

39  
24

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

---

FACULTAD DE CIENCIAS

OBSERVACION DE REGIONES ACTIVAS SOLARES CON  
EL RADIOINTERFEROMETRO SOLAR DE BASE PEQUEÑA A  $\lambda \approx 4\text{cm}$ .

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE  
FISICO

PRESENTA

ALEJANDRO LARA SANCHEZ

MEXICO D. F.

ENERO 1991

TESIS CON  
FALSA DE ORIGEN



## **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

I	Introducción	3
1.	Historia de la radiastronomía	4
2.	Ventana Atmosférica de radio	6
II	El Sol	11
1.	Fotosfera	11
	-Granulación	12
	-Manchas Solares	12
	-Regiones activas	13
	-Dinamo magnético	15
2.	Cromosfera	15
3.	Corona	17
	-Hoyos coronales	18
	-Ráfagas	19
III	Emisiones Solares de Radio	21
1.	Radiación	21
2.	Sol quieto	21
3.	Sol activo	25
	-La componente lentamente variable	25
	-La componente rápidamente variable	26
3.	Mecanismos de producción de ondas de radio	30
	-Radiación coherente	31
IV	Descripción del radiointerferómetro Solar de base pequeña a $\lambda \approx 4$ cm	32
1.	Antenas	32
	-Montura	35
	-Compensación de caminos	35
2.	Receptor	38
	-Sección de alta frecuencia	38

-Canal de intensidad	39
-Canal de polarización	42
-Sección de interferometría	44
V Modernización del sistema de adquisición de datos e implementación de un dispositivo para registrar eventos en milisegundos	49
1. Fenómenos de corto tiempo	49
-Perfil en el tiempo	51
-Espectro	52
-Polarización	53
-Posición	53
-Tamaño de la fuente	53
-Procesos de emisión	53
2. Inestabilidad Maser Electrón Ciclotrón	55
- Procesos giromagnéticos	55
- Aplicaciones de la emisión maser electrón ciclotrón	59
3. Implementación Experimental	61
4. Construcción del Sistema Digital de Adquisición de Datos	62
4.1. instrumentación	63
-Sistema de control de la tarjeta	63
-Convertidor analógico-digital	68
-Comunicación	69
-Sistema de tiempo	69
4.2. Programación	71
VI Conclusión	77
VII Referencias	79
VII Apéndice	
Programa	81

# I

## INTRODUCCION

El Hombre por naturaleza tiene capacidad de detectar y discriminar ondas electromagnéticas, sólo que la región en que puede hacerlo es muy limitada. Del vasto espectro electromagnético, el hombre ve únicamente la región llamada del visible ( $390 \text{ nm} \leq \lambda \leq 780 \text{ nm}$ ), quedando fuera de su percepción directa un intervalo enorme de radiación electromagnética, antes y después del visible.

Para suplir esta deficiencia el hombre ha construido instrumentos con los cuales puede ver en casi todo el espectro; por ejemplo, existen detectores para longitudes de onda muy pequeñas  $\lambda \leq 1 \text{ nm}$  (rayos X ó rayos  $\gamma$ ) y para longitudes de onda grandes  $\lambda \geq 1 \text{ mm}$  (ondas de radio o microondas). En especial estamos interesados en ésto último; la detección de ondas de radio aplicada a la astronomía o lo que se llama *RADIOASTRONOMIA*.

En el presente trabajo se describen tanto la construcción de una interfase entre el radiointerferómetro solar, y una computadora PC que nos permitirá automatizar el control del aparato, como del sistema de detección de alta resolución temporal. Esto último, dado que recientemente se han detectado ráfagas con emisión coherente tanto en el sol como en otras estrellas activas (Dulk y Winglee 1987). Siendo las características principales de este tipo de emisión el alto grado de polarización circular cercana al 100%, (i. e. su vector de campo eléctrico gira en movimiento circular con amplitud constante). las variaciones temporales rápidas (del orden de milisegundos), estrechos anchos de banda  $\Delta\omega/\omega \leq 0,01$  y la gran intensidad, con temperaturas de brillo superiores a los  $10^{15} \text{ K}$ , lo que implica un verdadero reto el poder detectar este tipo de evento desde la tierra.

En especial pensamos que el radiointerferómetro solar que mantenemos en operación, en el Instituto de Geofísica de la UNAM, podría contribuir a este tipo de observaciones, por lo que nos

avocamos a diseñar y construir un sistema de detección que al ser adaptado al interferómetro sea capaz de detectar estos eventos.

## 1.1 HISTORIA DE LA RADIOASTRONOMÍA.

Podemos decir que la radioastronomía nació en 1884, sólo seis años después de que H. Hertz produjera y midiera ondas de radiofrecuencia, cuando O. Lodge comunicaba a la *Royal Institution* de la Gran Bretaña que intentaría encontrar la radiación de onda larga proveniente del Sol.

El detector usado por Lodge era un simple Cohesor<sup>o</sup>, un tubo lleno de partículas metálicas conectado en serie a una batería y a un galvanómetro. Lodge atribuyó a la baja sensibilidad de este detector y a la presencia de un gran número de fuentes terrestres de perturbación, los resultados negativos de su experimento.

En 1900 C. Nordmann, un estudiante graduado francés, intentó un experimento semejante, sólo que utilizó dos cohesores y una antena de 175 m de longitud, colocando el aparato a una altura de 3100 m snm, para eliminar al máximo la acción absorbente de la atmósfera.

Nordmann predijo que explosiones fuertes de ondas de radio solares estarían asociadas con las manchas solares y atribuyó los resultados negativos de su experimento a la absorción atmosférica.

En 1932 K. Jansky de los laboratorios de la *Bell Telephone*, estudiando problemas de estática y otros problemas que afectaban la radiotelefonía comercial, se percató de una señal extraña y se puso a rastrearla por espacio de un año. Encontró que la señal más fuerte provenía del centro de nuestra galaxia.

Fue de ésta forma que empezó la radioastronomía, cuando Jansky descubrió el ruido cósmico de radio. Sin embargo el descubrimiento de Jansky suscitó poco interés, a causa de que el ruido cósmico de radio era demasiado débil para ser de importancia práctica. Durante la siguiente década el único trabajo hecho en radioastronomía fue realizado por un aficionado: G. Reber.

Reber construyó un reflector parabólico de 9.4 m en el patio de su casa. Eligió esta forma de antena considerando que, para alcanzar un gran poder de resolución, sería necesario trabajar a frecuencias muy altas. La antena estaba montada sobre un eje dirigido de Este a Oeste, en una montura de trancito. Con ésto se podía explorar cualquier

objeto celeste cuando pasara sobre el meridiano correspondiente a la longitud donde se encontraba la antena.

Este instrumento, que puede ser considerado como el antepasado de los radiotelescopios actuales, fue puesto en operación a principios de 1938. En abril del siguiente año, después de haber probado con varios receptores y detectores, Reber registró radiación de 162 MHz y para 1944 publicó un mapa completo de ruido cósmico de radio a esa frecuencia.

En febrero de 1942, los radares Británicos, operando en un intervalo de frecuencia de 55 a 80 MHz, sufrieron repentinamente una grave interferencia. Un equipo de investigadores dirigidos por S. Hey, fue enviado a averiguar el problema.

Ya que las antenas de radar son sumamente sensibles a la dirección y se pueden apuntar fácilmente a cualquier parte del cielo, Hey pudo detectar rápidamente que la fuente de interferencia era el Sol, y concluyó que la explosión inusitada de ondas de radio estaba ligada a las manchas solares.

En junio de 1942, G. C. Southworth, de los laboratorios de la *Bell Telephone*, registró independientemente emisión solar de radio. Estos resultados, producto de una búsqueda intencional de ondas solares de radio, se obtuvieron a frecuencias entre 3 y 10 GHz, es decir, en la región de microondas. La radiación medida por Southworth era en su mayor parte térmica.

También Reber, en 1943, descubrió independientemente emisión solar de ondas de radio. Para esto Reber utilizó su antena parabólica con un receptor de 60 MHz.

En los años siguientes a la publicación del descubrimiento de Hey, muchos radiotécnicos, receptores y antenas desarrollados originalmente para aplicaciones militares fueron modificados y se usaron para observaciones de radio, solares primero y cósmicas después.

En la década de los 50's los instrumentos radiosolares eran nuevos y poderosos para hacer importantes contribuciones a la investigación solar terrestre. Por ejemplo, con un instrumento de este tipo, se encontró que la radiación de plasma es la responsable de ciertas radioemisiones en las ráfagas solares. Otro descubrimiento que revolucionó el estudio de las relaciones Sol-Tierra fue la radio-observación de plasma coronal expulsado por el Sol que se mueve

alejándose del Sol a través del espacio interplanetario.

En los 60's se llegó a la conclusión de que era necesario entender correctamente los procesos físicos del plasma para poder interpretar los diversos y complejos fenómenos de explosiones de radio. La construcción en Australia de un radioheliógrafo que podía tomar rápidamente imágenes bidimensionales de la corona solar, casi como un telescopio óptico, contribuyó en gran medida al desarrollo de la radiofísica y al estudio del plasma solar.

En los 70's muchos eventos importantes tuvieron lugar; observaciones de satélites a radiofrecuencias bajas llevaron a la detección directa de ondas de plasma y al mapeo de líneas de campo magnético en el espacio interplanetario. Y finalmente muchos radiointerferómetros grandes, construidos principalmente para radioastronomía sideral, fueron terminados. Cuando los radioastrónomos solares usaron estos instrumentos obtuvieron resoluciones de segundos de arco, esto es, se pudieron ver detalles del Sol de varios cientos de kilómetros. Y algo más importante; los campos magnéticos coronales pudieron ser medidos. El Skylab fue lanzado y se hicieron muchos estudios en colaboración. Por un lado, los datos de rayos X y ultravioleta del Skylab y por otro, los datos de radio de alta resolución, que al combinarse dan bastante información acerca de la fuente de emisión.

## 1.2 VENTANA ATMOSFÉRICA.

A diferencia de las radiaciones en rayos X y UV por ejemplo, la atmósfera terrestre es transparente a un gran intervalo de ondas de radio dado que ninguno de sus constituyentes absorbe en forma apreciable éste tipo de radiación. Ésta ventana de radio se extiende desde una frecuencia límite inferior de 15 MHz ( $\lambda \approx 20$  m) a una frecuencia de corte alta de alrededor de 300 GHz ( $\lambda \approx 1$  mm), dichos límites no son fijos sino que pueden variar con la posición geográfica y con el tiempo.

