de manchas de los dos tipos anteriores.

Otra manifestación de la actividad solar son las Ráfagas, enormes explosiones que suelen durar desde minutos hasta una hora o más y que pueden emitir en ese tiempo tanta energía como 10^{22} Kwh.

Las Ráfagas solares pueden observarse con luz de ciertas líneas espectrales, siendo la línea H α la que produce mejores resultados.

Existe controversia sobre la secuencia de procesos físicos que ocurren durante una Ráfaga, principalmente en cómo se genera y libera la energía. Lo que sí se sabe es que las Ráfagas aparecen en conexión con los grupos γ de manchas solares (Zdenek, 1976).

En la figura 1.3 se muestra un modelo simplificado del desarrollo de una Ráfaga: Considérese un grupo de manchas de diferente polaridad (región a); debido al movimiento de las partes internas del Sol, el conjunto de manchas se aproxima, y las líneas de campo magnético se juntan en la región 1. Por lo tanto la energía es

producida como consecuencia de la compresión y/o aniquilación del campo magnético. Durante este proceso el medio es calentado y se generan campos eléctricos que aceleran las partículas cargadas en ambas direcciones de la región de compresión, emitiendo radiación electromagnética dentro de un amplio rango de longitudes de ondas.

Si las partículas que son aceleradas en dirección contraria al Sol encuentran regiones de campo abierto (fig.1.3 región 3,4) entonces escapan y se observan en el espacio interplanetario como Radiación Cósmica solar. Esta radiación corpuscular se estudia con más detalle en el capítulo III.

Regresando a la emisión de radiación electromagnética por la Ráfaga, se encuentra que cubre un amplio rango de longitudes de onda: en casos extremos desde 0.002 \AA ($2 \times 10^{-11} \text{ cm}$, 6.1 meV), hasta más de 10 Km (10^6 cm , 30 KHz). Esta radiación puede ser emisión continua en algunas partes del espectro, emisión discreta en otras o bien combinación de ambas.

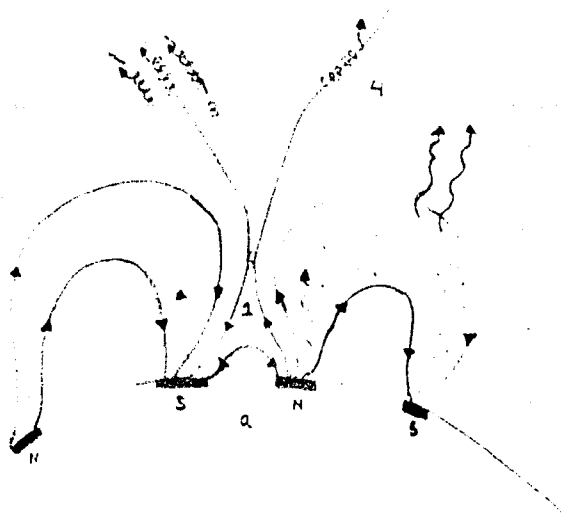


figura 1.3 .- Diagrama simplificado del desarrollo de una Ráfaga solar.

II. VIENTO SOLAR Y CAMPO MAGNETICO INTERPLANETARIO

2.1 VIENTO SOLAR

La primera idea acerca de la existencia del Viento Solar fue propuesta por Bierman en 1954, cuando observaba los cometas; según él, el Sol debía emitir una radiación corpuscular que ejercería presión sobre los cometas, dando lugar a la formación de las colas.

En 1957 Chapman propone una Corona solar que se extiende a través del espacio interplanetario, en equilibrio hidrostático y simétricamente esférica. Este modelo sin embargo, predice, para grandes distancias heliocéntricas, un alto valor de la presión (entre otros resultados), el cual no es comparable con la presión conjunta del campo magnético interplanetario, del gas interestelar y de los Rayos Cósmicos.

Parker en 1958 consideró que probablemente la Corona Solar no está en completo equilibrio hidrostático a grandes distancias heliocéntricas. El propone una Corona esféricamente simétrica, pero en expansión estacionaria. Esta idea de Parker constituye lo que ahora se llama: el modelo de un fluido para el Viento Solar.

2.1.1 MODELO DE UN FLUIDO PARA EL VIENTO SOLAR

En este modelo se considera al Viento Solar como un fluido de un solo tipo de partículas, a pesar de que ahora sabemos que está compuesto de varias clases; supondremos por lo tanto que éstas se encuentran en equilibrio térmico(*).

Si suponemos un flujo estacionario, radial, no considerando los efectos del campo magnético y, una simetría esférica; entonces, las ecuaciones hidrodinámicas para la conservación de la masa y del momento son: (S.J. Schwartz, 1985)

(*).-Por equilibrio térmico se entiende que las velocidades de las distintas especies tienen la misma distribución Maxwelliana.

$$\frac{d}{dr}(r u^2) = 0 \quad 2.1$$

$$u \frac{du}{dr} = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM_s}{r^2} \quad 2.2$$

donde: ρ = densidad de masa

u = velocidad radial

P = la presión total del fluido

r = la distancia heliocéntrica

Supondremos por simplicidad que la ecuación para la conservación de la energía se puede representar por una relación politrópica entre la presión y la densidad:

$$\frac{d}{dr}(\rho P^{-\alpha}) = 0 \quad 2.3$$

donde α = índice politrópico.

Si $\alpha = 5/3$, la ecuación 2.3 se conoce como ecuación de estado adiabática, mientras que para $\alpha = 1$ es isotérmica.

Estas ecuaciones (2.1, 2.2 y 2.3) las podemos integrar directamente y obtener:

$$r u^2 = \text{cte.} \quad 2.4$$

$$\frac{1}{2} u^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM_s}{r} = \text{cte.} = E \quad 2.5$$

La segunda ecuación (2.5), representa el teorema de Bernoulli (Landau, 1959), entonces E es igual a la energía por unidad de masa que transporta el Viento Solar.

Utilizando los resultados anteriores, podemos rearrreglar la ecuación para la conservación del momento (eq. 2.2), en una que involucre el número de Mach $M = u^2 / (\alpha P \rho^{-1})^{1/2}$, el cual es la razón de la velocidad del flujo a la velocidad del sonido en ese medio. Después de algo de álgebra se tiene:

$$\frac{M^2 - 1}{M^2} \frac{dM}{dr} = \frac{2}{r} \left[(\alpha - 1) M^2 + 2 \right] \left[1 - \frac{\alpha - 1}{4(\alpha - 1)} \frac{(GM_s/r)}{E + (GM_s/r)} \right] \quad 2.6$$

En esta última ecuación, para $5/3 < \alpha < 1$ el primer paréntesis del lado derecho es positivo, y el segundo pasa por cero para alguna r , llamada radio crítico r_c . Fácilmente se encuentra que este radio es :

$$r_c = \frac{3}{4} \frac{(5/3 - \alpha)}{\alpha - 1} \frac{GM_\odot}{E} \quad 2.7$$

Es importante hacer notar que al tomar el índice politrópico α , entre $5/3$ y 1 , estamos considerando un proceso entre adiabático e isotérmico.

El hecho de que el lado derecho de la ecuación 2.6 pase por cero para $r = r_c$, implica que el lado izquierdo de esta misma ecuación también pasa por cero. Esto significa que M^2 pasa por un máximo o mínimo local ó que es un punto de inflexión, además se puede dar el caso en que $M^2 = 1$ y $\frac{dM^2}{dr} = 0$. El conjunto de soluciones (topológicas) de esta ecuación se encuentran en la figura 2.1.

Sin embargo, la solución que resuelve el problema del Viento Solar debe satisfacer las siguientes condiciones de frontera:

- a) La velocidad del Viento Solar es subsónica cuando sale del Sol; $M^2 < 1$ para $r = R_\odot$.
- b) A grandes distancias heliocéntricas la presión tiende a cero; $P \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow \infty$.

El conjunto de soluciones que cumplen estos requisitos, inician en forma subsónica y pasan a supersónica a partir del radio crítico (véase la fig.2.1). Típicamente el radio crítico se localiza en $r_c \sim 5R_\odot$.

El modelo de Parker ó de un fluido, predijo la necesidad de un Viento Solar supersónico, lo cual fué posteriormente confirmado por las observaciones (Kovalevski, 1971; ...). Este modelo describe - grosso modo el comportamiento del Viento Solar y explica satisfactoriamente muchos de los fenómenos observados. Pero hay una gran cantidad de refinamientos que se le deben hacer, los cuales vuelven el problema del Viento Solar altamente complejo.

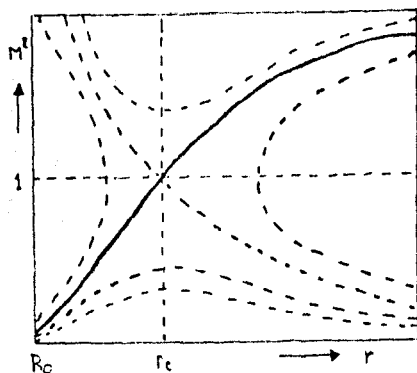


Fig.2.1 .-Forma de las soluciones para la relación 2.6 en terminos del cuadrado del número de Mach. La línea-continua corresponde a las condiciones del Viento - Solar. (tomado de Brandt, 1970)

Algunos de estos refinamientos tienen que ver con la característica de fluido ionizado del Viento Solar, el cual es ignorado en la teoría de Parker. A continuación se listan los diversos refinamientos que se consideran más importantes:

- i) Fuerzas adicionales, como: viscosidad, movimientos rotacionales, presión de radiación, etc.
- ii) Ecuación de energía más realista, con una ley adecuada para la conducción de calor, con términos no lineales; calentamiento adicional debido a la disipación de ondas, ...
- iii) Como la presión no es isotrópica, se debe representar por un tensor.
- iv) Ecuaciones para dos fluidos: uno para protones y otro para electrones, considerando sus propias temperaturas.
- v) Considerar geometrías no esféricas, ...

2.1.2 EL VIENTO SOLAR COMO PLASMA

El Viento Solar está compuesto, en promedio, por 95% de iones de hidrógeno (protones), 4% de iones de helio, y un 1% de diferentes iones positivos de otros elementos; más una cantidad casi igual de electrones libres (Hirshberg J., 1975). Por lo que se satisface una de las condiciones para caracterizar como plasma al Viento Solar; este es el de cuasineutralidad.

Algunas características de plasma del Viento Solar se muestran en la tabla 2.1.

TABLA 2.1

Parámetros de plasma para el Viento Solar tomados a 1UA (1.5×10^4 m), Feldman et al, 1977	
Parámetro	Valor
Densidad	$5/\text{cm}^3$
Velocidad	300-800 Km/seg
Frecuencia ciclotrón:	
iones	0.5 rad/seg
electrones	10^5 rad/seg
Frecuencia de colisiones	$6\pi \times 10^{-7}$ rad/seg
Radio de Larmor:	
iones	60 Km
electrones	1 Km
Longitud de Debye	10 mts
Trayectoria libre media	0.6 UA
Número de Debye	5×10^3
Campo magnético B	6×10^{-5} gauss

Estas características del Viento Solar indican que es un plasma, y aún más, un plasma sin colisiones. Sin embargo aquí y a lo largo del capítulo se le tratará básicamente como un fluido; pero para aproximar un gas o un plasma como fluido es necesario que haya frecuentes colisiones, comparadas con la frecuencia de oscilación del plasma, que provoquen que las partículas se muevan en una dirección preferencial.

Esta aparente contradicción se resuelve recordando que el Viento Solar transporta, debido a su alta conductividad eléctrica, al campo magnético solar (véase secc.2.2), y éste produce el efecto para que el Viento Solar pueda ser aproximado como fluido.

2.2 CAMPO MAGNETICO INTERPLANETARIO

Como consecuencia de que el Viento Solar posee una conductividad eléctrica extremadamente alta, el campo magnético solar y en particular el campo fotosférico, es transportado hacia afuera por el Viento Solar (se dice que el campo está congelado en el Viento Solar); para así formar el Campo Magnético Interplanetario - (CMI).

A continuación se expondrá el razonamiento de donde se deduce la consecuencia del congelamiento y arrastre de las líneas de campo magnético.

2.2.1 CONGELAMIENTO DE LAS LINEAS DE CAMPO MAGNETICO

Considérese un flujo estacionario de iones, neutro, con conductividad eléctrica ∞ infinita, moviéndose con velocidad u y en presencia de un campo magnético B .

Entonces, a partir de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

(nótese que despreciamos la corriente de desplazamiento, ya que $u \ll c$, con $u = |\mathbf{u}|$)

y la ley de Ohm generalizada:

$$\frac{\mathbf{J}}{\sigma} = \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} / c$$

Se tiene que:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \cdot \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B})$$

donde: \mathbf{E} = Campo eléctrico.

