

24

03078

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

UNIDAD ACDEMICA DE LOS CICLOS PROFESIONAL Y POSGRADO

COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES

INSTITUTO DE GEOFISICA

**ESPECTRO DE POTENCIAS DE LA EMISION EN MICROONDAS  
Y SU ASOCIACION CON VARIACIONES DEL CAMPO MAGNETICO  
DE REGIONES ACTIVAS SOLARES**

TESIS QUE PARA OBTENER EL GRADO DE  
MAESTRO EN ESTUDIOS ESPACIALES PRESENTA

**ALEJANDRO LARA SANCHEZ**

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

JUNIO DEL 93

1993



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	3
I LA ATMOSFERA SOLAR	7
1.1 La Fotosfera	7
1.2 La Cromosfera	8
1.3 La Corona	9
1.4 Campos magnéticos	11
1.5 Condiciones físicas en estructuras magnéticas abiertas y cerradas	12
1.6 Calentamiento y dinámica de los arcos	15
II OBSERVACIONES DE RAFAGAS SOLARES	19
2.1 Clasificación	21
2.2 Observaciones	22
2.2.1 Línea H $\alpha$ del Hidrógeno	23
2.2.2 Ultra violeta extremo	23
2.2.3 Rayos X suaves	25
2.2.4 Rayos X duros	26
2.2.5 Microondas	27
2.2.6 Ondas métricas	29
2.2.7 Partículas de alta energía	33
III TEORIAS DE RAFAGAS SOLARES	34
3.1 Requerimientos de un modelo de ráfaga	34
3.1.1 Almacenamiento de energía	35
3.1.2 Liberación de energía	36
3.1.3 Aceleración de partículas y calentamiento	37
3.1.4 Otros requerimientos para un modelo de ráfaga	37
3.1.5 Disparadores	38
3.2 Campos magnéticos	39
3.2.1 Generación de energía magnética	39
3.2.2 Topología	43

3.2.3 Reconexión magnética	43
3.3 Modelos	45
3.3.1 Teorías de dinamo	46
3.3.2 Modelos de capa doble	47
3.3.3 Modelos de hoja de corriente	48
3.3.4 Modelos de campos magnéticos "enrollados"	50
3.4 Conclusión	51
IV ANALISIS DE DATOS	53
4.1 Descripción del Radiointerferómetro Solar	53
4.1.1 Antenas	53
4.1.2 Receptor	55
4.1.3 Calibraciones	58
4.2 Los datos	61
4.2.1 Selección de eventos	61
4.3 Reducción de los datos	66
4.3.1 Objetivo	64
4.3.2 Espectro de potencias	65
4.4 Discusión	67
4.5 Conclusión	77
CONCLUSIONES GENERALES	80
REFERENCIAS	83
A1 PAQUETE ANALISIS	88

## INTRODUCCION

Desde hace miles de años no ha cambiado la fascinación que el hombre siente por el Sol, lo que si ha cambiado es la forma de verlo y entenderlo, desde un Dios brillante y benigno, hasta una estrella común en el Universo, pero con un gran número de fenómenos interesantes que no se han logrado entender completamente.

Las primeras observaciones del sol hechas a simple vista, lo mostraban como una esfera perfecta de fuego. Después conforme se han ido mejorando los instrumentos de observación se ha ido incrementando el número de fenómenos que, poco a poco, han mostrado que no se trata de una esfera estática de fuego sino un cuerpo con una dinámica tremenda que, teniendo en mente a la corona y al viento solar, dista mucho de la forma esférica perfecta.

Desde el tiempo en que el Sol se observaba a simple vista, se ha querido mejorar la resolución de las observaciones. Es así por ejemplo que desde que Galileo enfocó su telescopio al Sol y vió las manchas solares, la resolución de los telescopios se ha incrementado enormemente, sin embargo, no lo suficiente para poder resolver definitivamente los fenómenos solares. Por otro lado, se ha incrementado el intervalo de observación hasta cubrir casi todo el espectro electromagnético, con la observación fuera de la atmósfera terrestre, desde las emisiones en decenas de metros de longitud de onda hasta las emisiones de rayos gamma de la atmósfera solar.

Una gran cantidad de actividad en la atmósfera solar tiene su origen en el campo magnético. Grandes campos magnéticos que exceden los 3 000 G se encuentran en las manchas solares. Las playas que son áreas que rodean a las manchas solares tienen campos magnéticos de cientos de gauss. Las manchas solares y las playas forman las regiones activas, en estas se producen poderosas explosiones llamadas ráfagas solares (Svestka, 1976; Sturrock, 1980; Kundu y Woodgate, 1986), eventos que liberan una cantidad enorme de energía en forma de radiación que cubre casi todas las longitudes de onda del espectro electromagnético, masa y partículas de alta energía.

Se sabe que más del 90% del flujo magnético en la superficie solar, fuera de las manchas, se concentra en pequeños tubos de flujo con intensidades de campo de 1 a 2 KG (Stenflo 1973, Frazier 1972). Estos tubos de flujo son una parte esencial de la física de la actividad y calentamiento de la atmósfera

comprensión de la dinámica atmosférica, es decir en los arcos magnéticos.

La diferenciación de los parámetros involucrados en las variaciones del flujo de energía radiada, la podemos hacer mediante la estadística: si tomamos un gran número de eventos cada uno asociado a temperaturas, densidades y estructuras diferentes, el único factor común entre ellos es la presencia de un campo magnético grande. En las observaciones podemos detectar directamente el porcentaje de polarización de cada evento y obtener así su relación con el campo magnético. Cuando se tiene un campo magnético intenso el movimiento de las partículas está determinado por éste, es decir, se va a tener un movimiento ordenado y la polarización de la radiación emitida va a ser grande. Por otro lado cuando el campo es más débil, la temperatura domina y el movimiento de las partículas se torna desordenado y por lo tanto la polarización decae.

Con las ideas anteriores en mente, nos abocamos a realizar un análisis de los registros disponibles de ráfagas. El análisis del espectro de potencias de series de tiempo es la herramienta adecuada para encontrar variaciones características en las señales obtenidas durante el registro de los eventos. Para corroborar si las variaciones características se encuentran relacionadas al campo magnético se pueden hacer comparaciones con el nivel de polarización detectado en cada evento.

En el presente trabajo se utilizan las observaciones del Sol hechas en una región específica del espectro electromagnético, la longitud de onda de 4 cm. Esto se debe a que se utilizan los datos originales registrados en el radiointerferómetro solar del Instituto de Geofísica de la UNAM que trabaja en esa longitud de onda.

Para fijar ideas en el primer capítulo hacemos una breve descripción de la corona solar y de los fenómenos que tienen lugar en ella. En el segundo capítulo se analizan las observaciones que se han hecho de las ráfagas solares en diferentes regiones del espectro electromagnético así como también se presentan algunas clasificaciones propuestas para la gran diversidad de aspectos que presenta el fenómeno. En el tercer capítulo se hace un análisis

exterior del Sol y otras estrellas del mismo tipo (Sruuit 1983). A pesar de que sus propiedades medias han sido estudiadas con considerable detalle (Stenflo 1989, Solanky 1990), no se ha logrado una observación directa debido a la turbulencia de la atmósfera de la Tierra que limita la resolución de los telescopios a unos 400 km. De tal suerte que nuestro conocimiento de la evolución, dinámica y morfología de los tubos de flujo es limitado. Recientemente se han logrado resoluciones en luz blanca y magnetogramas de 200 km aproximadamente usando técnicas interferométricas (Keller 1992).

Con la tecnología actual no se tiene mucha esperanza a corto tiempo, de aumentar la resolución espacial de las observaciones solares, por lo tanto, se tienen que usar métodos indirectos para "observar" con más detalle la morfología y evolución de las regiones de la atmósfera solar involucradas en procesos como el calentamiento coronal y las ráfagas.

En el presente trabajo proponemos un método de observación indirecta de variaciones de pequeña escala del campo magnético solar a través de la observación de la radiación con polarización circular en microondas.

Esta radiación es emitida en los tubos de flujo o arcos coronales. En general, la radiación es baja y al combinarse con la radiación de otros lugares de la corona, o al pasar por regiones de campo realzado pierde su polarización y simplemente nos llega la radiación del sol quieto.

En regiones con campo magnético grande (los arcos) tienen lugar las ráfagas solares en las que se liberan partículas de alta energía. Las partículas liberadas al interaccionar con el campo radian ondas electromagnéticas por radiación giromagnética. La frecuencia de la radiación está ligada a la magnitud del campo y a la energía de las partículas. Para energías altas, sin llegar al límite ultrarrelativista, la emisión es de tipo girosincrotrón en frecuencias de microondas, si la energía de las partículas permanece constante (en realidad decae lentamente por radiación ya que las colisiones son mínimas) cualquier variación en el campo magnético se verá reflejada en una variación de la frecuencia de emisión y por lo tanto, un receptor que capta la radiación con un ancho de banda finito, detectará dichas

el mismo capítulo se presentan el método de observación indirecta de las variaciones del campo magnético propuesto, así como los datos utilizados en el trabajo, la reducción de los mismos y la discusión del método.



## CAPITULO I

### LA ATMOSFERA SOLAR

El Sol es la fuente de la energía necesaria para la vida en la tierra, es una estrella común a la mitad de su vida, se encuentra tan cerca de la Tierra que podemos observarla "detalladamente" y así estudiar y entender los procesos físicos que tienen lugar en él y en otras estrellas. La atmósfera solar se divide en cinco capas concéntricas más o menos distintas: La fotosfera, que en realidad es la interfase entre el interior y el exterior del Sol. La cromosfera, la región de transición, La corona y la región del viento solar o corona exterior.

#### 1.1 LA FOTOSFERA

La superficie brillante del Sol que vemos a simple vista se llama fotosfera o esfera de luz. La fotosfera es una capa muy delgada, mide aproximadamente 300 km de espesor (0.005 del radio solar  $R_0$ ) y tiene una temperatura de 5800 K. No obstante, es de la fotosfera de donde proviene la mayor parte de la energía que recibimos del Sol.

Cuando se observa con detalle la fotosfera aparece con un aspecto granuloso; a este fenómeno se le llama *granulación*. Los gránulos aparecen como celdas brillantes rodeadas de líneas oscuras, tienen un tamaño aproximado de 1500 km (Wittman, 1979). El aspecto que presentan se debe a que entre la parte brillante y la oscura existe una diferencia de temperatura de aproximadamente 400 K. El tiempo de vida de cada gránulo es de aproximadamente 8 minutos aunque ocasionalmente se puede seguir gránulos individuales por más tiempo (30 minutos, Mehlretter, 1978). La velocidad de subida de los gases es de 500 m/s y los flujos recorren una distancia de 100 km.

Uno de los pocos fenómenos solares que se pueden apreciar a simple vista es el de las *manchas solares* que, como su nombre lo indica, se ven como regiones oscuras en el disco solar. Están formadas por una región central

manchas dominando. Cuando los grupos son muy complicados, las manchas comparten su penumbra.

El oscurecimiento de las manchas solares se debe a que su temperatura  $T = 3800$  K es baja con relación al material que la rodea, la diferencia es de aproximadamente 2000 K. Por esta razón, el brillo de las manchas es de  $1/5$  del brillo de la fotosfera circundante.

En las manchas solares se han medido campos magnéticos intensos del orden de 3000 gauss (Beckers y Scröter 1969), que congelan el plasma fotosférico impidiéndoles salir de la región del campo magnético, y deteniendo al material caliente que intenta atravesarlo. Esto se debe a que se necesita una gran fuerza para mover cargas eléctricas a través de las líneas de campos magnéticos de la magnitud mencionada.

La vida de las manchas solares es desde unas pocas horas hasta meses. El número de manchas solares en la superficie solar sigue un ciclo de 11 años, durante el cual el número de manchas crece desde un valor mínimo, llega a un máximo y decrece, hasta un mínimo, para empezar nuevamente el ciclo. Este ciclo no es muy preciso y se ha dado el caso de que llega a desaparecer como sucedió entre los años de 1645 y 1715, período que se conoce como el mínimo de Maunder. Existe otro fenómeno relacionado con el ciclo de 11 años conocido como la ley de Spörer: Las primeras manchas después de un mínimo, ocurre a latitudes de  $20^\circ$  a  $30^\circ$  al norte y sur del ecuador. En el máximo de manchas, éstas ocurren alrededor de  $15^\circ$  de latitud norte y sur. Y cuando el número de manchas está disminuyendo, las manchas ocurren a latitudes entre  $5^\circ$  y  $10^\circ$ . Al graficar el número de manchas contra la latitud se observa una figura de mariposa, es por esta razón que muchas veces dicho diagrama es llamado diagrama de mariposa.

Las manchas solares fueron la primera evidencia de la rotación del Sol y más aún de la rotación diferencial del Sol, ésto es, de la diferencia de velocidad de rotación de los gases en la superficie del Sol como función de la latitud (Beckers 1978).

## 1.2 LA CROMOSFERA

La cromosfera o esfera de color se encuentra arriba de la fotosfera, tiene un espesor variable que va de 4000 a 10000 km. En la parte inferior de la cromosfera la temperatura es de unos 4000 K y sube suavemente al principio, y después de forma irregular hasta alcanzar unos 25 000 K (Athay, 1981). Los primeros 3000 km están formados, en especial, por átomos neutros de hidrógeno

con una densidad de  $10^{12}$  part/cm<sup>3</sup>. Cerca de los 3000 km de altura la temperatura empieza a subir rápidamente hasta alcanzar una temperatura de  $10^6$  K y una densidad de  $10^9$  part/cm<sup>3</sup>. Esta es la *región de transición* entre la cromosfera y la corona.

Las estructuras principales observadas en la cromosfera quieta son la supergranulación, la red cromosférica (o simplemente "la red") y las fibrillas. Las orillas de las celdas de la supergranulación forman la red, llamada así debido al patrón irregular que aparece cuando se observa el sol en las líneas cromosféricas, como la línea H $\alpha$  (línea del Hidrógeno a 6563 Å). La red se puede ver también en longitudes de onda centimétricas. En la red se concentran campos magnéticos muy irregulares formados por elementos pequeños con intensidades de campo  $\geq 1000$  gauss, sin embargo la intensidad promedio del campo es de 30 gauss.

La región de transición tiene características muy diferentes sobre las celdas supergranulares y sobre la red, debido principalmente por la influencia del campo magnético. Sobre las celdas el campo magnético es principalmente horizontal, de esta forma la conducción de calor hacia abajo se encuentra muy limitada, por lo tanto, la región de transición dentro de las celdas es ópticamente delgada y emite poca radiación. Por otro lado, en la red el campo magnético es vertical, la conducción de calor es grande y la intensidad de radiación es 10 veces mayor.

Sobre el borde formado por las espículas, y adentrándose ya en la corona, surgen de vez en cuando *protuberancias* que son enormes arcos de hidrógeno más frío y más denso que el material circundante, se alzan hasta unos 50000 km o más sobre la superficie del Sol y pueden permanecer durante semanas y aún meses sin desvanecerse. En la línea H $\alpha$  las protuberancias se observan como largos filamentos oscuros que se enrollan a lo largo de cientos de miles de kilómetros, estos filamentos son la sombra cromosférica de las protuberancias o prominencias.

### 1.3 LA CORONA.

Es en la corona solar donde tienen lugar los fenómenos más energéticos del sistema solar; las ráfagas solares. Algunas de las estructuras existentes en la corona se pueden observar en fotografías tomadas en luz blanca durante eclipses. Cerca del mínimo de actividad solar la corona aparece simétricamente elongada alrededor del ecuador, esto se debe a que las regiones activas se encuentran en latitudes bajas. Cuando se observa en fases muy activas se ven

Los efectos que producen las regiones activas de latitud alta, las auroras más prominentes son los arcos coronales que se extienden de E a O del ecuador sus ejes cerca de la dirección radial. Los arcos consisten típicamente de arcos coronales relativamente brillantes, con una intensidad sola en el centro cerca de su base. Normalmente se observa una gran prominencia en el centro de esta región oscura. Los sistemas de arcos poseen deflexión del campo magnético que se conecta entre diferentes latitudes.

Las estructuras de alta densidad de la corona baja se pueden observar sobre el limbo con coronógrafos equipados con filtros de banda estrecha para la luz verde y roja de la emisión de líneas coronales. En las regiones activas se ven estructuras de arcos, es decir, estructuras magnéticas cerradas, y en las regiones más quietas del limbo se ven estructuras verticales que representan líneas de campo magnético abiertas.

Sobre el disco solar, la corona no hacen evidente un fotograma tomado en rayos X suaves. Las estructuras más prominentes son las bombas-bombas brillantes en regiones activas y arcos. Otra estructura notablemente son los puntos brillantes en rayos X, no ha observado que estos puntos coinciden con los lugares donde han emergido recientemente internam campos magnéticos bipolares (generalmente en regiones quietas). En imágenes monoenergéticas en EUV (como las líneas de  $Mg_{II} 6 31_{III}$ ) se ven estructuras similares de la corona.

La región de transición, que tiene temperaturas en el intervalo de  $10^4$  a  $10^6$  K, se observa bien en líneas de líneas coronales como  $Ne_{VII}$ ,  $O_{VI}$  y  $C_{IV}$ , que se ven en el EUV. En esta región de transición se observan los arcos y condensaciones, una característica visible en la estructura de la red quieta conforme va aumentando la temperatura del plasma. En la corona no se ve la red.

En 1957 M. Waldmeir observó un ejemplo del tipo de flares en el Secrecimiento, relativo a la emisión del Sol quieto, de la actividad de la flares verde coronal sobre áreas pequeñas y activas en el ecuador. En el ejemplo la emisión de un hoyo coronal es con a tres veces más que en las auroras coronales adyacentes, que involucran un arco solar y prominencia. Los flares se pueden ver en líneas del EUV como la del  $Mg_{II} 6 31_{III}$  y la del  $Fe_{II} 6 34_{III}$ . También se observan en emisiones coronales débiles.

El espectro de las líneas coronales débiles generalmente se ve en emisiones de la región de transición del EUV, en EUV y en líneas coronales débiles, pero aparecen brillantes en emisiones de  $10^4$  a  $10^6$  K. Los flares en EUV y en estructuras oscuras en emisiones de EUV y EUV, como en las flares en

los efectos que producen las regiones activas de latitud alta; Las estructuras más prominentes son los *cascos coronales* que se extienden de 1.5 a 2  $R_{\odot}$  con sus ejes cerca de la dirección radial. Los cascós consisten típicamente de arcos coronales relativamente brillantes, con una intensidad baja en el centro cerca de su base. Normalmente se observa una gran prominencia (en  $H\alpha$ ) dentro de esta región oscura. Los sistemas de arcos parecen delinear el campo magnético que se conecta entre diferentes latitudes.

Las estructuras de alta densidad de la corona baja se pueden observar sobre el limbo con coronógrafos equipados con filtros de banda estrecha para la luz verde y roja de la emisión de líneas coronales. En las regiones activas se ven estructuras de arcos, es decir, estructuras magnéticas cerradas, y en las regiones más quietas del limbo se ven estructuras verticales que sugieren líneas de campo magnético abiertas.

Sobre el disco solar, la corona se hace evidente en fotografías tomadas en rayos X suaves. Las estructuras más prominentes son las condensaciones brillantes en regiones activas y arcos. Otra estructura sobresaliente son los puntos brillantes en rayos X, se ha observado que estos puntos coinciden con los lugares donde han emergido recientemente intensos campos magnéticos bipolares (generalmente en regiones quietas). En imágenes monocromáticas en EUV (como las líneas de  $Mg_X$  ó  $Si_{XII}$ ) se ven estructuras similares de la corona.

La región de transición, que tiene temperaturas en el intervalo de  $10^4$  a  $10^6$  K, se observa bien en líneas de átomos muchas veces ionizados como el  $Ne_{VII}$ ,  $O_{VI}$  y  $O_{IV}$ , que caen en el EUV. En esas longitudes de onda se observan los arcos y condensaciones, una característica notable es la desaparición de la red quieta conforme va aumentando la temperatura del plasma. En la corona no se ve la red.

En 1957 M. Waldmeir observó por primera vez sobre el limbo el decrecimiento, relativo a la emisión del Sol quieto, de la emisión de la línea verde coronal sobre áreas extensas llamadas *hoyos coronales*. En rayos X suaves la emisión de un hoyo coronal es dos o tres veces menor que en las estructuras coronales adyacentes, que usualmente son arcos altos y paralelos. Los hoyos se pueden ver en líneas del EUV como la del  $Mg_X$  a  $625 \text{ \AA}$  y la del  $Fe_{XV}$  a  $284 \text{ \AA}$ . También se observan en emisiones coronales métricas.

El contraste de los hoyos coronales disminuye progresivamente en las emisiones de la región de transición más fría, en EUV y ondas centimétricas, pero aparecen brillantes en emisiones con  $\lambda < 2 \text{ cm}$ . Los hoyos se ven como estructuras oscuras en emisiones de  $HeI$  y  $HeII$ , como en las líneas de

resonancia de 304, 584 y 10830 Amstrongs de longitud de onda.

Cerca del mínimo de actividad los hoyos cubren un 20% de la superficie solar, y los que se encuentran en los polos son esencialmente permanentes. Los hoyos de baja latitud se encuentran conectados con uno o con ambos hoyos polares (Bohlin 1977). Los hoyos se forman cerca del centro de regiones grandes con campo magnético unipolar y comparaciones con líneas de campo calculadas indican que son regiones de campo abierto y divergente (Munro 1977).

El desarrollo y decaimiento de los hoyos polares durante el ciclo solar está estrechamente relacionado con la magnitud y la extensión de los campos magnéticos polares solares (Sheeley 1980), que son difíciles de estudiar directamente.

#### 1.4 CAMPOS MAGNETICOS

Los campos magnéticos en la corona son muy débiles y el ancho Doppler de las líneas es demasiado grande como para poder hacer observaciones Zeeman confiables, aunque esto puede cambiar si se usa emisión coronal infrarroja, puesto que el efecto Zeeman se incrementa con  $\lambda^2$ . El corrimiento en la longitud de onda  $\Delta\lambda$  para una línea de longitud de onda  $\lambda_0$ , está dado por (Tandberg-Hanssen y Enslie 1988);

$$|\Delta\lambda| = \frac{e}{4\pi m_e c^2} \lambda_0^2 g_B = 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0 g_B \quad (1.1)$$

donde  $\lambda_0$  está en Angstroms y el campo magnético en gauss. El factor de Landé  $g$  determina la cantidad de líneas que resultan del desdoblamiento en términos del momento magnético  $\mu_B$  del átomo o ión en la dirección de  $B$ , y del número cuántico magnético  $M$

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e c} g M \quad (1.2)$$

Recientemente se han desarrollado nuevas técnicas que usan observaciones espectrales en microondas de radiación giro-electrónica alrededor de las manchas, se encuentran valores de unos 300 G a una altura de 15 000 km, a una altura de 70 000 km cae a 10 G y a 0.5 G para 700 000 km. Se han realizado algunas medidas del efecto Zeeman, arriba de manchas en la región de transición, de iones como el  $C_{IV}$  que se forman a  $T \sim 10^5$  K. Se obtienen medidas de 1 kG sobre regiones de la umbra que tienen campos fotosféricos de 2 kG.

La mayor parte del conocimiento que se tiene hasta ahora de los campos magnéticos en la corona y en la región de transición, son derivados de comparaciones entre la geometría de estructuras coronales y las líneas de campo calculadas a partir de magnetogramas fotosféricos. Este método no da la forma del campo en la corona perfectamente pero sirve para indicar, por ejemplo, que las líneas magnéticas coronales cerradas corresponden a áreas donde se observan arcos en rayos X o EUV sobre el disco o cascos brillantes en luz blanca sobre el limbo. Las líneas abiertas se encuentran usualmente en regiones donde aparecen hoyos coronales tanto en regiones de baja latitud como en los polos.

### 1.5 CONDICIONES FISICAS EN ESTRUCTURAS MAGNETICAS ABIERTAS Y CERRADAS

Las comparaciones de fotografías en EUV y rayos X con campos magnéticos calculados, muestran que se pueden distinguir tres tipos de estructuras: (a) estructuras de arcos magnéticamente cerradas de las regiones activas, (b) Los arcos cerrados de las regiones quietas, donde la separación entre los pies es demasiado grande y la intensidad del campo magnético en la corona es baja, y (c) las estructuras magnéticamente abiertas de los hoyos coronales, donde las líneas de campo se extienden hacia afuera en el viento solar y la intensidad media del campo es la más baja. Los análisis de las condiciones del plasma en las estructuras mencionadas revelan diferencias en el balance de energía de cada una, que a su vez se deben a las diferencias en la geometría magnética.

Los arcos grandes y brillantes son los que se estudian más fácilmente debido a que la estructura del plasma, tanto en la dirección del campo como en la dirección perpendicular, se resuelve con telescopios ópticos, de EUV y de rayos X suaves. La estabilidad de los arcos es grande, se han observado cambios en la apariencia del arco, que ocurren sobre la escala de tiempo del enfriamiento radiativo del plasma que es de decenas de minutos. Sin embargo la estructura magnética puede durar por días y hasta semanas, lo que excede por mucho los pocos minutos que necesitaría una onda de Alfvén para atravesar el arco y establecer la escala de tiempo para la destrucción del arco por inestabilidades MHD.