La frecuencia de corte alta ocurre porque la absorción resonante de las bandas de rotación de baja energía de algunas moléculas en la troposfera caen en este intervalo de frecuencias. Existen principalmente dos moléculas responsables de esto; el vapor de agua  $H_2O$  con bandas intensas a 22.2 GHz ( $\lambda = 13.5$  mm) y 184 GHz ( $\lambda = 1.63$



mm) y el  $O_2$  con una banda excesivamente intensa a 60 GHz ( $\lambda = 5$  mm) y una sola línea a 119 GHz ( $\lambda = 2.52$  mm).

A frecuencias bajas la atmósfera terrestre deja de ser transparente debido a que los electrones libres en la ionosfera reflejan radiación electromagnética en forma masiva si la frecuencia de la radiación está por debajo de la frecuencia de plasma  $\nu_p$  dada por

$$\nu_p = \sqrt{N_e}$$

donde  $N_e$  es la densidad electrónica del plasma en  $m^{-3}$  y  $\nu_p$  está dada en Hz. Por lo tanto, el límite de baja frecuencia de la ventana de radio estará cerca de 4.5 MHz en la noche cuando la ionosfera tiene una densidad promedio máxima de  $N_e \approx 2.5 \times 10^{11} m^{-3}$ , y cerca de 11 MHz en el día, debido a que entonces  $N_e \approx 1.5 \times 10^{12} m^{-3}$ . Pero la densidad promedio en la ionosfera depende de la actividad solar y, por lo tanto, este límite bajo es variable.

El propósito de esta tesis es estudiar la emisión de microondas proveniente de la atmósfera solar arriba de las regiones activas, especialmente durante las llamadas ráfagas solares. Durante estos eventos, el Sol libera una gran cantidad de energía en forma, tanto de radiación electromagnética como de materia, ésta última en forma de partículas cargadas sumamente rápidas y de plasma.

Normalmente, la ráfaga se describe en términos de su emisión en la línea roja del hidrógeno,  $H\alpha$  a la longitud de onda de 6563 Å. Dos fases son evidentes. Una fase explosiva (con una duración de entre cinco minutos y una hora), en la que la intensidad y área de la región de emisión aumenta, y una fase gradual (con duración de entre una hora y un día), en la que el sistema regresa lentamente a sus condiciones iniciales.

La figura 1.1 muestra el perfil de intensidad de una ráfaga en diferentes longitudes de onda.

A pesar del gran esfuerzo dedicado por gran número de investigadores, tanto teóricos como experimentales, no existe un mecanismo que explique el fenómeno de la ráfaga y que tenga una aceptación general. Múltiples instrumentos han sido enviados al espacio para captar todo tipo de emisión del Sol durante ráfagas, especialmente para los máximos de actividad solar; el SMM (solar maximum mission) e Hinotori para 1980 y actualmente el Ulises que

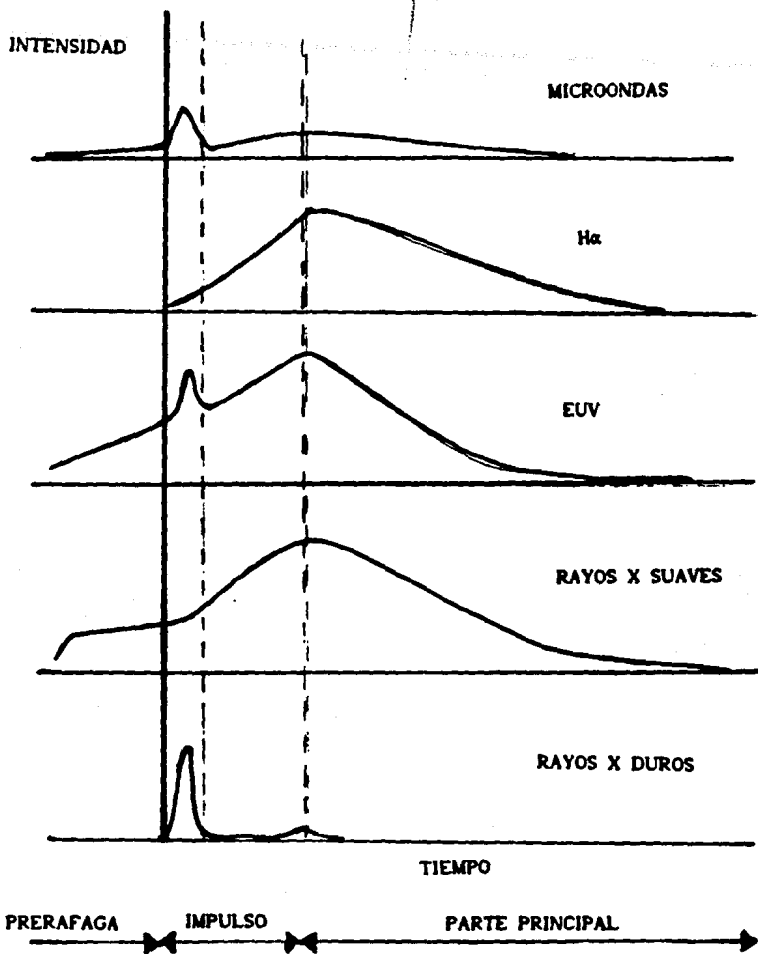


Figura 1.1

explorará los polos solares.

En ondas de radio el estudio se ha centrado en la utilización del radiointerferómetro VLA (very large array) en combinación con el SMM (antes de que éste último fuera silenciado por la atmósfera terrestre a fines de 1989). El VLA con su gran resolución espacial y su cubrimiento espectral sirvieron para localizar con gran precisión las regiones de emisión que el SMM detectaba en rayos X y  $\gamma$ . Estos estudios corroboraron los resultados reportados desde 1983 por Yoshimory y col. de que ésta emisión proviene primero de los pies de la región activa y más tarde de lo alto del arco (ver figura 1.2).

Con el fin de proporcionar un marco de referencia en el que se desarrolla la mayor parte de los fenómenos tratados en este trabajo, a continuación hacemos una descripción de la atmósfera solar. En el capítulo 3, tratamos las emisiones solares de radio y los mecanismos que las producen. A continuación (capítulo 4) se describe la estructura y el funcionamiento del radiointerferómetro solar de base pequeña que opera en el IGFUNAM. Concluimos, en el capítulo 5, con una descripción de los fenómenos de corto tiempo que tienen lugar durante una ráfaga y se expone el diseño y construcción de una tarjeta que nos permitirá observarlos además de mejorar la adquisición de datos digitales del radiointerferómetro solar de base pequeña.

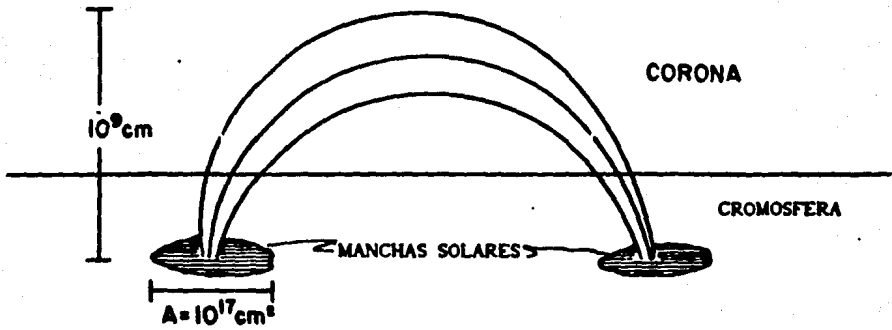


Figura 1.2

## II EL SOL

En el presente capítulo haremos una descripción de la atmósfera solar, donde tienen lugar todos los fenómenos asociados con la radiación solar.

La atmósfera solar es la parte del Sol accesible para el hombre. Se puede decir que está constituida por tres capas: La primera, la fotosfera, que en realidad es la interfase entre el interior y el exterior del Sol. La segunda es la cromosfera, la tercera la corona que es la capa más grande del Sol. Presentamos aquí una síntesis de los fenómenos que tienen lugar en la atmósfera solar.

### 2.1 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 ( $0.005 R_{\odot}$ ) 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.

La temperatura de brillo en el centro del disco es de 6390 K, correspondiendo a las capas bajas de la fotosfera, mientras que en el limbo la temperatura de brillo es de 5 000 K y corresponde a las capas más altas de la fotosfera. Es por este motivo que el centro del disco aparece cerca del 30% más brillante que el limbo para un observador en la Tierra. La causa de esta diferencia de temperaturas es que los rayos de luz provenientes de las capas bajas de la fotosfera en el centro del disco tienen que atravesar una capa delgada de atmósfera solar y por lo tanto pueden escapar fácilmente, mientras que los mismos rayos, pero en el limbo, tendrían que atravesar una gran capa de atmósfera para llegar al mismo observador, por lo tanto, no les es fácil escapar. Los rayos de las capas superiores de la fotosfera

pueden escapar fácilmente y ya no son opacados por el brillo de los rayos de las capas inferiores.

**GRANULACIÓN.** 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 1 500 km. El aspecto que presenten se debe a que entre la parte brillante y la oscura existe una diferencia de temperatura de aproximadamente 400 K.

Se puede comparar la granulación de la superficie solar con agua en ebullición. Así las celdas brillantes corresponden a las burbujas de agua subiendo, y las líneas oscuras corresponderían a agua que se ha enfriado y baja. El tiempo de vida de cada gránulo es de aproximadamente 8 minutos. La velocidad de subida de los gases es de 500 m/s y los flujos recorren una distancia de 100 km.

**MANCHAS SOLARES.** 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 llamada *umbra*, rodeada por una región filamentosa, menos oscura, llamada *penumbra*. Algunas veces las manchas aparecen Solas rodeadas de una penumbra simétrica, pero muchas veces aparecen en grupos, donde frecuentemente hay dos 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.

Aunque el origen de las manchas solares no está bien entendido, se piensa que éstas son producidas por intensos campos magnéticos del orden de 3000 gauss, que congelan el material fotosférico, iones y electrones, 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 a través de las líneas de campos magnéticos de la magnitud mencionada.