\mathbf{B} = Campo magnético.

\mathbf{J} = Densidad de corriente.

c = Velocidad de la luz.

σ = Conductividad eléctrica.

Como σ es infinita, y $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, los dos últimos términos de esta ecuación se anulan, por lo tanto:

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

Esta ecuación expresa el hecho de que las líneas de campo están congeladas en el plasma. Veamos esto con más detalle:

Integrando la ecuación 2.8 sobre una superficie S obtenemos:

$$\int_S \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right] \cdot d\mathbf{S} = \int_S \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S}$$

A partir de la ley de Ohm generalizada:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} / c$$

y usando el teorema de Stokes se tiene:

$$\frac{d}{dt} (\pm) = \int_S \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right] \cdot d\mathbf{S} = \int_S -\frac{1}{c} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{S} = \oint_{\partial S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}$$

Pero si el circuito se mueve con el fluido ($\partial \xi'$), entonces $\mathbf{E}'=0$

Por lo tanto: $\frac{d}{dt}(\xi')=0$

Así que las líneas de campo se mueven con el fluido.

2.2.2 ESPIRAL DE ARQUIMEDES

Como consecuencia del transporte de las líneas de campo magnético por el Viento Solar; si el Sol no rotara, el campo magnético tendría una configuración radial en el espacio interplanetario.

Sin embargo; debido a la rotación solar, Parker (1958a) dedujo que las líneas de campo, inicialmente radiales hasta $r=b$, deberían seguir una espiral "Arquimediana", la cual esta dada en forma explícita, en un sistema de coordenadas esférico, por las siguientes ecuaciones:

$$r=ut+b$$

$$\phi=\phi_0+\Omega t \text{Sen}(\xi)$$

donde el sistema de coordenadas (r, ϕ, ξ) tiene:

$\xi=0$ en el eje de rotación solar.

ϕ_0 = la longitud de la línea de campo para $r=b$.

y: u = velocidad del Viento Solar.

Ω = velocidad angular promedio del Sol; $\Omega=2.7 \times 10^{-6}$ rad/seg.

r = distancia heliocéntrica.

En el plano ecuatorial (el plano de la eclíptica) la forma de esta espiral se muestra en la figura 2.2.

Las componentes del campo magnético se obtienen a partir de la conservación del flujo de campo ($\nabla \cdot \mathbf{B}$) = 0:

$$B_r = B_0 (b/r)^2$$

$$B_\phi = B_0 (b/r)^2 (\Omega r/u) \text{Sen}(\xi)$$

$$B_\xi = 0$$

con $B_0 = B(b, \phi_0, \xi)$

El ángulo que hace la línea de campo con la dirección radial es:

$$\xi = \tan^{-1} (B_\phi / B_r).$$

A la altura de la órbita de la tierra es del orden de $\psi \approx 45^\circ$, para una velocidad del Viento Solar de $u=400$ Km/seg.

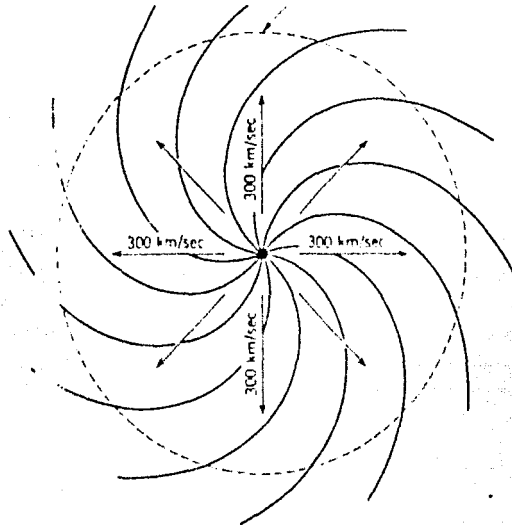


fig.2.2 Líneas de campo magnético interplanetario, formando en la eclíptica el patrón de Espiral Arquimediana.

2.2.3 ESTRUCTURA SECTORIAL DEL CMI

Se ha observado en el plano de la eclíptica, a distancias heliocéntricas de ≈ 1 UA, que el campo magnético interplanetario - exhibe una estructura sectorial cuasiestacionaria que corrota con el Sol (Wilcox y Ness, 1965), donde la dirección del campo se alterna de un sector a otro:

$B_r < 0$, sector negativo

$B_r > 0$, sector positivo (el siguiente).

También se han observado unas hojas neutras, muy delgadas, las cuales son los límites que separan los sectores.

Ahluwlia y Dessler (1962) predijeron estas características del CMI, la interpretación que le dieron fue que: el campo magnético consiste de tubos de flujo que nacen en la Fotosfera y se extienden en el espacio interplanetario como consecuencia del arrastre del Viento Solar. Cada tubo de flujo estaría rodeado de una superficie neutra muy estable.

Pero en 1973 Shultz, entre otros, propuso que el campo magnético solar y su extensión a través del Viento Solar, puede representarse como el arrastre de las líneas de campo de un dipolo inclinado un ángulo α con respecto al eje de rotación solar.

El campo producido por este dipolo es: (Quenby, 1984)

$$B=B_0(b/r)^2 \left[e_r - \frac{r\Omega \sin(\beta)}{u} \right] \left[1 - 2S \left\{ \beta - \left(\frac{\pi}{2} + \alpha \sin\left(\phi - \frac{r\Omega}{u}\right) \right) \right\} \right]$$

donde: $S(x)$ = la función escalón de Heavyside.

u = velocidad del Viento Solar.

e_r = vector unitario radial.

Y la hoja neutra, que representa la frontera entre el campo interplanetario "interno y externo" (véase la figura 2.3) está dada por:

$$\beta = \pi/2 + \alpha \sin(\phi - r\Omega/u)$$

En este modelo los sectores magnéticos son consecuencia de cruzar la hoja neutra.

En base a los datos de los Pioneros 11 y 10 y de los satélites Helios, se ha encontrado que α varía con el ciclo solar y que la amplitud de la hoja de corriente es menor de 0.3 UA (Smith et al, 1978; Jokipii y Kopriva, 1979).

En la figura 2.3 se muestra una representación de la hoja de corriente para una $\alpha=15^\circ$, vista por un observador colocado a 30° arriba del ecuador a una distancia de 50 UA. Nótese que por encima de esta hoja el campo tiene una cierta polaridad y por debajo tiene la polaridad opuesta.

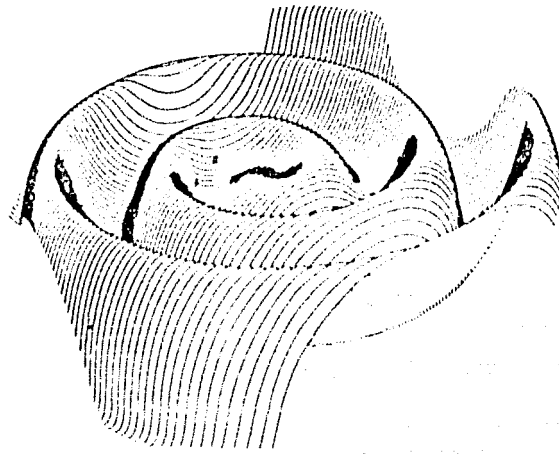


fig.2.3 Representación de la hoja de corriente vista por un observador colocado a 30° arriba del ecuador a una distancia de 50 UA.

2.3 IRREGULARIDADES MAGNETICAS EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

Superpuestas a la configuración del CMI, se encuentran una gran cantidad de irregularidades de distintos tipos, generadas por turbulencias e inestabilidades en la Corona y en el medio interplanetario (Coleman, 1967; Hollweg, 1975). Muchas de estas inestabilidades han sido identificadas como ondas hidromagnéticas (Coleman, 1966, 1967), las cuales son responsables de la dispersión que experimentan las partículas cargadas que se propagan en el Viento Solar, motivando que esta propagación se convierta en un proceso difusivo (véase capítulo IV).

En esta sección se presentaran este tipo de ondas y más adelante se describen las discontinuidades.

2.3.1 ONDAS HIDROMAGNETICAS

Debido a que el Viento Solar es un plasma con conductividad eléctrica muy alta (supondremos infinita), sin colisiones y que transporta un campo magnético; las ecuaciones que describen su comportamiento son las de un fluido hidromagnético: (Landau, 1959)

La conservación del momento

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \nabla P + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / 4\pi\rho \quad 2.9$$

La conservación de la masa

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad 2.10$$

donde: \mathbf{u} =velocidad del Viento Solar.

ρ =densidad.

P =presión del fluido.

La ecuación que muestra el hecho de que las líneas de campo magnético están congeladas en el Viento Solar (secc. 2.2.1)

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad 2.11$$

donde: \mathbf{B} =campo magnético.

Para tener completo el sistema de ecuaciones, necesitamos una más, ésta es la ecuación de conservación de la energía. La mayoría de los tratamientos sobre ondas en el Viento Solar consideran que las perturbaciones son adiabáticas ó isotérmicas. Entonces la ecuación de energía se puede representar por una ecuación de estado:

$$P\rho^{-\gamma} = \text{cte.} \quad 2.12$$

donde: $\gamma=5/3$ (caso adiabático).

$\gamma=1$ (caso isotérmico).

Si de alguna forma se producen variaciones de los valores en equilibrio de los parámetros: \mathbf{B} , ρ , P , \mathbf{u} ; de tal forma que:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}, \quad P = P_0 + p, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1, \quad \mathbf{u} = \mathbf{0} + \mathbf{u}$$

donde: \mathbf{B}_0 , P_0 , ρ_0 corresponden a los valores en equilibrio de los parámetros respectivos.

\mathbf{b} , ρ_1 , \mathbf{u} son las variaciones.

Entonces, sustituyendo lo anterior en las ecuaciones del fluido hidromagnético (2.9, 2.10, 2.11 y 2.12), y despreciando términos de segundo orden en las variaciones, se tiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{b} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} P_1 + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad 2.13$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} = - (S_0^2 / \rho_0) \nabla P_1 - (\mathbf{B}_0 \times (\nabla \times \mathbf{b})) / 4\pi\rho_0$$

donde: $S_0 = (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2}$, es la velocidad del sonido en el medio no perturbado.

Debido a que las perturbaciones se propagan en forma de ondas de frecuencia ω (Boyd & Sanderson, 1969), supondremos que las soluciones del sistema 2.13 son del tipo $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$, es decir ondas planas armónicas con vector de onda \mathbf{k} y frecuencia ω .

Entonces el sistema 2.13 se transforma en:

$$-\omega \mathbf{b} = \mathbf{k} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0)$$

$$\omega P_1 = \rho_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u})$$

$$-\omega \mathbf{u} + (S_0^2 / \rho_0) \rho_0 \mathbf{k} = -\mathbf{B}_0 \times (\mathbf{k} \times \mathbf{b}) / 4\pi\rho_0 \quad 2.14$$

De la primera ecuación del grupo anterior se encuentra que \mathbf{b} es perpendicular a \mathbf{k} ($\mathbf{b} \perp \mathbf{k}$); por lo tanto, si escogemos un sistema de referencia cuyo eje Z tenga la dirección de \mathbf{k} , y el plano X-Y definido por los vectores \mathbf{k} y \mathbf{B}_0 . (véase la figura 2.4)

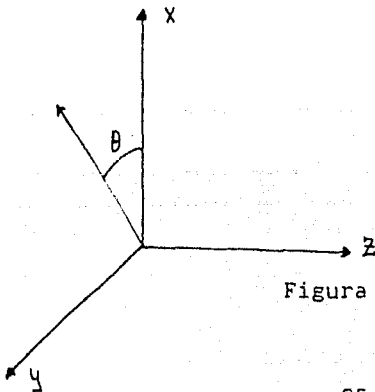


Figura 2.4

En este sistema los vectores: \mathbf{k} , \mathbf{b} y \mathbf{B}_z adquieren la siguiente forma: $\mathbf{k}=(k,0,0)$

$$\mathbf{b}=(0, b_y, b_z)$$

$$\mathbf{B}_z=(B_{0x}, B_{0y}, 0).$$

Tomando en cuenta lo anterior, y eliminando ρ_1 del sistema 2.14, éste se transforma en:

$$\begin{aligned} v b_z &= -u_z (B_{0x}) \\ v u_z &= -\frac{b_y}{4\pi\epsilon_0} (B_{0x}) \end{aligned} \quad 2.15a$$

$$\begin{aligned} v b_y &= u_x (B_{0y}) - u_y (B_{0x}) \\ v u_y &= -\frac{b_x}{4\pi\epsilon_0} (B_{0x}) \\ u \left(v - \frac{S_0^2}{v} \right) &= \frac{b_x}{4\pi\epsilon_0} (B_{0y}) \end{aligned} \quad 2.15b$$

..donde $v=w/k$, la velocidad de fase de las perturbaciones.