Las estructuras de densidad y temperatura del plasma coronal dentro de los arcos se derivan de fotos en rayos X suaves, el contraste entre el arco y sus alrededores es de un factor de 10. Se obtiene información más detallada de las condiciones físicas del arco através del estudio de las intensidades de las líneas en EUV. La intensidad de una línea formada sobre un intervalo de

temperaturas de  $T_1$  a  $T_2$  en un plasma de densidad homogénea  $N_e$  está dada por (Feldman 1980, Doschek 1985);

$$I = \frac{hc}{4\pi} C_{mn} A \int_{T_1}^{T_2} G(T) N_e^2 dT \quad (1.3)$$

donde  $A$  es la abundancia del elemento en relación con el hidrógeno,  $C_{mn}$  es la sección transversal de colisión desde el estado base al nivel  $n$  y  $G(T)$  es una función que depende de la temperatura y que representa la densidad de población en estado base del ión que produce la línea.

Cuando se observa el arco en dirección transversal con respecto a su eje longitudinal, se encuentra que el gradiente de temperatura a lo largo de la línea de visión (a través de las líneas de campo) es lo suficientemente grande como para que el régimen de temperaturas  $T_1$  a  $T_2$  sobre el que la línea se forma pueda suponerse que ocurre sobre una distancia más corta de la distancia a la que ocurren variaciones significativas de  $N_e^2$ . Se puede tomar un valor medio de  $G(T)$  fuera de la integral en la ecuación anterior y en términos de coordenadas espaciales queda como

$$I = \frac{hc}{4\pi} C_{mn} A \langle G(T) \rangle \int_{x_1}^{x_2} N_e^2 dx \quad (1.4)$$

donde  $x_2 - x_1$  es la distancia entre las isoterms  $T_2$  y  $T_1$ . La integral

$$\int_{x_1}^{x_2} N_e^2 dx \quad (1.5)$$

es una importante cantidad llamada *la medida de emisión* del volumen del plasma. Las estimaciones de la densidad electrónica obtenidas con la ecuación (1.2) son entre  $5 \times 10^9$  y  $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , entre 10 y 100 veces menores que las estimaciones que dan la densidad local electrónica.

Se obtienen densidades más confiables del plasma coronal y de la región de transición a través de los cocientes de líneas prohibidas y permitidas emitidas por un ión. Algunos ejemplos son las líneas del ión coronal  $\text{Ca}_{XV}$  (5694 y 5445 Å) y el ión de la región de transición  $\text{C}_{III}$  (977 y 1176 Å). La sensibilidad del cociente a las variaciones de densidad se debe a que la probabilidad de que un ión excitado a un estado superior de una transición prohibida decaiga radiativamente (en lugar de colisionalmente) decrece con el incremento de la densidad del plasma. Dado que la probabilidad de decaimiento por radiación de las transiciones permitidas es muy grande, la probabilidad de



desexcitación colisional es muy pequeña, por lo tanto la intensidad del cociente de la línea prohibida entre la línea permitida decrece cuando crece la densidad electrónica.

Con la técnica del cociente de líneas se encuentran densidades del orden de  $10^{11}$  a  $10^{12}$   $\text{cm}^{-3}$ , que coinciden con las derivadas a través de las líneas del hidrógeno (cuando la temperatura es  $< 2 \times 10^4$  K). La diferencia entre estas medidas y las obtenidas con la medida de emisión indican que el plasma en los arcos está altamente filamentado. De esta forma cuando se observa un arco en EUV o rayos X con una resolución espacial de segundos de arco, los arcos parecen homogéneos, sin embargo, solamente una fracción pequeña de entre 1 y 10 % del volumen es ocupado por plasma a la temperatura observada.

Se ha observado que la estructura de los arcos asociados con manchas es de tipo coaxial donde la temperatura crece con el ancho del arco desde una temperatura de  $10^4$  K en el centro a un valor coronal de temperatura de  $10^6$  K a una distancia de aproximadamente  $10^4$  Km. Gradientes similares de temperatura transversales al campo, se observan en la mayor parte de los arcos. Sin embargo, las temperaturas, densidades y su distribución detallada pueden variar substancialmente.

No se tienen evidencias de gradientes verticales de temperatura o densidad. La escala de altura de densidad hidrostática a la temperatura coronal excede por mucho la escala vertical de los arcos observados.

En el sol quieto los arcos son menos distintos, se estudian por sus intensidades de líneas usando la ecuación (1.2) para derivar medidas de emisión. El campo magnético de las regiones quietas se calcula a partir de los campos fotosféricos. La sección transversal de los tubos de flujo se incrementa conforme el campo libre de fuerzas se expande en la cromosfera y en la corona baja. Se supone que el balance de energía está gobernado por la relación;

$$\nabla \cdot F_c + \nabla \cdot F_r + \nabla \cdot F_m = 0 \quad (1.6)$$

donde  $F_c$ ,  $F_r$  y  $F_m$  son los flujos de calor conductivo y radiativo y del calentamiento mecánico respectivamente. Se supone que la conducción térmica se da únicamente a lo largo de las líneas de campo.

Con este modelo se obtiene directamente la distribución de la medida de emisión con respecto a la temperatura. El máximo de la medida de emisión se encuentra aproximadamente en  $1-5 \times 10^6$  K, lo que indica que la mayor parte de la emisión coronal (no necesariamente la mayor parte del plasma) se encuentra en este régimen de temperatura, a esta temperatura se le llama la temperatura

de la corona.

Al comparar los perfiles de emisión de varias estructuras solares se encuentra que existe plasma de todas las temperaturas, sin importar si la estructura es una región quieta o activa. Por ejemplo, se observan temperaturas de  $4 \times 10^6$  K indicadas por la emisión EUV del SixII, SxIV y FexVIII, tanto en la corona quieta como en la activa. Existe muy poca evidencia de que en las regiones activas la temperatura sea más alta que en las regiones quietas, sin embargo, ciertamente las regiones activas contienen más densidad de material a las temperaturas coronales de  $1-5 \times 10^6$  K.

Los modelos de la zona de transición debajo de los hoyos coronales indican que en estas estructuras los gradientes de temperatura son aproximadamente de 5 a 10 veces más bajos y que la densidad es mucho menor que en el sol quieto.

Los modelos de las condiciones en los hoyos coronales a distancias de  $5 R_{\odot}$  indican que la densidad es 2 ó 3 veces menor que los valores de sol quieto y la temperatura es de  $5 \times 10^5$  K. La geometría magnética del hoyo no sólo es abierta, con las líneas de campo extendiéndose en el viento solar, sino que es también divergente de forma que a  $2 R_{\odot}$  la sección transversal del hoyo se incrementa con la altura hasta 10 veces más rápido que  $R^2$ . La rápida divergencia juega un papel importante en la aceleración del viento solar en los hoyos coronales (Bravo 1988).

## 1.6 CALENTAMIENTO Y DINAMICA DE LOS ARCOS

Las observaciones muestran claramente que el campo magnético juega un papel importante en las condiciones físicas que se encuentran en las estructuras coronales. Sin embargo no se tiene hasta el momento una respuesta clara a cuestiones como; ¿Qué mecanismo produce la temperatura coronal tan alta? y ¿Qué procesos determinan la masa coronal en el Sol?

Las pérdidas totales de la corona solar por radiación, conducción térmica y advección son aproximadamente  $3 \times 10^{18}$  ergs, o aproximadamente  $5 \times 10^5$  ergs  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . La tasa de calentamiento requerida para balancear esas pérdidas es solamente alrededor del 1% de la requerida para calentar la cromosfera y únicamente una parte en  $10^5$  de la energía total emitida por el sol.

El problema del calentamiento coronal se hace más interesante al observar que las diferentes estructuras coronales tienen un requerimiento de potencia muy variado. Para los arcos brillantes los requerimientos son un orden de magnitud más grandes de lo que podría proporcionar fácilmente cualquiera de

los mecanismos propuestos.

La fuente más probable de energía no térmica de la corona, son los movimientos generados por la agitación de las capas convectivas del sol. Estos movimientos se observan en la fotosfera como granulación, super granulación, movimientos de tubos de flujo magnético y ondas. Estos movimientos son impulsados por la convección solar y acarrear mucho más energía libre de la requerida para calentar la cromosfera y la corona. El problema del calentamiento coronal es entonces identificar cuál es la forma de la energía libre que; (a) se propaga hacia arriba desde la fotosfera, (b) es transmitida (en lugar de ser reflejada o absorbida) a través de la cromosfera y región de transición y (c) es disipada en la corona (en lugar de ser transmitida hacia el viento solar).

Los dos mecanismos más favorecidos hasta ahora son la disipación de energía mecánica y electromagnética por ondas MHD y la disipación de Joule de corrientes de dc que corren a lo largo de los campos magnéticos coronales.

Las ondas compresionales emitidas por los gránulos acarrear energía desde la fotosfera hacia afuera. la energía es disipada en calor por la viscosidad en ondas de choque mientras la onda pasa por la cromosfera. Las ondas de choque son perturbaciones que viajan a velocidad supersónica, caracterizadas por una discontinuidad en la densidad. Se considera que las corrientes eléctricas coronales son generadas por el enrollamiento de los tubos de flujo coronales causados por el movimiento de sus pies congelados al turbulento movimiento convectivo. La energía libre electromagnética puede disiparse por calentamiento Joule si la resistividad del plasma coronal es apreciable y las corrientes se restringen a volúmenes suficientemente pequeños de forma que el volumen no contribuya al decaimiento de las corrientes.

La imagen presente de esos mecanismos básicos se puede ver de diferentes formas. Por un lado, el campo magnético debe jugar un papel importante en el balance de energía del medio. se sabe que tanto la conducción térmica como los movimientos de plasma tienen que seguir las líneas de campo coronal, de esta forma se puede ver que existe un transporte anisotrópico de energía, producida por los arcos. Sin embargo, las ondas compresionales emitidas por la fotosfera hacia la corona se encuentran con un medio lleno de intensos campos magnéticos horizontales, tienden a acoplarse a los modos oscilatorios producidos por el campo y producen entonces ondas MHD. Este tipo de ondas MHD se pueden ver como una combinación de ondas longitudinales (magnetosónicas) y ondas transversales de Alfvén.

Este acoplamiento inevitable causa que la tasa de calentamiento

relacionada con la disipación de ondas MHD esté determinada también por la geometría del campo. Se puede visualizar simplemente esta situación de forma que los gránulos actúan como pistones, que trabajan en los tubos de flujo de la red, para producir un flujo hacia arriba relativamente intenso de ondas puramente compresionales. Estas ondas son guiadas a lo largo de las líneas de campo hacia los arcos coronales.

Se han propuesto muchos otros escenarios para el calentamiento por ondas, incluyendo ondas viajando a lo largo de las superficies definidas por los tubos de flujo intensos. Alternativamente, la disipación de corrientes eléctricas alineadas con el campo magnético proveen de una función de calentamiento que se asocia naturalmente a la geometría de los campos magnéticos coronales. La elección entre las ondas MHD y las corrientes eléctricas de dc, como el mecanismo de calentamiento coronal dominante, depende de qué tan bien puede proveer y disipar el flujo de energía en varias de las estructuras coronales observadas. Los mecanismos de disipación de energía por ondas y corrientes no son fáciles de estudiar dado que dependen de detalles de estructura de muy pequeña escala espacial en el plasma coronal. Las ondas sónicas parecen ser disipadas muy fácilmente por amortiguamiento viscoso en ondas de choque. El problema consiste en entender cómo estas ondas compresivas pueden penetrar y pasar la baja cromosfera. Las ondas de Alfvén son mucho más difíciles de disipar, el efecto compresional en su amplitud es solamente de segundo orden y es muy pequeño excepto en movimientos violentos inusuales. El prospecto más atractivo para el calentamiento de la mayoría de los arcos parece ser ondas híbridas MHD de amplitud y periodo razonables.

La dificultad básica en el calentamiento eléctrico es concentrar suficiente disipación sobre volúmenes considerables de modo que la tasa de disipación de Joule  $J^2/\sigma$  sea apreciable. La conductividad eléctrica estándar es muy grande. La turbulencia en el plasma puede incrementar la resistividad cuando una compresión grande se aplica a un volumen pequeño, o cuando se genera una corriente excesivamente grande en un plasma tenue. Un mecanismo probable es la inestabilidad ión-acústica, que genera ondas longitudinales ión acústicas. Los campos electrostáticos asociados pueden producir una dispersión de los electrones portadores de carga que es varios órdenes de magnitud más grande que las simples colisiones ión-electrón.

Las condiciones favorables para el calentamiento eléctrico existen probablemente en regiones muy restringidas donde las densidades de corriente y las presiones pueden ser altas. Pero es difícil transportar energía por conducción térmica a través de las líneas de campo desde esas regiones

pequeñas hasta las grandes regiones de los arcos como se requiere para producir las medidas de emisión producidas en rayos X y EUV. El problema de la distribución del calor puede ser resuelto con el calentamiento por ondas con el que la disipación puede ser distribuida sobre grandes volúmenes.

Ambos mecanismos actúan probablemente en el calentamiento coronal. Las observaciones sugieren que la disipación eléctrica puede ser más importante en arcos de capas bajas asociados con campos que emergieron recientemente, donde los gradientes del campo y sus tasas de cambio en el tiempo son grandes. El calentamiento por ondas es más eficiente en los grandes arcos y también en los hoyos coronales. Este modelo básico del balance de masa y energía es atractivamente simple, pero no contempla la contribución de las espículas en el balance de masa, que puede ser dominante. Tampoco toma en cuenta los eventos explosivos. Un modelo satisfactorio debe explicar todos los fenómenos de energía comparable y los flujos de masa observados en esas capas atmosféricas.

## OBSERVACIONES DE RAFAGAS SOLARES

Una característica importante del proceso de ráfaga, comparado con el Sol quieto y con las regiones activas, es su transitoriedad. Es en esta transitoriedad que tienen origen muchos de los fenómenos energéticos no térmicos característicos de las ráfagas, particularmente la aceleración de partículas.

Una ráfaga solar tiene una extensión espacial característica de  $10^4$  a  $10^5$  km. Se desarrolla rápidamente con un tiempo característico de  $10^2$  a  $10^3$  s pero sus manifestaciones pueden verse durante horas después del comienzo. Una ráfaga puede ser la fuente de partículas altamente energéticas, (con energías hasta de GeV), produce una gran cantidad de radiación electromagnética; que puede ir desde rayos  $\gamma$  hasta longitudes de onda de 10 km, a menudo está asociada con violentos fenómenos magnetohidrodinámicos como choques y eyecciones de masa ( $\sim 10^{13}$  kg). La energía total liberada durante una ráfaga puede caer en el intervalo que va de  $10^{21}$  a  $10^{25}$  J (Švestka 1976, Sturrock 1980). A continuación veremos cómo se manifiesta una ráfaga en las diferentes emisiones mencionadas:

Observacionalmente se pueden identificar tres fases básicas de una ráfaga (figura 2.1):

1. La fase precursora o la pre-ráfaga, que dura desde minutos hasta horas.
2. La fase impulsiva (flash) que es menor de 5 minutos.
3. La fase principal o gradual que puede durar horas.

La fase precursora empieza con una emisión ligeramente realizada en un lugar de una región activa donde está emergiendo flujo de la fotosfera. La fase explosiva se define como un incremento en intensidad y volumen de emisión electromagnética. Dentro de la fase explosiva puede haber una fase impulsiva, caracterizada por destellos impulsivos en microondas y rayos X. La fase principal o gradual se caracteriza por un lento decaimiento en la intensidad. Pueden ocurrir destellos electromagnéticos adicionales, pero son de vida más larga comparados con los destellos impulsivos. Se piensa generalmente que la fase explosiva está asociada con el mecanismo liberador de energía primario, que a su vez es responsable de los destellos impulsivos, mientras los destellos extendidos se asocian con una liberación secundaria de energía

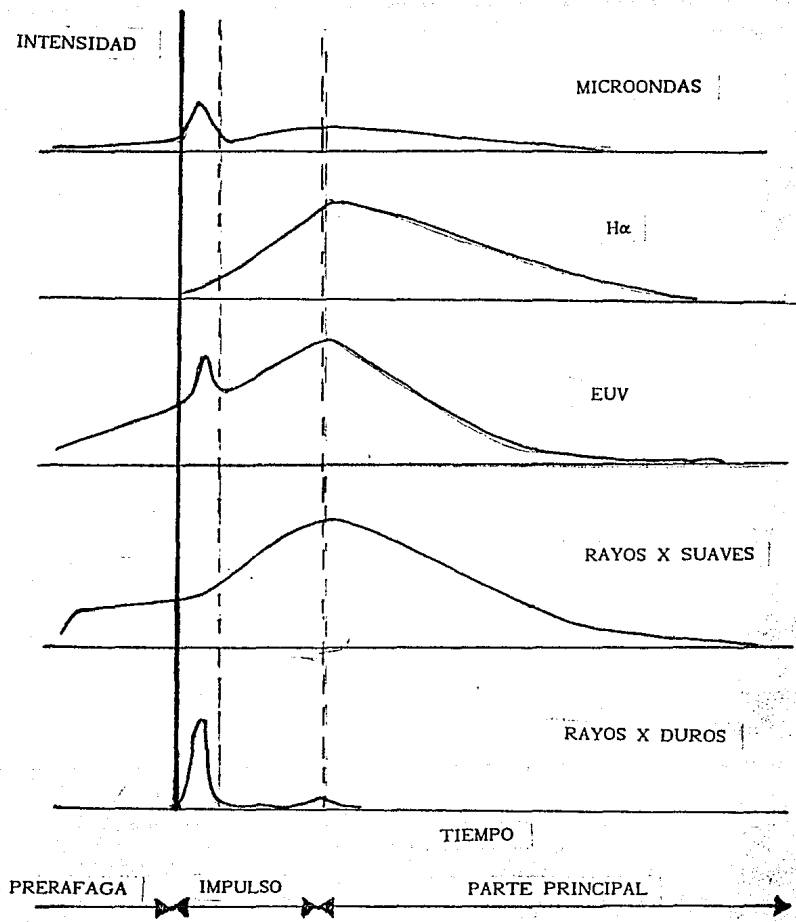


figura 2.1.

(excitada por la liberación primaria), propagándose hacia afuera en la corona. A este esquema se le llama la hipótesis de dos fases de aceleración.

## 2.1 CLASIFICACIÓN

Por razones históricas se ha usado la línea del Hidrógeno H $\alpha$  a 6563 Å para clasificar las ráfagas solares. La clasificación se hace en cuatro grupos de importancia de acuerdo con el área observada durante la máxima brillantez del evento:

Tabla 2.1 Clasificación de ráfagas

Importancia	Area en el centro del disco solar	
	millonésimos de hemisferio	grados cuadrados
s	< 100	< 2.06
1	100 - 250	2.06 - 5.15
2	250 - 600	5.15 - 12.4
3	600 - 1200	12.4 - 24.7
4	> 1200	> 24.7

Un abrillantamiento transitorio se llama ráfaga si su área en la cromosfera excede  $3 \times 10^8 \text{ km}^2$ . Los eventos más pequeños son llamados subráfagas y se denotan por una s (tabla 2.1). Se suma un subíndice a la clase de importancia, de acuerdo con el brillo máximo en H $\alpha$ ; f = débil (faint), n = normal y b = brillante.

La emisión en H $\alpha$  es solamente un aspecto del complejo fenómeno de la ráfaga y no refleja necesariamente el comportamiento de la ráfaga en otras longitudes de onda. Existen otras clasificaciones de las ráfagas como por ejemplo; la clasificación en rayos X basada en la emisión de 1 - 8 Å medidas por los satélites SOLARD (Baker, 1970; Simon and McIntosh, 1972). En la tabla 2.2 se presenta un resumen de esta clasificación.

Tabla 2.2 Clasificación en rayos X

Clase	Flujo pico ( $\text{w m}^{-2}$ )
C1 a C9	1 a $9 \times 10^{-6}$
M1 a M9	1 a $9 \times 10^{-5}$
X1 a X9	1 a $9 \times 10^{-4}$

Otra clasificación propuesta por Dodson y Hedeman (1971) toma en cuenta la radiación ionizante, la importancia en H $\alpha$ , la radiación de radio en 10 cm, el espectro dinámico en radio y la radiación a 200 MHz.



Existen al menos dos tipos básicamente diferentes de ráfagas (Sturrock, 1979a); Ráfagas de doble cinta que son llamadas también ráfagas dinámicas y ráfagas compactas o de arco simple llamadas también ráfagas estáticas.

La mayoría de las ráfagas y subráfagas son del tipo de arco simple. Son ráfagas pequeñas en las que aumenta el brillo en rayos X de un solo tubo de flujo o anillo magnético y además aparentemente no hay cambios en su configuración ni en su posición. La ráfaga puede ocurrir dentro de una región unipolar de gran escala o cerca de una mancha simple, donde el exceso de energía magnética almacenada es poco. Las ráfagas compactas pueden variar mucho en tamaño, pero en general son menores que 30" de arco.

Todos los eventos grandes son *ráfagas de doble cinta*, Son mucho más grandes que las ráfagas compactas (típicamente mayores que 80" de arco) y tienen lugar cerca de protuberancias. Cuando el filamento se encuentra en alguna parte del Sol quieto; como el remanente de una región activa, la ráfaga tiende a ser lenta, de vida larga y no muy energética, debido probablemente, a que el campo magnético es relativamente débil cerca de estos *filamentos quietos*. Sin embargo, los *filamentos de regiones activas* se localizan cerca de intensos y complejos campos magnéticos y están asociados con las ráfagas más intensas y violentas.

Durante la fase impulsiva de una ráfaga de doble cinta, se forman dos cintas de emisión H $\alpha$ , una a cada lado del filamento y durante la fase principal, las cintas se mueven apartándose a una velocidad de 2 a 10 km s<sup>-1</sup>. Frecuentemente se observa que las cintas están conectadas por los llamados *anillos de la postráfaga*. En ocasiones el filamento permanece intacto o cambia muy poco, pero normalmente asciende y desaparece completamente. Estas *erupciones de filamento* comienzan lentamente en la fase de la preráfaga, típicamente 10 minutos antes del inicio de la ráfaga, y continúan en la fase impulsiva con una aceleración mucho mayor.

## 2.2 OBSERVACIONES.

Se cree que las ráfagas comienzan en regiones de la corona baja donde emerge nuevo flujo magnético, (Rust, 1976). Harvey y Harvey (1976) encontraron que hay una correlación entre regiones que exhiben una capa de alta velocidad fotosférica y las regiones donde tienen lugar las ráfagas. Las observaciones en el extremo ultravioleta del Skylab han indicado que las líneas de baja temperatura del EUV muestran abrillantamientos y corrimiento Doppler en la base de pequeños arcos (Brueckner et al., 1976). Vorpahl et al. (1975) encontraron evidencia, en rayos X suaves, de flujos turbulentos (50 km s<sup>-1</sup>) y

calentamiento antes de la ráfaga aunque se han observado los mismos efectos sin que haya ráfaga.

Se cree que el lento precalentamiento reportado está asociado con fenómenos impulsivos que ocurren alrededor de 10 minutos antes de la ráfaga (Kane and Pick, 1976). Se asocian frecuentemente a este periodo destellos de radio de tipo III en longitudes de onda métricas (Lin, 1976), mientras las emisiones en microondas crecen gradualmente (Kundu et al., 1974). Desafortunadamente no se puede decir mucho más acerca de la fase precursora a pesar de que es una fase fundamental para entender el fenómeno ráfaga. Las emisiones cromosféricas de ráfagas aparentemente se originan en dos tipos de región (Canfield and Cook, 1978). Existen unos cuantos núcleos brillantes y pequeños ( $<10^{14} \text{ m}^2$ ) con tiempos de vida de pocos minutos, dentro o cerca de un abrillantamiento general de ráfaga más extenso ( $10^{15} \text{ m}^2$ ) con tiempos de vida que van de minutos a horas. Normalmente un abrillantamiento general en la región de la prerráfaga precede la fase explosiva en la que los núcleos brillantes emiten y la emisión general aumenta rápidamente antes de su lento decaimiento. Estos dos elementos de la emisión cromosférica se exhiben por ejemplo en la radiación que caracteriza la región de mínima temperatura (Machado et al., 1978) y por las emisiones en H $\alpha$  (Zirin y Tanaka, 1973).

### 2.2.1 LINEA H $\alpha$ DEL HIDROGENO

Históricamente, las emisiones en H $\alpha$  han dominado la descripción de la morfología de las ráfagas debido a que es fácilmente observable. Sin embargo, los patrones observados en H $\alpha$  no son tan claros como para resolver el problema central de la liberación de energía, por lo tanto no se discuten en detalle dichas emisiones. La morfología más prominente en H $\alpha$  parece ser la ocurrencia de abrillantamiento a ambos lados de la línea neutra magnética (la doble cinta, siguiendo la activación de un filamento de prerráfaga).

Cuando se observa el sol en la línea H $\alpha$  las regiones activas aparecen como playas brillantes arriba y a los lados de las manchas que caracterizan la región activa en la fotosfera. Una ráfaga se observa como un abrillantamiento de una parte de la playa existente o también como la formación de nuevas áreas brillantes donde no existía playa antes.