La vida de las manchas solares es desde unas pocas horas hasta

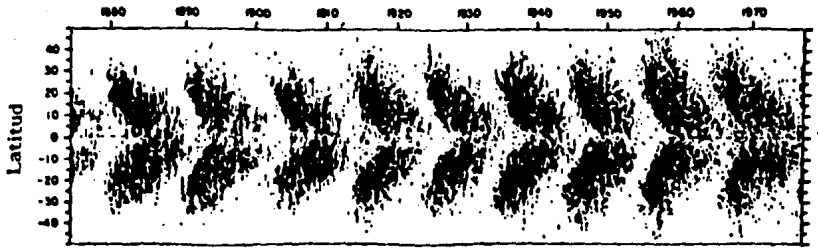
meses. El número de manchas solares en la superficie solar sigue un ciclo de 11 años, durante el cual el número de manchas crece desde un valor mínimo, llega a un máximo y decrece, llega a un mínimo y empieza nuevamente el ciclo. Este ciclo no es muy preciso y se ha dado el caso de que llega a desaparecer 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: La primer mancha 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 digrama es llamado diagrama de mariposa (figura 2.1 a).

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.

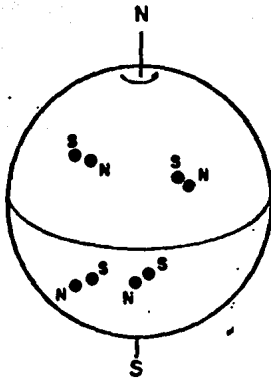
**REGIONES ACTIVAS.** No solamente se encuentran campos magnéticos en las manchas solares, sino que los campos se encuentran por todo el disco solar, aunque los más intensos se encuentran en y cerca de las manchas o grupos de ellas. A estas regiones magnéticas se les llama *regiones activas* y son la causa de muchos fenómenos solares.

Los campos magnéticos se miden por el efecto Zeeman, en la línea  $H_{\alpha}$ , el instrumento con el cual se hace esto se llama magnetógrafo, y los resultados se dan en magnetogramas o mapas magnéticos del Sol. Los magnetogramas muestran un complicado patrón de regiones magnéticas con polaridades negativas y positivas, alrededor de las manchas y extendiéndose por toda la superficie solar.

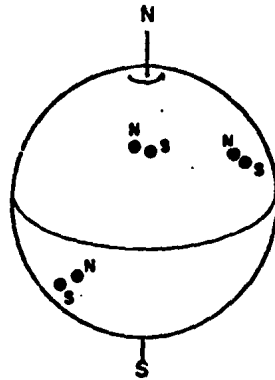
En las regiones activas existe una gran concentración de calor. El mecanismo de calentamiento probablemente se deba a ondas hidromagnéticas propagándose hacia arriba a lo largo de las líneas de campo magnético. El efecto de calentamiento es indetectable en las capas profundas de la fotosfera, que son las que vemos en el centro del disco, pero se hace patente en la alta fotosfera y, por lo tanto, se ve fácilmente en el limbo. Fotografías en luz blanca muestran estas



(A)



Primera mitad del  
ciclo magnético  
de 22 años



Segunda mitad del  
ciclo magnético  
de 22 años

(B)

Figura 2.1



regiones brillantes en el limbo, llamadas *Fáculas*, que han sido estudiadas por muchos años, aún antes que se conociera su relación con los campos magnéticos. Fue con las *fáculas* que se observó por primera vez la rotación diferencial del Sol cerca de los polos, donde no hay manchas.

Como hemos mencionado, las manchas generalmente aparecen en pares, de polaridades magnéticas opuestas, lo mismo sucede en todas las regiones activas. Cuando se observa la distribución de regiones activas y de manchas a gran escala, aparecen regularidades muy interesantes: las regiones activas se orientan en la dirección E-W. En el hemisferio norte se orienta hacia el este una polaridad, digamos negativa, y al oeste la polaridad opuesta, en este caso positiva, generalmente esta región tiene la polaridad del hemisferio correspondiente. En el hemisferio sur se orientan en dirección opuesta, queda al este la polaridad positiva y al oeste la negativa. El direccionamiento de las regiones activas cambia su polaridad con el ciclo de 11 años (fig. 2.1 b).

**EL DINAMO MAGNÉTICO.** Cuando se observa un magnetograma cerca del mínimo del ciclo solar, casi han desaparecido las regiones activas y sólo se observan pequeños campos magnéticos asociados con la cromosfera. Sin embargo, al observar un magnetograma en el máximo de actividad solar, la superficie solar aparece cubierta por regiones activas de gran escala. Este comportamiento ha sugerido que el origen del ciclo solar se encuentra en un oscilador magnético en el interior del Sol, llamado *dinamo*, que en el mínimo se parece mucho a un dipolo magnético pero en el máximo tiene una estructura más complicada. La distorsión de las líneas de campo se debe a la interacción entre los movimientos de rotación diferencial y los de convección que arrastran el plasma y con él las líneas de campo magnético.

## 2.2 LA CROMOSFERA

Cuando en un eclipse la luna oculta la fotosfera, se puede observar una capa fina de emisión roja rodeando al Sol. A esta capa se le llama la *cromosfera* o esfera de color.

La cromosfera tiene un espesor variable que va de 1000 a 8000 km.

En la parte inferior de la cromosfera la temperatura es de unos 4000 K y 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>. A esta altura se encuentra la región de transición entre la cromosfera y la corona.

Como el gas cromosférico es prácticamente transparente a la luz fotosférica, no es posible observarlo en luz blanca, salvo en los momentos de un eclipse total, pero con la ayuda de un espectroheliógrafo que toma imágenes del Sol solamente en las longitudes de onda donde la cromosfera emite intensamente, como la línea H $\alpha$ , se pueden obtener imágenes bastante detalladas de esta capa sobre toda la superficie solar.

Vista sobre el limbo, la cromosfera presenta el aspecto de una llameante pradera. Este aspecto lo da una gran cantidad de chorros de material llamados *espículas* que se levantan y desvanecen en tiempos de entre 5 y 10 minutos. Las espículas aparecen como pequeñas y brillantes oleadas, algunas muy delgadas y otras hasta de unos 500 km de grueso. Emergen a partir de los 1500 km de altura y se levantan hasta una altura aproximada de 8000 km, aunque algunas sobrepasan los 15000 km de altura sobre la fotosfera, el material sube con una velocidad de 20 a 30 km/seg y se desvanece en lo alto. Esta es una cuestión que no ha podido resolverse, aparentemente al llegar a lo alto el material de una espícula se desvanece, no se sabe como regresa a la fotosfera o si se integra a la corona.

Las espículas no se encuentran dispersas por la fotosfera, sino en grupos que semejan arbustos; con frecuencia se encuentran en la base de estos arbustos zonas brillantes llamadas *playas* o regiones activas que generalmente están cerca de las manchas solares y constituyen la extensión cromosférica de las *fácúlas*.

Sobre el borde formado por las espículas, y adentrándose ya en la corona, surgen de vez en cuando enormes arcos de material, hidrógeno más frío y más denso que el material circundante, que se alzan hasta unos 50000 km o más sobre la superficie del Sol, los cuales pueden permanecer durante semanas y aun meses sin desvanecerse. Estas inmensas oleadas llamadas *protuberancias*, se observan en la línea H $\alpha$  como largos filamentos oscuros que se enrollan a lo largo de cientos

de miles de kilómetros, podemos decir que estos filamentos son la sombra cromosférica de las protuberancias o prominencias.

Se necesita la conjunción de tres factores para formar una protuberancia;

- a) Una fuente de masa
- b) Un campo magnético
- c) Una configuración del campo magnético tal que mantenga frío al material (alrededor de  $10^4$  K) en la corona caliente que se encuentra a  $10^6$  K.

Para la fuente de masa tenemos que el material simplemente puede ser atrapado por el campo magnético del material circundante. Por ejemplo, del proveniente de las espículas, o bien subir de alguna manera por las líneas de campo desde la cromosfera baja.

Para la formación de las protuberancias es particularmente importante el campo magnético.

Después de unos días o semanas de vida la configuración magnética se vuelve inestable y cambia; la materia puede caer hacia la cromosfera baja, como si las líneas de campo magnético no soportaran el peso, o puede romperse el aislante térmico y el material se evapora en la corona. Ocasionalmente también sucede que las líneas se rompen violentamente y aparentemente la masa es eyectada completamente hacia el medio interplanetario.

### 2.3 CORONA

Durante un eclipse total de Sol se puede apreciar a simple vista la corona, una capa que rodea al Sol, de uno a dos diámetros solares de tamaño. Tiene la forma de pétalos de color azul-blanquesino y de una luz muy tenue.

Al pasar de la cromosfera a la corona la densidad baja rápidamente, siendo en la corona baja del orden de  $10^8$  electrones/cm<sup>3</sup>, que corresponde a  $10^{-11}$  veces la densidad (en part/cm<sup>3</sup>) de la atmósfera terrestre al nivel del mar. La temperatura en la corona crece con la altura, alcanzando un valor medio de dos millones de grados Kelvin a una distancia de dos radios solares. En la corona todo el material está ionizado y hay una gran cantidad de electrones libres que se mueven a gran velocidad. Estos electrones dispersan la luz emitida por

la fotosfera y esta luz fotosférica dispersada es la que produce el pálido brillo blanquecino de la corona.

Las más intensas líneas de emisión están en el verde, el rojo y en ocasiones una en el amarillo, correspondiendo a Fe 13 veces ionizado, 9 veces ionizado y Ca 14 veces ionizado respectivamente. Estas líneas fueron las que dieron la clave de la temperatura de la corona extremadamente alta, hecho que aún en nuestros días no tiene explicación cabal. Por desgracia, aún usando filtros que aislen estas líneas no es posible observarlas dentro del disco solar, pues la emisión fotosférica las opaca por completo. Sin embargo, la emisión más intensa de la corona no es en el visible, sino en longitudes de onda más cortas; el lejano ultravioleta y los rayos X, para los cuales la atmósfera terrestre es completamente opaca.

**HOYOS CORONALES.** En imágenes tomadas en rayos X, se ven unas enormes regiones oscuras llamadas *hoyos coronales*, son regiones de muy baja densidad, 10 veces menor que la de la corona, con temperaturas de unos 6000 grados menor que el resto de la corona (Zirker, 1977).

La razón por la que los hoyos coronales se ven oscuros es porque tienen una densidad muy baja. Son regiones de campo magnético abierto, es decir, las líneas de campo se extienden hacia el espacio interplanetario permitiendo que por ellas escape el gas coronal. De esta manera, la energía que se deposita en estas regiones no contribuye en forma de energía disipada por radiación sino que tiende a impulsar el material atmosférico en forma de viento solar de alta velocidad. De hecho, según algunos autores, todo el viento solar proviene de hoyos coronales, siendo su velocidad determinada por factores tales como si proviene del centro del hoyo o de aquellas líneas que se curvan y aparecen provenientes de regiones cerradas (Zirker, 1977).