Se han separado estas ecuaciones en dos grupos, el primero de los cuales contiene solamente las variables b_z , u_z y el segundo, tan solo b_y , u_x , u_y . Esto significa que las perturbaciones de estos dos grupos de variables se propagan en forma independiente.

Estudiemos ambos grupos por separado.

Grupo 2.15a.

En este grupo, $\mathbf{B}_z=(B_{0x}, 0, 0)$ y $\mathbf{b}=(0, 0, b_z)$ por lo tanto $\mathbf{B}_z \perp \mathbf{b}$, (también $\mathbf{B}_z \parallel \mathbf{k}$) es decir, las fluctuaciones son perpendiculares al campo, y la velocidad de propagación de estas perturbaciones se obtiene eliminando u_z del sistema, entonces;

$$v_A = \frac{B_{0x}}{(4\pi\epsilon_0)^{1/2}} = \frac{B_0}{(4\pi\epsilon_0)^{1/2}}$$

A esta velocidad se le llama velocidad de Alfvén, y las ondas se conocen como ondas de Alfvén.

La relación de dispersión para estas ondas es:

$$(w/k)^2 = \frac{B_0^2}{(4\pi\epsilon_0)}$$

de donde se tiene que las las ondas son no-dispersivas, y su dirección de propagación es la misma dirección de \mathbf{B}_z .

Debido a que las fluctuaciones de la velocidad (u_z) tienen la misma dirección que las fluctuaciones del campo (b_z), se sigue, de la ecuación: $w_{\perp 1} = \frac{B_z}{4\pi n_0} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u})$ (sistema 2.14), que estas ondas son no-compresivas, esto es: $\epsilon_{\perp 1} = 0$.

En conclusión, las ondas de Alfvén son transversales, no-compresivas, no-dispersivas, y se propagan en la dirección del campo (Un caso general incluye propagación a un ángulo con respecto al campo) causando oscilaciones. (ver figura 2.5)

Un símil para estas ondas, son las ondas mecánicas en una cuerda donde la tensión se obtiene del campo magnético.

Grupo 2.15b

Si en este grupo formamos el determinante para las variables b_x , u_x , u_y ; y lo igualamos a cero, se obtiene la ecuación bicuadrada:

$$(v^2 - S_z^2) \left(v^2 - \frac{B_z^2}{4\pi n_0} \right) = \frac{v^2 B_z}{4\pi n_0}$$

cuyas raíces son:

$$v_{\pm 1} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\left(S_z^2 + \frac{B_z^2}{4\pi n_0} + \frac{B_z \times S_z}{(4\pi n_0)} \right)^{1/2} \pm \left(S_z^2 + \frac{B_z^2}{4\pi n_0} - \frac{B_z \times S_z}{(4\pi n_0)} \right)^{1/2} \right] \right\}$$

Así pues, tenemos dos nuevos tipos de ondas, el signo positivo - corresponde a las magnetosónicas rápidas, y el negativo a las magnetosónicas lentas.

Si $B_z \perp \mathbf{k}$, las ondas de Alfvén y las magnetosónicas lentas se anulan, solo quedan las magnetosónicas rápidas, las cuales se propagan a través del campo con velocidad:

$$V_+ = (S_z^2 + B_z^2 / 4\pi n_0)$$

Este tipo de ondas son compresivas; comprimen y rarifican las líneas de campo (ver figura 2.5).

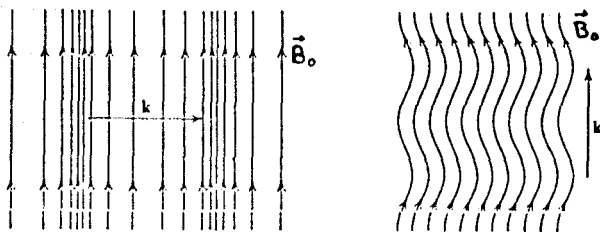


Figura 2.5 .-La figura (a) muestra como las ondas de Alfvén ($k \parallel B_0$) se propagan en la dirección del campo y producen oscilaciones en las líneas del campo.

La figura (b) muestra como las ondas magneto-sónicas rápidas ($k \perp B_0$) se propagan a través del campo, causando compresiones y rarefacciones.

2.3.2 DISCONTINUIDADES

En esta sección se clasificarán, en base a los trabajos de Hudson (1960, 1970), los distintos tipos de discontinuidades en el Viento Solar. No se considerará la estructura detallada de las mismas.

Supondremos que podemos observar la densidad ρ del plasma y su velocidad volumétrica \mathbf{V} (relativa al satélite), también consideraremos que conocemos el campo magnético \mathbf{B} y la presión del plasma (en un sistema en reposo para el plasma).

Si suponemos que la superficie de discontinuidad es infinita, que se mueve con velocidad \mathbf{U} (relativa al satélite), y que tiene una normal \mathbf{n} ; entonces la única componente de la velocidad con sentido

físico será $\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}$.

Las condiciones de frontera y de conservación, se obtienen de las ecuaciones de Maxwell y del tensor de momento y energía. (Landau, 1959, 1962)

Así entonces:

la componente normal de \mathbf{B} es continua

$$B_{1i} \cdot n = B_{2i} \cdot n = B_n$$

..los subíndices i, j reflejan las condiciones antes y después de la superficie.

La conservación de la masa:

$$\rho_1 (\mathbf{V}_1 - \mathbf{U}) \cdot \mathbf{n} = \rho_2 (\mathbf{V}_2 - \mathbf{U}) \cdot \mathbf{n} = \text{cte.} = G$$

G = flujo de masa a través de la superficie.

Si consideramos que el campo eléctrico afuera de la superficie es el producido únicamente por el flujo de plasma a través del campo magnético, entonces la condición: $E_{1t} = E_{2t}$ (t = tangente a la superficie) puede expresarse como:

$$B \cdot (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2) = G (B_{1t} / \epsilon_1 - B_{2t} / \epsilon_2)$$

Si ahora suponemos que el plasma no es viscoso afuera de la superficie de discontinuidad, entonces el flujo de momento normal será:

$$P_{\perp 1} - P_{\perp 2} + \frac{(B_1^2 - B_2^2)}{8\pi} = -G (1/\epsilon_1 - 1/\epsilon_2) + B_n^2 \{ [P_{\parallel 1} - P_{\perp 1}] / B_1^2 - [P_{\parallel 2} - P_{\perp 2}] / B_2^2 \}$$

y el flujo de momento transversal:

$$B_n \{ B_{1t} (1/4\pi - [P_{\parallel 1} - P_{\perp 1}] / B_1^2) - B_{2t} (1/4\pi - [P_{\parallel 2} - P_{\perp 2}] / B_2^2) \} = G (\mathbf{V}_{1t} - \mathbf{V}_{2t})$$

..donde P_{\perp} , P_{\parallel} son la presión perpendicular y paralela al campo respectivamente.

A partir de estas relaciones, las discontinuidades se distinguen en :

a) Discontinuidad de contacto; $G=0$, $B_n=0$

En este tipo de discontinuidades no hay flujo de plasma a través de la superficie, pero sí hay una componente del campo magnético que la cruza. Como consecuencia de la difusión del plasma a lo largo de las líneas de campo, este tipo de discontinuidad no se observan a la altura de la órbita de la Tierra.

b) Discontinuidad tangencial; $G=0$, $B_n=0$

En este tipo de discontinuidad el flujo de plasma y el campo son tangenciales a la superficie. Generalmente se interpretan como las fronteras entre distintos tubos de flujo provenientes del Sol, los cuales pueden tener distinto origen y composición.

c) Discontinuidad rotacional; $G=0$, $B_n=0$, $\rho_1 = \rho_2$ (continua)

Aquí tanto el plasma como el campo cruzan la superficie de discontinuidad. Además en este caso, la componente tangencial del campo rota en el plano de la discontinuidad y la diferencia de velocidades del plasma es igual a la diferencia de las correspondientes velocidades de Alfvén.

d) Onda de choque; $G=0$, $\rho_1 \neq \rho_2$ (discontinua)

En este caso B_1 , B_2 y n son coplanares. La dirección de propagación de la onda puede tener cualquier inclinación con respecto al campo.

111. RADIACION COSMICA

En 1912 el científico Austriaco Victor Hess, mostro que la radiación ionizante, responsable de la rápida descarga de los electros copios, provenia de "arriba"; es decir de afuera de la atmosfera. A esta radiación, Millikan la bautizo con el nombre de Radiación Cosmica.

La mayor parte de la Radiación Cosmica que es detectada en la superficie de la Tierra es producida por la interacción con la atmosfera terrestre, dando lugar a lo que se conoce como radiación cosmica secundaria. A la radiación incidente, la que llega a las capas altas de la atmosfera, se le llama Rayos Cosmicos primarios (Rayos Cosmicos).

La radiación cosmica secundaria no sera tratada en esta tesis.

De acuerdo a sus fuentes los Rayos Cosmicos se dividen en:

- a) Rayos Cosmicos galacticos (o extragalacticos).
- b) Rayos Cosmicos solares o particulas energeticas.

A continuacion se estudiaran las principales características de ambos tipos de radiación.

3.1 RAYOS COSMICOS GALACTICOS

3.1.1 COMPOSICION QUIMICA

La radiación cosmica que llega (isotrópicamente) a la altura de la órbita de la Tierra, esta compuesta de aproximadamente 98% de núcleos y 2% de electrones y positrones. La componente nuclear de esta radiación consiste de: aprox. 87% de Hidrogeno, 12% de He y un 1% de los demas núcleos pesados. (Simpson J.A., 1983)

En la figura 3.1 se muestran las abundancias de la componente nucleónica, desde el Helio hasta el Nitrogeno, medidas a una UA, y comparadas con las abundancias en el sistema solar. Las medidas estan normalizadas con respecto al silicio y fueron tomadas duran-

te un mínimo de actividad solar (Cameron, 1973; Simpson, 1978).

A partir de esta figura se deduce que hay un exceso, en la radiación cósmica incidente, de elementos poco abundantes en el Universo (las abundancias de elementos en el sistema solar son representativas de las del Universo, Simpson, 1978); tales como: Litio (Li), Berilio (Be), Boro (B) y núcleos entre Silicio y Hierro. La sobreabundancia de éstos elementos, es un ejemplo de la generación de núcleos secundarios, los cuales no se encuentran en las fuentes de los Rayos Cósmicos, ya que durante el proceso de nucleosíntesis - estos elementos ligeros son destruidos. Los núcleos secundarios, son pues, generados por la interacción de los Rayos Cósmicos con la materia interestelar.

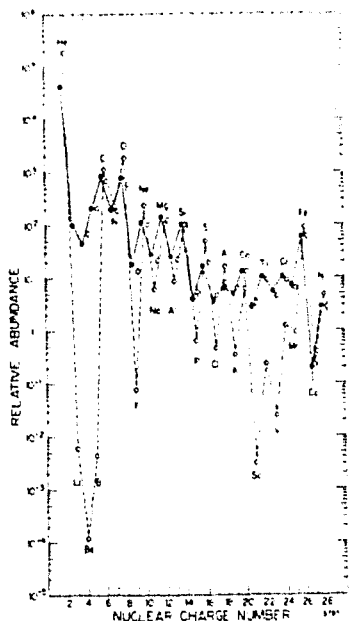


Figura 3.1

Abundancias relativas de la componente nuclear de la radiación cósmica ($He \rightarrow N$), medidas a la altura de la órbita de la Tierra, durante un mínimo de actividad solar.

- Con respecto al sistema solar (o universo)
- Datos de baja energía: 70-280 Mev/n
- · · Datos de alta energía: 1000-2000 Mev/n

3.1.2 ESPECTRO DE ENERGIA

Los Rayos C6smicos son las part6culas m6s energ6ticas de la naturaleza, ya que suelen alcanzar energ6as de hasta 10^{11} ev/n. La distribuci6n en intensidades de este amplio rango de energ6as se representa mediante un espectro integral de energ6a $I(>E)$, medido en $m^{-2}seg^{-1}ster^{-1}$, el cual describe el n6mero relativo de part6culas (en un lugar dado) que tienen energ6a m6s grande que una E dada. La intensidad se mide en una direcci6n particular para un 6ngulo s6lido particular (la unidad de intensidad es el n6mero de part6culas que cruzan una 6rea unitaria en un tiempo unitario dentro de un 6ngulo s6lido unitario).