Las observaciones regulares se realizan en una banda de 0.25 a 0.5 Å en el centro de la línea H $\alpha$ .

### 2.2.2 ULTRA VIOLETA EXTREMO

Existe un gran intervalo de longitudes de onda de 10 a 1000 Å, definido en el extremo de onda larga por la radiación Lyman del Hidrógeno, conocido como el

extremo ultravioleta (EUV). Esta banda ha sido estudiada desde Tierra y desde el espacio. Los resultados medidos en Tierra son obtenidos indirectamente por inferencia sobre las desviaciones repentinas en la frecuencia de ondas de radio que se reflejan o pasan através de la ionosfera cuando esta responde al flujo variante de EUV proveniente de la ráfaga (Donnelly, 1970). Esta técnica no tiene resolución espacial y tiene una resolución espectral muy baja (el ancho de banda es de 10 a 1030 Å), tiene además una calibración muy pobre de intensidad absoluta, pero es una buena herramienta para observar las variaciones del flujo en EUV de un evento y para hacer estudios estadísticos de varios eventos (Donnelly y Kane 1978). Se han hecho observaciones sobre un intervalo comparable de longitudes de onda desde el espacio (Wood et al., 1972), pero con una resolución espectral mucho mayor. El tiempo típico de evolución en EUV muestra dos fases: una fase de explosión impulsive rápidamente variable sincronizada con rayos X duros y microondas (Figura 2.1) y una fase gradual de vida más corta que en la ráfaga (Cheng et al., 1985). Observaciones con resolución espacial muestran una gran concentración de la emisión en lugares que no coinciden necesariamente con los núcleos en He (Hol and Widing, 1979). La potencia total emitida en EUV es muy pequeña (Emelio et al., 1978) lo que sugiere que su origen se encuentra en una capa muy delgada. Además Donnelly y Kane (1978) han establecido una variación subatmosférica contra a limbo en las intensidades de EUV.

Las observaciones en EUV con gran resolución espectral han permitido la localización de dominios pequeños de temperatura en una ráfaga y el estudio de corrimientos Doppler los que indican, según Canfield et al. (1979), movimientos turbulentos muy fuertes (con velocidades de  $500 \text{ km s}^{-1}$ ) en los arcos durante una ráfaga. Antonucci (1982) ha encontrado movimientos de plasma hacia arriba con velocidades de 300 a 400  $\text{km s}^{-1}$ .

Observando la morfología de las fuentes de EUV se puede obtener una base para aclarar el mecanismo de la ráfaga, dado que estas emisiones de alta temperatura delimitan el lugar de la liberación de energía primaria, por ejemplo; cuando las estructuras son de uno o de varios arcos (Widing and Dere, 1977). Se encuentra una morfología similar en rayos X de longitud de onda corta (Orwig y Woodgate 1986). Estos arcos tienen dimensiones pequeñas ( $10^4 \text{ km}$ ) y se encuentran generalmente en capas bajas.

La información cualitativa que, en principio, se puede obtener de los datos en EUV es: la densidad de partículas  $N$ , la temperatura electrónica  $T_e$ , algunas veces la iónica  $T_i$  y el volumen de la fuente  $V$ , así como la evolución en el tiempo de cada uno de estos parámetros (Sturrock et al., 1979; Doyle et al., 1983). Las temperaturas se infieren a partir de la intensidad de las

extremo ultravioleta (EUV). Esta banda ha sido estudiada desde Tierra y desde el espacio. Los resultados medidos en Tierra son obtenidos indirectamente por inferencia sobre las desviaciones repentinas en la frecuencia de ondas de radio que se reflejan o pasan através de la ionosfera cuando ésta responde al flujo variante de EUV proveniente de la ráfaga (Donnelly, 1970). Esta técnica no tiene resolución espacial y tiene una resolución espectral muy baja (el ancho de banda es de 10 a 1030 Å), tiene además una calibración muy pobre de intensidad absoluta, pero es una buena herramienta para observar las variaciones del flujo en EUV de un evento y para hacer estudios estadísticos de varios eventos (Donnelly y Kane 1978). Se han hecho observaciones sobre un intervalo comparable de longitudes de onda desde el espacio (Wood et al., 1972), pero con una resolución espectral mucho mayor. El tiempo típico de evolución en EUV muestra dos fases: una fase de explosión impulsiva rápidamente variable sincronizada con rayos X duros y microondas (Figura 2.1) y una fase gradual de vida más corta que en la ráfaga H $\alpha$  (Cheng et al. 1985). Observaciones con resolución espacial muestran una gran concentración de la emisión en lugares que no coinciden necesariamente con los núcleos en H $\alpha$  (Hiel and Widing, 1979). La potencia total emitida en EUV es muy pequeña (Emsile et al., 1978) lo que sugiere que su origen se encuentra en una capa muy delgada. Además Donnelly y Kane (1978) han establecido una variación substancial centro a limbo en las intensidades de EUV.

Las observaciones en EUV con gran resolución espectral han permitido la localización de dominios pequeños de temperatura en una ráfaga y el estudio de corrimientos Doppler los que indican, según Canfield et al. (1979), movimientos turbulentos muy fuertes (con velocidades de 500 km s<sup>-1</sup>) en los arcos durante una ráfaga. Antonucci (1982) ha encontrado movimientos de plasma hacia arriba con velocidades de 300 a 400 km s<sup>-1</sup>.

Observando la morfología de las fuentes de EUV se puede obtener una base para aclarar el mecanismo de la ráfaga, dado que éstas emisiones de alta temperatura delimitan el lugar de la liberación de energía primaria, por ejemplo; cuando las estructuras son de uno o de varios arcos (Widing and Dere, 1977). Se encuentra una morfología similar en rayos X de longitud de onda corta (Orwig y Woodgate 1986). Estos arcos tienen dimensiones pequeñas ( $\approx 10^4$  km) y se encuentran generalmente en capas bajas.

La información cualitativa que, en principio, se puede obtener de los datos en EUV es: la densidad de partículas N, la temperatura electrónica T<sub>e</sub>, algunas veces la iónica T<sub>i</sub> y el volumen de la fuente V, así como la evolución en el tiempo de cada uno de estos parámetros (Sturrock et al., 1979, Doyle et al., 1983). Las temperaturas se infieren a partir de la intensidad de las

líneas espectrales. Los volúmenes se infieren de datos con suficiente resolución espacial, suponiendo una extensión comparable a lo largo de la línea de emisión. Sin embargo, a través de datos en rayos X, se ha visto que dentro de los arcos las fuentes más intensas de emisión no se han resuelto, por lo tanto solamente se tiene un límite superior para el volumen. Se usa comúnmente el valor de  $V$  para inferir  $N$  a partir de  $N^2V$ , que determina la intensidad absoluta de las líneas de una fuente dominada por colisiones y ópticamente delgada.

### 2.2.3 RAYOS X SUAVES

En 1965 De Jager propuso que se podrían distinguir dos componentes en los destellos de rayos X: uno térmico (rayos X suaves), y otro impulsivo (rayos X duros) de origen no térmico, causada probablemente por chorros de electrones, con una distribución de velocidades no Maxwelliana.

Los resultados más importantes basados en la observación de ráfagas pequeñas y compactas con rayos X suaves, se presentan en el siguiente resumen (Brown et al., 1981):

- El elemento primario de una ráfaga parece tener una estructura de arco.
- Existe una nube de plasma caliente ( $T \approx 20 \times 10^6$  K, densidad  $\approx 10^{17}$  m<sup>3</sup>) localizada cerca o en la cima del arco durante el principio de la fase explosiva. Esta nube se elonga a lo largo del arco.
- Los núcleos de la ráfaga tienen su origen en los pies del arco y se localizan en las dos cintas de la ráfaga.
- El arco es oblicuo a la línea neutra y la ráfaga de doble cinta cae a cada lado de la línea neutra.
- Los pies de los arcos se originan claramente en regiones magnéticas bipolares y conectan diferentes polaridades.
- El volumen del plasma caliente indica que el calentamiento ocurre en una fracción del arco significativa.
- El arco exhibe gran estabilidad durante la mayor parte de la ráfaga, aunque se han observado movimientos de masa a bajas altitudes. Esto contrasta con las violentas eyecciones de masa, que se llevan mucha de la energía de la ráfaga, que caracterizan a las grandes ráfagas.
- Muchas de las ráfagas observadas parecen ser "ráfagas térmicas" y muestran un comportamiento dinámico pobre.
- Se ha encontrado evidencia de que la ráfaga puede experimentar calentamientos repetidos, que ocurren en lugares diferentes de un arco o en arcos diferentes.
- El tiempo de crecimiento, de decaimiento y la tasa de incremento de la

emisión en rayos X suaves, tienden a incrementarse con el volumen de la ráfaga.

- Un centro típico intensamente calentado es de aproximadamente 2 arcseg. de lado, lo que corresponde a una escala de volumen de  $(1400 \text{ km}^3)$ .

De todo este conjunto de observaciones no se puede obtener alguna pista o algún indicio para resolver el problema teórico de la ráfaga. Además, la mayoría de estas observaciones se han hecho después de la fase explosiva, por lo que se debe tener cuidado al suponer que éstas caracterizan el fenómeno de la liberación primaria de energía.

#### 2.2.4 RAYOS X DUROS

Kane (1969) mostró que no siempre se presenta una componente no térmica (i. e. de rayos X duros) en los destellos solares de rayos X, Datlowe et al. (1974) han encontrado emisión detectable en rayos X duros solamente en 2/3 de los destellos de rayos X suaves con flujos pico de  $10^7$  fotones  $(\text{m}^2 \text{s keV})^{-1}$  y, cuando también se consideran ráfagas pequeñas, la componente impulsiva es visible únicamente en un 15% de todos los abrillantamientos de ráfaga (Vorphal, 1972). Por lo tanto la componente impulsiva o no se desarrolla en muchas ráfagas o es demasiado débil (o su vida es demasiado corta) para detectarla.

Cuando está presente la componente impulsiva, ocurre en la fase explosiva de la ráfaga y tiene una duración de decenas de segundos a unos cuantos minutos. En eventos grandes, se pueden observar energías de cientos de keV.

Se han desarrollado análisis detallados de los destellos de rayos X duros (Cranell et al., 1978), los resultados generalmente se refieren a ráfagas pequeñas o subráfagas y se pueden sintetizar como sigue:

- Los destellos en rayos X duros ocurren durante la fase explosiva y alcanzan su máximo usualmente de 0.5 a 3 min. antes del máximo de la ráfaga observado en H $\alpha$ .

- El crecimiento y decrecimiento del flujo en rayos X duros es aproximadamente exponencial con tiempos de subida de 2 a 5 s y tiempos de decaimiento de 3 a 10 s a una energía de 40 keV. El tiempo de subida es siempre menor o igual que el tiempo de decaimiento y un número pequeño de destellos cortos y simples son simétricos. Esto no es cierto para los destellos en microondas correlacionados, que generalmente tienen un tiempo grande de decaimiento.

- Con tiempos de resolución altos, muchos destellos se pueden descomponer en picos de corta vida, con tiempos de subida y decaimiento menores de un segundo Kiplinger et al. (1982) han encontrado estructuras significantes a resoluciones temporales menores que 10 ms.

- El espectro de rayos X es del tipo ley-potencial de la forma (Dulk et al. 1985);

$$\frac{dJ(E)}{dE} = CE^{-\gamma} \text{ fotones m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1},$$

con  $2.5 < \gamma < 5.0$  en el intervalo de  $10 \text{ keV} < E < 60$  a  $100 \text{ keV}$ .

- De acuerdo con Kane (1973, 1980) el espectro se corre hacia energías altas (se hace más duro) con el incremento del flujo y se corre hacia energías bajas durante el tiempo de decaimiento, de tal forma que el espectro más duro se obtiene al tiempo del máximo del flujo.

En ráfagas importantes, se ha observado una segunda fase de emisión gradual de rayos X duros (Hudson, 1978) de duración larga, pero las observaciones de esta segunda fase han sido raras.

## 2.2.5 MICROONDAS

Los destellos de microondas han sido clasificados en tres tipos clásicos: destellos simples ó impulsivos, post-destello, y destellos de elevación y descenso gradual (Kundu, 1965; Kundu, 1980).

Los destellos impulsivos de microondas en frecuencias mayores que 1 GHz, ocurren simultáneamente con destellos de rayos X duros y tienen características semejantes. Existe una buena correlación temporal entre los destellos en rayos X duros y los destellos de microondas (Dulk et al., 1985). La correlación generalmente es mejor a altas frecuencias (Parks and Winckler, 1971). En la gran mayoría de casos los destellos impulsivos de microondas tienen una duración de entre 1 y 10 min. Generalmente los destellos muy cortos son simples, pero los grandes (en el tiempo) normalmente muestran fluctuaciones complejas que son más pronunciadas a frecuencias bajas. Algunas veces los destellos tienen una cola de larga vida llamada *incremento post-destello* que probablemente es de origen térmico. En un 10% de eventos, el destello impulsivo es de larga vida con duración hasta de una hora (Takakura, 1967), y usualmente con estructuras muy complejas. En estos casos complejos y de larga vida, únicamente el comienzo del destello muestra una buena coincidencia y similitud con el destello asociado en rayos X duros, mientras las variaciones siguientes en el flujo no tienen contraparte en la región de rayos X duros. Estos destellos de microondas de larga vida se asocian a emisiones prolongadas en frecuencias más bajas, hasta el intervalo métrico, y forman parte de los destellos tipo IV.

El espectro de los destellos de microondas es un continuo de banda ancha con una intensidad máxima alrededor de los 3 a 10 GHz (Takakura, 1967), el máximo tiende a correrse hacia las frecuencias altas en los destellos muy

intensos.

La intensidad de los radio destellos se da comunmente en unidades de flujo estandar (sfu) de  $10^{-22}$  watts  $m^{-2}$   $Hz^{-1}$ . En los destellos cuasi-termales asociados con destellos en rayos X suaves, el flujo máximo está por debajo de los 40 sfu, sin embargo, el flujo máximo en los destellos impulsivos es mucho mayor y en algunos casos puede ser mayor que  $10^4$  sfu.

Todos los destellos grandes en microondas están asociados con ráfagas. Los destellos de intensidad pequeña ( $< 100$  sfu) aparecen algunas veces sin ráfaga reportada en H $\alpha$ , sin embargo, casi siempre se les puede asociar un abrillantamiento cromosférico tipo ráfaga. Lo mismo se da para los destellos en rayos X duros. La correlación con las ráfagas reportadas se hace mejor a longitudes de onda milimétricas, donde esencialmente todos los destellos están asociados con ráfagas (Croom and Powell, 1971). La asociación contraria es más pobre, solamente el 60% de las ráfagas de importancia  $> 1$  están acompañadas por destellos a 10 GHz (Kundu, 1965) y para ráfagas pequeñas y subráfagas la correlación es más pequeña. Sin embargo, esta asociación es diferente en distintas regiones activas. En algunas de ellas, los destellos en microondas no ocurren para nada. En otras, particularmente donde hay una configuración magnética compleja, los destellos en microondas acompañan a todas las ráfagas y aún a muchas subráfagas (Matsuura and Nave, 1974).

Las características espaciales de las fases impulsivas y post-destello se pueden resumir de la siguiente forma (Alissandrakis and Kundu, 1978): Al tiempo del máximo de la fase impulsiva, la fuente es la más compacta (de tamaño  $\leq 10''$ ), está fuertemente polarizada y su temperatura de brillo generalmente es mayor que  $10^8$  K. Siguiendo al máximo (i. e. la fase del post-destello), el núcleo del destello se expande con una velocidad  $\leq 30$  kms $^{-1}$  hasta un tamaño  $\geq 1'$  de arco. Esta fase no tiene polarización y su temperatura de brillo generalmente es  $\sim 10^6$  K. Normalmente los destellos ocurren cerca de la línea neutra del campo magnético (Kundu et al., 1977). Se ha encontrado que un destello típico (de intensidad  $\leq 10$  sfu) está polarizado solamente en la fase impulsiva y algunas veces solamente se observa un sólo sentido de polarización sobre toda la fuente del destello (Kundu, 1983). Esto sugiere que, si el destello está asociado con estructuras de arco, la emisión tiene que estar asociada únicamente a una pierna del arco. Kundu y Vlahos (1979) explicaron cualitativamente este resultado considerando un campo magnético bipolar asimétrico donde las dos piernas del arco tienen magnitud de campo diferente; en la fase de post-destello la emisión proviene del arco entero.

La primera advertencia de que puede estar en camino una ráfaga es proporcionada, a menudo, por un lento aumento en la emisión de microondas



desde una pequeña región de una radio-playa. En muchos casos el acontecimiento nunca alcanza una fase explosiva, y el flujo de radio desciende suavemente a su nivel original. Se cree que este fenómeno, *elevación y descenso gradual*, es el resultado de la contracción rápida de un campo magnético local. La contracción comprime el plasma contenido en el campo y, por lo tanto, la temperatura se eleva. Así que la emisión es simplemente radiación térmica. En algunas ocasiones, el mecanismo subyacente que produce la elevación y descenso gradual se torna de súbito altamente inestable y se siguen los acontecimientos explosivos que caracterizan a una ráfaga solar.

#### 2.2.6 ONDAS MÉTRICAS

La radio-emisión que sigue a una ráfaga es muy variable; en longitudes de onda de radio, puede haber destellos de segundos o minutos de duración con una aparición subsecuente de tormentas que duran de horas a días. En longitudes de onda de centímetros la actividad es menor, pero pueden ocurrir destellos de un minuto a una hora.

Se clasifica la emisión métrica en cinco tipos principales (Wild 1963):

- 1.- Estallidos de tormenta de ruido (tipo I)
- 2.- Estallidos de corrimiento lento (tipo II)
- 3.- Estallidos de corrimiento rápido (tipo III)
- 4.- Emisión continua de banda ancha (tipo IV)
- 5.- Emisión continua a longitudes de onda de metros (tipo V)

Algunas características de estos tipos de emisión se describen en la tabla 2.3:

tipo	agente de excitación	proceso probable de emisión	polarización	duración
I	Electrones rápidos atrapados	plasma fundamental	fuerte modo-o	impulso 0.1 a 10 s tormenta hrs a 1 día
II	onda de choque	plasma	f-débil modo-O 2f-ninguno	5-30 min
III	chorro de electrones	plasma	f-moderado modo-O 2f-débil modo-O	10 s 10 s
IV (temprano)	electrones rápidos atrapados	segundo armónico de plasma	débil ó ausente	10 min
IV (tardío)	" "	plasma fundamental	fuerte modo-O	1 hr
IV (móvil)	plasmoide eyectado	giro magnética	modo X débil ó fuerte	20 min a 2 hrs
V	chorro de electrones	plasma	ninguna	min.

TABLA 2.3

En la tabla 2.3: O es ordinario, X es extraordinario, f la frecuencia fundamental y 2f el segundo armónico.

Las características e interrelaciones de estos tipos serán ilustrados considerando la secuencia de eventos que tienen lugar en una ráfaga solar. Wild (1963) divide el evento en dos fases (figura 2.2), En la fase 1, tienen lugar destellos cortos e intensos inmediatamente después de la ráfaga visible y se mueven rápidamente desde cerca de 500 MHz hacia frecuencias bajas. Estos son los destellos tipo III o de corrimiento rápido; su emisión instantánea está en una banda muy estrecha de pocos MHz de ancho. Se cree que el origen de la radiación son oscilaciones de plasma asociadas con la eyección de chorros de electrones a velocidades de 100 000 km/seg o más, como resultado de la explosión cromosférica de una ráfaga. A menudo el destello tipo III en la fase 1 es acompañado por una radiación continua en longitudes de onda métricas, designada como tipo V. Se cree que esta radiación continua es producida por emisión sincrotrón del rápidamente ascendiente chorro de electrones.

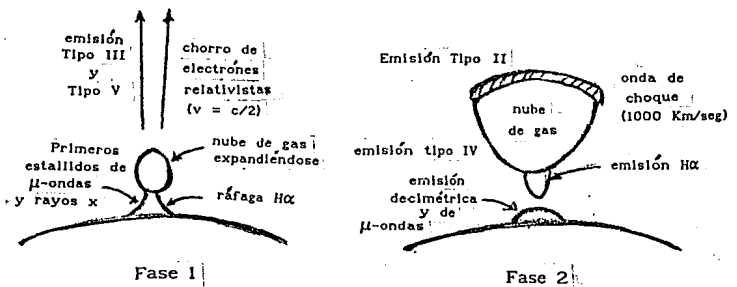
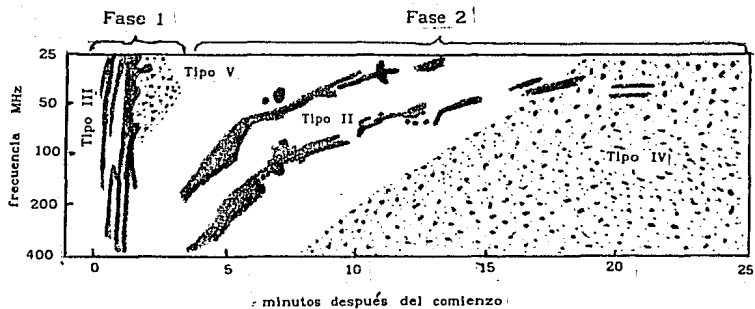


figura 2.2

En ráfagas pequeñas, solamente se observa la fase 1 arriba mencionada, pero en ráfagas grandes se observa una secuencia de larga duración o secuencia de fase 2 siguiendo a la fase 1. La fase 2 empieza con destellos de corrimiento lento clasificados como destellos tipo II. Estos destellos tienen velocidades de corrimiento del orden de 20 MHz/min. En contraste con las velocidades de corrimiento de los destellos tipo III que son del orden de 20 MHz/s. El destello de tipo II, consiste en bandas de corrimiento lento cerca de la frecuencia fundamental y del segundo armónico del plasma. Este destello está asociado al movimiento radial del plasma, con velocidades de 800 a 2000 km/s, y por esta razón se ha identificado con una onda de choque magnetohidrodinámica que asciende a través de la corona (Wild y col, 1963). De esta forma, ráfagas que producen destellos de tipo II son también productoras de ondas de choque.

Algunas veces los destellos del tipo II son seguidos por una emisión continua, estable y de banda muy ancha que puede durar horas y hasta días. Esta emisión se clasifica como de tipo IV. La emisión es del tipo girosincrotrón y proviene de la nube de gas subiendo sobre el lugar de la ráfaga. La fuente de emisión tipo IV sube a velocidades de 1500 km/s en la primera media hora aproximadamente, y alcanza alturas de varios radios solares; luego tiende a frenarse y puede permanecer relativamente estacionaria por horas o días. En esta etapa la emisión producida es intensamente polarizada circularmente.

En longitudes de onda mayores de 1 metro tiene lugar lo que se llama *tormentas de ruido*, en las que se eleva la intensidad del flujo recibido hasta niveles aproximadamente 1000 veces mayores que la intensidad del Sol en calma. Tienen una duración de unas pocas horas a varios días. En la mayoría de los casos, la radiación de la tormenta es una mezcla de dos componentes muy precisas. Existe un fondo de banda ancha, de emisión relativamente firme y después, sobrepuesto a este continuo, hay un gran número de destellos cortos conocidos como de tipo I o de tormenta. En tanto que el continuo se extiende a través de bandas de frecuencia de 100 MHz o más, los destellos tienen un ancho de banda de sólo un 2%, de sus frecuencias centrales. Típicamente duran desde menos de una décima de segundo a varios segundos y su polarización así como la del continuo es circular. La discusión anterior es una idealización y simplificación de los procesos reales pero ilustra los eventos que tienen lugar durante una ráfaga Solar.

## 2.2.7 PARTÍCULAS DE ALTA ENERGÍA

Desde la década de los 40's se sabe que algunas ráfagas en H $\alpha$  se asocian a emisión impulsiva de partículas relativistas observadas en la tierra (Forbush, 1946). Inmediatamente surgió la cuestión, que permanece sin respuesta, de cual es el mecanismo de aceleración de dichas partículas.

Las características principales del proceso de aceleración de partículas son; el espectro de energía, la composición y la distribución angular de las partículas aceleradas, la duración y tasa de aceleración, el lugar y otros parámetros de la región de aceleración, por ejemplo, su tamaño (L), densidad numérica (n), y campo magnético (B), y las peculiaridades de la propagación y la interacción entre las partículas energéticas.

De las observaciones de rayos X de alta energía (duros), el espectro de rayos  $\gamma$ , de protones y de neutrones producidos simultáneamente durante las ráfagas, se obtiene un diagnóstico del comportamiento de partículas sub-relativistas y relativistas en el Sol. Chupp (1983) y Kocharov et al. (1986), resumen las observaciones de la siguiente forma:

- La aceleración de iones y electrones ocurre simultáneamente durante la fase impulsiva y tiene lugar en una escala de tiempo de segundos o menor.
- Este proceso puede ser repetitivo en unos 10 s y el tiempo de subida de la interacción partícula - materia puede variar de unos cuantos segundos a cien segundos.
- Existe evidencia de que todas las ráfagas pueden producir iones energéticos.
- La emisión en luz blanca no parece ser una característica de la aceleración de iones.
- El perfil en el tiempo de líneas  $\gamma$  nucleares muestra que los protones se aceleran en un tiempo  $\leq 2$  s hasta 30 MeV.
- Las medidas simultáneas para neutrones solares y rayos  $\gamma$ , sugieren que en ráfagas impulsivas, los electrones y los iones pueden ser acelerados rápidamente (en una escala de tiempo de segundos) hasta 100 MeV y unos cuantos GeV, respectivamente.