Los hoyos coronales varían mucho en tamaño según la época en que se observen. Así, mientras que en el mínimo de actividad solar, son grandes y cubren gran parte del disco del Sol, extendiéndose desde las regiones polares hacia el ecuador, durante el máximo son pequeños y muy inestables.

Los hoyos coronales polares presentan gran estabilidad, pudiendo durar en el disco por varios meses. Por lo tanto, el viento solar

proveniente de ellos es también muy estable y forma regiones en forma de haces que por la rotación del Sol, corrotan con él y están asociadas a la actividad geomagnética de tipo recurrente.

Los hoyos coronales durante el máximo de actividad solar aparecen en regiones de baja latitud. Tienen tiempos de vida muy cortos (del orden de días) y son muy activos. Los haces que producen son a su vez inestables y según algunos autores dan lugar a frentes de choque que se asocian con eventos explosivos en el Sol.

#### REGIONES ACTIVAS Y RAFAGAS.

También en imágenes en rayos X se ven puntos brillantes salpicando toda la superficie solar, llamadas *regiones activas efimeras* debido a que aparecen y desaparecen en cuestión de horas. Están ligadas con fuertes campos magnéticos.

El flujo de energía hacia la corona se debe a la energía cinética de la turbulencia en la granulación y a los campos magnéticos. También fluye energía en ondas de choque sónicas. Se forman corrientes eléctricas debido a los campos magnéticos que calientan la corona, ya que los gases coronales tienen resistividad eléctrica.

En la estructura de la corona se pueden observar trayectorias cerradas o anillos (Loops) de material que tienen sus pies en las regiones activas, uno en una polaridad y el otro en la polaridad opuesta, son estos anillos los que dan el aspecto de pétalos en la corona. El origen de la geometría de estas estructuras son los campos magnéticos: Cuando se calienta un anillo, el material cromosférico se evapora y sube por las líneas de campo hacia la corona, calentando así al gas coronal y emitiendo en rayos X. Se piensa que el calentamiento de la estructura magnética se produce cuando las líneas de campo magnético se tuercen y enredan provocando con ésto corrientes eléctricas.

Cuando el enrollamiento de las líneas de campo en un anillo pasa de un cierto límite se desata un proceso de desenrollamiento muy violento. Se puede comparar a lo que sucede cuando se tuerce una liga hasta el máximo de su elasticidad y luego se suelta bruscamente. El resultado es una *ráfaga*.

La mayor parte de liberación de energía en una ráfaga ocurre en la corona y la cromosfera, por eso no se detectan fácilmente en el

visible. Donde mejor se ven es en la línea H $\alpha$ . La explosión se registra en la corona donde se puede registrar con radiotelescopios.

Como hemos visto los fenómenos en la atmósfera solar son muchos y la mayoría de ellos no están bien entendidos, pero una cosa sí es clara y es que los fenómenos en la atmósfera del Sol están dominados por los campos magnéticos, es decir, la densidad es tan baja que las fuerzas dominantes son las magnéticas.

### III

## EMISIONES SOLARES DE RADIO

En este capítulo se hará una revisión breve de los tipos de emisión solar en longitudes de onda de radio y de los mecanismos que las producen.

### 3.1. RADIACION

A longitudes de onda menores de 1 cm, el Sol radia como un cuerpo negro a una temperatura de 6000 K, pero a longitudes de onda mayores de 1 cm, la curva de densidad de flujo (fig. 3.1) se parte en dos secciones llamadas Sol quieto y Sol activo. La curva de Sol quieto indica la mínima radiación solar o radiación de fondo que se observa principalmente en el mínimo del ciclo solar, mientras que en el máximo de actividad solar la radiación puede ser muy alta y está indicada por la curva del Sol activo.

Se clasifican las emisiones de radio solares en dos grupos:

- 1.- Emisión del Sol quieto cuando la actividad solar es mínima
- 2.- Emisión del Sol activo cuando hay actividad solar

Podemos subdividir esta última en:

- a) Componente de variación lenta, que se hace evidente en un intervalo de longitudes de onda de 3 a 60 cm y varía en periodos de días, semanas y hasta meses.
- b) Componente de variación rápida, caracterizada por estallidos de radiación que varían en intervalos menores de un segundo hasta intervalos de horas.

### 3.2. EL SOL QUIETO.

A longitudes de onda menores de 1 cm el radio-Sol (el Sol visto en longitudes de onda de radio) corresponde en dimensión al disco óptico

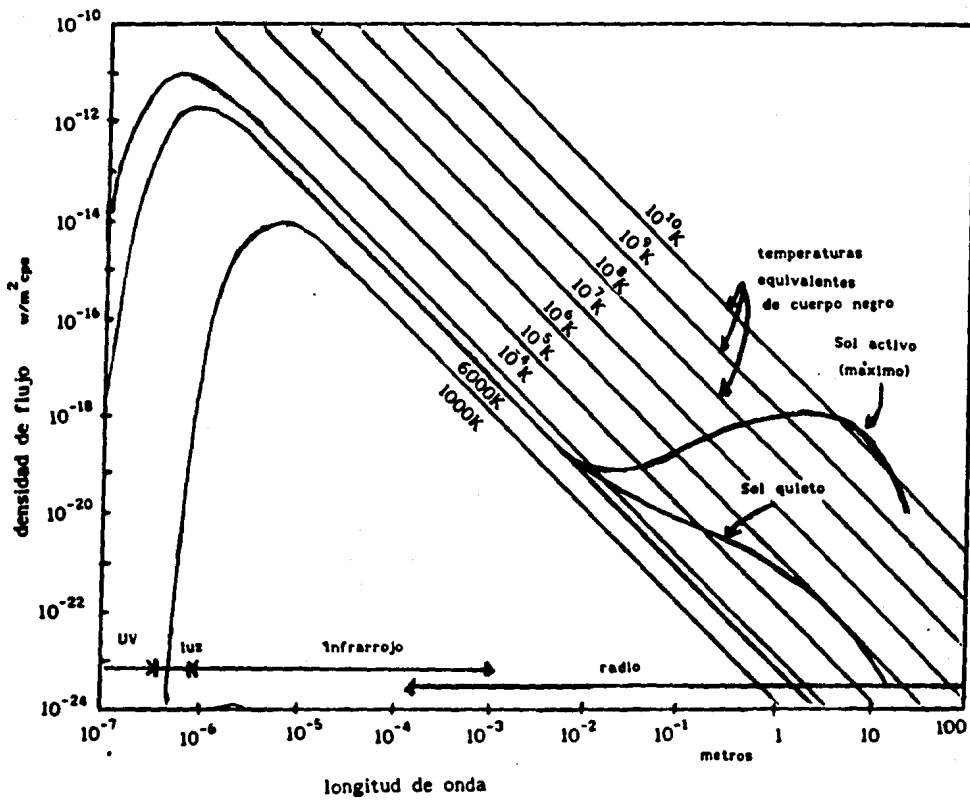


Figura 3.1



(fotosfera), y la brillantez es uniforme. A longitudes de onda del orden de 10 cm el radio-Sol es un poco más grande que el disco óptico, y existe un pico en la brillantez cerca del limbo. En el intervalo de longitudes de onda métricas el radio-Sol es mucho más grande que el disco óptico y la brillantez tiene un pico en el centro (figura 3.2). Esto indica que la radiación de longitud de onda pequeña tiene su origen cerca de la fotosfera, mientras que para longitudes de onda mas grandes su origen está en la corona. Así se ve que la radiación se produce por capas y está gobernada por la densidad de dichas capas mediante la relación:

$$\nu = \left( \frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}$$

donde  $N_e$  es la densidad electrónica en electrónes/m<sup>3</sup>,

$\nu$  la frecuencia crítica en Hz,

$e$  y  $m_e$  la carga y masa del electrón respectivamente.

La densidad electrónica decrece con la altura y por lo tanto la capa crítica, que es la capa donde se produce la radiación, se encuentra cerca de la fotosfera para frecuencias altas y para frecuencias bajas se sitúa en la alta corona.

El origen de la radiación descrita es térmico y el mecanismo de producción es el de Bremsstrahlung o radiación de frenado originado por una transición libre-libre. Esto ocurre cuando un electrón libre pasa cerca de un ión y tropieza con una fuerte atracción eléctrica que lo acelera en una nueva trayectoria hiperbólica en torno al ion. El electrón escapa y es libre de nuevo, pero durante el periodo de aceleración emite un fotón de radio.

La energía total emitida, por unidad de volumen por unidad de tiempo por unidad de frecuencia, para una distribución Maxwelliana de electrones está dada por (Rybicki 1979);

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left( \frac{2\pi}{3km} \right)^{\frac{1}{2}} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT} g_{ff}$$

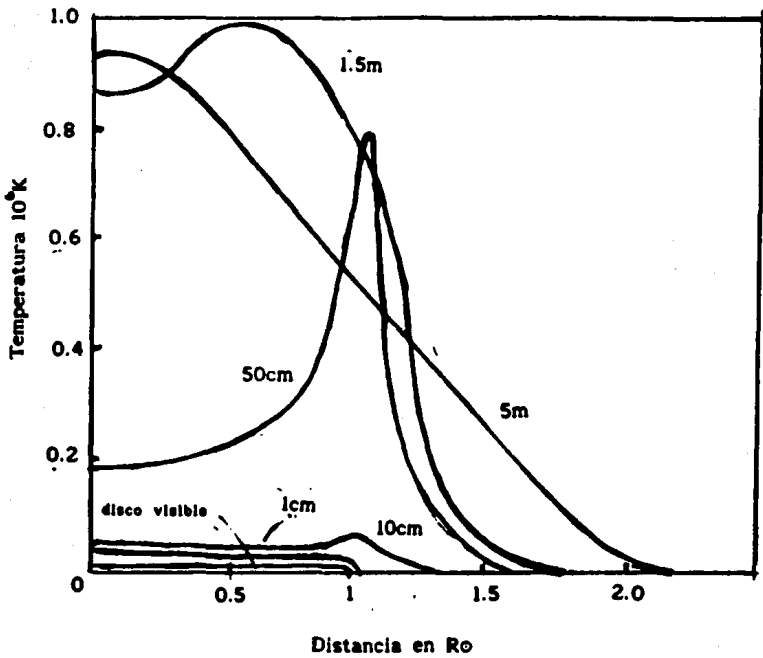


Figura 3.2

donde  $k$  es la constante de Boltzman,  $h$  la constante de Planck,  $n_e$  y  $n_i$  son las densidades de electrone e iones respectivamente. Evaluando la ecuación anterior tenemos para la emisión ( $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}$ ):

$$e_{\nu}^{ff} = \frac{dW}{dV dt d\nu} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} g_{ff}$$

donde  $g_{ff}$  es un factor de corrección; debido a que la relación anterior no contempla aspectos cuánticos que tienen lugar en las interacciones mencionadas, existen aproximaciones analíticas y numéricas del factor de corrección que es función de la energía del electrón y de la frecuencia de emisión.