Sobre un amplio rango de energ6as, el espectro se aproxima por una ley potencial:

$$I(>E) = K \cdot E^{-\gamma}$$

donde la constante K describe los niveles de intensidad para cada tipo de part6culas, y el exponente γ es la pendiente en cada punto.

Sin embargo para prop6sitos de comparaci6n con las predicciones te6ricas, es m6s com6n usar un espectro diferencial de energ6a

$$\frac{d[I]}{dE} = -I,$$

donde: I =espectro integral.

I =espectro diferencial.

Este espectro diferencial representa el n6mero de part6culas con energ6a entre E y $E+dE$.

En la figura 3.2 se presenta el espectro diferencial de energ6a para los n6cleos de: hidr6geno, helio, carbono y fierro; medidos a una Unidad Astron6mica durante un m6nimo de actividad solar.

Esta figura muestra que la forma del espectro es la misma para los distintos tipos de n6cleos, y para altas energ6as el espectro se puede representar por una ley potencial; donde la pendiente γ var6a entre 2.5 y 2.7 para las distintas especies.

Para extrapolar este espectro a bajas energ6as, es necesario to-

mar en cuenta los efectos de modulación por el Viento Solar (Fisk, 1979).

Como consecuencia de la interacción de los Rayos Cósmicos con el medio interplanetario, y debido a que las propiedades electrodinámicas de éste cambian, durante cada ciclo solar (Jokipii, 1971; ...), el espectro de energía cambiara también a lo largo de cada ciclo, principalmente en el intervalo de bajas energías.

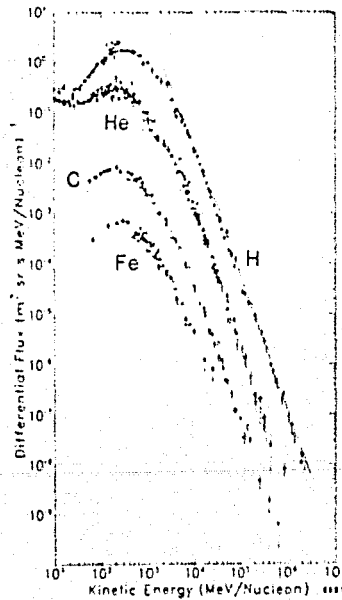


Figura 3.2 .-Espectro diferencial de energías para distintas especies de Rayos Cósmicos, medidos a una UA, durante un mínimo solar. (Simpson, 1983)

3.1.3 ORIGEN DE LOS RAYOS COSMICOS

El origen de los Rayos C6smicos es un problema a6n no resuelto. Hoy en d6a se sabe que diversos objetos astrof6sicos; como las remanentes de supernovas, los n6cleos activos de Galaxias, etc. pueden acelerar part6culas hasta energ6as muy altas. Sin embargo, los procesos de aceleraci6n que han sido estudiados no explican en su totalidad el espectro observado de la radiaci6n c6smica, que por otro lado se ha modificado al propagarse las part6culas en el medio interestelar.

Adicionalmente al espectro una teor6a del origen de los Rayos C6smicos debe explicar tambi6n su composici6n qu6mica, la cual involucra los procesos originales de nucleos6ntesis y los cambios que experimentan al viajar desde sus fuentes hasta el punto de observaci6n en la heli6sfera.

3.2 RAYOS COSMICOS SOLARES

El Sol emite espor6dicamente, durante las r6fagas, part6culas energ6ticas, las cuales alcanzan energ6as de hasta 10^9 meV. La m6xima energ6a de estas part6culas es m6s peque6a que la energ6a promedio de los Rayos C6smicos gal6cticos. Esto trae como consecuencia que solo en contadas ocasiones sean detectadas por aparatos instalados en la Tierra. Otra caracter6stica de estas part6culas es que, durante la m6xima intensidad, se encuentran fuertemente colimadas en la direcci6n del CMI. En la figura 3.3a se muestra un evento de protones t6pico, para el cual la m6xima intensidad, que solo dura unas horas, est6 correlacionada con una anisotrop6a m6xima. Esto significa que durante este tiempo la direcci6n de arribo de las part6culas est6 bien definida. En la figura 3.3b se muestran las distribuciones angulares para este evento. N6tese que

la Máxima intensidad se observa en la dirección del campo (la flecha indica esta dirección).

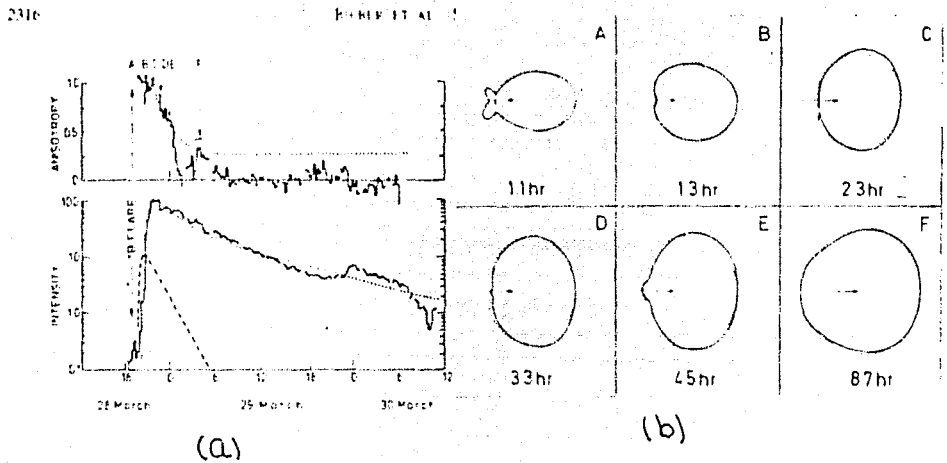


Figura 3.3.-La figura (a) muestra la correlación entre la intensidad y la anisotropía.

La figura (b) muestra la distribución angular de los protones desde el máximo de intensidad (A). la flecha indica la dirección del CMI. (Bieber et al. 1980)

3.2.1 COMPOSICION QUIMICA

Para determinar la composición química de las partículas energéticas, asociadas a las ráfagas solares, se han realizado diversos estudios (Mc Guire et al. 1979, 1985; Cook et al. 1980, 1984;...), los cuales muestran que hay grandes cambios en las abundancias relativas de los distintos elementos, de un evento a otro.

En un esfuerzo por sistematizar la información a este respecto,

estos datos pueden organizarse, en primera aproximación, considerando que hay un patrón de composición básico más un factor que varía de un evento a otro, que es función monótona del número atómico Z (desde $Z=6 \rightarrow 26$). Sin embargo esto aún no se ha estudiado profundamente. En tabla 3.1 se encuentra un patrón de composición típico dado por Mc Guire (1985). Las abundancias son con respecto al oxígeno, y las energías varían entre 10 y 47 meV/nuc.

Tabla 3.1

Abundancias de partículas solares, relativas al oxígeno	
H/He=63	Ne=0.13±0.01
He=53±5	Mg=0.18±0.01
C=0.45±0.02	Si=0.15±0.01
N=0.13±0.01	Fe=0.066±0.006

3.2.2 ESPECTRO DE ENERGIA

La distribución en energías para las partículas energéticas, también variará de un evento a otro. En la figura 3.4 se muestran los espectros diferenciales para dos eventos observados por los satélites Helios. La figura 3.4a corresponde al evento del 3 de junio de 1982, cuando el satélite se encontraba a 0.4 UA. En este caso el índice espectral es de aproximadamente =1.4 para las especies de H, He, C, O, y Mg; mientras que para el Fe es de 2.0.

La figura 3.4b corresponde al espectro del evento del día 21 de junio de 1980, para una distancia heliocéntrica de aprox. 0.5 UA.

Aquí los valores del índice espectral son de 2.2 para el H, He, C, O y Mg; pero de 2.75 para el Fe.

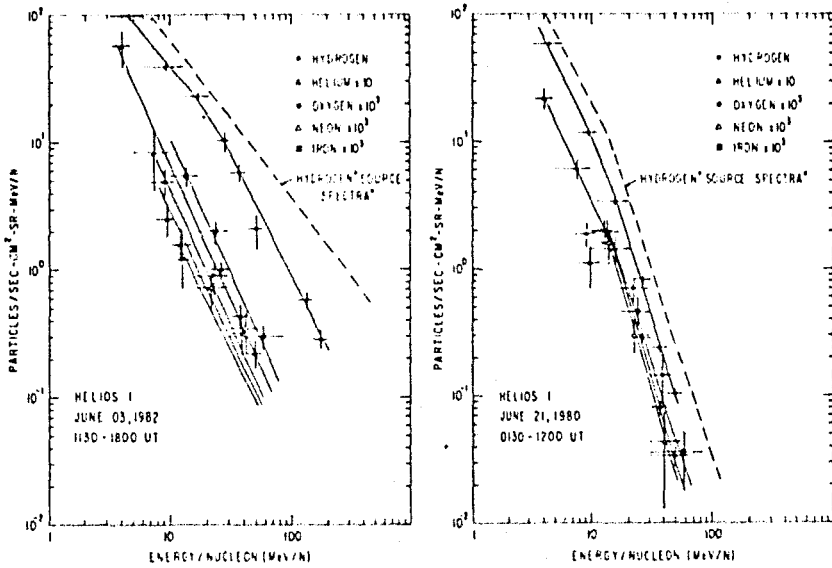


Figura 3.4 .-Espectro diferencial de energía para dos eventos detectados por los satélites Helios.

(a) junio 3 de 1982. (b) junio 21 de 1980.

(Mc Guire, 1985)

IV. PROPAGACION DE RAYOS COSMICOS EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

4.1 ECUACION DE FOKKER PLANK

Para obtener la ecuación que describa el comportamiento de los Rayos Còsmicos en la heliósfera, es necesario tomar en cuenta los siguientes conceptos:

- i) El Viento Solar fluye radialmente, desde el Sol, en todas direcciones, "transportando" consigo el campo magnético solar el cual como consecuencia de la rotación solar forma el patrón espiral del CMI. (ver capítulo II)
- ii) Por ser los Rayos Còsmicos partículas cargadas (capítulo III), interactúan con el CMI en el Viento Solar y tienden a seguir (dependiendo de su energía) las líneas de campo.
- iii) En pequeñas dimensiones, el CMI contiene diversas irregularidades como son: ondas, fluctuaciones y discontinuidades (ver sección 2.3).
- iv) Las partículas de Rayos Còsmicos son dispersadas, en su ángulo de paso, por las irregularidades con magnitud espacial comparables a su radio de giro; produciéndose un movimiento aleatorio, el cual constituye un proceso difusivo. En el apéndice A se muestra como este movimiento aleatorio equivale a un proceso difusivo.

Con estos conceptos en mente procedamos a encontrar la ecuación deseada, utilizando los lineamientos trazados por Fisk (1979).

Sea $U(x_i, \tau, t)$ la función de distribución para la posición x_i , en un tiempo t y una energía cinética τ ; tal que $U(x_i, \tau, t) dx_i$ es la probabilidad de encontrar a la partícula entre x_i y $x_i + dx_i$ con una energía τ en un tiempo t .

Sea S el flujo diferencial de partículas, esto es, el número neto de partículas de una energía dada que cruzan una área unitaria normal a S en un tiempo unitario.

Si S, τ y U son medidos en un sistema fijo con respecto al Sol, entonces la ecuación de continuidad para el número de partículas, en el espacio de configuración y de energía es:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot S + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{d\tau U}{d\tau} \right) = 0 \quad 4.1$$

En esta ecuación, los términos $\nabla \cdot S$ y $\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{d\tau U}{d\tau} \right)$, representan los flujos de partículas y de energía en el espacio de x_i y de τ , respectivamente. Ya que el cambio de energía cinética que experimentan los Rayos Còsmicos en su recorrido a través del Viento Solar es producido por el trabajo que éste hace sobre ellos, - Fisk (1974) propone:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{d\tau U}{d\tau} \right) = \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{V} \cdot \nabla P) \quad 4.2$$

donde: P = presión diferencial de los Rayos Còsmicos.

\mathbf{V} = velocidad del Viento Solar.

A partir de las observaciones de los Rayos Còsmicos galàcticos, se ha observado que estos exhiben pequeñas anisotropías dentro del espacio interplanetario (Lezniak et al, 1970), por lo que la presión diferencial sera:

$$P = \alpha / 3 \tau U \quad 4.3$$

donde $\alpha = \frac{\tau + 2\tau_0}{\tau + \tau_0}$, τ_0 = energía en reposo

Como consecuencia de que la propagación de las partículas es un proceso difusivo; existe un flujo de estas, relativo al Viento Solar, que causa un cambio en la distribución U , que en general depende de la energía. Esta difusión produce, por lo tanto, un gradiente en U (∇U), que es directamente proporcional al flujo de Rayos Còsmicos. En un sistema fijo con respecto al Sol, existe además un flujo adicional...

causado por el movimiento del Viento Solar que lleva consigo las irregularidades del CMI. Este flujo es debido al efecto Compton-Getting (Compton-Getting, 1935). En 1967 Gleason y Axford encontraron una forma explícita para este flujo adicional:

$$S_0 = cVU \quad 4.4$$

donde: c = factor Compton-Getting

v = velocidad del Viento Solar

Así pues, el flujo total de Rayos Cósmicos en un sistema fijo con respecto al Sol es:

$$S = S_0 - \lambda \nabla U \quad 4.5$$

donde: λ = tensor de difusión, el cual depende de las características del medio (véase sección 4.2.1).