Los efectos de las partículas energéticas en la atmósfera Solar se observan de la siguiente forma: Los electrones con energía mayor que 20 keV producen rayos X duros (emisión de frenado) y destellos de microondas, así como también producen destellos tipo III en ondas métricas; los electrones semi relativistas son la fuente de los destellos tipo IV; protones de energía mayor de 30 MeV y partículas alfa producen la emisión Solar de rayos  $\gamma$ , al interactuar con los gases densos de la fotosfera y producir reacciones nucleares.

## TEORIAS DE RAFAGAS SOLARES

La explicación teórica de las ráfagas solares es un problema difícil que no se ha resuelto. Muchas de las preguntas fundamentales permanecen sin respuesta y no existe aun un modelo teórico y cuantitativo completo para el fenómeno. Sin embargo, se han propuesto e investigado un gran número de mecanismos posibles para resolver el problema, vamos a analizar en el presente capítulo algunas de las teorías propuestas.

Un número grande de teorías de ráfagas permanecen abiertas, está dado por las diferentes posibilidades que existen para almacenar  $10^{32}$  erg de una manera tal que pueda ocurrir una liberación repentina de la energía en un tiempo de  $10^2$  s. La energía puede ser almacenada en el campo magnético o puede ser almacenada en partículas aceleradas atrapadas. En el campo magnético, puede ser almacenada en corrientes libres de fuerza o en todo lo que ejerza ciertas fuerzas de volumen y balancee otras, causadas por ejemplo, por inercia, presión o gravedad. En el mismo tono, es concebible que la energía relevante sea almacenada temporalmente en las partes diamagnéticas o libres de corrientes del plasma solar, o en la energía gravitacional de una parte super-densa de la atmósfera solar o también puede ser almacenada en forma de ondas de Alfvén atrapadas. Por otra parte, el número de inestabilidades que han sido propuestas para iniciar la liberación repentina de energía es muy grande.

Es importante discutir, en primer lugar, varios aspectos del fenómeno de la ráfaga, como son: los requerimientos de un modelo de ráfaga, mecanismos de disparo cuando son aplicables, la aceleración de partículas y el calentamiento:

## 3.1 REQUERIMIENTOS DE UN MODELO DE RÁFAGA.

El objetivo aquí es hacer un resumen de los requerimientos, aceptados generalmente, que debe cumplir un modelo de ráfaga:

### 3.1.1 ALMACENAMIENTO DE ENERGÍA

La energía libre en el campo magnético se debe a corrientes diamagnéticas  $J_I$  perpendiculares al campo, así como a corrientes libres de fuerza  $J_{II}$  fluyendo a lo largo de las líneas de campo. Las primeras tienen necesariamente una contraparte en la parte diamagnética de la presión  $P_D$  y en la energía cinética  $\rho v^2$  del plasma confinado por la corriente. Existen otras dos clases más de energía libre disponible, una es la energía potencial debida a desviaciones del equilibrio hidrostático con la gravedad y la otra es una anisotropía de la distribución de energía sobre los grados internos de libertad, por ejemplo,  $P_I \neq P_{II}$ . Pero estas anisotropías difícilmente podrían vivir lo suficiente como para tener alguna importancia en el estado de la preráfaga, que puede existir por un día completo o más.

Una creencia generalmente aceptada es que la energía total  $\epsilon_R$  de una ráfaga es almacenada arriba de la fotosfera y probablemente arriba de la cromosfera. Esta creencia está apoyada principalmente por el hecho demostrado por Parker (1957) de que la forma dominante de almacenamiento de energía arriba de la fotosfera es magnética. En el contexto de procesos físicos básicos la configuración del campo magnético y del plasma (CCMP), tiene un  $\beta$  pequeño desde arriba de la fotosfera hasta un poco después de la zona de transición, excepto en las playas y la red cromosférica. Dado que el campo potencial no contiene energía magnética libre, se supone que las corrientes acarreadas por la CCMP son la fuente de la energía de la ráfaga, más aun se supone que  $\epsilon_R$  es almacenada en esas corrientes arriba de la fotosfera.

Notemos que una conclusión obvia inherente a la premisa de que toda la  $\epsilon_R$  es almacenada arriba de la fotosfera es que los mecanismos de ráfaga impulsados externamente, como el de hoja neutra o el de doble capa, quedan eliminados a priori. De esta forma uno de los más interesantes modelos de hoja neutra propuestos hasta ahora, queda eliminado, el modelo del flujo emergente o su alternativa, el modelo de flujo de cizallamiento (sheared) emergente, a menos que se asuma que la ráfaga tiene su origen en un impulso externo. De hecho, ¿qué podría ser más razonable que atribuir a fuentes de energía fotosféricas o subfotosféricas la causa primaria de las ráfagas en vista del hecho de que la fotosfera está moviendo a la corona y no a la inversa?

Se pueden delinear tres escenarios posibles para la ráfaga:

- (a) Toda la  $\epsilon_R$  es almacenada in situ arriba de la fotosfera en algún estado de equilibrio o un estado estacionario lentamente variable y luego liberada.
- (b) Un mecanismo impulsado externamente, como una capa doble, causa la liberación total de  $\epsilon_R$  desde algún volumen dado.
- (c) Un mecanismo impulsado externamente libera una fracción de  $\epsilon_R$  que a su vez

se propaga hacia afuera, expandiendo la fuente de energía magnética libre y el volumen de la ráfaga por desestabilización de otras CCMP.

La elección entre (a) y (c) será determinada por la fracción de  $\epsilon_R$  que se requiere para excitar las CCMP no potenciales vecinas, dado que el impulso externo puede ser visto simplemente como un disparo si la fracción es pequeña, mientras que debe ser considerado como un mecanismo primario si la fracción es grande. Otro punto para considerar es la densidad de energía libre magnética. Si la densidad de energía de la CCMP es baja, el primer escenario requiere de grandes volúmenes para acomodar  $\epsilon_R$ . Sin embargo, si la densidad de energía de la CCMP es grande antes de la liberación, el primer escenario requerirá un mecanismo para acumular la energía libre magnética antes de la liberación. Esto no se lleva a cabo realmente, dado que la CCMP tenderá a expandirse para minimizar su densidad de energía con respecto a sus alrededores a menos que la tasa de acumulación de energía exceda la tasa de expansión.

En el caso de los escenarios (b) y (c), la densidad de energía magnética en la preráfaga tiene que ser razonablemente alta, si la liberación de energía es la  $\epsilon_R$  completa y es liberada en el tiempo característico de una ráfaga, o resulta en una perturbación suficiente para excitar las CCMP no potenciales vecinas para que liberen su energía. Para los sistemas impulsados se requieren, por definición, densidades altas de energía magnética libre; de otra forma no se alcanzarán las condiciones necesarias para la ocurrencia de la ráfaga.

### 3.1.2 LIBERACIÓN DE ENERGÍA

La magnitud de la  $\epsilon_R$  liberada en un modelo dado, es el requerimiento de modelo de ráfaga que se ofrece usualmente como evidencia de que el modelo trabaja. La aproximación general es tomar una cantidad dada de B y calcular la energía total magnética almacenada en el volumen de alguna CCMP, esto es,

$$\epsilon_T = \int \frac{B^2}{8\pi} d^3x \quad (3.1)$$

y luego demostrar que  $\epsilon_T$  es liberada en un tiempo característico de una ráfaga. Sin embargo, esta aproximación es inaceptable debido a que ningún mecanismo de ráfaga disipa el 100% de  $\epsilon_T$  sino solamente una fracción, ya que  $\epsilon_T$  tiene tanto componente potencial como componente no potencial. Este punto se ilustra dramáticamente por el hecho de que la CCMP de arco donde tienen lugar las ráfagas compactas, continúa existiendo después de la ráfaga; es decir el campo total no ha sido disipado. lo que implica que  $\epsilon_T > \epsilon_R$ , si es que  $\epsilon_R$  ha sido almacenada arriba de la fotosfera antes de la ráfaga. Por supuesto esta condición no se aplica para los mecanismos impulsados



externamente puesto que la fuente de energía de la ráfaga es externa al lugar de la liberación de energía de la ráfaga.

### 3.1.3. - ACELERACIÓN DE PARTÍCULAS Y CALENTAMIENTO

Tal vez la aceleración de partículas es el aspecto más controversial, después de la cuestión de cuál mecanismo es la causa de la ráfaga, de la teoría de ráfagas solares. El hecho de que la aceleración de partículas sea tratada como un área independiente del mecanismo de liberación primaria de energía (Ramaty et al., 1980) es paradójico debido a que cada mecanismo tratado acelera partículas. La pregunta realmente importante es: ¿Puede un mecanismo propuesto acelerar el número de electrones e iones requeridos por las observaciones?

### 3.1.4. - OTROS REQUERIMIENTOS PARA UN MODELO DE RÁFAGA

Probablemente el requerimiento más obvio de un modelo de ráfaga es que la CCMP del modelo sea consistente con las observaciones. Por lo tanto, un requerimiento es que el modelo de ráfaga emplee un mecanismo que trabaje tanto en regiones magnéticas bipolares simples, dado que las observaciones muestran claramente que algunas ráfagas ocurren en esas regiones (Sturrock et al., 1980), como en otras CCMP's consistentes con las CCMP observadas, que parecen ser un arco en el caso de las ráfagas compactas y arcos múltiples en el caso de ráfagas grandes de doble cinta.

Otros requerimientos para un modelo son que éste debe ser capaz de explicar ráfagas homólogas (ráfagas que se originan en la misma región activa y sus perfiles en el tiempo son muy parecidos), la relación cercana entre el gran cizallamiento (shear) fotosférico y las ráfagas, la relación entre el flujo emergente y las ráfagas, y la simultaneidad (o casi simultaneidad) de los destellos de rayos X duros, microondas, EUV y tipo III. Teóricamente, la existencia de ráfagas homólogas implica que la CCMP básica en esos casos no es destruida por la ráfaga. Esto sugiere un modelo de circuito de alta inducción, donde la corriente total,  $I$  es mantenida o reemplazada después de que el mecanismo de la ráfaga disipó la energía impulsora. Dado que un modelo de circuito de alta inducción tiene un tiempo grande  $L/R$ , el mecanismo de la ráfaga en una situación como ésta se debe asociar con un tiempo  $L(dL/dt)^{-1}$ . Esto significa que el mecanismo de la ráfaga genera cambios en la inductancia, o que las fuerzas  $v \times B$  en la fotosfera o en la zona de convección proveen esos cambios. En el primer caso, los modos de desgarramiento (tearing) causan dichos cambios, mientras que en el segundo el enrollamiento de las líneas de campo por las fuerzas  $v \times B$  producirá un  $dL/dt$ .

El flujo emergente parece ser una condición suficiente para una ráfaga

aunque no es necesaria. Sin embargo algunos modelos no lo toman mucho en cuenta. En general los modelos han considerado únicamente al flujo emergente como un impulsor cuando interactúa directamente con una CCMP preexistente y excita una ráfaga. Sin embargo, el flujo emergente puede representar una manifestación de un fenómeno más general que ocurre en la fotosfera o en la zona de convección. Por ejemplo, el flujo emergente podría inducir campos eléctricos dentro de otras estructuras preexistentes y excitar las ráfagas, en lugar de una interacción directa con una CCMP preexistente.

La simultaneidad observada en los destellos electromagnéticos representa un problema para cualquier modelo. Esa simultaneidad puede ser explicada de varias formas, por ejemplo, por chorros de electrones o por mecanismos de onda larga con velocidad característica grande que calientan la CCMP en una fracción considerable de su longitud.

El escape de electrones de alta energía que producen los destellos tipo III puede crear dificultades para algunos modelos que utilizan CCMP's cerradas en lugar de abiertas. Sin embargo, el argumento puede oponerse también a las CCMP abiertas debido a que muchas de las ráfagas no causan destellos tipo III (Švestka, 1976), lo que sugiere que las CCMP cerradas son más comunes. En este caso, el mecanismo de escape debe ser explicado y debe trabajar en un tiempo corto para mantener la simultaneidad con otros destellos observados.

### 3.1.5.- DISPARADORES

Históricamente ha habido la creencia de que la ráfaga requiere una perturbación externa o disparador para excitarla (Sweet, 1969). Hasta ahora, esta creencia no tiene justificación observacional. Sin embargo, si uno acepta que la energía de la ráfaga es almacenada in situ sobre la fotosfera antes de la ráfaga, se necesita uno o varios mecanismos disparadores.

Por otro parte, los mecanismos impulsados externamente no necesitan disparadores, debido a que solo es necesario "activar" el impulsor. Por ejemplo, en los modelos de hoja neutra, necesitan aparecer flujos de masa o flujos emergentes y permanecer además durante la liberación de energía.

La situación es completamente distinta para los disparadores, dado que una vez que el sistema ha sido "encendido" permanece así por sí sólo. En este sentido Sturrock (1966) notó que existen esencialmente dos tipos de inicio de inestabilidades; explosivas y no explosivas. El inicio explosivo ocurre cuando el sistema está cerca de una estabilidad marginal y es linealmente estable para perturbaciones infinitesimales, pero linealmente inestable para perturbaciones finitas. Por otro lado, el inicio no explosivo ocurre cuando un sistema es linealmente inestable para perturbaciones infinitesimales. Sturrock

(1966) afirma que una inestabilidad necesita ser el resultado de un inicio explosivo, para que sea viable como mecanismo de ráfaga. Se puede entender este punto de vista si se reconoce que, para que ocurra almacenamiento de energía durante la preráfaga, la energía debe acumularse en la CCMP de tal forma que no sea disipada continuamente debido a inestabilidades excitadas por perturbaciones infinitesimales, en su lugar, la energía se debe acumular hasta cierta magnitud después de la cual una perturbación finita puede impulsarla a una inestabilidad que liberará la energía acumulada.

Se han propuesto muchas inestabilidades como disparadores de la ráfaga, sin embargo, la inestabilidad que comunmente se acepta que tiene alguna validez es la *inestabilidad térmica* (Parker, 1953; Field, 1965). Las inestabilidades térmicas tienen su origen en el comportamiento de las pérdidas radiativas con la temperatura; por ejemplo, si las pérdidas radiativas decrecen con la temperatura, como pasa en el sol a temperaturas de  $10^5$  K, y la conductividad térmica permite entradas excesivas de energía, entonces la temperatura del plasma se incrementará hasta que las pérdidas radiativas se incrementen con la temperatura nuevamente, ó hasta que la expansión del plasma lo enfríe a una tasa más rápida que la del calentamiento externo. El concepto de estabilidad térmica tiene una aplicabilidad más general que lo anterior, y se ha trabajado mucho en los efectos físicos que pueden ocurrir en las CCMP's solares.

### 3.2 CAMPOS MAGNÉTICOS

La mayoría de las ráfagas ocurren en regiones activas con una mancha bien desarrollada o en regiones activas con grupos de manchas magnéticamente complejos (Švestka, 1976). El acoplamiento obvio entre el campo magnético y la ocurrencia de ráfagas sugiere fuertemente que las ráfagas solares derivan su energía del campo magnético.

#### 3.2.1. - GENERACIÓN DE ENERGÍA MAGNÉTICA

Debido a que los campos magnéticos juegan un papel primordial en las teorías de ráfagas solares haremos aquí un breve tratamiento de la generación de energía magnética en la atmósfera solar:

Los campos magnéticos crecen como resultado del movimiento de cargas eléctricas; esto es, por corrientes. El almacenamiento de energía magnética crece cuando un sistema de corrientes, impulsado por fuentes externas de fuerza electromotriz (i. e. voltajes) hacen trabajo construyendo el sistema de corrientes en sí. Este trabajo es almacenado en el campo magnético asociado

con las corrientes y la energía almacenada se puede obtener cuando las corrientes decaen. Para mantener la energía magnética almacenada, la configuración particular debe tener la habilidad de generar nueva energía magnética o permitir su entrada al sistema con una rapidez mayor que la de disipación durante la conversión en otras formas de energía. Por lo tanto, para entender como la energía magnética es almacenada en la atmósfera solar, debemos ver como son generadas las corrientes y transportadas subsecuentemente al volumen de almacenamiento.

En un modelo para la ráfaga se puede ver que los movimientos dinámicos en la fotosfera generan corrientes que son transportadas subsecuentemente hacia la alta atmósfera. Sin embargo, no pueden pararse simplemente en un lugar de la atmósfera, la mayor parte del flujo satisface globalmente el requerimiento de continuidad de corriente  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ , donde  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente. Si se resuelve  $\mathbf{J}$  en una corriente alineada con el campo,  $\mathbf{J}_{\parallel}$ , y una corriente perpendicular al campo magnético,  $\mathbf{J}_{\perp}$ , podemos relacionar  $\mathbf{J}_{\parallel}$  con  $\mathbf{J}_{\perp}$  por  $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\parallel} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp}$ . Esto es,  $-\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp}$  actúa como una fuente para las corrientes alineadas con el campo. Entonces  $\mathbf{J}_{\parallel}$  se comunica entre regiones adyacentes de la atmósfera solar; el plasma coronal caliente y altamente ionizado está acoplado electrodinámicamente con el plasma cromosférico y fotosférico frío y parcialmente ionizado.

Los procesos físicos que tienen lugar para la generación de  $\mathbf{J}$  tienen sus orígenes en los diferentes movimientos que experimentan iones y electrones en la dirección perpendicular al campo magnético. Esas diferencias son el resultado de la razón de masa electrón ión, ó de la diferencia de signo de la carga. Usando la ecuación de momento para un fluido (despreciando la gravedad),

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c}, \quad (3.2)$$

y tomando el producto vectorial con  $\mathbf{B}$  resulta

$$\mathbf{J}_{\perp} = \frac{c\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2} - \frac{c\rho}{B^2} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{B}, \quad (3.3)$$

donde  $p$  es la presión total de gas,  $\rho$  la densidad de masa, y  $\mathbf{v}$  la velocidad del plasma. Se puede notar que 3.2 no revela nada acerca de  $\mathbf{J}_{\parallel}$ . La ecuación 3.3 demuestra que  $\mathbf{J}_{\perp}$  crece en regiones con gradientes de presión y campos de flujo convectivo. Usando  $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\parallel} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp}$  y 3.3 podemos encontrar (Sato and Iijima, 1979)

$$J_{\parallel} = B_0 \int_0^s \left\{ \frac{c\rho}{B} \frac{d}{dt} \left( \frac{B \cdot \nabla \times \mathbf{v}}{B^2} \right) + \frac{J_{\perp} \cdot \nabla B}{B^2} - \frac{1}{\rho B} \left[ \dot{B} \times \left( \frac{\rho}{B^2} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) \cdot \nabla \rho \right] \right\} ds, \quad (3.4)$$

donde la integración se hace a lo largo de la coordenada alineada con el campo  $s$ , y se supone un flujo incompresible. La ecuación 3.4 ilustra las diferentes maneras por las que  $-\nabla \cdot J_{\perp}$  puede dar lugar a  $J_{\parallel}$  en una teoría de fluidos. El término de vorticidad, se cree que es la fuente de las corrientes que causan las ráfagas (Stenflo, 1969, Heyvaerts, 1974). Notemos que si el integrando de 3.4 fuera cero, podría resultar  $J_{\parallel} = \alpha_0 B$ , donde  $\alpha$  es la constante de integración para una línea de campo específica. Entonces, las corrientes libres de fuerza deben comunicarse entre regiones produciendo  $-\nabla \cdot J_{\perp}$ .

Los campos libres de fuerza son soluciones de equilibrio de un conjunto de ecuaciones magnetoestáticas, basadas en la suposición de que el gradiente de presión se hace cero ó es despreciablemente pequeño; esto corresponde a una configuración de plasma y campo magnético de  $\beta$  pequeño, donde  $\beta \equiv 8\pi P/B^2$ . Consideremos ahora la teoría ideal MHD. La distinción fundamental entre la teoría ideal MHD y la teoría disipativa MHD es que el flujo magnético es una cantidad que se conserva en el caso ideal. La conservación del flujo en el caso ideal es una consecuencia de la ley de Faraday,

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (3.5)$$

que se deriva del hecho de que el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  integrado sobre cualquier contorno cerrado, es el negativo de la razón de cambio del flujo magnético  $\phi$  a través de ese contorno. Se define  $\phi$  como

$$\phi = \frac{1}{c} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (3.6)$$

En el límite no relativista, la ecuación de Faraday es consistente con las siguientes transformaciones de los campos eléctricos  $E_f$  y  $E_m$  (Jackson, 1962):

$$E_f = - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} + E_m, \quad (3.7)$$

donde  $E_f$  y  $E_m$  son medidos en un sistema de referencia fijo y en uno móvil, respectivamente y  $\mathbf{v}$  es la velocidad del sistema móvil relativa al sistema fijo. Usando 3.5, 3.6 y 3.7, la razón de cambio de flujo a través de cualquier contorno cerrado es

$$\frac{d\phi}{dt} = - \oint d\mathbf{l} \cdot \left( \mathbf{E}_f + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right), \quad (3.8)$$

donde  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ . Para un plasma perfectamente conductor, La ley de Ohm requiere que

$$\mathbf{E}_f = - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}; \quad (3.9)$$

esto es, el campo eléctrico en el sistema que se mueve con el plasma,  $E_m$ , es cero. Por lo tanto, 3.8 se reduce a  $d\phi/dt = 0$ , lo que quiere decir que el flujo magnético,  $\phi$ , se encuentra a lo largo del plasma perfectamente conductor y es una constante de movimiento.

Consideremos como el movimiento de un plasma perfectamente conductor induce corrientes que a su vez pueden producir calentamiento. Supongamos que hay un incremento repentino de presión en el centro de un cilindro de plasma en el que solamente hay un campo magnético axial  $B_z$ . Cuando la presión del plasma central se incrementa, el desbalance radial de fuerza impulsa un flujo radial con velocidad  $v_r$ . Esta velocidad de flujo produce un campo eléctrico azimutal,  $v_r B_z / c$ , que reduce el campo axial de acuerdo con la ley de Faraday. Esta reducción en  $B_z$  induce corrientes azimutales, entonces provee una fuerza hacia adentro  $J_{\theta} B_z$  que restaura el balance de fuerza a la alta presión de plasma. En ausencia de disipación el plasma se sobre expande y entonces oscila espacialmente alrededor del nuevo equilibrio. Si hay disipación las oscilaciones son atenuadas por disipación viscosa y/o resistiva así que la energía de oscilación reaparece como calor. De esta manera un proceso MHD puede transportar energía de un volumen pequeño a un volumen grande sin invocar mecanismos de transporte difusivo y puede depositar la energía en un gran volumen si hay disipación.

Como regla general, las inestabilidades MHD ideales ocurren cuando una perturbación no expande ni comprime las líneas de campo magnético, estas perturbaciones no inducen las correspondientes fuerzas magnéticas de restauración. Dado que estas fuerzas son necesarias para restaurar el equilibrio, las perturbaciones continúan creciendo. En la teoría MHD ideal, se ignoran los efectos de disipación y difusión, y se considera que las trayectorias libres medias de las partículas que comprenden el fluido son pequeñas. Los plasmas reales no satisfacen esas condiciones, de tal forma que se puede esperar un distanciamiento del comportamiento del plasma dentro de los tubos de flujo de las imágenes de fluidos clásica o MHD que se basan en nuestra experiencia e intuición en la Tierra. Las pérdidas por radiación y la fuerte conducción electrónica son fenómenos cruciales que se omiten en los modelos MHD usuales. El comportamiento del plasma a lo largo del flujo es dominado por estos mecanismos. No solamente deben ser reemplazadas las pérdidas por radiación para mantener un estado estacionario para existir, sino que se debe modificar el perfil completo para transportar la energía de reemplazo continuamente hacia la región de máxima radiación.

### 3.2.2. - TOPOLOGIA

Existen tres clases morfológicas de topologías magnéticas en los modelos de ráfagas (Tandemberg-Hanssen, 1988):

a) Arcos aislados o arcadas, en los que la corriente que corre a lo largo de las líneas de campo magnético puede producir un campo de cizallamiento inestable a inestabilidades de modo de desgarramiento (tearing) (Spicer, 1976), o a interrupciones de corriente (Alfvén y Carquist, 1967).

b) Hojas de corriente en la interfase de dos arcos de polaridad magnética opuesta (Heyvaerts et al., 1977; Syrovatskii, 1966). En este tipo de modelos de ráfagas, existen diferentes ideas para la evolución de la hoja neutra. por ejemplo dos arcos preexistentes se acercan uno al otro debido al movimiento relativo de sus pies en la fotosfera (Sweet, 1958; Gold y Hoyle, 1960). O la hoja neutra se forma en la interacción de un arco nuevo emergente bajo una estructura magnética (Heyvaerts et al., 1977). También se encuentra en ésta categoría el modelo de Gold y Hoyle (1960), que consiste en el torcimiento de tubos de flujo que se encuentran muy cerca uno del otro.

c) Hojas de corriente de larga escala entre líneas de campo abiertas, que se supone que existen en la base de los cascos coronales, han sido propuestas como el lugar de las ráfagas por Sturrock (1967).