### 3.3. EL SOL ACTIVO

**LA COMPONENTE LENTAMENTE VARIABLE.** La componente de variación lenta de la radio-emisión solar se hace patente en el intervalo de 3 a 60 cm de longitud de onda. Cuando la potencia radiada por el Sol en estas longitudes de onda se mide, se observa una variación suave en intervalos de días y es lo que se llama variación lenta o componente S (slowly varying). Se ha encontrado que dicha variación concuerda con la variación del área total de manchas en el disco solar. Esto muestra que la componente S está asociada con las regiones de manchas solares, pero se ha visto que las regiones de radio emisión son mas grandes en extensión y se encuentran a una altura mayor que las manchas solares. por lo tanto se dice que la componente S está ligada a las regiones activas (playas) y se les llama radio-playas.

La temperatura de brillo observada de las radio-playas es generalmente de un millón de grados y la radioemisión es térmica debida a nubes relativamente densas en la corona. Se cree también que una parte de la componente S es emisión giromagnética de electrones acelerados en los fuertes campos magnéticos que atraviesan las regiones activas. La diferencia entre los dos tipos de radiación es la polarización puesto que la radiación asociada a fenómenos giromagnéticos en general tiene cierto grado de polarización.

LA COMPONENTE RÁPIDAMENTE VARIABLE. Esta componente consiste en estallidos de radio que varían en intervalos desde fracciones de segundo hasta horas. Grupos intensos y complejos de estallidos aparecen después de una ráfaga en la cromosfera solar. Dichas ráfagas se ven como abrillantamientos de regiones activas en la línea H $\alpha$  del hidrógeno. Aparecen súbitamente y después decaen gradualmente, el evento completo dura de unos minutos a una hora.

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.

La radio-emisión que sigue a una ráfaga es muy variable; en longitudes de onda de metros, puede haber estallidos 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 estallidos de un minuto a una hora.

Se clasifica la componente de variación rápida 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 2.1:

tipo	agente de excitación	proceso probable de emisión	polarización	duración
I	Electrones rápidos atrapados	plasma fundamental	fuerte modo-0	impulso 0.1 a 10 s tormenta hrs a 1 día
II	onda de choque	plasma	f-débil modo-0 2f-ninguno	5-30 min 5-30 min
III	chorro de electrones	plasma	f-moderado modo-0 2f-débil modo-0	10 s 10 s
IV (temprano)	electrones rápidos atrapados	segundo armónico de plasma	débil ó ausente	10 min
IV (tardío)	" "	plasma fundamental	fuerte modo-0	1 hr
IV (móvil)	plasmoides eyectados	giro magnética	modo X débil ó fuerte	20 min a 2 hrs
V	chorro de electrones	plasma	ninguna	min.

TABLA 2.1

En la tabla 2.1: 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 (fig 3.3). En la fase I, tienen lugar estallidos cortos e intensos inmediatamente después de la ráfaga visible y se mueven rápidamente desde cerca de 500 MHz hacia frecuencias bajas. Éstos son los estallidos 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

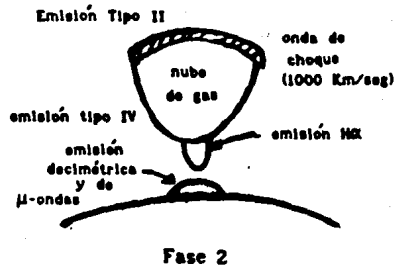
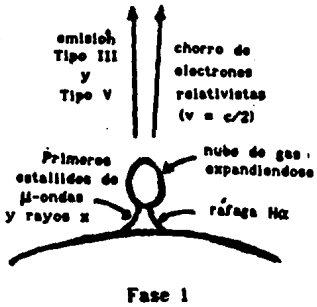
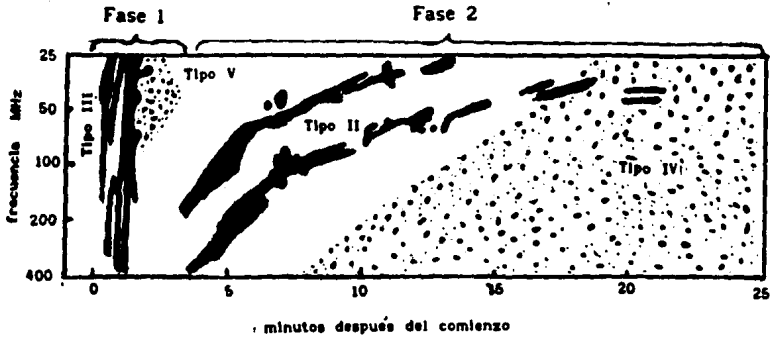


Figura 3.3

explosión cromosférica de una ráfaga. A menudo el estallido tipo III en la fase I 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 ascendente chorro de electrones.

En ráfagas pequeñas solamente se observa la fase I arriba mencionada, pero en ráfagas grandes se observa una secuencia de larga duración o secuencia de fase II siguiendo a la fase I. La fase II empieza con estallidos de corrimiento lento clasificados como estallidos tipo II. Estos estallidos tienen velocidades de corrimiento del orden de 20 MHz/min. En contraste con las velocidades de corrimiento de los estallidos tipo III que son del orden de 20 MHz/s. El estallido de tipo II, consiste de bandas de corrimiento lento cerca de la frecuencia fundamental y segundo armónico del plasma. Este estallido 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 estallidos de tipo II son también productoras de ondas de choque.

Algunas veces los estallidos del tipo II son seguidos por una emisión continua, estable y de banda muy ancha que puede durar horas y hasta días. Ésta emisión se clasifica como de tipo IV. La emisión es del tipo girisincrotrón 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 alturas de alrededor de 1000 veces la 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 estallidos 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 estallidos 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, dependiendo de la polaridad del hemisferio solar en que se produce la tormenta.

La discusión anterior es una idealización y simplificación de los procesos reales pero ilustra los eventos que tienen lugar durante una ráfaga Solar.

### 3.4. MECANISMOS DE PRODUCCIÓN DE ONDAS DE RADIO.

Las fuentes de radio-emisión pueden ser clasificadas en dos categorías (Rohlf's 1986); fuentes térmicas que radian debido a que el medio está caliente, y las fuentes no térmicas asociadas a diferentes mecanismos de emisión como veremos más adelante.

La radio-emisión térmica tiene su origen en la transición libre-libre, como vimos antes, y dado que los electrones libres pueden intercambiar su energía en cantidades arbitrarias, se tiene un espectro continuo de emisión.

La emisión giromagnética se debe a campos magnéticos que obligan a los electrones que entran en ellos a describir trayectorias helicoidales en torno de las líneas de campo. la frecuencia de giro (para  $v \ll c$ ) está dada por:

$$f_H = \frac{Be}{2\pi mc}$$

donde B es el campo magnético en gauss, e y m la carga y masa del electrón respectivamente y c la velocidad de la luz. Como el electrón describe espirales, es obligado a radiar y normalmente lo hace a la frecuencia de giro. La energía electromagnética resultante es llamada radiación ciclotrónica. En la atmósfera solar la frecuencia  $f_H$  siempre tropieza con una región en la que el coeficiente de absorción es infinito, y así es incapaz de escapar. Sin embargo, si la velocidad inicial de la partícula es del orden relativista, radiará no sólo en la frecuencia de giro fundamental  $f_H$ , sino también en cierto número de frecuencias armónicas de  $f_H$ , las cuales sí pueden atravesar la atmósfera solar sin absorción grave.



Cuando la partícula que entra a un campo magnético es altamente relativista, es decir  $v \approx c$ , las armónicas se hacen más numerosas e importantes hasta que desaparece virtualmente la frecuencia fundamental y toda la radiación es concentrada en un número muy grande de armónicas tan próximas, que se absorben unas a otras para formar un continuo. A esta radiación se le llama *radiación sincrotrónica*. La radiación es emitida en un cono que se abre en la dirección de movimiento de la partícula, de tal manera que un observador sólo ve pequeños pulsos de radiación cuando la partícula en su trayectoria se mueve en dirección del observador.

La emisividad total  $P$  de un electrón de energía  $E$  con un ángulo de paso  $\phi$  con respecto al campo magnético  $B$  es:

$$P(\nu, E, \phi) = \frac{2}{3} \frac{e^3 B \sin \phi}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta$$

donde  $K_{5/3}$  es la función modificada de Bessel de orden  $5/3$ . La frecuencia crítica  $\nu_c$  se define como:

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_g \sin \phi$$

donde  $\nu_g$  es la frecuencia de giro no relativista.

**RADIACION COHERENTE.** Se tiene evidencia directa de inestabilidad ciclotrón-maser en los estallidos de microondas en el Sol. La teoría indica que la radiación observada es del segundo al cuarto armónico de la frecuencia de ciclotrón, debido a que como hemos visto la frecuencia fundamental es reabsorbida por el plasma. En el capítulo IV haremos una descripción de este tipo de radiación.

## IV

### DESCRIPCION DEL RADIOINTERFEROMETRO SOLAR DE BASE PEQUEÑA A $\lambda \approx 4$ cm

El radiointerferómetro solar de  $\lambda \approx 4$  cm de base pequeña del Instituto de Geofísica de la UNAM 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 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. ANTENAS

Una antena puede ser definida como la región de transición entre una onda en el espacio libre y una onda guiada. En un radiotelescopio la antena actúa como un colector de ondas de radio. La antena es el análogo a los espejos o lentes de un telescopio óptico, sólo que un reflector parabólico de un radiotelescopio no necesita pulirse como un espejo, sólo es necesario que sea de metal. Es más fácil evaluar las características de una antena cuando está transmitiendo que cuando recibe o capta señal, pero por el teorema de reciprocidad (Rohlfis 1986) se sabe que las características son las mismas en ambos casos, así que la mayoría de los parámetros usados en la descripción de antenas se evalúan en el modo de transmisión.