En el apéndice B se encuentra que: (Forman, 1970)

$$c = \left(1 - \frac{1}{3U} \frac{d}{dt} (v \cdot U) \right) \quad 4.6$$

Sustituyendo las ecuaciones: 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 y 4.6 en 4.1 se obtiene:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla U) - \nabla \cdot (vU) + \frac{1}{3} \left\{ \nabla \cdot v \frac{d}{dt} (v \cdot U) \right\} \quad 4.7$$

Que es una ecuación de Fokker-Planck, y representa la ecuación básica que gobierna el transporte de los Rayos Cósmicos en la heliosfera. En esta ecuación están presentes los tres mecanismos físicos que actúan en la propagación de los Rayos Cósmicos en el medio interplanetario; estos son: mecanismo difusivo, convectivo y de enfriamiento adiabático. A continuación se describirán estos tres procesos físicos:

- a) El mecanismo difusivo ($\nabla \cdot \lambda \nabla U$) es producido por el movimiento aleatorio de los Rayos Cósmicos después de interactuar con las irregularidades magnéticas (apéndice A) la naturaleza anisotrópica de esta dispersión se

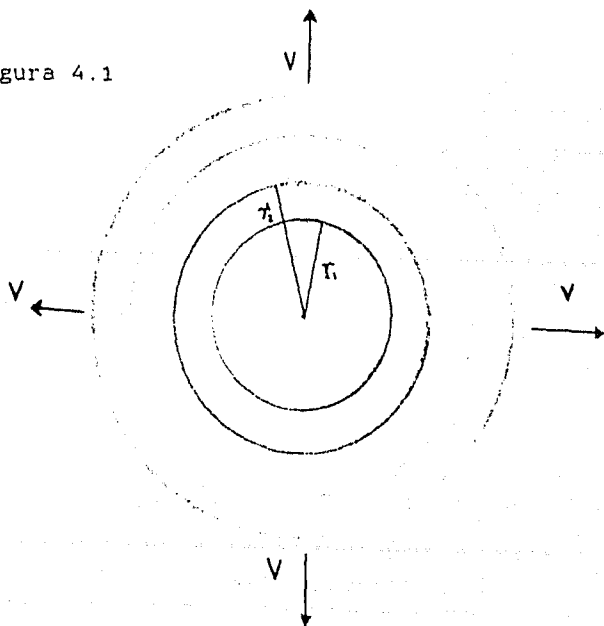
manifiesta en el tensor de difusión λ (véase secc.4.2.1).

b) El mecanismo convectivo ($\nabla \cdot (\mathbf{V}U)$) es producido por la expansión del Viento Solar que tiende a "empujar" los Rayos Cósmicos hacia afuera de la cavidad solar.

c) Para explicar el enfriamiento adiabático, considérese el siguiente modelo discutido por Fisk (1974).

Imagine una serie de cáscaras esféricas, concéntricas e infinitamente delgadas (figura 4.1); en un tiempo dado estas cáscaras se expanden con velocidad radial v , y las partículas se encuentran atrapadas entre dos cáscaras consecutivas. La densidad entre capas sucesivas se incrementa radialmente pero permanece uniforme en cada capa particular.

Figura 4.1



Considérese ahora las partículas atrapadas entre dos cáscaras sucesivas (r_1, r_2), con $r_1 < r_2$. Las partículas que pasan a una capa interna ganan energía, ya que tienen colisiones de frente con esa capa. Pero las que pasan a una capa externa pierden energía, ya

que las colisiones son ahora por atras (dirección antisolar). Y como la superficie de la cáscara de radio r_2 es mayor que la de radio r_1 , hay un mayor número de colisiones por atras que de frente, de aquí que las partículas se "enfrian"; esto es, el balance neto de energía es negativo.

Nótese que las partículas atrapadas entre cáscaras consecutivas son transportadas hacia afuera, debido a la expansión radial. Presentandose el fenómeno de convección.

La analogía entre este modelo y lo que pasa en el Viento Solar es directa; los Rayos Cósmicos en el Viento Solar son como las partículas atrapadas entre las capas, las cuales transportan las irregularidades magnéticas, y son adiabaticamente "enfriadas" a la razón de:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{3} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 V) rT$$

Es importante señalar que la ecuación 4.7 no es la relación más general del transporte de los Rayos Cósmicos en la heliósfera. Una relación más completa fué obtenida por Parker en 1965 y esta dada por:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (UV_j) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dT}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_{ij} \frac{\partial U}{\partial x_j} \right) \quad 4.8$$

En esta ecuación están presentes los procesos de difusión y de convección, pero el término que corresponde al cambio en la energía cinética no se encuentra en forma explícita; ya que puede haber contribuciones por posibles mecanismos de aceleración Fermi (Fermi, 1949, 1954) entre otros, además del ya discutido "enfriamiento" adiabático.

4.2 APROXIMACION DIFUSIVA DE LA ECUACION DE FOKKER-PLANCK

Si nos trasladamos a un sistema que se mueva con el Viento Solar, la ecuación 4.7 se transforma en:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla U)$$

Que es una ecuación de difusión, con λ el tensor de difusión.

4.2.1 TENSOR DE DIFUSION

Si tenemos una gran cantidad de irregularidades magnéticas distribuidas homogéneamente, la dispersión de las partículas será isotrópica y por lo tanto el coeficiente de difusión tendría que ser un escalar. Sin embargo, las irregularidades tienden a seguir a las líneas del campo (CMI), por lo que la difusión tiene direcciones preferenciales, de aquí que el coeficiente de difusión sea un tensor.

En general, este tensor está compuesto de una parte simétrica y otra antisimétrica (Jokipii y Parker, 1970): la parte simétrica consiste de contribuciones separadas de los coeficientes de difusión escalares :

$K_{||}$ = coeficiente paralelo al CMI.

K_{\perp} = coeficiente perpendicular al CMI.

mientras que la parte antisimétrica contiene información acerca del arrastre magnético, causado por el gradiente y curvatura del CMI.

Entonces, en un sistema de coordenadas cuyo eje Z coincida con la dirección del campo magnético promedio, el tensor de difusión tiene la forma:

$$\lambda = \begin{pmatrix} K_{\perp} & -K_A & 0 \\ K_A & K_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & K_{||} \end{pmatrix}$$

En 1968 Hasselman y Wibberenz encontraron una relación entre el coeficiente $K_{||}$ y el coeficiente de difusión en el espacio del ángu

lo de paso $D_{\mu\mu}$ ($\mu = \cos\theta$, con $\theta = \text{ángulo de paso}$):

$$K_{II} = \frac{v^2}{4} \int_{-1}^1 \int_0^{\mu} \frac{(1-\mu)}{D_{\mu\mu}} d\mu d\mu' \quad 4.9$$

donde: $v =$ la velocidad de la partícula.

En el siguiente capítulo se discuten los diversos métodos utilizados para obtener K_{II} , con particular énfasis en el método del modelo de placas (Valdés Galicia, 1982). El problema de la estimación de los coeficientes K_L y K_A no será tratado en esta tesis.

V. OBTENCION DE LOS COEFICIENTES DE DIFUSION

Para obtener la parte simétrica del tensor de difusión λ , y en particular el coeficiente de difusión paralelo al campo K_{\parallel} , se han seguido principalmente dos caminos. A continuación se discutirán brevemente ambos caminos, y más adelante el método utilizado en esta tesis para la obtención de K_{\parallel} .

5.1 APROXIMACION TEORICA O CUASILINEAL

(Jokipii, 1966,1971; Hasselman y Wibberenz, 1968; ...)

En esta aproximación los coeficientes de difusión están relacionados con el espectro de potencias de las irregularidades del CMI, de acuerdo con la siguiente expresión: (Quenby, 1964)

$$D_{\mu\mu} = \left(\frac{1-\mu^2}{eV} \right) \left(\frac{eV}{cm} \right) P_{xx}(f) \quad 5.1$$

donde: $D_{\mu\mu}$ = Coeficiente de difusión en el espacio del ángulo de paso ($\mu = \cos\theta$, θ = ángulo de paso).

V = Velocidad del Viento Solar.

$m = m_p$; γ = factor de Lorentz, m_p = masa en reposo del protón.

e = Carga del electrón.

v = Velocidad de la partícula.

$P_{xx}(f)$ = Espectro de potencias para las fluctuaciones perpendiculares al campo magnético. Este espectro es de la forma: $P_{xx}(f) = \beta f^{-\beta}$, con $\beta = \text{cte.}$ y f = frecuencia.

Esta aproximación supone además que las partículas son dispersadas solamente por aquellas fluctuaciones que son resonantes con su movimiento de giro alrededor del campo magnético promedio. Si consideramos que durante la interacción, las ondas están estacionarias en el Viento Solar, entonces la frecuencia de resonancia es:

$$f = \frac{V \omega_c}{v \mu Z \pi} \quad 5.2$$

donde: $\omega_c = eB/mc$, la frecuencia de ciclotrón, $B =$ Campo magnético

Sustituyendo esta relación en la ecuación 4.9 se obtiene:

$$K_{\parallel} = v^{1-n} v^{n-1} \frac{B^2}{(2\pi)^2} \frac{\omega_c^{1-n-1}}{c} \frac{1}{(4-n)(2-n)} \quad 5.3$$

..y el camino libre medio paralelo al campo promedio es:

$$\lambda_{\parallel} = (3K_{\parallel})/v \quad 5.4$$

5.2 APROXIMACION FENOMENOLOGICA (*)

(Webb y Guenby, 1973; Lupton y Stone, 19 ;

Kolometz et al, 1981;...)

En esta aproximación se interpretan las variaciones espaciales ó temporales de las intensidades de las partículas energéticas en terminos de la ecuación de Fokker-Planck. Esto es, se intenta resolver la ecuación 4.7 para una simetría radial y considerando una ley potencial para la dependencia espacial del coeficiente de difusión:

$$K_{\perp} = K_{\perp} r^{\beta}, \text{ con } r = \text{Distancia heliocéntrica.}$$

Ya sea que se obtenga la solución por métodos numéricos ó analíticos, en ambos casos se supone que el coeficiente de difusión perpendicular al campo es despreciable, esto es:

$$K_{\perp} \ll K_{\parallel}$$

Así que $K_{\parallel} \propto K_{\perp} \cos^2 \psi$, donde $\psi =$ el ángulo que forma la dirección radial con la línea de campo promedio

Estas dos alternativas para determinar el coeficiente K_{\parallel} , llevan a valores que difieren aprox. en un orden de magnitud (Ng y Gleeson, 1971; Webb y Guenby, 1973;...).

(*)-No se tiene conocimiento detallado de la dispersión.

5.3 METODO NUMERICO

Con la intención de resolver la discrepancia entre los valores de K_{\parallel} ; Jones (1973), entre otros, desarrolló una rutina numérica para calcular el coeficiente de difusión en el espacio del ángulo de paso $D_{\mu\mu}$. Usando para ello un modelo de campo magnético homogéneo, donde se superponían perturbaciones transversales; de tal forma que su espectro de potencias fuera igual al del CMI.

Más adelante Moussas y Quentby (1978) extendieron esta técnica a un modelo de campo donde las fluctuaciones tienen una representación tridimensional, usando para esto medidas reales del CMI; tomadas por los satélites. Este método se ha utilizado ampliamente (Moussas et al, 1982, a, b, c; Valdés et al, 1984;...), y en la presente tesis se usa una última versión desarrollada por Valdés-Galicia (1986).

En la siguiente sección se explicará esta técnica numérica y el modelo de campo usado.

5.3.1 TECNICA DE LA DISTRIBUCION ESTACIONARIA

Considérese una cierta población de N partículas en una componente de espacio fase; por ejem. μ ($\mu = \cos\beta$, $\beta = \text{ángulo de paso}$). Si esta población tiene una distribución inicial, para $t=0$, la cual se describe por una función delta:

$$f(\mu, t=0) = N\delta(\mu - \mu_0)$$

entonces, cuando esta distribución se relaja hasta alcanzar un estado estacionario, se puede estudiar el proceso difusivo para esta población en el espacio en consideración. Esto puede lograrse si se inyectan las partículas en un punto inicial (ángulo inicial) y se colectan en dos fronteras absorbentes: μ_1 y μ_2 , tal que

$$\mu_1 < \mu_0 < \mu_2$$

El proceso difusivo que experimentan las partículas inyectadas

se termina cuando alcanzan cualquiera de las dos fronteras, donde son removidas y contadas. Por lo tanto se conoce el flujo en ambas fronteras.