### 3.2.3. - LA RECONEXIÓN MAGNÉTICA

Supongamos que campos magnéticos opuestos están separados inicialmente por una hoja de corriente (o neutra). A un cierto tiempo, la conductividad de una cierta región local puede ser reducida, por ejemplo, por resistividad anómala. El campo eléctrico resultante genera ondas MHD en el plasma ambiental. El campo eléctrico se propaga, por ondas de Alfvén, desde la región en la que apareció y entonces puede actuar sobre la corriente inicial calentando y acelerando el plasma. Por lo tanto, el campo eléctrico es generado en una región local (de difusión) debido a algunos procesos de plasma, entonces es transportado por ondas de Alfvén hasta la hoja de corriente y actúa sobre la corriente de la hoja. Su energía se disipa en calentamiento y aceleración del plasma. Pudovkin y Semenov (1986) hacen una analogía entre el proceso de reconexión y el proceso real de combustión (como el fuego). El papel de la onda de combustión es jugado por ondas de Alfvén, mientras que el del fuego lo juega el campo eléctrico, y en lugar de combustible se tiene el campo magnético. Entonces, el proceso de reconexión puede ser interpretado como una explosión electromagnética.

Las ondas de Alfvén son altamente anisotrópicas y pueden propagarse únicamente a lo largo de las líneas del campo magnético. Por lo tanto, la

reconexión no debe ser iniciada en un punto (como en el caso de quemar combustible), sino en una línea que es llamada la línea de reconexión.

La reconexión tiene las siguientes características: a) el plasma es acelerado a velocidades altas; b) el plasma es calentado fuertemente; c) el volumen de la región de inversión del campo se incrementa rápidamente con el tiempo; d) el campo eléctrico impulsivo parece ser el responsable de la rápida aceleración de partículas en la región de difusión.

Se necesita satisfacer muchos requerimientos para que comience el proceso de reconexión. Primero que todo, debe existir la hoja de corriente  $I_0$ . No es posible la reconexión magnética en el caso de campos magnéticos libres de corriente. Es la energía del campo magnético de la hoja de corriente la que es convertida en energía del plasma. El campo magnético de fuentes distantes solamente afecta indirectamente la reconexión.

Es necesario también que el campo eléctrico dentro de la región de difusión sea generado por algún proceso de plasma. Generalmente, parece que esto se debe al desarrollo de resistividad anómala en parte de la hoja de corriente. También la inestabilidad de modo de desgarramiento puede causar reconexión en el caso de un modo de onda suficientemente grande.

La reconexión magnética puede desarrollarse en muchas formas distintas

a) Puede ser generada espontáneamente por una inestabilidad resistiva, tal como el modo de desgarramiento, en una hoja de corriente ó a través de una estructura de cizallamiento.

b) Puede ser impulsada desde afuera cuando sistemas de flujo separados son empujados juntos, con el resultado de que la región cercana a la línea neutra se colapse, y se cree una hoja delgada de reconexión.

c) Puede ser impulsada localmente por un reforzamiento repentino de la resistividad en algún lugar.

La no linealidad que resulta de un crecimiento de la reconexión (por ejemplo, por un modo de desgarramiento) depende crucialmente de las condiciones de frontera a largas distancias. Si la velocidad de flujo (y la intensidad del campo) es constante en la frontera de entrada de flujo, la configuración se desarrolla a un estado estacionario de reconexión basado en la velocidad del flujo entrante. Esto es relevante cuando la reconexión está siendo impulsada por una evolución magnética distante (como un flujo emergente). Si las condiciones de frontera están libres, en el sentido de que la velocidad de flujo entrante puede tener cualquier velocidad, entonces el estado no lineal se aproxima a un estado de reconexión estacionario basado en la máxima rapidez disponible. Si la frontera es rígida (pero conductora) no puede entrar flujo nuevo en la región y el campo finalmente decae a un potencial cuando el



exceso de energía magnética es convertido en calor; en este caso el modo de desgarramiento puede acelerar el decaimiento creando estructuras de pequeña escala, y puede formar para algunas partes del decaimiento un estado cuasi estático de reconexión.

### 3.3 MODELOS

Los campos magnéticos solares no son libres de corrientes y, como lo ha notado Alfvén (1981), el plasma de la región activa puede describirse por una imagen de campo magnético o por una imagen de corrientes. La mayoría de los modelos de ráfagas están basados en la descripción magnética, en general, tienen gran dificultad para explicar la alta tasa de disipación de energía que se observa en las ráfagas solares. Siguiendo la idea de Alfvén, se han construido algunos modelos basados en la descripción de corrientes. Estos modelos asocian la ráfaga con la interrupción de una corriente eléctrica en el arco. Sin embargo, se tiene un conocimiento pobre de los mecanismos por los cuales la corriente se interrumpe, y además los modelos requieren una densidad de corriente alta. El plasma solar durante la ráfaga se encuentra en un estado que es excitable por un gran número de inestabilidades. El inicio rápido y distinto de la mayoría de las ráfagas y los muchos procesos individuales de la ráfaga junto con el hecho aun más importante de que las ráfagas pueden ser disparadas por otras ráfagas y que durante una ráfaga la secuencia de procesos individuales sigue ciertas reglas, da una idea de la estructura de las inestabilidades relevantes.

La mayoría de los modelos de ráfagas suponen que la energía de la ráfaga es liberada por la reconexión de líneas de campo magnético. La reconexión ocurre espontáneamente en una hoja de corriente o en un arco deformado (enrollado) debido a inestabilidad resistiva (Priest, 1986). La reconexión puede ser impulsada debida al movimiento de líneas de campo magnético antiparalelas que son forzadas a unirse.

Se han construido modelos de ráfagas basados en la reconexión del campo magnético impulsada por la emergencia de flujo nuevo (Heyvaerts et al., 1977). La tasa de disipación de energía magnética es

$$\frac{B^2}{n} Sv \quad (3.10)$$

donde S es el área de la hoja y v es la velocidad del flujo entrante.

Consideraciones teóricas limitan la velocidad del flujo entrante a 1/10 de la velocidad de Alfvén y las velocidades observadas no superan los 20 km/s. Suponiendo una velocidad del flujo entrante de 20 km/s y una tasa de

disipación, por la aniquilación de un campo de 500 gauss, de  $10^{22}$  watts ( $10^{29}$  ergs  $s^{-1}$ ), la superficie de la hoja neutra debe exceder los  $10^9$   $km^2$ , lo que es demasiado. Este modelo puede explicar ráfagas pequeñas pero no las grandes ráfagas.

Raadu (1972), Spicer (1977) y Van Hoven (1979) analizaron la posibilidad de explicar las ráfagas por inestabilidad de desgarramiento en arcos libres de fuerza. Para tener  $10^{23}$  Joules en  $10^2$  s, con estructuras temporales de 1s, se necesitan más de 3000 capas de ancho menor que 200 m, sujetas al mismo tiempo a la inestabilidad de desgarramiento en un volumen de  $10^{11}$   $km^3$ . Más aun, esta condición debe ser satisfecha durante la duración de la ráfaga ( $10^2$  s). Estas restricciones causan dudas en los modelos de ráfagas de un solo arco basadas en inestabilidad de desgarramiento.

Los modelos basados en la reconexión de campos magnéticos verticales antiparalelos pueden explicar cualitativamente las ráfagas de doble cinta (Pnewman, 1981). Pero las tasas de reconexión medidas en ráfagas de doble cinta (Koop and Poletto, 1985) son demasiado bajas para satisfacer los requerimientos.

Somov (1986) ha propuesto reconexión magnética en hojas de corriente, turbulentas y de alta temperatura con una pequeña componente transversal de campo magnético, para explicar los arcos de la postráfaga de larga duración en rayos X. Este modelo puede explicar los arcos de la postráfaga pero no puede describir la fase impulsiva de la ráfaga debido a que necesita un precalentamiento de la hoja de corriente.

En síntesis, la limitación de la velocidad de entrada del flujo de plasma que está debajo de 0.01 a 0.1  $v_A$ , donde  $v_A$  es la velocidad de Alfvén, limita fuertemente la tasa de energía liberada en los modelos basados en la reconexión impulsada. Los modelos basados en la inestabilidad de modo de desgarramiento en arcos solos, imponen grandes restricciones en el comportamiento geométrico y temporal de la inestabilidad en el arco para explicar las ráfagas solares.

### 3.3.1. - TEORÍAS DE DINAMO

Alfvén y Carlqvist (1967) sugirieron que las ráfagas solares son el resultado del rompimiento de una corriente eléctrica que fluye a lo largo de las líneas magnéticas en las regiones activas. Este modelo estaba basado parcialmente en las medidas de la corriente eléctrica que se han hecho a lo largo de la línea de visión (Saverny 1964, 1965).

Sen y White (1972) propusieron un mecanismo de dinamo para generar una fuerza electromotriz que impulsa la corriente eléctrica. Este mecanismo se

basa en la regla de la mano derecha, donde un conductor que se mueve a través de las líneas de fuerza magnética produce un campo eléctrico perpendicular al campo magnético y al vector de velocidad:  $E = v \times B$ .

Para que trabaje el mecanismo de dinamo, debe existir una velocidad relativa grande entre las cargas eléctricas y las líneas de fuerza magnética. Por lo tanto, el plasma no debe estar congelado al campo. Esta condición puede existir en la fotosfera donde el grado de ionización no es mayor que  $10^{-4}$ . Las colisiones con los átomos neutros hacen que las partículas cargadas deriven a través de las líneas de campo (Chen, 1974). La razón de la gírofrecuencia a la frecuencia de colisiones para electrones e iones es respectivamente  $v_e/v_{en} = 200$  y  $v_i/v_{in} = 3 \times 10^{-2}$  (Sen and White, 1972). Por lo tanto el flujo de iones perpendicular a B es mayor que el flujo de electrones y se crea una fuerza electromotriz perpendicular al campo magnético,

$$E_{rem} = \int v_n \times B dr \quad (3.11)$$

donde  $v_n$  es la velocidad de los átomos neutros. Para equilibrar el desbalance de carga, los electrones se mueven a lo largo de las líneas de fuerza y fluyen corrientes eléctricas a lo largo y a través de las líneas de campo magnético (Spicer, 1982).

El hecho de que las ráfagas no ocurren todo el tiempo significa que no las puede producir un campo de velocidad aleatorio. Debe estar presente algún campo de velocidad organizado y crear corrientes D. C..

### 3.3.2 MODELOS DE CAPAS DOBLES

Alfvén y Carlqvist (1967) propusieron un modelo de ráfaga basado en la interrupción de corriente en un cierto punto de un circuito eléctrico inductivo, de tal forma que la energía magnética completa del circuito tiende a dispersarse en el punto. Sugirieron que la interrupción de corriente tiene lugar en una región localizada de espacio-carga llamada capa doble (Borovsky, 1983).

Las capas dobles son estructuras electrostáticas parecidas a los choques en las que una caída de potencial grande se concentra en una región pequeña. Se crea un campo eléctrico muy fuerte dentro de la capa doble, pero el plasma fuera de la capa no es alterado. Las capas dobles juegan un papel importante en muchas áreas de la astrofísica (Williams, 1986; Alfvén, 1987).

La propiedad principal de las capas dobles es la aceleración de partículas en un espectro angosto tanto en energía como en ángulo de paso. La aceleración tiene lugar en una distancia muy corta, de 50 a 500 veces la longitud de Debye, mucho menor que la trayectoria libre media de las

partículas. Entonces se pueden acelerar partículas a altas energías, protones y electrones, y pueden depositar su energía por colisiones en lugares lejanos. El haz de corriente electrónica y el haz de corriente iónica satisfacen la condición de Langmuir  $j_e/j_i = m_i/m_e$ . Por lo tanto, la razón del flujo de energía electrónica a la energía iónica es también igual a  $m_i/m_e$ .

Se llama capa doble intensa cuando la razón  $e\phi/kT$  es mucho mayor que uno, donde  $\phi$  es la caída de potencial. La condición para la formación de una capa doble intensa, es el criterio de Böhm:

$$v_D > av_e \quad (3.12)$$

donde  $v_D$  es la velocidad de deriva y  $v_e$  es la velocidad térmica electrónica y  $a \approx 1$ . El criterio de Böhm puede escribirse como:  $j > j_c$ .

La formación de una capa doble produce una reducción de la densidad de corriente. En el laboratorio se han observado interrupciones de corriente impulsivas en circuitos inductivos asociados con capas dobles intensas (Lindenberg and Torven, 1983). El voltaje inductivo  $Ldi/dt$  aparece como una caída de potencial a través de la capa doble al tiempo de la interrupción de corriente y la energía almacenada es transferida a la capa doble.

### 3.3.3. - MODELOS DE HOJA DE CORRIENTE.

Dungey (1958) ha argumentado que una línea neutra del tipo X tiende a formar una hoja de corriente y Chapman y Kendall (1963) han mostrado que existe una solución especial de las ecuaciones completas no-lineales que describen el proceso cualitativamente. Dentro del tiempo de viaje de una onda de Alfvén el patrón magnético es transformado en un patrón de hoja de corriente y el exceso de energía magnética disponible es transformado en energía cinética a una tasa que se incrementa durante el proceso. Esta solución parece indicar que se formará en el ambiente de la preráfaga una hoja de corriente delgada entre flujos magnéticos de polaridad opuesta que se aproximan entre sí, en un tiempo menor que  $10^2$  s. Sweet (1965) y Parker (1963) han investigado en detalle la dinámica de hojas de corriente homogéneas y estacionarias como un mecanismo de aniquilación de campo que puede ser aplicable al problema de la ráfaga. La configuración son dos campos magnéticos homogéneos antiparalelos que se mueven hacia la hoja a la misma tasa a la que dentro de la hoja los dos campos pueden difundirse y aniquilarse por disipación de Joule. el fluido afuera de la hoja se mueve hacia adentro con la misma tasa que el fluido dentro sale disparado de la hoja en dirección paralela a las líneas de campo por fuerzas de presión y con velocidad térmica de Alfvén. El equilibrio dinámico y disipativo limita severamente la rapidez del proceso estacionario. El tiempo de vida del flujo magnético de una longitud  $L$  está dado por

$$\tau = \frac{L}{V_A} (R_m)^{1/2} \quad (3.13)$$

i. e. por el tiempo de viaje de Alfvén a través de L multiplicado por la raíz cuadrada del número de Reynolds magnético

$$R_m = \frac{4\pi\sigma V_A L}{c^2}, \quad (3.15)$$

donde  $\sigma$  es la conductividad eléctrica,  $c$  es la velocidad de la luz,  $V_A$  la velocidad de Alfvén y  $L$  la dimensión de la hoja de corriente.  $R_m$  es del orden de  $10^7$  para condiciones típicas de las ráfagas. Entonces no es sorprendente que en la hoja de corriente de la región de la ráfaga, se encuentre una escala de tiempo mucho mayor que la escala de tiempo observada, a menos que se utilicen dimensiones de  $L$  ad hoc que son mucho menores de las observadas en estructuras magnéticas de la región de la preráfaga. La compresibilidad del fluido mejora la situación, pero si los dos campos magnéticos no son exactamente antiparalelos la escala de tiempo se dispara a valores grandes. Aún en el caso ideal la escala de tiempo es demasiado grande como para tener alguna comparación con la del proceso de ráfaga (Parker, 1963).

La disipación por modos de ondas en una hoja, es una solución construida por Petschek (1964). Puede ser llamada una onda de aniquilación. En el centro hay una pequeña hoja de corriente plana que se va hacia afuera como ondas hidromagnéticas en ambos extremos. Se forma un punto X en un plano que contiene líneas de campo y líneas de flujo del fluido. En los conos de la X el fluido junto con el campo se mueven en la dirección  $x$  hacia el plano  $x = 0$ , pero cada línea que alcanza la hoja de corriente central de tamaño  $2y$  ha cortado los frentes de onda exteriores en cualquier lugar. una vez que el fluido ha cruzado el frente de onda, se mueve rápidamente en la dirección  $y$  junto con las líneas de campo reconectadas. La dirección del campo y el movimiento del fluido cambian discontinuamente en el frente de onda. Esta onda hidromagnética de amplitud finita intercambia eficientemente energía magnética a energía cinética por la acción de la fuerza de Lorentz. Esta perturbación viaja a través del fluido y este último puede moverse hacia los frentes de onda a una tasa que resulte en un patrón estacionario. Una hoja de corriente es un proceso irreversible disipativo que cambia la topología del flujo magnético solamente en una dirección. Este proceso terminará siempre que la presión dentro de la hoja pueda ser balanceada por la presión fuera en la región del flujo reconectado. Por lo tanto es un poco difícil construir un ciclo con una fuente estacionaria de energía por disipación continua de energía mecánica. El supuesto colapso durante la ráfaga probablemente producirá plasma bastante caliente en la región del flujo recientemente

reconectado y detendrá el proceso de reconexión mucho antes de que alcance a las líneas de campo que no se encuentran cerca. En otras palabras, el ciclo probablemente será atenuado. Sin embargo, el mecanismo de aniquilación en una hoja de corriente coronal puede ser relevante en el proceso de la ráfaga puesto que la ráfaga en sí puede cambiar la situación drásticamente. Si las fases explosiva y eruptiva de una ráfaga grande pueden liberar alrededor de  $10^{32}$  erg en  $10^3$  seg (Bruzek, 1966) es concebible que ésta energía proviene aún de las partes del campo magnético de una configuración abierta, que no puede permanecer abierta subsecuentemente pero tiene que ser cerrada por reconexión en una hoja de corriente coronal. Este proceso puede explicar la emisión de larga vida de tipo IV en las últimas fases de una gran ráfaga. Otra posibilidad podría ser un drástico cambio temporal en la distribución fotosférica del flujo magnético simultáneamente con, y probablemente causando, la ráfaga como se ha inferido de las observaciones por Rust (1968).

### 3.3.4. MODELOS DE CAMPOS MAGNÉTICOS "ENROLLADOS"

Gold y Hoyle (1960) y siguiendolos muchos otros autores, han considerado el almacenamiento de energía libre en campos magnéticos enrollados, i. e., en corrientes libres de fuerza paralelas al campo magnético. El enrollamiento y la corriente podrían ser parcialmente preexistentes en el campo antes de que este cruce la fotosfera, pero la mayor parte será inducida después por la convección fotosférica con componentes rotatorios. Existen al menos dos tipos de convección que almacenarán energía en los campos atmosféricos en una base más o menos continua en cantidades suficientes para tener alguna importancia en la producción de la ráfaga. La rotación diferencial puede ser una causa del rompimiento de los campos magnéticos que soportan filamentos. Este tipo de almacenamiento fué considerado por Sturrock y Coppi (1966). La convección rotatoria en los filamentos de la penumbra provee un almacenamiento de energía en elementos mucho menores de simetría rotacional. Esta alternativa fué considerada por Anzer (1968).

La disipación final de esta energía puede ser alcanzada unicamente por aniquilación. Tres procesos diferentes que podrían proveer un inicio explosivo de esta aniquilación han sido discutidos. Gold y Hoyle (1960) consideran la aniquilación en una hoja de corriente entre dos filamentos con campos longitudinales opuestos y corrientes longitudinales paralelas enrolladas. Esta orientación es la elección más favorable para una interpenetración rápida iniciada por un contacto casual. Incluyendo el efecto de difusión ambipolar ellos obtienen un tiempo de interpenetración de  $10^2$  seg. El modelo de Gold y Hoyle ha sido muy criticado en base a las observaciones. Pero debe ser

enfaticado que la aniquilación entre pequeños elementos de flujo cercanos que acarrear energía libre debido a que sus campos respectivos tienen direcciones muy diferentes, no contradicen las observaciones que indican la presencia de cizallamiento y enrollamiento del campo magnético arriba de una región activa. Solamente la combinación extrema de direcciones en el modelo es muy improbable.

Alfvén y Calqvist (1967) consideran una inestabilidad interrumpiendo una fuerte corriente libre de fuerza por efectos de carga espacial y de esta forma haciendo libre la energía magnética del sistema de corrientes en el lugar de la interrupción. Anzer (1968) ha investigado la estabilidad hidromagnética de sistemas de corrientes libres de fuerza de simetría cilíndrica para encontrar inestabilidades explosivas. Sin embargo, los campos cilíndricos tienden a ser inestables para cualquier corriente libre de fuerzas finita si se aplican condiciones de frontera reales. El modo inestable indica que puede haber configuraciones libres de fuerza de simetría helicoidal, que podrían llevar a una inestabilidad explosiva cuando la corriente enrollada creza.

#### 3.4. CONCLUSIÓN

En conclusión se puede decir que las interpretaciones teóricas existentes del fenómeno de la ráfaga dejan abiertas muchas cuestiones y muchos resultados son aun tentativos. La disipación de energía magnética es probablemente una característica intrínseca de la ráfaga y esto puede ocurrir en un proceso tipo onda de suficiente velocidad para explicar las escalas de tiempo observadas para la liberación de energía. Sin embargo, no se tienen soluciones rigurosas no lineales que describan este proceso. Existen al menos tres posibilidades concebibles para la inestabilidad explosiva que podría iniciar la ráfaga, i. e., aquellas conectadas con un filamento soportado por campos magnéticos, o con tubos de flujo que son continuamente enrollados por la filamentación de la penumbra, o con tubos de flujo que contienen partículas atrapadas que son gradualmente aceleradas hasta energías de pocos MeV. En los tres casos falta la investigación necesaria de las soluciones no lineales.

La interpretación de algunos fenómenos peculiares de la ráfaga puede ser separada de la teoría del proceso completo. La aceleración de las eyecciones rápidas puede ser entendido como un proceso diamagnético, pero el problema de como se puede formar un cuerpo diamagnético no ha sido resuelto.

La fase tardía de alta energía de una gran ráfaga puede ser causada por reconexión del flujo magnético que fué abierto durante las primeras fases. Las prominencias tipo arco pueden representar canales que atrapan ondas de Alfvén

de gran amplitud. Muchas cuestiones necesitan respuestas más rigurosas con cálculos cuantitativos siguiendo a los conceptos cualitativos propuestos, y las observaciones detalladas deben usarse para decidir rigurosamente entre teorías alternativas.



## ANALISIS DE DATOS

En el Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México se encuentra un interferómetro solar de base pequeña que trabaja a una longitud de onda de 4 cm (7.7 GHz, frecuencias de radio). El presente análisis utiliza datos registrados con este instrumento. Por lo tanto hacemos una breve descripción del funcionamiento del equipo para proseguir después con el análisis de los datos:

## 4.1.- DESCRIPCIÓN DEL RADIOINTERFERÓMETRO SOLAR

El radiointerferómetro solar de  $\lambda \approx 4$  cm de base pequeña del Instituto de Geofísica es de fabricación soviética. Consta de dos antenas parabólicas de 1 m de diámetro cada una, montadas en un eje polar común que determina la dirección de la base del interferómetro. Opera en una frecuencia central de 7.7 GHz ( $\lambda \approx 4$  cm) con un ancho de banda de 500 MHz. La separación entre antenas es de 5.24 m que corresponde a 131 longitudes de onda. El eje del aparato está orientado a lo largo del eje polar y un motor sincrónico lo gira de Este a Oeste (haciendo girar las antenas) siguiendo el movimiento diurno del Sol. Cada antena tiene además un desplazamiento independiente en declinación entre  $\pm 25^\circ$ . La figura 4.1 muestra un diagrama a bloques del radiointerferómetro.

## 4.1.1. ANTENAS

La respuesta de una antena en función de la dirección se da en el patrón de antena, que generalmente consiste en cierto número de lóbulos. El lóbulo mayor se llama lóbulo principal y los menores se llaman lóbulos laterales.