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 (fig 4.2) El lóbulo mayor se llama lóbulo principal y los

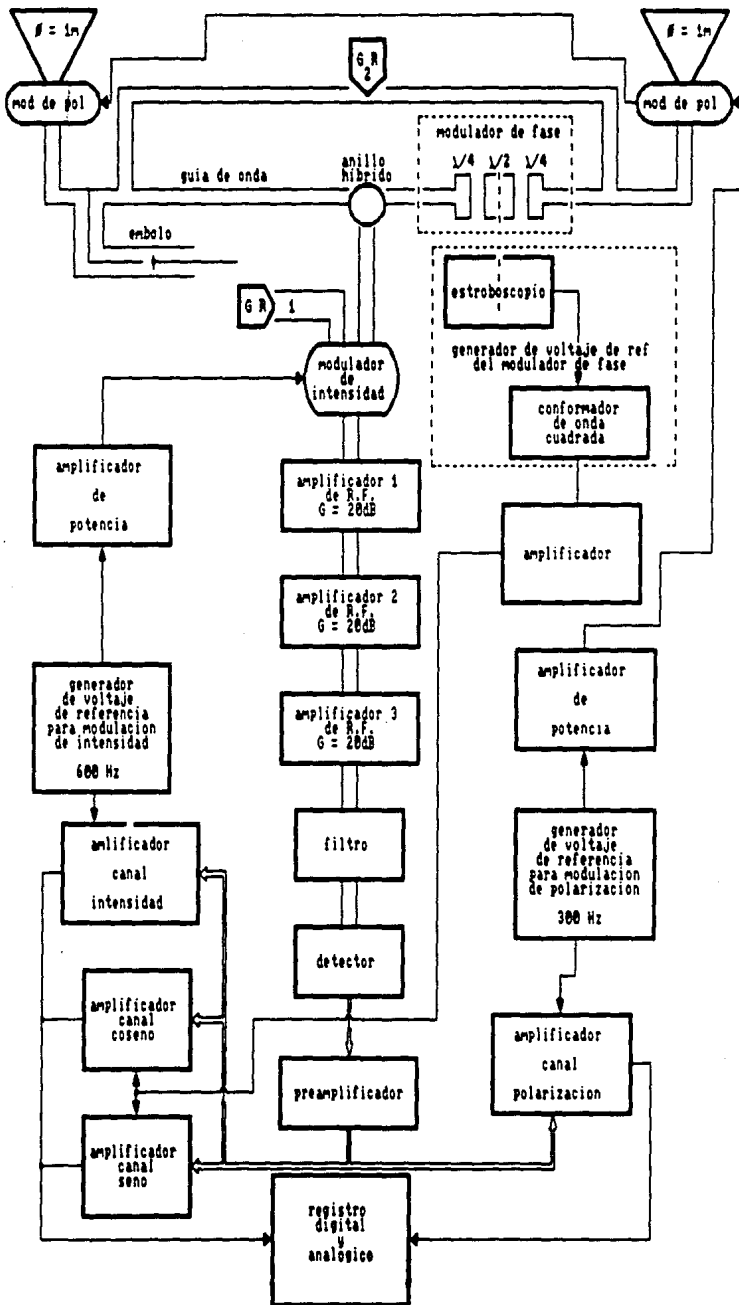


figura 4.1

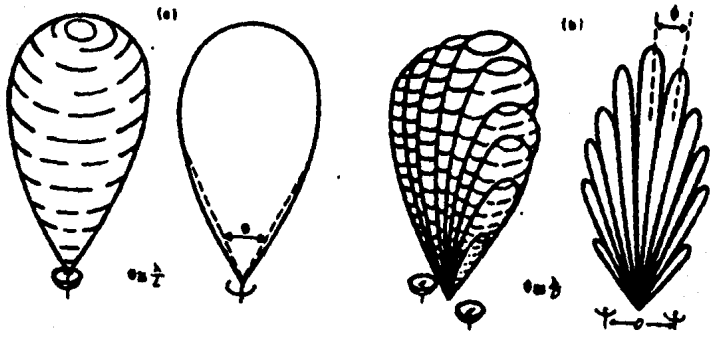
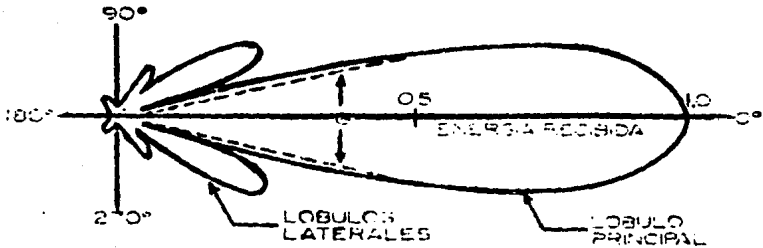


Figura 4.2

menores se llaman lóbulos laterales.

El ancho del lóbulo mayor o ancho de haz está dado (en radianes) aproximadamente por:

$$\theta = \lambda/D$$

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

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

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

$$\theta = \frac{\lambda}{D} = \frac{3.9 \text{ cm}}{524 \text{ cm}} = 25.4$$

La geometría del interferómetro se puede ver en la figura 4.3.

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 el camino (o el tiempo) que recorre la señal desde cada antena hasta el anillo híbrido sea el mismo para las dos antenas.

**MONTURA.** La montura del radiotelescopio es ecuatorial. Esta montura nos permite seguir el camino diario del Sol variando únicamente la declinación de los platos reflectores. Además se puede conocer fácilmente la geometría del sistema que a su vez nos permite conocer la diferencia de caminos ópticos de la señal en las dos antenas.

**COMPENSACION DE CAMINOS.** Como se puede ver en la figura 4.3 los frentes de onda no llegan al mismo tiempo a las dos antenas, solamente

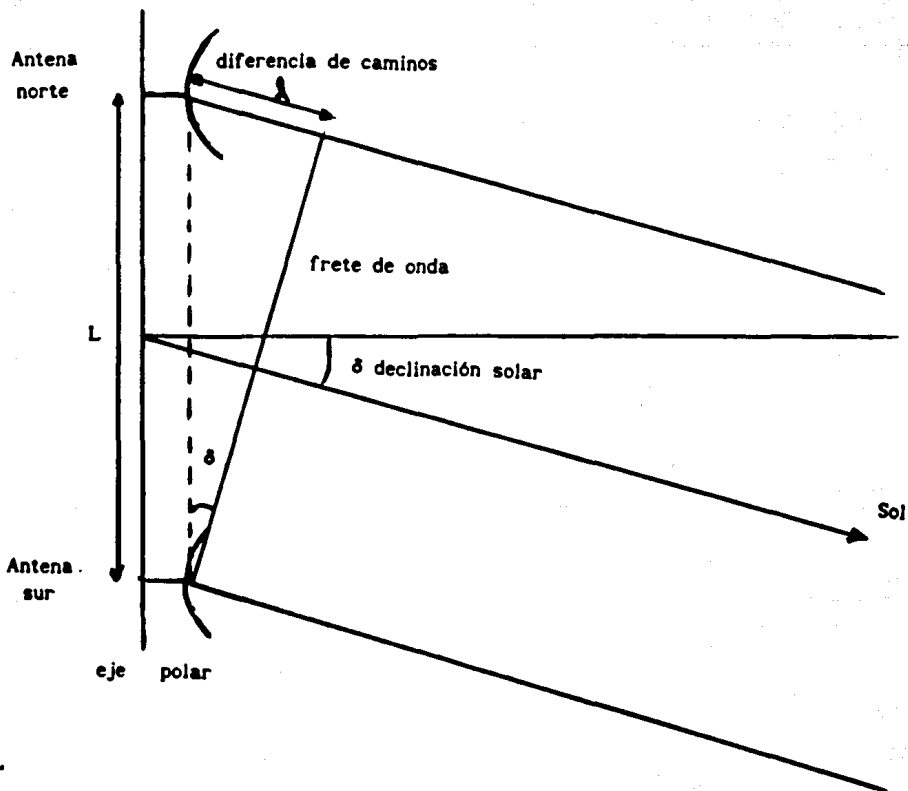


Figura 4.3

lo hacen cuando la declinación Solar es igual a cero. Para compensar la diferencia de caminos ópticos se hizo lo siguiente:

1.- Se diseñó el instrumento de tal forma que uno de los brazos, en este caso el sur, sea de longitud fija. El otro brazo, el norte, es de longitud variable, de tal manera que se pueda compensar el retraso o adelanto de los frentes de onda provenientes de las dos antenas, solamente variando la longitud de camino recorrido por la señal de la antena norte.

2.- El ajuste de la longitud de la guía de onda norte se hace por medio de una guía de onda variable, el "émbolo". Para conocer dicha longitud se procede de la siguiente forma:

a) Se debe conocer las longitudes de las guías de ondas que conducen la señal proveniente de las dos antenas. Las longitudes son:

$G_n = 275$ cm	Guía de onda de la antena norte
$G_s = 390$ cm	Guía de onda de la antena sur
$G_e = 153$ cm	Guía de onda del émbolo (valor máximo)

b) Se deben conocer la diferencia que existe en el camino de un frente de onda entre las dos antenas. Para lograrlo se usa la geometría del instrumento (figura 4.3) y el ángulo de declinación del Sol  $\delta$ . Tenemos que la diferencia de caminos es simplemente

$$l = L \operatorname{sen} \delta$$

donde  $L$  es la longitud de la base o la separación entre las antenas  $L = 528.5$  cm. De esta forma conocemos  $l$  que es la longitud que debemos añadir o quitar, dependiendo del signo de  $\delta$ , a la guía de onda norte para igualar los caminos de las dos antenas.

c) como la velocidad de las ondas no es la misma en el aire, en donde el índice de refracción  $n_a$  es igual a uno, que dentro de la guía de onda ( $n_g = 0.726$ ) usamos la diferencia en tiempo en lugar de la diferencia en distancia. Tenemos que la diferencia en tiempo es:

$$t = \frac{L \operatorname{sen} \delta}{c}$$

y el tiempo que se debe retrasar la señal dentro de la guía de onda es:

$$t = d/v$$

donde  $d$  es la distancia que debemos aumentar a la guía de onda para que la señal que viaja con velocidad  $v$ , se retrase un tiempo  $t$ . Igualando ambas ecuaciones tenemos:

$$\frac{L \operatorname{sen} \delta}{c} = \frac{d}{v} \quad ; \quad d = L n_g \operatorname{sen} \delta$$

d) Como  $G_s > G_n$  con  $G_s - G_n = 115$  cm, entonces la distancia total,  $l_t$ , que debemos aumentar o disminuir a la guía de onda de la antena norte es:

$$l_t = d + 115$$

Además, se tiene que la señal recorre dos veces la longitud de las guías de onda del émbolo, entonces la longitud de las guías de onda del émbolo debe ser;

$$l_{emb} = l_t/2$$

e) Por último se calcula la distancia  $l_v$  que se debe introducir la varilla del embolo dentro de las guías, ésta es simplemente;

$$l_v = G_e - l_{emb}$$

El émbolo se debe ajustar diariamente puesto que la declinación solar varía rápidamente.