Durante el movimiento de las partículas en el espacio se conoce y registra su posición (véase el apéndice C, ahí se explica el proceso de integración de la trayectoria). Lo que significa que se conoce su distribución: $\langle f(\mu, t) \rangle$, luego entonces sabemos cómo está distribuida la población de las partículas para cada tiempo t . Si sumamos para todo el tiempo:

$$\langle f(\mu, \infty) \rangle = \sum_{t=0}^{\infty} \langle f(\mu, t) \rangle$$

..obtenemos una función independiente del tiempo, esto es, una función de distribución estacionaria en μ (como consecuencia de las fronteras absorbentes). Esta distribución permite el cálculo del coeficiente de difusión en el espacio μ , en base a la ecuación obtenida por el mismo Jones en 1973:

$$N_1 = -D_{\mu\mu}(\mu) \frac{d}{d\mu} \langle f(\mu, \infty) \rangle, \text{ para } \mu_0 < \mu < \mu_1$$

$$N_2 = -D_{\mu\mu}(\mu) \frac{d}{d\mu} \langle f(\mu, \infty) \rangle, \text{ para } \mu_1 < \mu < \mu_0$$

Midiendo el flujo: N_1, N_2 ; se puede evaluar $D_{\mu\mu}$ de la pendiente de la función estacionaria. Y el coeficiente de difusión paralelo al campo magnético, se obtiene de la ecuación 4.9.

5.3.1 MODELO DEL CMI

Para realizar la simulación numérica de la propagación de las partículas en el CMI, se hace uso de modelo de campo, conocido como: 'modelo de placas' (Moussas et al 1982a), que a continuación se discute.

Si las líneas del CMI tienen la forma que se muestra en la figura 5.1a, entonces durante el cálculo de la trayectoria de la partícula (ver apéndice C), se pueden aproximar por una línea piligonal, cuyas componentes son vectores consecutivos de campo.

Cada vector se encuentra acotado por dos placas paralelas (fig. 5.1b).

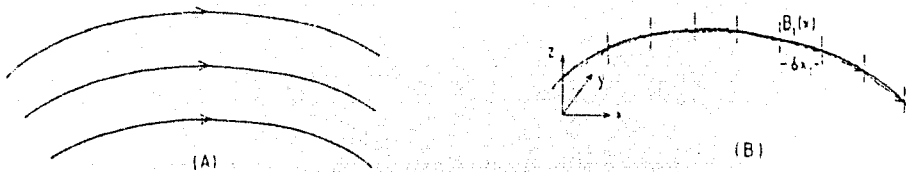


Figura 5.1 .- (a) Líneas de CMI, (b) Modelo de CMI.

El sistema coordinado (de referencia) donde se describen los vectores de consecutivos campo magnético, es el solar-eclíptico. Por lo tanto el i ésimo vector será:

$$B_i = \hat{e}_x B_x + \hat{e}_y B_y + \hat{e}_z B_z$$

..con B_x , B_y , B_z las medidas tomadas por el magnetómetro del satélite.

La longitud espacial de estos vectores sera igual a la distancia entre las placas δx :

$$\delta x = V \delta t$$

donde δt =intervalo de tiempo para cada muestra ; V =velocidad del Viento Solar, que se supone constante en cada capa.

Si suponemos que no hay variaciones en la intensidad del campo en cada capa, el modelo consistirá de una serie de capas, separadas por placas paralelas, y a cada capa le correspondera una medida del CMI.

La hipótesis más importante para este modelo es que estadísticamente, las muestras del CMI tomadas por el magnetómetro de un satélite medirían la misma clase de fluctuaciones que se obtendrían si se siguiera un tubo de flujo.

5.4 RESULTADOS

Se utilizaron datos del campo magnético interplanetario obtenidos por el satélite Helios para el día 88 (28 de marzo) de 1976, cuando se encontraba a una distancia heliocéntrica de 0.51 UA (en la figura 5.2 se muestran las gráficas de las componentes y la magnitud del campo, a partir de las trece horas). Y para partículas con energía cinética de 100 mev, se procedió a simular el proceso difusivo: por medio de la rutina numérica y modelo de "placas" explicados anteriormente.

Para este propósito se inyectaron 1019 partículas en el punto $\mu=0.3$ ($\theta=72.5^\circ$), y se removieron y contaron en las fronteras absorbentes: $\mu_1=-0.90$ (154.15°), $\mu_2=0.90$ (25.8°). En la frontera μ_1 se colectaron $N_1=512$ partículas, mientras que en la μ_2 , $N_2=507$.

El tiempo de vuelo promedio para las partículas fue de 100 seg.

La función de distribución final obtenida mediante esta simulación numérica, se encuentra en la figura 5.3. Donde se puede notar que la función corresponde a una distribución de tipo estacionario: con un máximo en el punto de inyección y un cambio de pendiente en $\mu=0$ ($\theta=90^\circ$).

A partir de las relaciones 5.6 se obtiene el coeficiente de difusión $D_{\mu\mu}$, en el espacio del ángulo de paso: calculando la pendiente de la función de distribución. Para ello se utilizaron, típicamente 11 puntos para cada valor de $D_{\mu\mu}$; obteniéndose la dependencia de este coeficiente con respecto a μ (véase la figura 5.4).

En la misma figura se encuentra, para propósito de comparación, la gráfica del mismo coeficiente con respecto a μ , pero ahora a partir de los mecanismos de la teoría Cuasilineal es decir usando la ecuación 5.1.

El espectro de potencias que se necesita en esta ecuación se encuentra en la figura 5.5; la forma de este espectro es del tipo:

$$P_{xx}(f) = \delta f^{-n}$$

donde $n=1.54$

$$\delta = 5 \times 10^{-11} \text{ gauss}^2$$

Las diferencias entre las curvas de la figura 5.4 se discutirán en la siguiente sección.

Los coeficientes de difusión y el camino libre medio paralelos al CMI, para estas dos aproximaciones, se obtienen a partir de la relación 5.3 en el caso de la teoría Cuasilineal, mientras que para el modelo de 'placas' y rutina numérica, integrando numéricamente la ecuación 4.9. En la siguiente tabla se muestran ambos resultados.

Tabla 5.1

Resultados del coeficiente de difusión y camino libre medio, para partículas de 100 mev y datos de CMI a una distancia de 0.51 UA		
Teoría Cuasilineal	$K_{\parallel} = 2.48 \times 10^{20} \text{ cm}^2/\text{s}$	$\lambda_{\parallel} = 0.004 \text{ UA}$
Modelo de "placas"	$K_{\parallel} = 3.45 \times 10^{21} \text{ cm}^2/\text{s}$	$\lambda_{\parallel} = 0.06 \text{ UA}$

Notese la diferencia de aproximadamente un orden de magnitud entre ambos resultados.

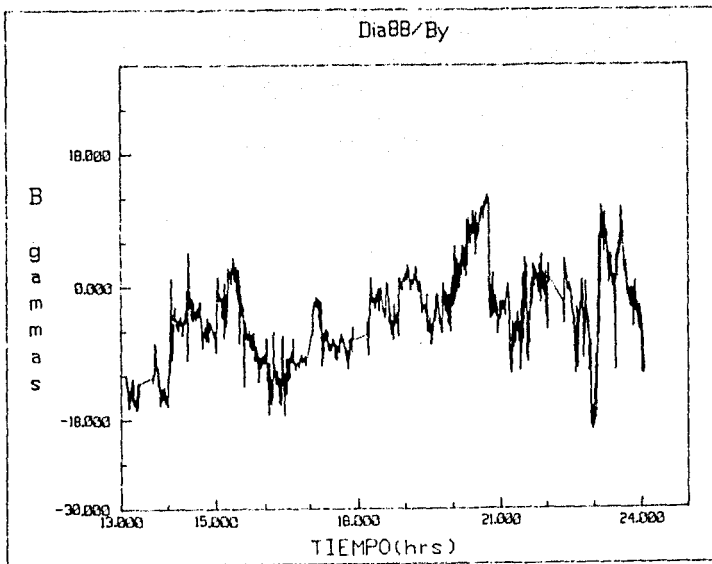
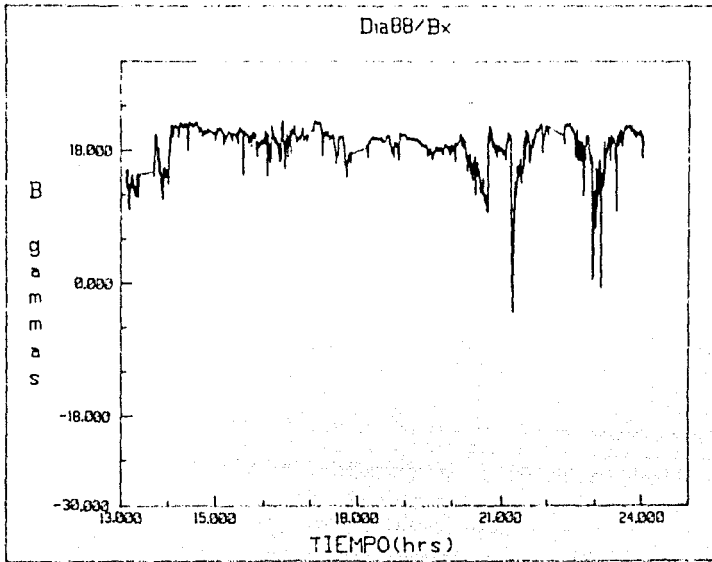
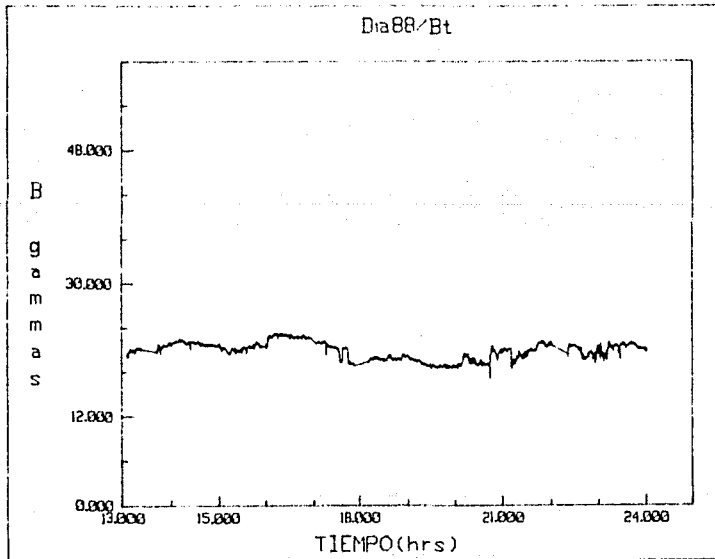
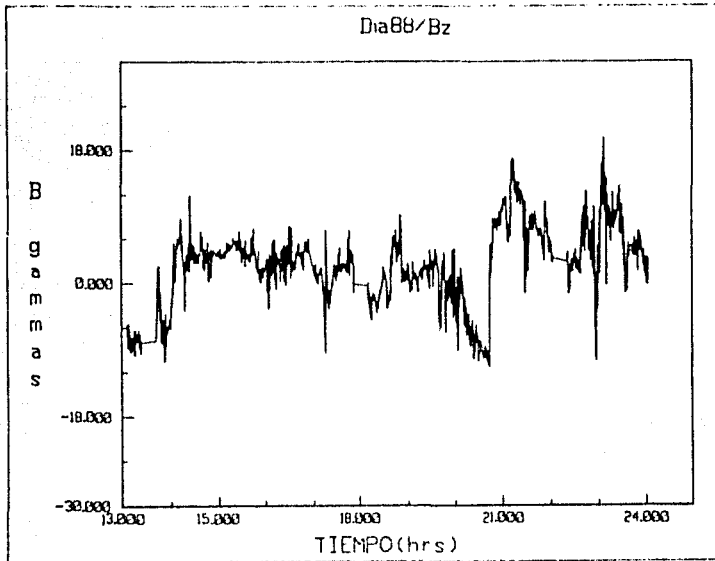


Figura 5.2 Datos del campo magnético tomados por el satélite Helios-2 para el día 88 (28 de marzo) de 1976, cuando se encontraba a 0.5 UA. Nótese que la serie inicia a partir de las trece horas.