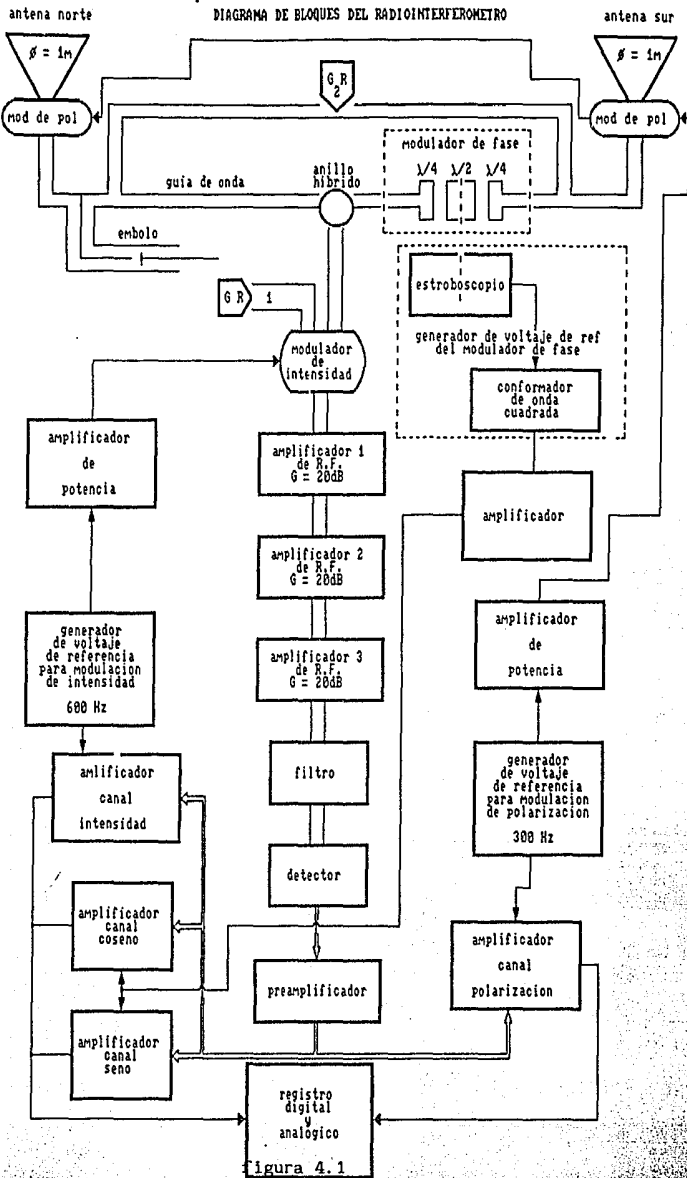
El ancho del lóbulo mayor o ancho de haz está dado aproximadamente por:

$$\theta = \lambda/D \quad (4.1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $D$  es el diámetro de la antena. Para un interferómetro se sigue cumpliendo la relación anterior pero, en ese caso,  $D$  es la separación entre las antenas.

De esta forma en el interferómetro tenemos que:

En la dirección Este-Oeste se tiene un ancho de haz



$$\theta = \frac{\lambda}{d} = \frac{3.9 \text{ cm}}{114 \text{ cm}} = 1^\circ 57.6 \quad (4.2)$$

En la dirección Norte-Sur se tiene un ancho de haz

$$\theta = \frac{\lambda}{D} = \frac{3.9 \text{ cm}}{524 \text{ cm}} = 25.4 \quad (4.3)$$

La geometría del interferómetro se puede ver en la figura 4.2.

Para tener un patrón de interferencia constructiva en el radiointerferómetro, las señales de las dos antenas, sur y norte, deben llegar en fase al anillo híbrido donde se hace la suma de ambas señales. Esto es, las dos antenas deben captar porciones del mismo frente de onda y además, se debe lograr que la longitud de camino óptico que recorre la señal desde cada antena hasta el anillo híbrido sea el mismo para las dos antenas.

#### 4.1.2 RECEPTOR

El radiómetro del interferómetro es del tipo Dicke (Kraus 1966). El receptor está formado por las siguientes secciones:

- a) sección de alta frecuencia
- b) Sección de intensidad total
- c) Sección de polarización
- d) Sección de interferometría

SECCION DE ALTA FRECUENCIA. El receptor se construyó en base al esquema de amplificación directa con tres etapas de amplificación de bajo ruido, usando tecnología GaAs-FET, con ganancia de 20 dB cada una. La señal amplificada pasa por un filtro de microondas, para evitar ruidos indeseables. Luego viene un detector que a su salida entrega solamente la envolvente, es decir, baja la frecuencia. Inmediatamente después sigue un preamplificador de baja frecuencia, que amplifica la señal para ser enviada por cable coaxial hacia el laboratorio donde se lleva a cabo la amplificación final y el registro de la señal. La sección de alta frecuencia se encuentra en el conjunto de las antenas.

CANAL DE INTENSIDAD. En el canal de Intensidad se obtiene un registro de la radiación de  $\lambda = 4 \text{ cm}$  proveniente de la totalidad del disco solar. La estructura a bloques de este canal se puede ver en la figura 4.3. Como se mencionó antes, el receptor es del tipo Dicke, esto es, el receptor cuenta con un sistema que ayuda a eliminar las variaciones de ganancia de los amplificadores debidas, por ejemplo, a variaciones de temperatura o de voltaje. El funcionamiento es simple; se hace una resta de la señal captada

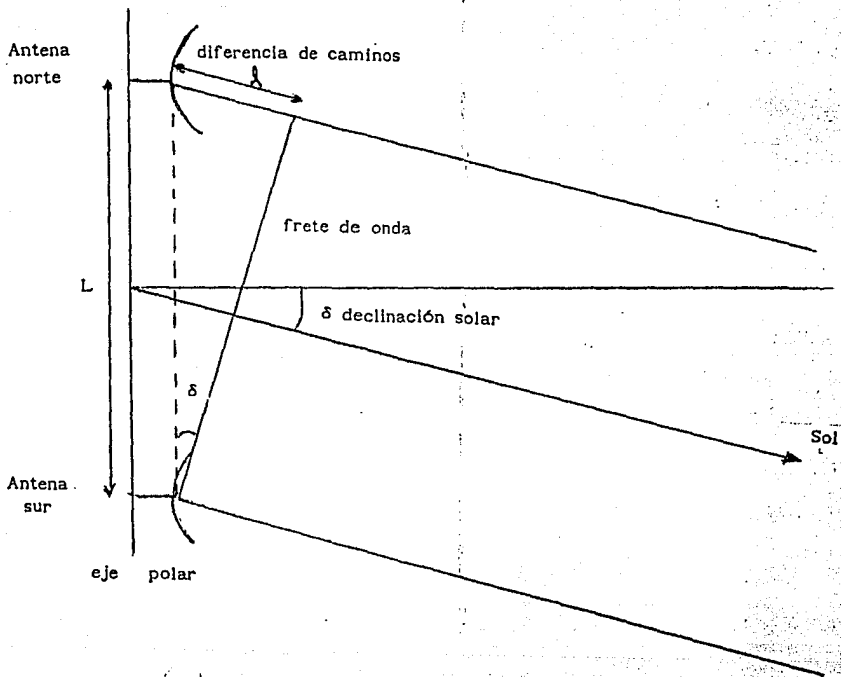


figura 4.2

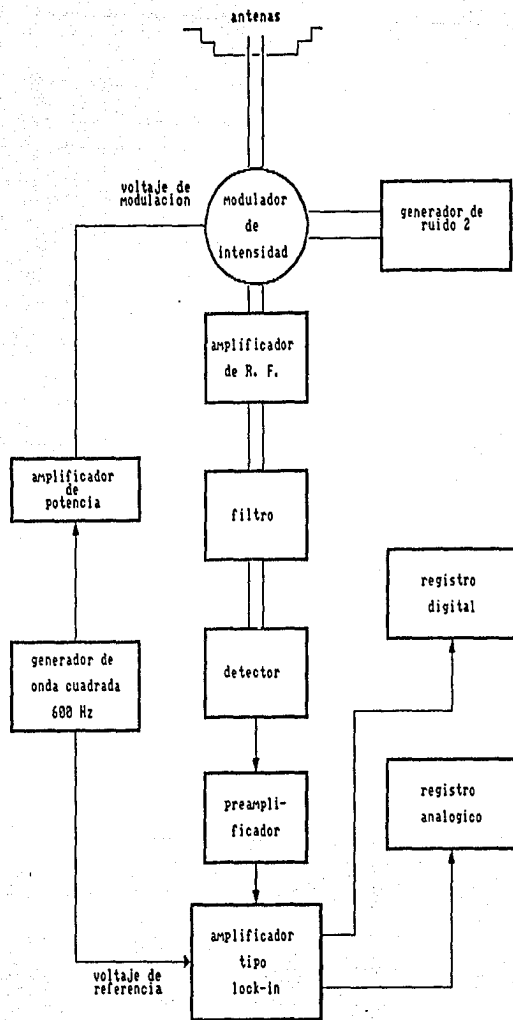


figura 4.3

por las antenas menos una señal constante conocida, en este caso llamada "ruido 2", y como las dos señales varían igual al cambiar la ganancia de los amplificadores, al restarlas se eliminan estos cambios de ganancia.

La potencia entregada por el receptor al conectarse a la antena es (Rohlf's 1986);

$$W_A = k(T_A + T_{s1s})G \Delta f \quad (4.4)$$

donde  $T_A$  es la temperatura de antena,  $T_{s1s}$  es la temperatura del sistema de amplificación,  $G$  es la ganancia,  $\Delta f$  el ancho de banda.

La potencia entregada por el receptor cuando se conecta al generador de ruido es:

$$W_R = k(T_R + T_{s1s})G \Delta f. \quad (4.5)$$

A la salida del receptor, la diferencia de estas dos señales es medida por un detector sensible a la fase (amplificador tipo lock-in). Se tiene:

$$W_A - W_R = k(T_A - T_R)G \Delta f, \quad (4.6)$$

donde  $T_{s1s}$ , el ruido propio del sistema, ya no aparece.

**CANAL DE POLARIZACIÓN.** El radiointerferómetro capta señal polarizada circularmente ya sea derecha PCD, o izquierda PCI. En un cierto intervalo de tiempo  $t_1 + \Delta t$ , la antena se hace sensible a la polarización derecha y solamente capta las ondas PCD. Una fracción de tiempo más tarde  $t_1 + 2\Delta t$ , la antena sólo capta ondas PCI. Luego se restan las dos señales y se obtiene un registro de la polarización circular media. Es decir el canal de polarización registra la resta de las señales PCI - PCD mientras que en el canal de intensidad se registra la suma PCI + PCD.

**SECCION DE INTERFEROMETRIA.** El interferómetro es de fase conmutada (multiplicación). Esto quiere decir que la fase de uno de los elementos es invertida periódicamente y la salida del receptor es invertida en sincronía (Kraus 1966). La ventaja de este tipo de instrumento es que se tiene la salida sin una constante aditiva, como por ejemplo, la que produce el ruido de fondo proveniente del centro de la galaxia.

#### 4.1.3 CALIBRACIONES.

**GRADO DE POLARIZACIÓN.** El grado de polarización de un evento está dado por

$$\text{grado de polarización} = \frac{\text{flujo polarizado}}{\text{flujo total}} = \frac{S_L - S_R}{S_L + S_R} = \% \text{ pol} \quad (4.7)$$

donde  $S_L$  y  $S_R$  son las radiaciones con polarización circular izquierda y derecha, respectivamente.

En el radiointerferómetro hay dos canales: el de intensidad que registra la suma de las señales  $S_L$  y  $S_R$ , y el canal de polarización que registra la

diferencia de las señales SL y SR. Entonces, para obtener el grado de polarización solamente tenemos que dividir la salida del canal de polarización entre la salida del canal de intensidad debidamente calibradas.

CANAL DE INTENSIDAD. Para calibrar el canal de intensidad se toma la diferencia en unidades de máquina (um) del registro de cielo menos el registro de cero (CC-I). En una primera aproximación esta diferencia se toma igual a 270 K lo que equivale a tomar la temperatura ambiente de 300 K y la temperatura de cielo frío más los ruidos propios del receptor como de 30 K. De esta forma obtenemos kI que es la constante de conversión entre el registro en la máquina y la temperatura de antena en grados kelvin.

CANAL DE POLARIZACIÓN. Para calibrar el canal de polarización se utiliza la guía de onda equivalente de polarización izquierda "EPCL", que solamente deja pasar la polarización izquierda a la entrada de una de las antenas. Si suponemos que la radiación de cielo frío no está polarizada, podemos suponer también que al dejar pasar radiación con polarización izquierda, solamente estamos captando la mitad de la radiación de cielo frío es decir 270/2 K. De esta forma tenemos que la diferencia entre EPCL y cero en el canal de polarización equivale a 135 K y por lo tanto, podemos obtener el factor de conversión kP entre números en la máquina y la diferencia SL - SR en grados Kelvin de temperatura de antena.

En los registros digitales se pueden calcular directamente con el programa "análisis" las diferencias cero - cielo en el canal de intensidad (CC-I), cielo - generados de ruido en el canal de intensidad (GR-I) y en el canal de polarización (GR-P), sin embargo aún no se pueden calcular las diferencias EPCL-I y EPCL-P. Por lo tanto, se puede calcular la constante kI en unidades de máquina, sin embargo la constante kP se tiene que calcular a partir de los registros analógicos e introducir como dato externo al programa "análisis".

Se midieron y calcularon manualmente las diferencias cielo - generador de ruido en el canal de intensidad (GR-I), cero - cielo en intensidad (CC-I), equivalente de polarización izquierda en intensidad (EPCL-I), cielo - generador de ruido en el canal de polarización (GR-P) y el equivalente de polarización izquierda en el canal de polarización (EPCL-P). En los primeros registros del año 92. los resultados obtenidos se pueden ver en la tabla 4.2.

Tabla 4.2 Calibraciones

EVENTO	GR-I (cm)	CC-I (cm)	EPCL-I (cm)	GR-P (cm)	PCL-P (cm)
10-1-92	0.7	5	1.7	3.2	4.5
14-1-92				2.3	3.3
15-1-92	0.6	4.5	1.1	3.2	4.7
20-1-92				2.7	5
21-1-92	0.7	5.7	1.5		
23-1-92	0.6	5.3	1.4	3.0	4.4
26-2-92	0.8	5.5	1.5		
27-1-92				3.3	5.6
30-1-92	0.7	5.4	1.4	3.4	6.1
31-1-92	0.8	5	1.3	3.1	5.0
3-2-92	0.8	5.2	1.5	3.2	4.5
4-2-92	0.7	5.3	1.6	4.5	5.4
6-2-92			2.9	3.9	
7-2-92	0.7	5.4	1.5	3.7	5.0
12-2-92	1.1	5.3	1.6	3.7	5.0
13-2-92	0.9	5.8	1.3	5.0	5.4
14-2-92			4.8	5.5	
17-2-92	0.6	4.8	1.2		
18-2-92				2.5	3.5
19-2-92	0.7	5.2	1.3	3.3	5.0
20-2-92	0.8	5.9	1.3	3.8	5.5
21-2-92	0.8	5.1	1.1	2.5	4.0
24-2-92	0.8	5.1	1.3	4.3	5.5
PROMEDIOS	0.75	5.2	1.4	3.3	4.8

De la tabla 4.2 se obtuvieron las constantes

$$kI = \frac{270 \text{ K}}{\text{CC-I cm}} = \frac{270 \text{ K}}{5.2 \text{ cm}} = 51.92 \text{ K cm}^{-1} \quad (4.8)$$

de aquí el generador de ruido, que es una medida de referencia, en el canal de intensidad equivale en grados Kelvin a

$$\text{GR-I} = (0.75 \text{ cm})(51.92 \text{ K cm}^{-1}) = 38.94 \text{ K} \quad (4.9)$$

El equivalente de polarización izquierda en el canal de intensidad es

$$\text{EPCL-I} = (1.4 \text{ cm})(51.92 \text{ K}) = 72.69 \text{ K} \quad (4.10)$$

en el canal de polarización tenemos que



$$k_P = \frac{72.69 \text{ K}}{\text{EPCL-P cm}} = \frac{72.69 \text{ K}}{4.8 \text{ cm}} = 15.14 \text{ K cm}^{-1} \quad (4.11)$$

Por lo tanto el generador de ruido en el canal de polarización es

$$\text{GR-P} = (3.3 \text{ cm})(15.14 \text{ K cm}^{-1}) = 50.0 \text{ K} \quad (4.12)$$

Por último se introduce el valor de la diferencia GR-P al programa análisis y éste calcula la constante  $k_P$  en Kelvin por unidades de máquina.

Una vez que se han obtenido las constantes  $k_I$  y  $k_P$  en  $\text{K um}^{-1}$  se puede obtener el grado de polarización de la señal. Esto se logra buscando el máximo de la señal en el canal de flujo total y calculando en ese punto el grado de polarización, los porcentajes obtenidos se pueden ver en la tabla 4.1.

## 4.2. LOS DATOS

En el presente trabajo se utilizan los datos del radiointerferómetro de base pequeña de  $\lambda = 4 \text{ cm}$  para obtener variaciones del campo magnético en regiones activas solares. Para obtener dichas variaciones se aprovecha el hecho de que el instrumento detecta la intensidad y la polarización de la emisión solar a  $v \approx 7.5 \text{ GHz}$ .

El período de observación utilizado en el presente análisis va del 21 de febrero de 1991 al 13 de mayo de 1992. En la tabla 4.1 se puede observar los días y el número de eventos registrados.

### 4.2.1. SELECCIÓN DE EVENTOS.

Con el programa "análisis" (apendice 1) se observaron las gráficas de todos los registros existentes. Se consideraron únicamente eventos que fueran al menos 10% mayores que las fluctuaciones aleatorias (ruido) de la señal registrada el día del evento. Una vez detectados los días con evento, se toman porciones aleatorias de registro antes y después del evento pero teniendo cuidado de que las series obtenidas tuvieran una longitud de 600 datos en total. Se graba al disco las series de tiempo de los canales intensidad y polarización.

Se efectuaron las calibraciones necesarias para obtener la temperatura de antena y el grado de polarización para cada evento.

TABLA 4.1

evento	área		% pol	temp (K)	$\alpha$		% pol	
	int	pol			int	pol	cu	pe
15-3-91	55.00	32.00	0.00	352.00	-0.85	-0.41	0.00	-
15-3-91	39.00	44.00	11.00	445.00	-0.59	-0.94	22.20	-
15-3-91	711.00	210.00	13.00	1578.0	-1.42	-1.02	18.10	-
18-3-91	32.00	43.00	6.00	298.00	-0.32	-0.21	6.80	-
18-3-91	45.00	39.00	7.00	371.60	-0.51	0.11	16.50	-
18-3-91	96.00	86.00	8.00	449.00	-1.07	-0.77	15.50	-
18-3-91	215.00	109.00	10.00	856.60	-1.38	-0.69	40.0	-
19-3-91	59.00	86.00	15.00	468.90	-0.70	-0.86	7.60	-
20-3-91	80.00	36.00	2.00	244.00	-0.97	-0.74	0.00	-
20-3-91	46.00	47.00	4.00	171.70	-	-	0.00	-
20-3-91	33.00	54.00	21.00	32.70	-0.56	-0.46	-	-
20-3-91	99.00	48.00	8.00	83.30	-0.73	-0.23	-	-
25-3-91	68.00	86.00	31.00	382.10	-1.20	-0.92	27.40	4.0
25-3-91	124.00	233.00	40.00	522.70	-1.31	-1.34	35.40	28.0
1-4-91	37.00	36.00	5.00	90.00	-0.42	-0.30	-	5.0
4-4-91	53.00	188.00	11.00	313.60	-0.49	-0.72	-	24.0
15-4-91	79.00	42.00	0.00	615.20	-0.88	-0.33	-	-
15-4-91	43.00	33.00	12.00	407.40	-0.68	-0.76	-	-
16-4-91	73.00	67.00	3.00	400.30	-0.66	-0.98	-	-
18-4-91	36.00	34.00	3.00	230.00	-0.47	-0.88	-	-
29-5-91	141.00	102.00	2.00	1095.60	-1.19	-0.81	-	-
30-5-91	21.00	30.00	36.00	181.70	-0.58	0.19	23.60	36.0
3-6-91	42.00	16.00	1.00	208.90	-1.15	-0.51	-	-
5-6-91	39.00	42.00	17.00	454.10	-0.64	-1.15	31.40	15.0
10-6-91	246.00	250.00	34.00	958.70	-1.96	-1.40	4.90	-
17-7-91	62.00	107.00	14.00	798.40	-0.86	-0.86	32.40	-
12-8-91	36.00	83.00	13.00	142.90	-0.57	-0.99	-	-
16-8-91	399.00	140.00	3.00	686.90	-2.48	-1.02	0.00	7.0
22-8-91	90.00	96.00	12.00	280.00	-	-	0.00	-
22-8-91	153.00	133.00	13.00	407.50	-0.57	-0.86	-	-
28-8-91	52.00	154.00	15.00	146.00	-0.79	-0.65	0.00	6.0
28-8-91	62.00	120.00	15.00	180.00	-0.81	-0.60	-	-
30-8-91	118.00	263.00	28.00	361.00	-0.68	-0.51	-	-

2-9-91	63.00	215.00	33.00	134.10	-0.68	-0.60	-	-
6-9-91	77.00	293.00	-	-	-0.78	-0.90	-	-
6-9-91	89.00	149.00	-	-	-0.56	-0.31	-	-
10-9-91	84.00	355.00	4.00	267.60	-1.03	-1.20	-	-
18-9-91	36.00	65.00	6.00	163.70	-0.84	-0.37	-	-
1-10-91	61.00	60.00	19.00	311.00	-0.66	-0.13	-	19.0
11-10-91	62.00	79.00	11.00	135.70	-0.83	-0.38	-	-
14-10-91	146.00	218.00	10.00	165.30	-1.71	-1.26	-	19.0
21-10-91	38.00	70.00	-	152.00	-0.85	-0.13	-	7.0
24-10-91	172.00	148.00	-	-	-	-	-	31.0
24-10-91	346.00	495.00	-	-	-0.92	-0.40	-	-
28-10-91	97.00	59.00	-	-	-0.81	-0.25	-	4.0
28-10-91	76.00	45.00	-	-	-0.79	-0.29	-	-
28-10-91	100.00	73.00	-	-	-1.22	-0.74	-	-
28-10-91	82.00	59.00	-	-	-0.89	-0.45	-	-
28-10-91	89.00	74.00	-	-	-0.91	-0.63	-	28.0
29-10-91	68.00	57.00	7.00	300.90	-0.89	-0.52	-	15.0
29-10-91	79.00	51.00	13.00	300.90	-0.97	-0.44	-	5.0
29-10-91	75.00	48.00	7.00	347.10	-0.89	-0.35	-	12.0
29-10-91	407.00	534.00	22.00	678.00	-1.17	-1.19	-	8.0
30-10-91	93.00	35.00	15.00	300.00	-1.17	-0.47	-	14.0
30-10-91	70.00	23.00	8.00	197.30	-1.29	0.08	-	-
30-10-91	179.00	153.00	34.00	434.20	-1.31	-1.23	-	7.0
31-10-91	62.00	43.00	2.00	190.00	-0.87	-1.19	-	5.0
31-10-91	100.00	79.00	11.00	350.30	-1.12	-0.60	-	-
5-11-91	167.00	142.00	12.00	450.80	-1.46	-0.80	-	-
8-11-91	288.00	235.00	-	-	-1.53	-0.55	-	2.0
19-11-91	59.00	34.00	5.00	108.30	-1.21	-0.64	-	8.0
29-11-91	53.00	21.00	5.00	111.50	-1.24	-0.59	-	5.0
5-12-91	39.00	45.00	10.00	94.60	-0.56	-0.59	-	-
10-12-91	48.00	37.00	3.00	143.00	-0.69	-0.36	-	3.0
10-12-91	34.00	25.00	4.00	131.80	-0.59	-0.21	-	10.0
11-12-91	49.00	49.00	-	-	-0.74	-0.5	-	20.0
11-12-91	216.00	160.00	34.00	436.20	-1.74	-1.38	-	27.0
15-1-92	42.00	52.00	1.00	148.30	-0.72	-0.72	-	3.0
31-1-92	198.00	128.00	20.00	508.50	-1.44	-0.77	-	-
6-2-92	65.00	58.00	18.00	273.20	-0.60	-0.10	-	-
11-2-92	43.00	46.00	13.00	168.50	-0.85	-0.65	-	18.0
13-2-92	40.00	49.00	10.00	140.90	-0.56	-0.65	-	10.0

14-2-92	105.00	124.00	18.00	404.30	-0.87	-0.54	-	10.0
18-2-92	65.00	35.00	15.00	215.70	-0.40	0.21	-	31.0
19-2-92	60.00	75.00	25.00	142.80	-0.81	-0.65	-	29.0
4-3-92	31.00	40.00	1.00	62.80	-0.53	-0.44	-	0.0
20-3-92	233.00	989.00	-	-	-0.79	-0.45	-	-
26-3-92	477.00	994.00	40.00	836.90	-1.12	-0.72	-	-
31-3-92	44.00	72.00	15.00	185.90	-	-	-	-
31-3-92	59.00	69.00	15.00	240.00	-0.52	-0.79	-	-
1-4-92	487.00	46.00	3.00	501.60	-1.64	-0.33	-	3.0
15-4-92	45.00	26.00	8.00	145.40	-0.85	-0.78	-	-
20-4-92	49.00	60.00	8.00	180.00	-0.75	-0.49	-	-
24-4-92	120.00	57.00	2.00	254.10	-1.39	-0.46	-	-
6-5-92	42.00	59.00	2.00	130.40	-0.77	-0.67	-	-
13-5-92	42.00	30.00	3.00	152.10	-0.07	-0.22	-	-

área - es el área bajo la curva del espectro de potencias en frecuencias bajas, en los espectros de potencias de las señales de flujo total (int) y flujo polarizado (pol).

% pol - es el porcentaje de polarización calculado de nuestras observaciones.

temp (K) - es la temperatura de antena en grados Kelvin durante el máximo.

$\alpha$  - es el índice espectral calculado del espectro de potencias de las señales de flujo total (int) y flujo polarizado (pol).

% pol - es el porcentaje de polarización calculado en los observatorios de Cuba (cu) y Peru (pe) para los mismos eventos.