#### 4.2 RECEPTOR

El receptor del radio-interferómetro es del tipo Dicke (Kraus 1966), el cual 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  $\lambda = 4$  cm proveniente de la totalidad del disco solar. La estructura a bloques de este canal se puede ver en la figura 4.4. 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 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);

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

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 a el generador de ruido es:

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

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:

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

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

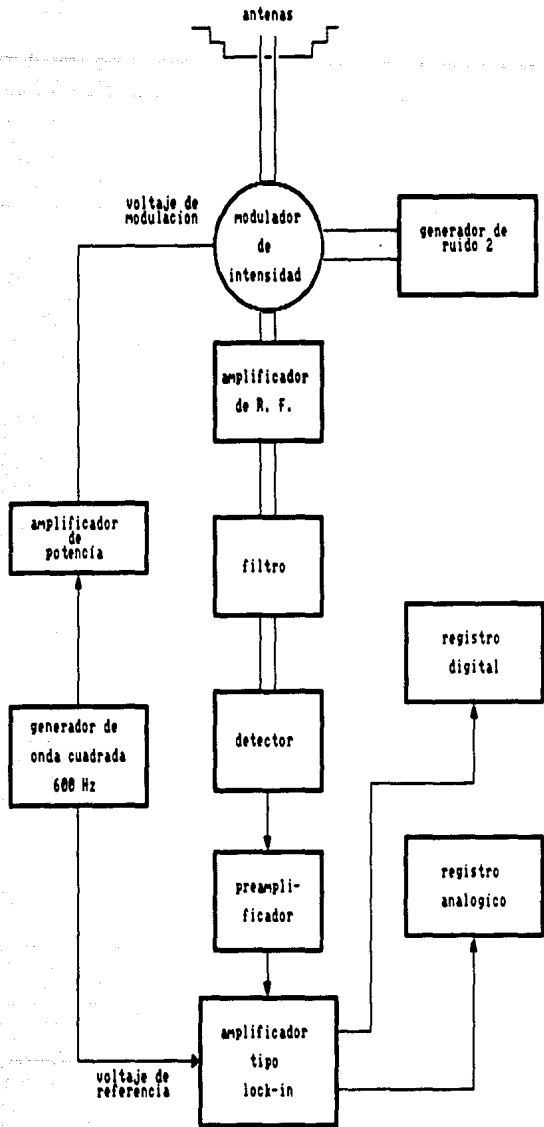


FIGURA 4.4

El proceso se lleva a cabo de la siguiente forma:

- 1.- La señal proveniente de las antenas se transporta en guía de ondas, se suma en el anillo híbrido (figura 4.1) y llega al modulador de intensidad con polarización lineal (su vector de campo eléctrico es paralelo al lado corto de la guía de onda).
- 2.- La señal del generador de ruido 2 es enviada al modulador de intensidad a través de una guía de ondas perpendicular a la guía anterior. Por lo tanto, las dos señales, la de antena y la del generador de ruido 2, se encuentran en el modulador de intensidad solo que con polarización lineal perpendicular una con respecto de la otra.
- 3.- A la salida del modulador de intensidad, que en realidad es una guía de onda circular, se coloca una guía de onda rectangular alineada con la guía de ondas que transporta la señal de ruido 2, de tal manera que la señal de ruido 2 pase directamente a la salida. Se usa el efecto Faraday para rotar  $90^\circ$  los ejes de polarización de las dos ondas. Aunque los ejes de las ondas siguen siendo perpendiculares entre sí, ahora el eje de polarización de la señal proveniente de la antena queda paralelo al lado corto de la guía de onda de la salida y, por lo tanto, será esta señal la que pase hacia los amplificadores.
- 4.- Para producir el campo magnético del efecto Faraday se utiliza una bobina rodeando a la guía de ondas circular del modulador de intensidad. Como se requiere que por la salida pasen alternadamente la señal de la antena y la señal del generador de ruido 2, se hace pasar por la bobina una corriente rectangular. Esta corriente es producida por el generador de señal de modulación de intensidad, GSMI, que proporciona una señal cuadrada de 600 Hz. La señal se amplifica por el amplificador de potencia de modulación de intensidad para pasar por el embobinado del modulador de intensidad.
- 5.- La señal producida por el GSMI entra al amplificador sensible a la fase (tipo lock-in) para saber cuándo está recibiendo la señal proveniente de la antena y cuándo la señal proveniente del generador de ruido 2. La resta de las señales se logra mediante un circuito formado por dos integradores cuyas resistencias se conectan a la señal de antena y al ruido patrón, de acuerdo con la señal del GSMI.
- 6.- La señal que resulta de la resta, entra por un lado al registro analógico para ser graficada en papel en el graficador de intensidad y por otro lado entra al registro digital donde es guardada en forma

digital en disco o cinta.

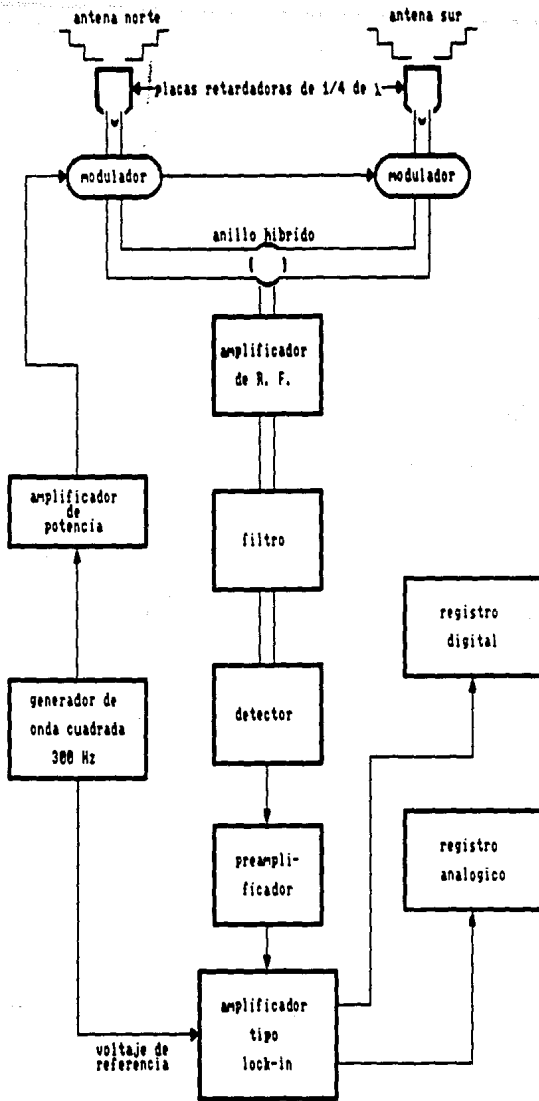
**CANAL DE POLARIZACION.** El radiointerferómetro capta señal polarizada circularmente ya sea derecha PCD, o izquierda PCI. En un cierto intervalo de tiempo  $t_1 + \Delta t$ , la antena se hace sensible a la polarización derecha y solamente capta las ondas PCD. Una fracción de tiempo más tarde  $t_1 + 2\Delta t$ , la antena sólo capta ondas PDI. Luego se restan las dos señales y se obtiene un registro de la polarización circular media. La detección de las dos polarizaciones se lleva a cabo de la siguiente forma (figura 4.5):

1.- La señal que llega a las antenas generalmente está aleatoriamente polarizada, por lo que a la entrada de las guías de ondas (horn) podemos considerar que llegan tanto ondas PCD como PCI. Se coloca después del colector de entrada o bocina una placa retardadora de  $1/4$  de longitud de onda que tiene por objeto transformar la polarización de la señal de PCD a lineal y de PCI también a lineal pero con su eje de polarización perpendicular a la proveniente de ondas PCD. Inmediatamente después de la placa retardadora se coloca el modulador de polarización, una guía de onda circular rodeada por una bobina, y en seguida viene la guía de onda rectangular que lleva la señal hacia el anillo híbrido donde se efectúa la suma de las señales provenientes de las dos antenas. El lado corto de esta guía de onda se coloca a  $45^\circ$  con respecto al eje de la placa retardadora de  $1/4$  de  $\lambda$ .

3.- En el modulador de polarización se usa nuevamente el efecto Faraday para girar  $90^\circ$  los ejes de polarización de las dos señales que se encuentran en él. De esta forma, como la señal que proviene de ondas PCD es perpendicular a la señal proveniente de las ondas PCI, sólo una de ellas pasará a la vez.

4.- El control del modulador de polarización se lleva a cabo con un generador de onda cuadrada, actualmente se usa el generador de modulación de intensidad sólo que se divide la frecuencia entre dos, dando como resultado una frecuencia de modulación de 300 Hz. La señal se amplifica en el amplificador de potencia de modulación de polarización y se manda a los moduladores de polarización colocados en las dos antenas.

5.- La señal cuadrada del generador, es enviada también al



## canal de polarizacion

FIGURA 4.5

amplificador tipo lock-in de polarización para poder hacer la resta de las señales PCD y PCI, tal y como se hace en el canal de intensidad. El amplificador tipo lock-in tiene dos salidas de señal una para el graficador analógico y otra para el procesamiento digital de la señal. De esta forma se obtiene una grafica de la señal en papel y el registro y almacenamiento de la señal en forma digital en disco o cinta.