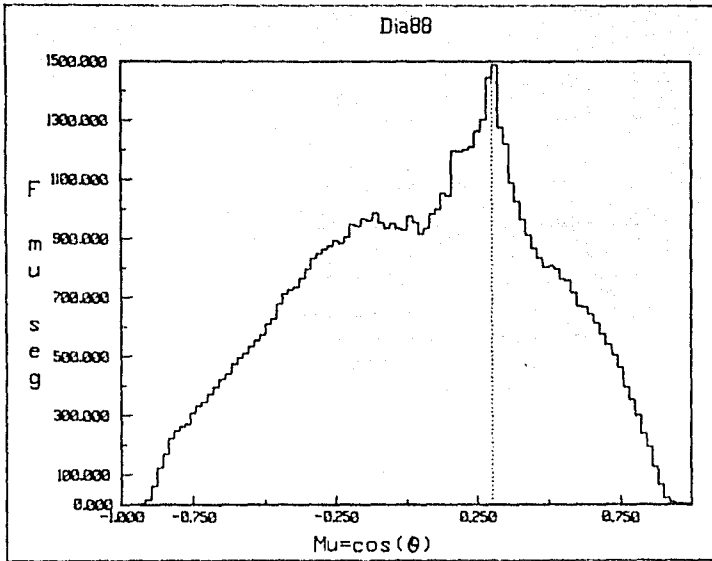


Figura 5.3 Distribución final de estado estacionario para un experimento numérico de dispersión en el ángulo de paso, realizado con datos del día 88 (28 de marzo) de 1976.

Se inyectaron 1019 partículas en $\mu_i = 0.3$, teniéndose las fronteras en $\mu_l = -0.90$ y $\mu_r = 0.9$. La línea punteada corresponde al punto de inyección.

$D_{\mu\mu}$ vs μ

$D_{\mu\mu}$
(μ) sec^{-1}

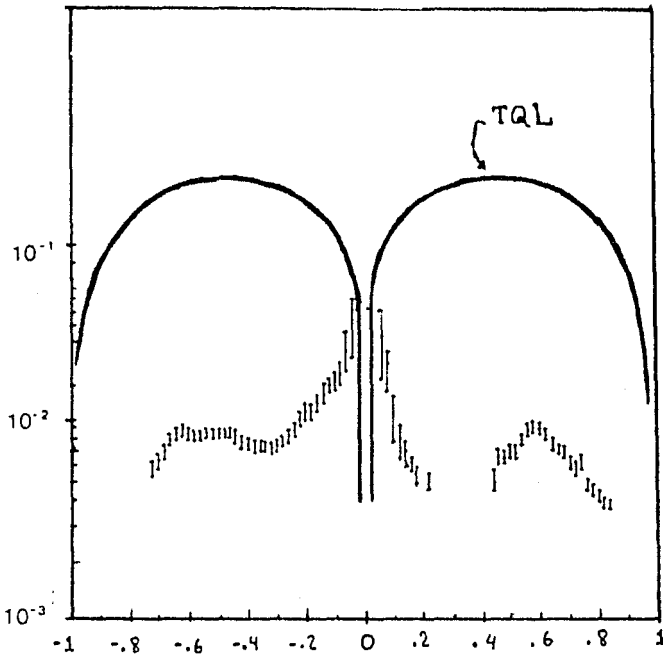


Figura 5.4 Coeficiente de difusión en el espacio del ángulo de paso, obtenido de la distribución de la figura 5.3. Para propósito de comparación se muestran las predicciones de la TQL para los mismos datos de campo magnético usados en el experimento.

— A partir de TQL.

III A partir del modelo de "placas".

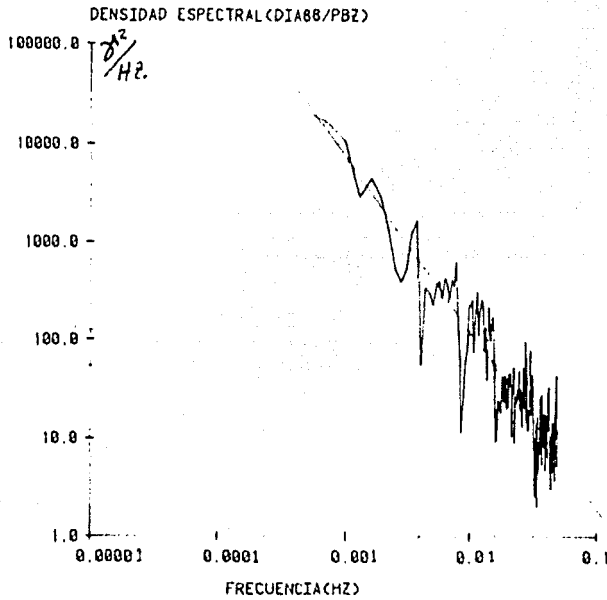


Figura 5.5 Espectro de potencias para la componente perpendicular al campo. Para el día 88 (28 de marzo) de 1976.
 $n=1.54$ (pendiente)
 $\epsilon=5 \times 10^{-4}$ (ordenada al origen)

5.4.1 ANALISIS DE RESULTADOS

La distribución presentada en la figura 5.3 representa el periodo de tiempo durante el cual las partículas permanecen en cada celda del espacio- μ ($\delta\mu=0.05$). Esta figura exhibe dos máximos uno en el punto de inyección ($\mu_s=0.3$) y el otro en $\mu=0$. Ya que las relaciones 5.6 no son válidas en el punto de inyección, esto se manifiesta en la falta de puntos alrededor de $\mu_s=0.3$. Con respecto al otro máximo de la distribución, este corresponde a un incremento en el nivel de la dispersión, que se manifiesta en el 'pico' alrededor de $\mu=0$.

Las curvas de la figura 5.4 representan la forma como varía el coeficiente de difusión $D\mu\mu$ con respecto a μ , para las aproximaciones del modelo de 'placas' y la teoría Cuasilineal (TQL).

La curva correspondiente al modelo de placas es ligeramente antisimétrica y tiene un 'pico' pronunciado alrededor de $\mu=0$. Mientras que la curva obtenida por los métodos de la TQL es completamente simétrica y tiende a cero cuando μ tiende a cero.

Ambas curvas se encuentran separadas, aproximadamente, en un orden de magnitud.

Analizaremos primero la diferencia más espectacular entre las dos curvas, es decir la forma de $D\mu\mu$ alrededor de $\mu=0$. Nótese que el hecho de haber escogido $\mu_s=0.3$ (punto de inyección) fue par investigar el comportamiento de $D\mu\mu$ en la region cercana a $\mu=0$.

En la aproximación de la TQL, $D\mu\mu$ tiende a cero cuando μ tambien lo hace, esto es no hay dispersión. Lo anterior es consecuencia de las consideraciones que hace esta teoría. Ella supone que la dispersión es realizada por las fluctuaciones perpendiculares al campo (Nótese que para obtener la curva que corresponde a esta

teoría, se utilizó el espectro de potencias de la componente perpendicular al campo), es decir por ondas transversales cuya frecuencia es comparable con la frecuencia de giro de las partículas. Produciéndose una interacción resonante de las partículas con las ondas. Entonces, a partir de la relación para la frecuencia de resonancia (eq. 5.2), se tiene que cuando μ tiende a cero, f_{res} tiende a infinito; lo que significa que se necesitan ondas de muy alta frecuencia para dispersar estas partículas. Pero de la forma del espectro de la figura 5.5 se observa que estas ondas tienen baja potencia. Además del argumento anterior, Denskat y Burlaga (1977) mostraron que este tipo de ondas tienden a alinearse al campo. En resumen, las ondas que dispersarían a las partículas cuyo ángulo de paso se encuentre alrededor de 90° , son escasas y de baja potencia; propiciando que $D_{\mu\mu}$ se haga cero.

Con respecto a la curva obtenida a partir de la simulación numérica y modelo de 'placas', el pico alrededor de $\mu=0$ es consecuencia de la alta dispersión en la región, es decir, el ángulo de paso de las partículas pasa constantemente por 90° . Esto se debe a que no solo las ondas transversales dispersan las partículas, también lo hacen las ondas magnetosónicas rápidas (entre otras); las cuales comprimen y rarifican las líneas de campo magnético (secc. 2.3.1), comportándose como espejos (o botellas) magnéticos, produciéndose el efecto ya señalado.

La condición de conservación del momento magnético ($mv_{\perp}^2/2B$), necesaria para producir el mecanismo de espejo magnético (Boyd & Sanderson, 1969) se satisface; ya que el cambio que sufre el ángulo de paso entre dos ángulos consecutivos es del orden de 10^{-2} .

En cuanto a la diferencia de aproximadamente un orden de magnitud entre los resultados para el coeficiente de difusión y camino libre medio paralelos al CMI (a una distancia de 0.51 UA);

esta se debe a que la TQL exagera la dispersión resonante. Es decir, debido a que el CMI contiene multitud de pequeñas discontinuidades, las cuales dispersan las partículas, provocando pequeños cambios en el ángulo de paso. Esto hace que cambie la frecuencia de resonancia (eq.5.2), y las partículas no tienen tiempo de interactuar resonantemente con las ondas.

**ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

A) EL MOVIMIENTO ALEATORIO COMO UN PROCESO DIFUSIVO

(Chandrasekar, 1943)

Considérese una partícula que sufre una serie de desplazamientos: r_1, r_2, \dots, r_n ; tal que la magnitud y dirección de cada desplazamiento es independiente del que le antecede. Si la probabilidad de que el desplazamiento r_n , se encuentre entre r_n y $r_n + dr_n$ es gobernada por una función de distribución: $\tau_n(r_n)$, la cual es asignada a priori. Lo que queremos encontrar es la probabilidad $W(R)dR$, de que después de N desplazamientos las coordenadas de la partícula se encuentren en el intervalo: R y $R+dR$,

donde $R = \left| \sum_{i=1}^n r_i \right|$.

En esta forma general el problema puede resolverse haciendo uso del método de Marcoff.

Así se obtiene :

$$W_n(R) = \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\rho \cdot R) A_n(\rho) d\rho$$

Con $A_n(\rho) = \prod_{j=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_j(r_j) \exp(-i\rho \cdot r_j) dr_j$

Si suponemos que los desplazamientos tienen una distribución esférica, esto es:

$$\tau_j(r) = \tau(|r_j|^2) \quad j = 1, 2, 3, \dots, N$$

y suponemos también que $N \gg 1$

entonces:

$$W_n(R) = \frac{1}{(2\pi N \langle r^2 \rangle / 3)^{3/2}} \exp(-3|R|^2 / 2N \langle r^2 \rangle) \quad A.1$$

con $\langle r^2 \rangle =$ el desplazamiento cuadrado medio que se espera en cualquier ocasión dada.

Si la partícula parte del origen y sufre n desplazamientos por unidad de tiempo y cada desplazamiento es gobernado por la distribución de probabilidad $\tau(|R|^i)$, entonces la ecuación A.1 se -- transforma en:

$$W(R, t) = \frac{1}{(2\pi n \langle r^2 \rangle t / 3)^{3/2}} \exp\{-3|R|^2 / 2n \langle r^2 \rangle t\} \quad A.2$$

y la probabilidad de encontrar a la partícula entre R y $R+dR$ después de un tiempo t es :

$$W(R, t) dR = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\{-|R|^2 / 4Dt\} dR \quad A.3$$

donde: $D = n \langle r^2 \rangle / 6$

Ahora, sea Δt un intervalo de tiempo lo suficientemente largo - para que la partícula sufra un gran número de desplazamientos, pero corto para que el incremento cuadrado medio neto en R ($\langle |\Delta R|^2 \rangle$) sea pequeño. Bajo estas circunstancias la probabilidad de que la partícula sufra un desplazamiento ΔR en el tiempo Δt es :

$$\Psi(\Delta R, \Delta t) = \frac{1}{(4\pi D \Delta t)^{3/2}} \exp\{-|\Delta R|^2 / 4D \Delta t\} \quad A.4$$

Notese que esta ecuación es independiente de R .

Queremos obtener la distribución de probabilidad $W(R, t + \Delta t)$, para un tiempo $t + \Delta t$, a partir de la distribución $W(R, t)$.