#### 4.3 REDUCCIÓN DE LOS DATOS

En el presente trabajo proponemos un método de observación indirecta de variaciones de pequeña escala del campo magnético solar a través de la observación de la radiación con polarización circular en longitudes microondas.

##### 4.3.1 OBJETIVO

Como hemos visto (capítulos II y III) cuando se produce una ráfaga solar se liberan partículas de alta energía. Las partículas liberadas al interactuar con el campo magnético radian ondas electromagnéticas por radiación giromagnética. La frecuencia de la radiación está ligada a la magnitud del campo y a la energía de las partículas.

La radiación que se registra con el radiointerferómetro solar es de tipo girosincrotrón en frecuencias de microondas. Si la energía de las partículas permanece constante (en realidad decae lentamente por radiación ya que las colisiones son mínimas) cualquier variación en el campo magnético se verá reflejada en una variación de la frecuencia de emisión y por lo tanto, el receptor del radiointerferómetro que capta la radiación con un ancho de banda finito, detectará dichas variaciones como variaciones en el flujo recibido. El objetivo del trabajo es detectar variaciones características en el flujo recibido (para los eventos de la tabla 4.1) y asociarlas a variaciones del campo magnético en el lugar de la emisión.

Cuando existe un campo magnético intenso el movimiento de las partículas está determinado por éste, es decir, se va a tener un movimiento ordenado y la polarización de la radiación emitida va a ser grande. Por otro lado cuando el campo es más débil, la temperatura domina y el movimiento de las partículas se torna desordenado y por lo tanto la polarización decae.

Hacemos la diferenciación de los parámetros involucrados en las variaciones del flujo de energía radiada (temperatura, densidad, estructura física etc.), mediante la estadística: Al tomar un gran número de eventos cada uno asociado a temperaturas, densidades y estructuras diferentes, el único factor común entre ellos es la presencia de un campo magnético grande.

De los registros del radiointerferómetro se tiene un parámetro de comparación de la relación del flujo detectado con el campo magnético asociado, es decir, para cada evento podemos calcular el porcentaje de polarización fácilmente a partir de los registros de los canales de flujo total y flujo polarizado.

El análisis del espectro de potencias de series de tiempo es la herramienta adecuada para encontrar variaciones características en las señales obtenidas durante el registro de los eventos. Para corroborar si las variaciones características se encuentran relacionadas al campo magnético se hacen comparaciones con el nivel de polarización detectado en cada evento.

#### 4.3.2 ESPECTRO DE POTENCIAS

Después de calcular el grado de polarización en todos los eventos, se eligieron eventos típicos de polarización baja, media y alta (0%, 20% y 45% de polarización respectivamente). El procedimiento seguido fue el siguiente:

Se utilizó el método de medias móviles para aproximar las series, que en general son no estacionarias del tipo de choque, a series estacionarias. El método consiste en calcular, con promedios sobre una ventana (de 30 puntos de longitud, 10% de la serie total) que se va corriendo a través de la serie, la

EVENTO DEL 29-5-91

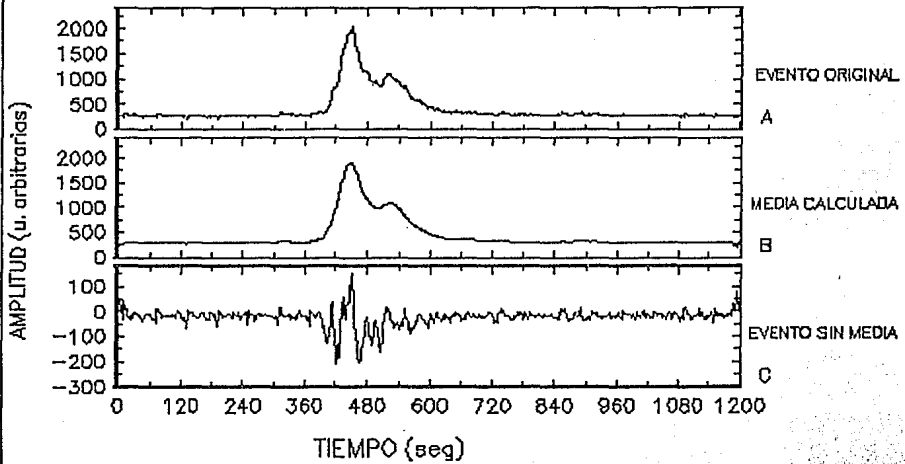


figura 4.4

curva más parecida a la original, y restar la curva calculada (figura 4.4 B) a la serie original (figura 4.4 A), de esta manera se logra que todas las variaciones de la serie ocurran alrededor del cero (figura 4.4 C). En primera aproximación podemos considerar que las series obtenidas son estacionarias y aplicar el método de la transformada rápida de Fourier para calcular el espectro de potencias.

Se aplicó la transformada rápida de Fourier para obtener el espectro de potencias de las series (apendice 2).

El área bajo la curva del espectro de potencias es la densidad de energía asociada al intervalo de frecuencias considerado. Se calculó el área bajo la curva en las frecuencias bajas, desde  $2 \times 10^{-3}$  hasta  $5 \times 10^{-2}$ , y el índice espectral, con una regresión y eliminando las frecuencias altas de  $5 \times 10^{-1}$  (el ruido, i. e. cuando el espectro se hace independiente de la frecuencia)), de los espectros de potencias de los canales de flujo total y flujo polarizado, en la figura 4.5 se puede ver el espectro de potencias del evento del 16 de agosto del 91 así como también el perfil en el tiempo del flujo total. Con líneas discontinuas se marca el área bajo la curva del espectro calculada que para ese caso fue de 399 u. a. y con una línea recta continua se presenta la regresión ajustada a la curva de la cual la pendiente es el índice espectral  $\alpha = -2.48$ .

Finalmente se aplicó el mismo método de análisis a todos los eventos, los resultados se pueden ver en la tabla 4.1.

#### 4.4 DISCUSIÓN

Como hemos visto en los capítulos anteriores, para el desarrollo de una ráfaga deben conjuntarse muchos factores. Entre ellos, se encuentran la temperatura, la densidad y el campo magnético.

Por otro lado sabemos que la emisión de microondas está fuertemente ligada al campo magnético. Por lo tanto, podemos suponer que los cambios en la emisión con alta polarización circular se pueden deber a cambios en el campo magnético de la región de origen de la radiación. Esto se debe a que la radiación de microondas no es modificada grandemente en su camino de la fuente de emisión a la tierra.

Estamos interesados en obtener variaciones que sean comunes a la mayoría de los eventos con polarización circular alta. Por supuesto, estas variaciones se pueden deber a otros factores como a cambios en la densidad o en la temperatura. Sin embargo, cuando tomamos eventos que provienen de diferentes regiones activas con densidades y estructuras diferentes y con temperaturas

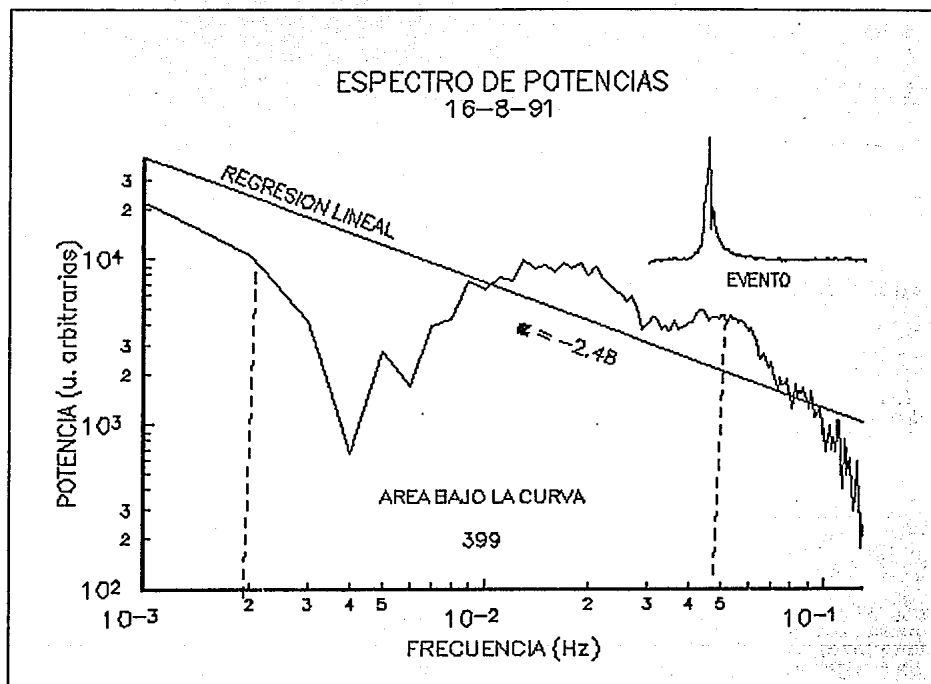


figura 4.5



diferentes, la única característica común es la alta polarización, es decir, su asociación a campos magnéticos. Por lo tanto, si encontramos alguna variación característica común a todos ellos la podemos asociar a una variación del campo magnético en el lugar de emisión.

Entonces, para poder determinar si existen variaciones comunes, calculamos el espectro de potencias de las series de tiempo de ambos canales, intensidad y polarización, para algunos eventos típicos, por ejemplo:

El evento del 6 de mayo del 92 tiene una polarización muy baja del 2% (figura 4.6), el espectro de potencias muestra una respuesta baja para las frecuencias comprendidas entre  $2 \times 10^{-3}$  y  $5 \times 10^{-2}$  Hz. El área bajo la curva calculada, para ese intervalo de frecuencias es de 42 en unidades arbitrarias para el flujo total y de 19 para el flujo polarizado (figura 4.7).

Para el evento del 30 de octubre del 91 que tiene 15% de polarización (figura 4.8), se puede observar que el área bajo la curva en las frecuencias anteriores ha crecido con respecto al evento de baja polarización, en éste caso el área es de 93 para el espectro del flujo total y de 35 para el de flujo polarizado (figura 4.9).

En el evento del 25 de marzo del 91, que tiene una polarización del 41% (figura 4.10), se puede observar que en las frecuencias mencionadas existe un aumento del área bajo la curva del espectro de potencias siendo ésta de 124 en el espectro del flujo total y de 233 en el del flujo polarizado (figura 4.11).

Se sigue de las observaciones anteriores que el aumento en el nivel de polarización se refleja en un aumento en el área bajo la curva del espectro de potencias en el intervalo de frecuencias de  $2 \times 10^{-3}$  a  $5 \times 10^{-2}$  Hz. Por lo tanto, si existe alguna variación característica en el flujo emitido en microondas, ligada al campo magnético, ésta variación se podría observar en dicho intervalo de frecuencias en los eventos que tienen una gran área bajo la curva de su espectro de potencias para dichas frecuencias (lo que corresponde a una alta densidad de energía).

Para los eventos que se eligieron como típicos se cumple la relación anterior entre el área bajo la curva y el porcentaje de polarización. La figura 4.12 muestra una gráfica del porcentaje de polarización contra el área bajo la curva de todos eventos de la muestra. Como puede observarse, aunque la tendencia general es la mencionada, la correlación de 0.31 en el flujo total es baja debido a que algunos eventos (menos del 10%) no se ajustan a la relación, la correlación aumenta para el caso del flujo polarizado y es de 0.57.

De la misma forma, el índice espectral ( $\alpha$ ), i. e. la pendiente de la recta que mejor se ajusta al espectro de potencias, muestra una tendencia a

ESPECTRO DE POTENCIAS  
2% DE POLARIZACION  
6-5-92

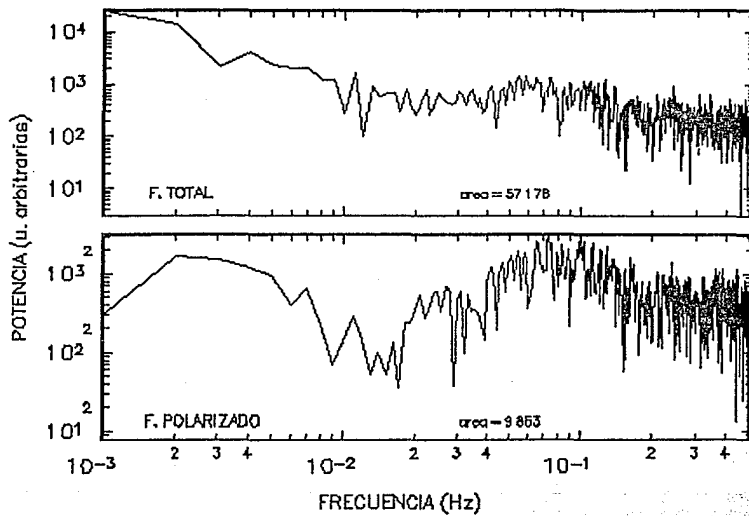


figura 4.6

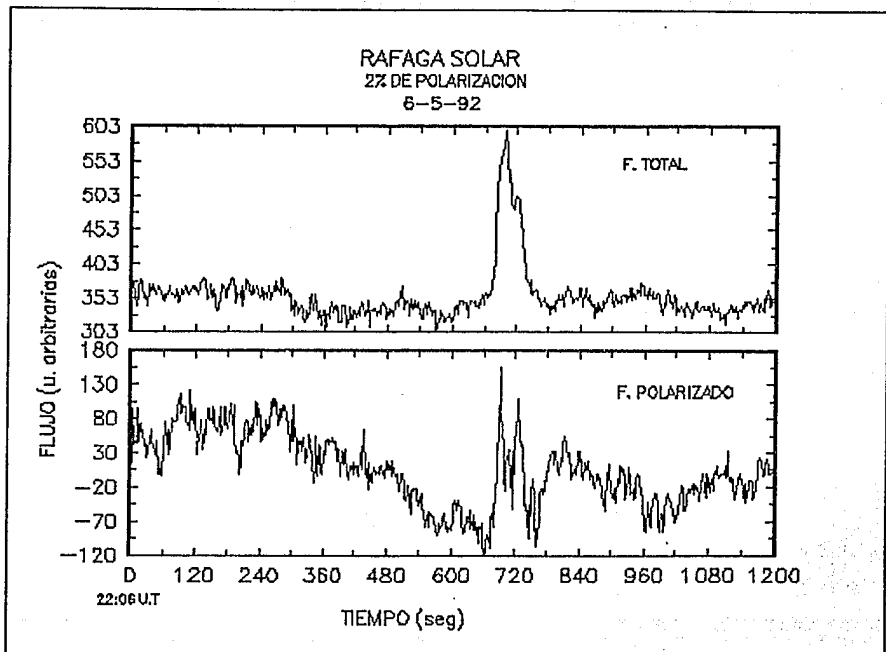


figura 4.7

ESPECTRO DE POTENCIAS  
15% DE POLARIZACION  
30-10-91

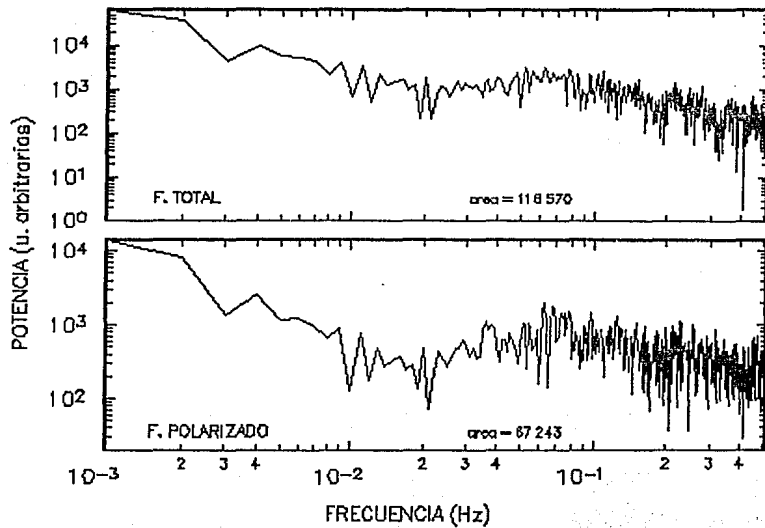


figura 4.8

RAFAGA SOLAR  
15% DE POLARIZACION  
30-10-91

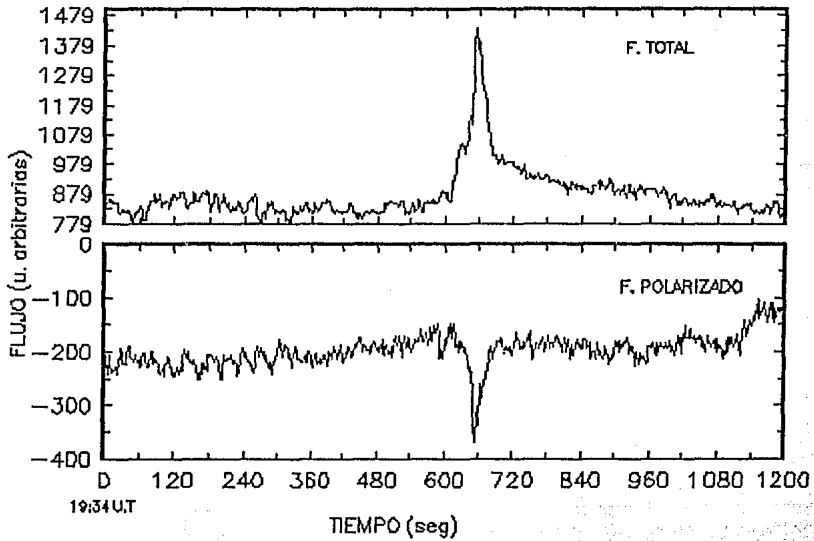


figura 4.9

ESPECTRO DE POTENCIAS  
41% DE POLARIZACION  
25-3-91

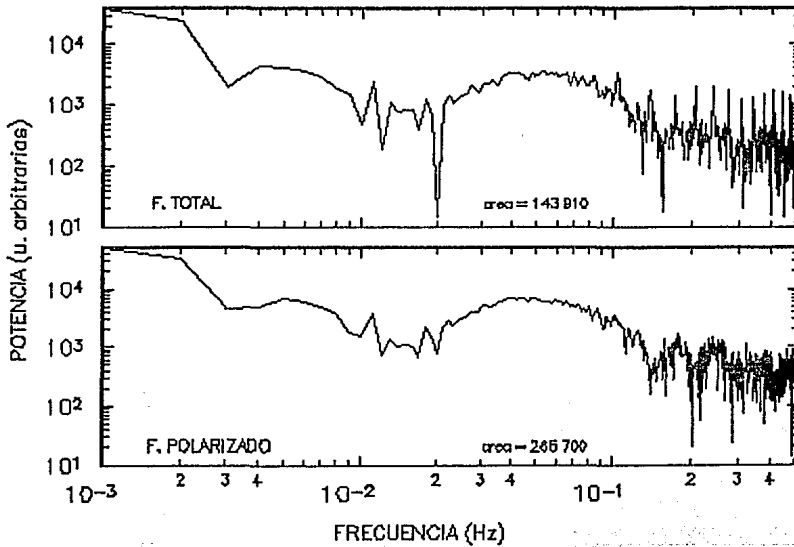


figura 4.10

RAFAGA SOLAR  
41% DE POLARIZACION  
25-3-91

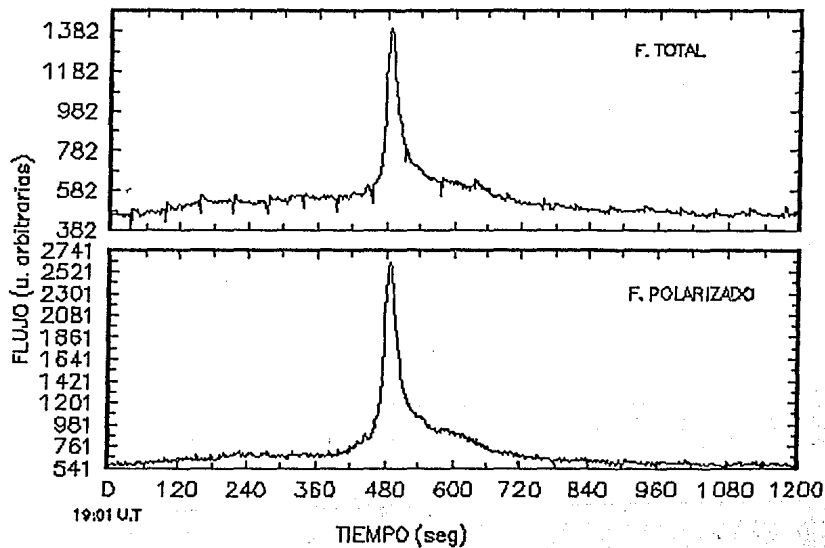


figura 4.11

# CORRELACION

## % DE POLARIZACION CONTRA AREA

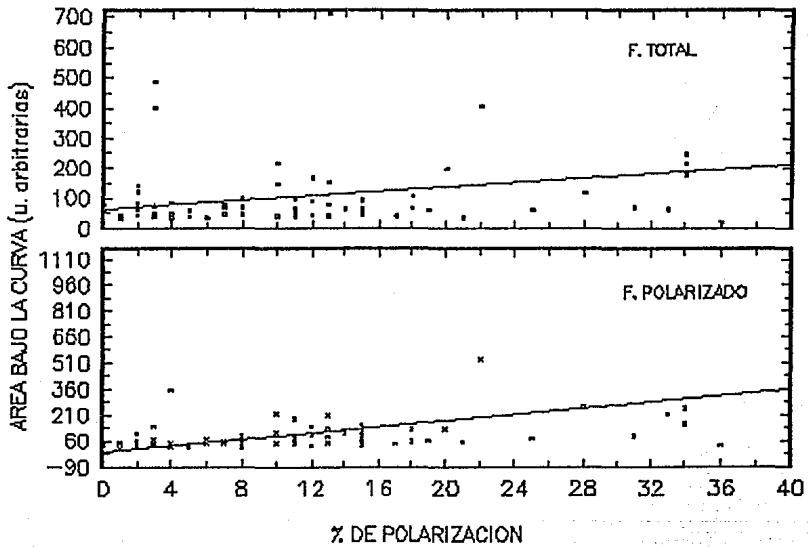


figura 4.12



disminuir conforme aumenta el porcentaje de polarización. Sin embargo, el comportamiento es similar al del área bajo la curva. La figura 4.13 muestra una gráfica del porcentaje de polarización contra  $\alpha$  de los eventos tanto en su flujo total, con una correlación de  $-0.17$ , como en su flujo polarizado, con la correlación correspondiente de  $-0.25$ .

Al considerar que los resultados anteriores no son satisfactorios, se propuso que el aumento en el área bajo la curva del espectro de potencias de los eventos está relacionado con la temperatura. De esta forma se graficó la temperatura de antena contra el área bajo la curva del espectro de potencias (figura 4.14), en este caso se encontró una correlación mayor, de  $0.76$  para el flujo total y de  $0.46$  para el flujo polarizado. Así mismo, se graficó la temperatura de antena contra el índice espectral (figura 4.15). La correlación encontrada es de  $-0.39$  para el flujo total y  $-0.48$  para el flujo polarizado.

#### 4.5 CONCLUSIÓN

Como se puede observar en las gráficas, las correlaciones encontradas son demasiado bajas, aunque se observa la tendencia general del aumento del área bajo el espectro de potencias con la polarización del evento. Se deben analizar los factores que pueden estar influyendo en la baja correlación:

-Entre los primeros factores que se deben considerar se encuentra la complejidad del evento. es decir debemos hacer una clasificación de los eventos en ráfagas compactas o de doble cinta, si se tiene un evento simple o una ráfaga homóloga, etc..

- Otro factor importante en los resultados es el cálculo del porcentaje de polarización; como se puede ver en la tabla 4.1 los porcentajes de polarización calculados con nuestro método muchas veces difieren de los porcentajes calculados en otros dos observatorios en Cuba (lo que es peor difieren aleatoriamente). Sobre este punto puede estar influyendo el método tradicional de medir porcentaje de polarización que consiste en hacer el cálculo únicamente para el máximo de la emisión i. e. para el pico del evento.

- Tampoco se subdividieron los eventos en fases; antes, durante y después del evento, para eliminar el ruido propio que introduce el evento de tipo de choque en el análisis de las series de tiempo.

Es necesario considerar los factores anteriores y hacer nuevamente el análisis propuesto. Sin embargo, al hacer la subdivisión de los eventos nuestras muestras se reducen considerablemente al grado de que es difícil hacer un análisis estadístico confiable.

# CORRELACION

% DE POLARIZACION CONTRA INDICE ESPECTRAL

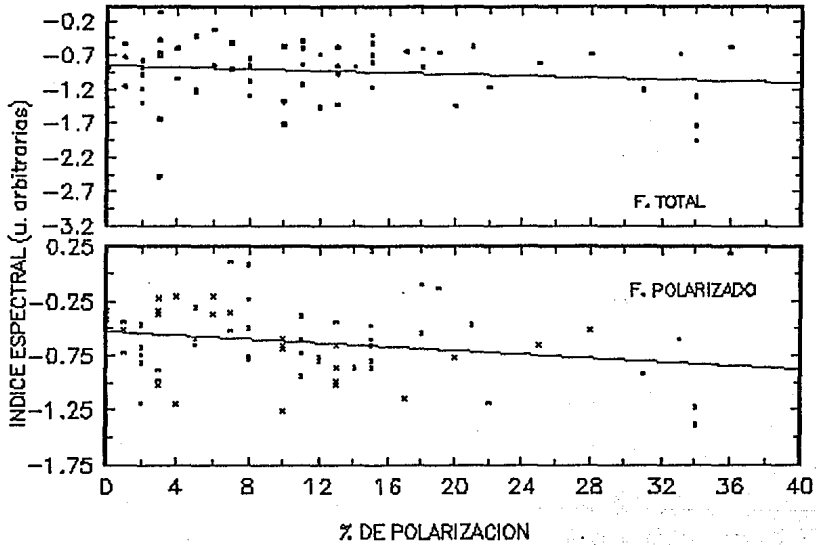


figura 4.13

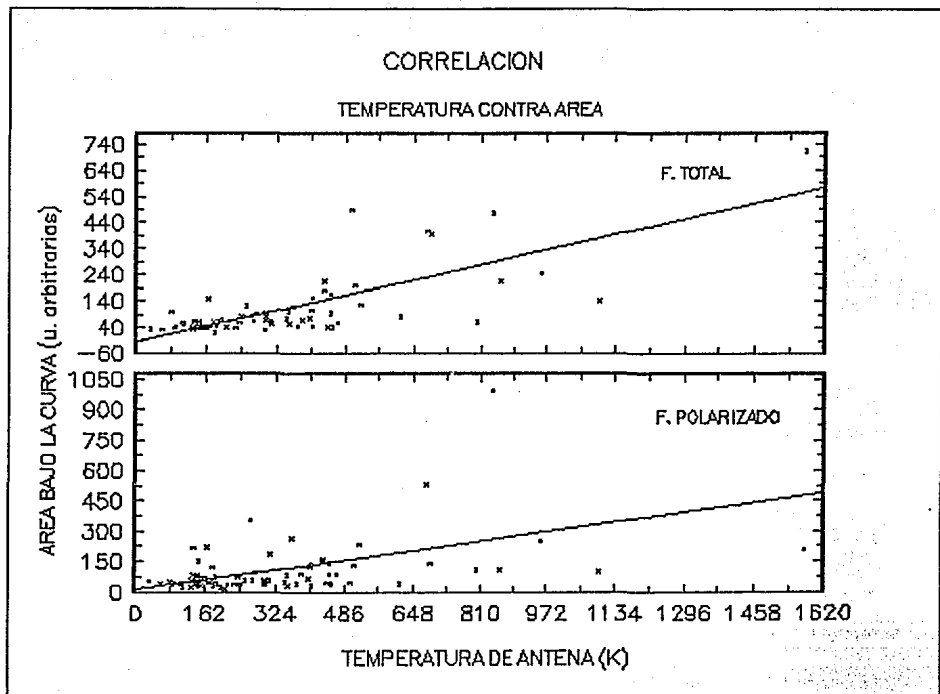


figura 4.14

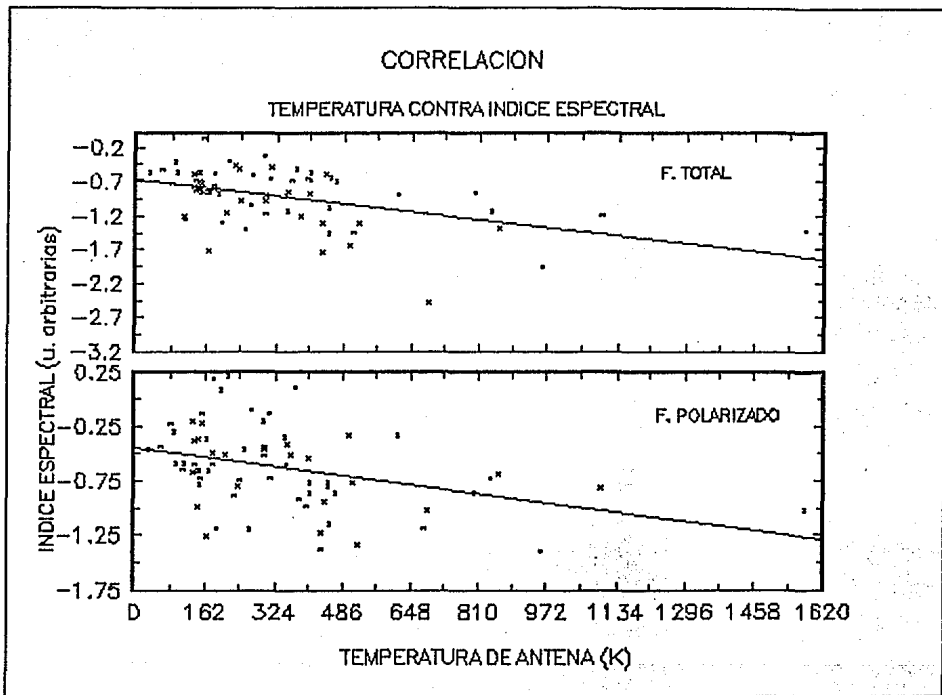


figura 4.15

## CONCLUSIONES GENERALES

Como hemos visto, el campo magnético es responsable de la mayor parte de la dinámica atmosférica del Sol. Sin embargo, también se ha visto a lo largo del trabajo que existen fuertes limitaciones técnicas para observarlo directamente. Es decir, los instrumentos actuales no han podido resolver muchas estructuras del campo magnético de pequeña escala, estas estructuras juegan un papel importante en la dinámica y el calentamiento de la atmósfera, por lo tanto, el poder observarlas, o al menos inferirlas de alguna manera, nos ayudaría a entender esos fenómenos. Actualmente se obtienen aproximaciones de la estructura e intensidad del campo magnético por medio de la extrapolación de las observaciones de los campos magnéticos fotosféricos o usando la emisión de radio en lugares de campo magnético grande como lo son las manchas solares.

Los métodos indirectos son entonces la única herramienta disponible actualmente para obtener las características de pequeña escala del campo magnético solar.

El método de observación indirecta, de variaciones de pequeña escala del campo magnético solar, que proponemos se basa en el hecho de que la radiación en microondas con gran polarización circular está fuertemente ligada a los campos magnéticos coronales. De tal forma que podemos asociar algunas variaciones en el flujo de radiación recibida con variaciones en el campo magnético en el lugar de la emisión.

Con el análisis hecho a los datos obtenidos con el radiointerferómetro solar, obtuvimos indicios de que las variaciones asociadas al campo magnético se pueden ver en la región del espectro de potencias que va de  $2 \times 10^{-3}$  a  $5 \times 10^{-1}$  Hz. Lo anterior se dedujo del hecho de que el área bajo la curva del espectro de potencias de un evento en dichas frecuencias crecía al aumentar el grado de polarización del evento. Se observó que en general los espectros de potencias siguen dicho comportamiento.

Debido a que el campo magnético no es el único factor que interviene en el proceso de radiación, tenemos que hacer el análisis a un gran número de eventos, con el fin de descartar otros parámetros como la temperatura, densidad, estructura física, etc. que suponemos cambian de evento en evento. Al hacer el análisis propuesto a un gran número de eventos se vió que no todos

los espectros de potencias siguen la misma respuesta del aumento del área bajo la curva con respecto a la polarización. Aunque sí parece haber una relación entre ambas cosas.

Como la relación entre crecimiento del área bajo la curva y porcentaje de polarización no se cumplía para todos los eventos, se trató de buscar otra asociación por ejemplo con la temperatura de cada evento, sin embargo, una vez más se encontró una relación pobre entre ambas cosas.

Creemos que sí existe la relación entre el crecimiento del área bajo la curva del espectro de potencias con el grado de polarización de los eventos. Esto quiere decir que las variaciones encontradas en el intervalo de frecuencias mencionados, para eventos con gran polarización circular, podemos asociarlas a variaciones del campo magnético en el lugar de origen de la radiación.

La asociación entre una característica del flujo observado en alguna frecuencia y las variaciones del campo magnético nos daría una herramienta poderosísima para el estudio de los campos magnéticos solares, puesto que una vez que se tiene el método de asociación, podemos recurrir a observaciones en otras frecuencias y con gran resolución espacial para tener una información detallada de algunos fenómenos de la atmósfera solar relacionados con el campo magnético. Cabe mencionar que el método propuesto no ha sido explorado antes.

Entre los factores que contribuyen a los resultados de ésta primera etapa de la investigación se pueden mencionar los siguientes:

En primer lugar debemos hacer una clasificación exhaustiva de los eventos: Por la forma del evento, si se trata de un evento impulsivo o de otro tipo, si se tiene uno o varios picos de intensidad, si se trata de ráfagas compactas o de doble cinta, si se tiene un evento simple o una ráfaga homóloga, etc..

El cálculo del porcentaje de polarización debe estar influyendo, entonces se necesita hacer un análisis del método de cálculo del nivel de polarización y en todo caso diseñar y adoptar otro método. Cabe mencionar que pueden existir también cambios en la polarización de un evento cuando la radiación cruza la corona solar, pero dichos cambios están asociados únicamente con campos magnéticos, es decir, por un lado, pueden hacer que nuestra correlación decaiga pero, por otro, estamos nuevamente observando variaciones debidas a campos magnéticos. Para estos cambios en la trayectoria de la radiación debemos hacer una clasificación en cuanto al lugar de origen (centro - limbo) de la radiación, es decir, el lugar del evento.

En cuanto al método del espectro de potencias podemos asegurar un poco

más su aplicación haciendo una subdivisión del evento en porciones antes, durante y después del evento.

Como era de esperarse, puesto que estamos tratando con un método nuevo, encontramos algunas dificultades en el desarrollo del mismo. Sin embargo, creemos que es necesario continuar con la investigación, puesto que, como hemos mencionado podemos obtener una excelente herramienta para el estudio de la dinámica solar.

## REFERENCIAS

- Alfvén, H., and Carlqvist, P., 1967, *Solar Phys.* 1, 220.
- Alfvén, H., 1981, *Cosmic Plasma*, D. Reidel, Dordrecht.
- Alissandrakis, C.E. and Kundu, M.R., 1978, *Ap. J.* 222, 342.
- Antonucci, E. 1982, *Solar Phys.* 78 107.
- Anzer, U., 1968, *Solar Phys.* 3 298.
- Athay, R.G., 1976, *The Solar Cromosfera and Corona: Quit Sun* (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1976).
- Athay, R.G., 1981, in *The cromosfera and Transition Region*, S. Jordan, ed. NASA.
- Baker, D., *Flare classification based upon X-ray intensity*, AIAA paper 70-1370, Huntsville, Ala 1970.2
- Beckers, J.M., 1978, *Proceedings Workshop on Solar Rotation*, Pubblicazione Oss. Astrofisico di Catania 162, 166.
- Beckers, J.M. and Scröter, E.H., 1969, *solar Phys.* 10, 384.
- Bohlin, J.D., en *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, J.B. Zirker ed. Colorado University Press, Colorado, 1977.
- Borousky, J.E. 1983, *Phys. Fluids*, 36, 3273.
- Bravo S., 1988, *Comunicaciones Técnicas 22 I. de Geofisica UNAM*.
- Brown, J.C., Smith, D.F., and Spicer, D.S., 1981, *Solar Flare Observations and their Interpretations in The Sun as Star*, Jordan (ed) NASA SP-450.
- Brueckner, G.E., Paterson, N.P., Scherrer, V.E., 1976, *Solar Phys.* 47, 127.
- Bruzek, A., 1966, *Solar Physics*, J. Ward ed. (Wiley, New York) chapter 14.
- Canfield, R.C., Cook, J.W., 1978, *Astrphys. J.* 225, 650.
- Carmichael, H., 1964, *Proc. AAS-NASA Symp. on the Physics of the Solar Flares*, NASA SP-50 451.
- Coppi, B., 1964, *Ann. Phys.* 30 178.
- Cox, D.P., Tucker, W.H., 1969, *Astrophys. J.* 157, 1157.
- Cranell, C.J., Frost, K.J., Mätzler, C.H., Ohki, K., and Saba, J.L., 1978, *Astrphys. J.* 223, 620.
- Croom, D.L., Powell, R.J., 1971, *Solar Phys.* 20, 136
- Chapman, S., Kendall, P.C., 1963, *Proc. Roy. Soc.* A271 435.
- Chen, F.F., 1974, *Introduction to Plasma Physics*. Plenum Press, New York, 135.



- Cheng, C.C., Pallavicini, R., Acton, L.W., and Tandberg-Hanssen, E., 1985, *Astrophys. J.* 298, 887.
- Chupp, E.L., 1983, *Solar Phys.* 86, 383.
- Datlowe, D.W., Hudson, H.S. and Peterson, L.E., 1974, *Solar Phys.* 35, 193.
- De Jager, C., 1965, *Ann. Astrophys.* 28, 283.
- Dodson, H.W. and Hedeman, E.R., WDC-A Report UAG-14, 1971.
- Donnelly, R.E., 1970, ESSA Tech. Rep. ERL 169-SDL14.
- Donnelly, R.E., Kane, S.R., 1978, *Astrophys. J.* 222, 1043.
- Doscheck, G.A., 1985, Teniku, A. ed. Plenum Publishing Co. New York.
- Doyle, J.G., Raymond, J.C., Noyes R.W., Kington, A.E., 1983, *Activity in Red-Dwarf Stars*, Byrne, P.B. and Rodono, M., eds. Reidel Publishing Co.
- Dunguey, J.W., 1958, *Cosmical Electrodynamics* (Cambridge University Press) 98.
- Dulk, G.A., Bastian, T.S., and Kane, S.R. 1985, Two frequency imaging of microwave impulsive flares near the Limb, submitted to *Astrophys. J.*
- Emsile, A.G., Brown, J.C., Donnelly, R.F., 1978, *Solar Phys.* 57, 175.
- Feldman, V., Doschek, G.A., Kreplan R.V., and Mariska, J.T., 1980, *Astrphys. J.* 241 1675.
- Ferraro, V.C.A., Plumpton, C. 1966, *An Introduction to Magneto-fluid Mechanics* 2nd ed., Oxford; Clarendon Press, 1966.
- Field, G.B., 1965, *Astrophys. J.* 142, 531.
- Forbush, S.E., 1946, *Phys. Rev.* 70, 711.
- Fowler, T.K., 1965, *Phys. Fluids* 8, 459.
- Frazier, E.N. y Stenflo, J.O., 1972, *Solar Phys.* 27 330.
- Solanky, S.K., 1990, en *Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields* IAU Symp. 138, ed. Stenflo J.O., Kluwer Dordrecht.
- Furth, H.P. Killeen, J., Rosenbluth, M.N., 1963, *Phys. Fluids* 6 459.
- Gardner C.S., 1963, *Phys. Fluids* 6, 839.
- Gold, T.; Hoyle, F., 1960, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 120, 89.
- Green, R.M., Sweet, P.A., 1967, *Astrophys. J.* 147 1153.
- Harvey, K.L., Harvey, J.W., 1976, *Solar Phys.* 47, 233.
- Heyvaerts, J., Priest, E.R., and Rust, D.M., 1977, *Ap. J.* 216, 123.
- Hiei, E., Widing, K.G., 1979, *Solar Phys.* 61, 407.
- Hudson, H.S., 1978, *Astrophys. M.* 224, 235.
- Kahler, S.W., Buratti, B.J., 1976, *Solar Phys.* 47, 157.
- Kane, S.R., 1969, *Astrophys. J. Letters* 157, 1139.
- Kane, S.R., 1973, in *Symp. on High Energy Phenomena on the Sun*, NASA-SP 342, 55
- Kane, S.R., Pick, M., 1976, *Solar Phys.* 47, 293.

- Kane, S.R., et Al., 1980, Impulsive Phase of Solar Flares, in Solar Flares, Sturrock, P., ed. Colorado University Press Boulder.
- Keller C.U., 1992 Nature 359 307.
- Kiplinger, A.L., et Al., 1982; Submitted to Solar Phys.
- Kocharov, G.E., Kocharov, L.G., Kovaltsov, G.A., Mandzhavidze, N.Z. and Semukhin, P.E., 1986, in Solar Maximum Analysis, Stepanov V.E. and Obridko, V.N. (eds), pp. 261.
- Koop, R.A., and Poletto, 1985, NSO/SMM Summer Meeting on Solar Fields, Neidig (Ed.) SNO, Sunspot.
- Kundu, M.R., 1965, Solar Radio Astronomy, Interscience Publishers, New York.
- Kundu, M.R., Velusamy, T., Becker, R.H., 1974, Solar Phys. 50, 429.
- Kundu, M.R., Alissandrakis, C.E., Bregman, J. and Hin, A., 1977, Ap. J. 213, 278
- Kundu, M.R.; Vlahos, L., 1979, Astrophys. J. 232, 595.
- Kundu, M.R.; Schmal, T.; Velusamy and Vlahos, L., 1981, Astron. Astrophys. 108, 188.
- Kundu, M.R., 1983, Solar Phys. 86, 205.
- Lindenberg, L. and Torven, S., 1983, TRITA-EPP-83-05 Dept. of plasma Physics. The Royal Institute of Technology, S-100, 44, Stockholm.
- Lin, R.P., 1976, Solar Phys. 46, 433.
- Livshitz M.A., Pikelner S.B., 1964, Soviet Astron. 8 368.
- Machado, M.E., Emsile, A.G., Brown, J.C., 1978, Solar Phys. 58, 363.
- Matsuura, O.T., Nave, M.F.F., 1974, Solar Phys. 16, 417.
- Merkulenko, V.E., 1967, Soviet Astron. 10 944.
- Munro, R.H. y Jackson B.V., Astrophys. J. 1977, 213 874.
- Orwig, L.E., and Woodgate, B.E., 1986, The Lower Atmosphere of Solar Flares, Neidig, D. ed., Sacramento Peak Observatory, New Mexico.
- Papadopoulos, K., 1979, Dynamics of the Magnetosphere, ed. S.I. Akasofu, 289.
- Pikel'ner, S.B.; Livshits, M.A., 1977, Astrom. Zh, 54, 1062,
- Parker, E.N., 1953, Astrophys. J. 117 431.
- Parker, E.N., 1957, Phys. Rev. 107 830.
- Parker, E.N., 1963, Astrophys. J. suppl. 8 177.
- Parks, G.K. Winckler, J.R., 1971, Solar Phys. 16, 186.
- Petschek, H.E., 1964, Proc. AAS-NASA Symp. on the Physics of the Solar Flares, NASA SP-50 425.
- Petschek, H.E., Thorne, R.M., 1967, Astrophys. J. 147 1157.
- Pnewman, G.W., 1967, Solar Phys. 2 462.

- Pnewman, G.W., 1981, Solar Flare Magnetohydrodynamics, Priest, E.R. (Ed.), Gordon and Beach, New York, 379.
- Priest, E.R., 1986, SMA Symp. Irkutsk.
- Pudovkin, M.I., Semenov, V.S., 1985, Magnetic Field Reconnection Theory and the Solar Wind, Space Sci. Revs. 41, 1.
- Pudovkin, M.I., Semenov, V.S., 1986, Solar Maximum Analysis, V.E Stepanov and V.N. Obridko (Eds), VNU Science Press, 195.
- Raadu, M.A., 1972, Solar Phys., 22, 245.
- Ramaty et al., 1980, in P.A. Sturrock ed., Solar Flares, Boulder: Colorado Associated University Press, 1980.
- Rust, D.M., 1968, Astron. J. 73 S75.
- Rust, D.M., 1976, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 281, 427.
- Saverny, A., 1964, Space Sci. Rev. 3, 451.
- Saverny, A., 1965, Astron. Zh. 42, 217.
- Schlüter, A., 1957, Proc. IAUSymp. 4 (Camgrige University Press) 356.
- Sen, H.K. and White, M.L., 1972, Solar Phys. 23, 146.
- Sheeley Jr N.R., Solar Phys. 1980, 65 229.
- Simon, P. and McIntosh, P.S., 1972, in P.S. McIntosh and M. Dryer (eds), Solar Activity Observations and predictions, p. 343.
- Spicer, D.S. 1976, NRL Report No. 8036. Naval Reserch Laboratory, Washington, D.C.
- Spicer, D.S., 1977, Solar Phys. 53, 305.
- Spicer, D.S., John, 1981, Solar Phys,
- Spicer, D.S., 1982, Space Sci. Rev. 3, 351.
- Spruit, H.C. y Roberts, B., 1983, Nature 304 401.
- Stenflo, J.O., 1973, Solar Phys. 32, 41.
- Stenflo, J.O., 1989, Astr. Astrophys, Rev. 1 3.
- Sturrock, P.A. 1966, Phys. Rev. Lett. 16 270.
- Sturrock, P.A., Coppi, B., 1966, Astrophys. J. 143 3.
- Sturrock, P.A., 1966, Nature 211 695
- Sturrock, P.A., 1967, in Structure and Development of Solar Active Regions, ed. I.O. Klepenheuer, IAU Symp. 35, 471.
- Sturrock, P.A., ed., Solar Flares, Report of NASA Skylab Workshop on Solar Flares (Boulder: Colorado University Press, 1979).
- Sturrock, P. A., et al., 1980, ed., Proceedings of the Sky Lab Workshop on Solar Flares, Boulder; Colorado Associated University Press, 1980.
- Suemoto, Z, Hiei, E., 1959, Pub Astron. Soc. Japan 11 185.

- Švestka, Z., 1976, Solar Flares, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland.
- Sweet, P.A., 1958, The Crab Nebula, IAU Symp. 46, eds. R.D. Davies and F.G. Smith.
- Sweet, P.A., 1965, IAU Symp. 6, Stockholm, ed B. Lehnert (Cambridge University Press) 125.
- Sweet, P.A., 1969, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 7 149.
- Syrovatskii, S.I., 1966, Astron. Zh. 43, 340.
- Takakura, T., 1967, Solar Phys. 1, 304.
- Tandberg-Hanssen, E., and Gordon, A.E., 1988, The physics of Solar Flares, Cambridge University Press, Cambridge.
- Van Hoven, G., 1979, Astrophys. J., 232, 572.
- Vorpahl, J.A., 1972, Solar Phys. 26, 397.
- Vorpahl, J., Gibson, E.G., Landecker, P.B., McKenize, D.L., Underwood, J.H., 1975, Solar Phys. 45, 199.
- Waldmeier, M., Die Soolekorona 2, Verlag Birkhauser, Basel, 1957.
- Mehlretter, J.P., 1978, Astron. and Astrophys. 62, 311.
- Widing, K.G., Dere, K.P., 1977, Solar Phys. 55, 431.
- Wild, J.P., 1963, The Radioemission of the Sun, in H.P. Palmer, R.D. Davies, M.I. Large (eds), Radioastronomy Today, University of Manchester Press, Manchester.
- Williams, A.C., 1986, IEEE Trans. Plas. Sci., PS-14, 838.
- Withbroe, G.L., Reeves, E.M., 1972, Solar Phys. 24, 169.
- Wittman, A., 1979, Small Scale Motions on the Sun, kiepenheuer, Colloquium (Freiberg, 1979).

PAQUETE ANALISIS

Una parte importante del trabajo con los registros del Radiointerferómetro Solar es el desarrollo de programas para su tratamiento. Cuando el instrumento está trabajando, una computadora registra los cuatro canales del interferómetro además del estado del registro. Estos registros se almacenan directamente en el disco. Posteriormente para su análisis hemos desarrollado un paquete llamado "Análisis" con el que se pueden visualizar y manejar los registros con facilidad.

Presentamos aquí el programa:

Al teclear la palabra análisis se inicia el programa y pide la fecha o nombre del archivo que se desea analizar. Una vez que se ha cargado el archivo aparece el menu de opciones:

OPCIONES

- 0.- Grafica de un archivo.
- 1.- Grafica por pantallas.
- 2.- Grabar parte de un archivo al disco.
- 3.- Obtener calibraciones.
- 4.- Obtener grado de polarizacion.
- 5.- Leer nueva fecha.
- 6.- Salir del programa.

Elija la opcion :

Dependiendo de la opción elegida el programa llama a diferentes subrutinas, en el caso de que se elija la opción "0.- Grafica de un archivo." se presenta en una sola pantalla el registro de todo el día.

En la opción "1.- Grafica por pantallas.", se grafica el registro de todo el día por pantallas de 20 minutos.

Con la opción "2.- Grabar parte de un archivo al disco.", se puede exportar un archivo o alguna parte de éste en código ASCII para su análisis en

cualquier otro tipo de programa.

En la opción "3.- Obtener calibraciones.", se obtienen las calibraciones del registro y además se grafican los canales de intensidad y polarización debidamente calibrados y se grafica también el grado de polarización. Las gráficas se presentan en una pantalla que cubre el registro de todo el día.

En la opción "4.- Obtener grado de polarización." Se hacen nuevamente las calibraciones y se obtiene el grado de polarización pero por pantallas de 20 minutos, en cada pantalla se busca el máximo de intensidad y se escribe el grado de polarización calculado para el punto.

La opción "5.- Leer nueva fecha." nos permite simplemente leer un archivo nuevo sin salir del programa.

Finalmente con la opción "6.- Salir del programa." se sale del programa.

Con el paquete "Análisis" se tiene ya una buena herramienta para el manejo inicial de los registros digitales obtenidos con el Radiointerferómetro solar.