Por lo tanto:

$$W(R, t + \Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(R - \Delta R, t) \Psi(\Delta R; \Delta t) d(\Delta R) \quad A.5$$

Como consideramos que $\langle |\Delta R|^2 \rangle$ es pequeño, podemos desarrollar $W(R - \Delta R, t)$ en serie de Taylor dentro de la integral de A.5; y así obtener :

$$\begin{aligned}
 W(R, t + \Delta t) = & \frac{1}{(4\pi D \Delta t)^{3/2}} \iiint \exp[-|\Delta R|^2 / 4D \Delta t] \left\{ W(R, t) + \right. \\
 & -\Delta x \frac{\partial W}{\partial x} - \Delta y \frac{\partial W}{\partial y} - \Delta z \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{1}{2} \left\{ (\Delta x)^2 \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \right. \\
 & + (\Delta y)^2 \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + (\Delta z)^2 \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + 2(\Delta x)(\Delta y) \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} + \\
 & \left. \left. + 2(\Delta y)(\Delta z) \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} + 2(\Delta z)(\Delta x) \frac{\partial^2 W}{\partial z \partial x} \right\} + \dots \right\}
 \end{aligned}$$

Haciendo la integración:

$$W(R, t + \Delta t) = W(R, t) + D \Delta t \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) + O([\Delta t]^2)$$

Dividiendo entre Δt y tomando el límite cuando Δt tiende a cero se llega a :

$$\frac{\partial W}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right)$$

Que es una ECUACION DE DIFUSION .

Por lo tanto podemos describir el movimiento aleatorio de las partículas como un proceso de difusión.

B) EFECTO COMPTON-GETTING PARA RAYOS COSMICOS
(FORMAN, 1971)

Considerese un sistema de referencia (S) en el cual se describe el movimiento de un flujo de partículas, y sea (S') otro sistema de referencia que se mueve con velocidad \mathbf{V} con respecto a (S).

Un observador en el sistema S ve el flujo de partículas con una distribución angular diferente a la de S' , ya que la energía cinética y dirección con que llegan las partículas son diferentes - para su sistema. el efecto neto es el de una anisotropía adicional, la cual se conoce como anisotropía Compton-Getting (Compton-Getting, 1935).

Para encontrar el factor anisotrópico, partiremos de la invariancia de Lorentz para la función de distribución en el espacio de momentos:

$$\mathcal{F}(\mathbf{p}) = \mathcal{F}'(\mathbf{p}) \quad \text{B.1}$$

donde los terminos primados pertenecen al sistema S' .

Si conocemos la función de distribución en un sistema de referencia y suponemos que la distribución de la energía no presenta cambios bruscos, además de que $V \ll v$ (v = la velocidad de la partícula), entonces el cambio en el momento de la partícula entre un sistema y otro es:

$$\mathbf{p} - \mathbf{p}' \approx - \frac{\mathbf{p}}{v} \mathbf{V} \quad \text{B.2}$$

Desarrollando esta expresión (B.2) en serie de Taylor dentro de la relación B.1, a primer orden se tiene:

$$\mathcal{F}(\mathbf{p}) = \mathcal{F}'(\mathbf{p} - \mathbf{p}') = \mathcal{F}'(\mathbf{p}) - \nabla_{\mathbf{p}} \mathcal{F}'(\mathbf{p}) \cdot \mathbf{p}' \quad \text{B.3}$$

donde $\nabla_{\mathbf{p}}$ = gradiente en el espacio de momentos.

Si la anisotropía en el sistema primo es del orden de V/v ó menor, se tiene:

$$\nabla_{\mathbf{p}} \mathcal{F}' = \mathbf{n} \frac{\partial \mathcal{F}'}{\partial p} + \mathcal{O} [V/v] \quad \text{B.4}$$

con $\mathbf{n} = \mathbf{p}/p$

Substituyendo B.4 en B.3, obtenemos:

$$\begin{aligned} \gamma(\mathbf{P}) &= \gamma'(\mathbf{P}) - \mathbf{P} \frac{d\gamma}{d\mathbf{P}} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} / v + \theta \left[\mathbf{v} / v \right]^2 \\ &= \gamma'(\mathbf{P}) \left(1 - \frac{d \ln \gamma}{d \ln \mathbf{P}} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} / v \right) \end{aligned}$$

Por lo tanto la anisotropía inducida por el movimiento del observador es:

$$\delta \epsilon - \epsilon = \left(1 - \frac{d \ln \gamma}{d \ln \mathbf{P}} \cdot \mathbf{v} / v \right)$$

Al transformar la función de distribución en el espacio de momentos $\gamma(\mathbf{P})$, a la función en el espacio de energía $U(\mathcal{T})$, se encuentra que:

$$\delta \epsilon - \epsilon = \left(1 - \frac{1}{3U} \frac{\partial U \mathcal{T}^\alpha}{\partial \mathcal{T}} \right)$$

donde: $\alpha = (\mathcal{T} + 2\mathcal{T}_0) / (\mathcal{T} + \mathcal{T}_0)$, \mathcal{T}_0 = energía en reposo

C) INTEGRACION DE TRAYECTORIAS

La rutina numérica que se emplea para la integración de la trayectoria de las partículas fué desarrollada por Moussas y Valdés (1982). Esta rutina esta basada en una descripción analítica del movimiento de la partícula.

Para cada placa se calcula la posición de la partícula en un sistema de referencia local: X', Y', Z' ; con X' paralelo al vector de campo magnético. Así pues, las ecuaciones de movimiento en el sistema primo son:

$$\begin{aligned} X' &= tV_x \\ Y' &= r_g \text{ sen}(wt) \\ Z' &= r_g \text{ cos}(wt) \end{aligned}$$

donde: r_g = radio de giro.

w = girofrecuencia.

En cada capa la trayectoria de la partícula alcanza el final de la misma, así que las condiciones en que llega se consideran como condiciones iniciales para la siguiente capa.

Debido a que el cálculo de la posición se realiza en el sistema local, es necesario hacer una transformación al sistema solar-eclíptica (X, Y, Z) . Para ello son necesarias dos rotaciones descritas por la matriz: (Goldstein, 19)

$$A = \begin{bmatrix} \cos(\phi)\cos(\rho) & \cos(\phi)\text{sen}(\rho) & \text{sen}(\phi) \\ -\text{sen}(\rho) & \cos(\rho) & 0 \\ -\cos(\rho)\text{sen}(\phi) & -\text{sen}(\rho)\text{sen}(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix}$$

donde ρ, ϕ son los ángulos de rotación, definidos como:

ρ = el ángulo que hace el eje X con la proyección del vector de campo magnético local sobre el plano X - Y .

ϕ = el ángulo que hace el vector de campo magnético local con el plano X - Y .

Con esta matriz, un vector (r) en el sistema Sol-eclíptica se transforma al sistema local por medio de:

$$r' = Ar$$

La transformación inversa se obtiene a partir de:

$$r = A^t r'$$

donde A^t = transpuesta de A .

Una vez que se ha registrado la posición de la partícula en el sistema deseado (no-primo), se repite la operación para cada capa.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Ahluwalia, H.S. y A.J. Dessler, (1962) *Planetary. Space Sci.*, **9**, 45.
- [2] Babcock, H.V. y H.D. Babcock, (1955) *Astrophys. J.*, **121**, 349.
- [3] Babcock, H.V., (1961) *Astrophys. J.*, **133**, 572.
- [4] Bieber, J.V. y S.A. Earl, (1980) *J. Geophys. Res.*, **85**, 2313.
- [5] Bierman, L., (1951) *Z. Astrophys.*, **29**, 274.
- [6] Boyd, T.J. y J.J. Sanderson, (1969) *Plasma Dynamics*, Thomas Nelson and Son, Ltd.
- [7] Brandt, J. y P. Hodge, (1964) *Solar System Astrophysics*, Mc. Graw.Hill.
- [8] Brandt, J., (1970) *Introduction to Solar Wind*, V.H. Freeman and Co. San Francisco.
- [9] Cameron, A.G.V., (1982) *Essays in Nuclear Astrophys.*, Cambridge University Press P.23.
- [10] Chandrasekhar, S. (1943) *Rev. of Mod. Phys.*, **15**, 1.
- [11] Chapman, S. (1955) *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, **2**, 1.
- [12] Compton, A.M. y J.A. Gettling, (1935) *Phys. Rev.*, **47**, 817.
- [13] Cook, V.R., E.C. Stone, y R.E. Vogt, (1980) *Ap. J.*, **238**, L97.
- [14] Coleman, P.J., (1966) *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 207.
- [15] Coleman, P.J., (1967) *Planet. Space Sci.*, **15**, 953.
- [16] Feldman, V.C., (1979) en Parker et al (Ed.) *Solar System Plasma Phys.*, North-Holland, P. 323.
- [17] Fisk, L.A., M.L. Goldstein, A.J. Klimas y G. Sandri, (1974) *Astrophys. J.* **190**, 417.
- [18] Fisk, L.A., (1974) en Parker et al (Ed.) *Solar System Plasma Phys.*, North-Holland, P. 323.
- [19] Forman, M.A., (1970) *Planet. Space. Sci.* **18**, 25.

- [20] Gleeson, L. y W. Axford, (1968) *Astrophys. Space Sci.*, **49**, 83.
- [21] Goldstein, H., (1950) *Classical Mechanics*, Adison-Wesley New York.
- [22] Hasselman, K. y G. Vilberenz, (1968) *Z. Geophys.*, **34**, 353.
- [23] Hollweg, J.V., (1975) *Rev. Geophys. Sp. Phys.*, **13**, 263.
- [24] Hudson, P.D., (1968) *Mont. Not. R. Astr. Soc.*, **140**, 225.
- [25] Hudson, P.D., (1970) *Planet. Space Sci.*, **18**, 1611.
- [26] Jokipii, J.K., (1966) *Astrophys. J.*, **146**, 480.
- [27] Jokipii, J.K., (1971) *Rev. Geophys. Sp. Phys.*, **9**, 27.
- [28] Jokipii, J.K. y D.A. Kopriva, (1979) *Astrophys. J.*, **234**, 384.
- [29] Jokipii, J.K. y E.N. Parker, (1976) *Astrophys. J.*, **208**, 220.
- [30] Jones, F.C., T.B. Kaiser, y T.J. Birmingham, (1973) *Proc. 13th. Int. C.R. Conf., Denver*, **2**, 669.
- [31] Kolometz, G.V., U.N. Sevastianou, y N.V. Stekolnikov, (1981) *Proc. 17th. Int. C.R. Conf.*, **3**, 322.
- [32] Kovalevski, J.V., (1971) *Space Sci. Rev.*, **9**, 723.
- [33] Landau, L.D. y E.M. Lifshitz, (1960) *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon-Press.
- [34] Lezniak, J.A. y V.K. Weiber, (1970) *Proc. 11th. Int. C.R. Conf. Acta Physica (Suppl.)* **2**, 11.
- [35] Lupton, J.E., y E.G. Stone, (1973) *J. Geophys. Res.*, **78**, 1007.
- [36] Mc Guire, R.E., T.T. Von Rosenvinge, y F.B. McDonald, (1979) *Proc. 16th. C.R. Conf.* (1985) Submitted for publication to *Ap. J.*
- [37] Moussas, X. y J.J. Quenby, (1978) *Astrophys. Space Sci.*, **6**, 483.
- [38] Moussas, X., J.J. Quenby, y J.F. Valdes Galicia, (1982 a,b) *Astrophys. Space Sci.*, **85**, 99 ; **86**, 185.
- [39] Ng, C.K. y L.J. Gleeson, (1971) *Proc. 12th. Int. C.R. Conf.* **2**, 498.

- [140] Simpson, J.A., M. Garcia Munoz y G. M. Mason, (1973) *Ap. J. Lett.*, **257**,L41.
- [141] Parker, E.N., (1958) *Astrophys. J.*, **128**,664.
- [142] Parker, E.N., (1965) *Planet. Space Sci.*, **13**,9.
- [143] Quenby, J.J., (1984) *Space. Sci.Rev.*, **37**,201.
- [144] Schwartz, S.J.(1985) (Ed) *Solar System Magnetic Field*.
- [145] Schultz, M., (1973) *Astrophys. Space. Sci.*, **24**,371.
- [146] Smith, E.J., B.T. Tsurvtani, y R.L. Rosenberg, (1978) *J.G.R.*, **83**,717.
- [147] Stenflo, J.O., (1973) *Solar Phys.*, **32**,41.
- [148] Stenflo, J.O., (1975) *Solar Phys.*, **42**,79.
- [149] Sturrock, P.A., (1986) (Ed) *Physics of the sun*.D Reidel Publishing Co.
- [150] Simpson, J.A., (1983) *Ann. Rev. of Nucl. and Particle Phys.* **33**.
- [151] Valdes Galicia, J.F , X. Moussas, J.J. Quenby, F.M. Neubauer y R. Schwenn, (1984) *Solar Phys.*, **91**,339.
- [152] Webb, S. y J.J.] Quenby, (1973) *Planet. Space Sci.*, **21**,23.
- [153] Zdenek, S., (1976) *Solar Flares*. D. Reidel Publishing Co.