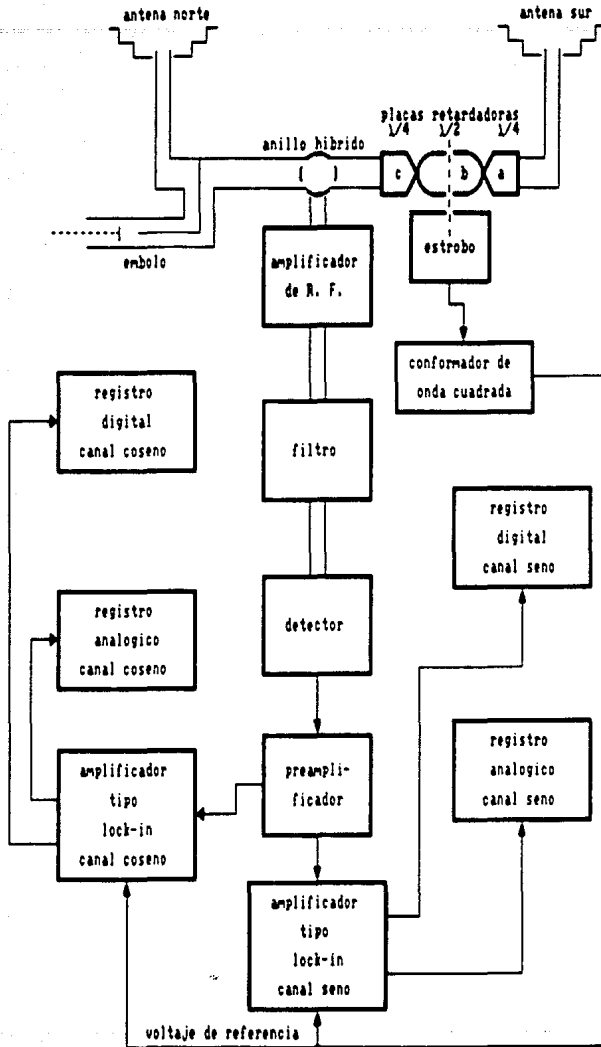
**SECCION DE INTERFEROMETRIA.** El interferómetro es de fase conmutada (multiplicación). Esto quiere decir que la fase de uno de los elementos es invertida periódicamente y la salida del receptor es invertida en sincronía (Kraus 1966). La ventaja de este tipo de instrumento es que se tiene la salida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

El proceso se lleva a cabo insertando y quitando media longitud de onda en la guía de onda de transmisión de uno de los elementos. El modulador de fase es el que se encarga de esta tarea, su funcionamiento es el siguiente (figura 4.6):

1.- La señal proveniente de la antena norte pasa directamente al anillo híbrido donde se hace la suma de las señales. En el trayecto de la señal entre la antena sur y el anillo híbrido se coloca el modulador de fase, de tal manera que es la señal de la antena sur a la que se le disminuye (o aumenta) media longitud de onda para que llegue al anillo híbrido  $180^\circ$  fuera de fase (o en fase).

2.- El modulador de fase funciona de la siguiente forma:

a) Se coloca una guía de onda circular entre las guías de ondas rectangulares que transportan la señal de la antena sur, dicha señal está linealmente polarizada. Para simplificar la notación tomamos las componentes del vector eléctrico de dicha señal como  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$  (en realidad  $E_x = E_{0x} \cos(kz - \omega t + \phi)$  y  $E_y = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \phi')$ ). A la salida de la guía de onda rectangular (entrada de la circular) se coloca una placa retardadora de  $1/4$  de longitud de onda (placa a), con su eje a  $45^\circ$  con respecto al lado corto de la guía rectangular, de tal forma que la señal que en la guía rectangular venía con polarización lineal  $E_{0x} = E_{0y}$ , cambia su estado de polarización a circular  $E_{0x} = E_{0y} + \pi/2$ .



## canales interferometricos

FIGURA 4.6

b) Las ondas con polarización circular entran a una placa retardadora de  $1/2$  longitud de onda (placa b). El eje de dicha placa se hace girar con una frecuencia constante  $\Omega$ , de tal manera que cuando coincide con el eje de la placa anterior (placa a) las ondas se desfasan con un retraso de  $\pi$  rad más,  $E_{ox} = E_{oy} + 3\pi/2$ . Pero cuando los ejes de las placas son perpendiculares, las ondas se desfasan nuevamente una cantidad de  $\pi$  rad, al cruzar la placa de  $1/2$  longitud de onda, sólo que ahora el retraso es en la componente  $E_{ox}$ , es decir, en este caso  $E_{ox} + \pi = E_{oy} + \pi/2$  puesto que la componente  $E_{oy}$  no se afecta.

c) A la salida de la placa retardadora anterior (placa b) se coloca una placa retardadora de  $1/4$  de longitud de onda (placa c) con su eje alineado con la primera placa (placa a), y por consiguiente a  $45^\circ$  con la guía de onda rectangular que la sigue. El objetivo de esta placa es transformar la polarización de la señal, de circular a lineal, para salir así del modulador de fase. La señal que pasa por esta placa en el momento que los ejes de las tres placas coinciden, sufre un desfase de  $\pi/2$  en su componente  $E_{oy}$ , es decir,  $E_{ox} = E_{oy} + 2\pi = E_{oy}$ , y la señal sale del modulador de fase sin cambio alguno. Pero cuando el eje de la placa b se encuentra perpendicular a los ejes de las placas a y c, las ondas sufren un retraso en fase de  $\pi/2$  en su componente  $E_{oy}$  de tal forma que a la salida del modulador de fase tenemos que  $E_{ox} + \pi = E_{oy} + \pi$ , que es polarización lineal nuevamente pero con un retraso de fase de media longitud de onda.

3.- De esta forma se logra que por cada giro de la placa retardadora de media longitud de onda (placa b) la señal a la salida del modulador de fase (y a la entrada del anillo híbrido) se encuentre dos veces en fase con la señal de la antena norte y dos veces fuera de fase. De esta manera se produce interferencia constructiva (ondas en fase) e interferencia destructiva (ondas desfasadas media longitud de onda), lo que da por resultado lóbulos interferenciales viajeros. Es decir, no tenemos un patrón de interferencia estático con el cual veríamos sólo una región del Sol (la que abarca el centro del máximo principal), sino un patrón de interferencia que viaja, permitiéndonos de esta forma explorar regiones adyacentes a la región del máximo principal.

4.- El patrón de interferencia resultante se ve en la figura 4.7. Para



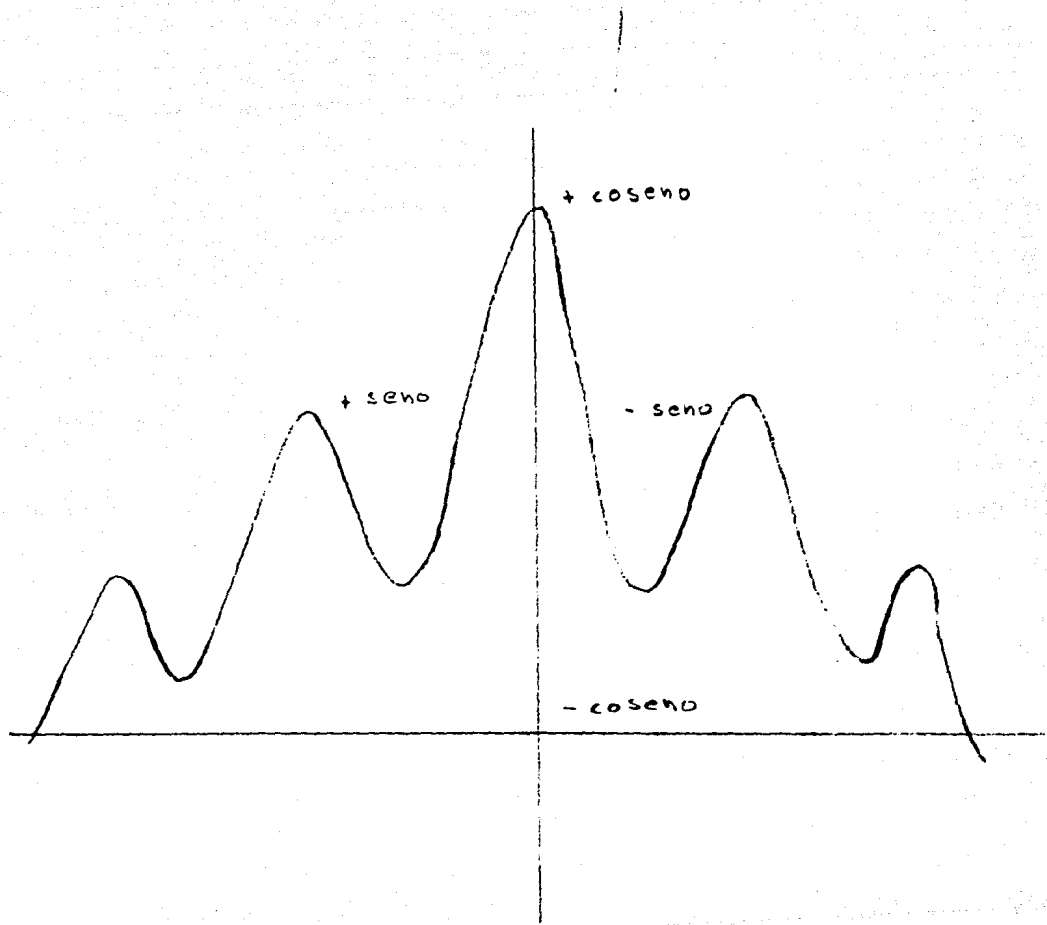


figura 4.7

obtener la información de la intensidad y la posición de los centros de actividad con respecto al centro del disco solar, se registra la señal en diferentes posiciones del patrón. A la posición en que el máximo del patrón coincide con el centro de fase (esta coincidencia ocurriría siempre si no tuvieramos lóbulos viajeros) se le llama +coseno, a la posición en que el mínimo del patrón coincide con el centro de fase se le llama -coseno, cuando es la mitad del máximo principal del patrón interferencial la que coincide con el centro de fase se llama seno, +seno del lado izquierdo y -seno del lado derecho.

5.- Se tienen dos canales interferométricos: Canal coseno, que registra la intensidad de la señal proveniente de los centros de actividad. Mediante un amplificador tipo lock-in se hace la resta de las señales +coseno menos -coseno, para grabarla en el registro correspondiente, y canal seno que registra la fase o posición de dichos centros con respecto al centro del disco solar, de la misma forma que en el canal coseno pero con las posiciones +seno y -seno.

6.- Para saber cuál es la fase de la señal que llega al anillo híbrido se coloca una corona metálica rodeando la placa giratoria b (de  $1/2$  longitud de onda) de tal forma que gire con ella. Se forma un estroboscopio haciendo 8 orificios en la corona y colocando dos focos y dos fotodiodos de cada lado de ésta. Un poco antes ( $45^\circ$ ) de que los ejes de las tres placas coincidan (posición +coseno) uno de los orificios de la corona deja pasar luz de un foco para encender al fotodiodo correspondiente.  $45^\circ$  después del alineamiento de los ejes otro orificio enciende el segundo fotodiodo. Los pulsos así creados regulan la frecuencia de un circuito generador de onda cuadrada. La señal cuadrada generada se divide en dos y entra como referencia de fase a los amplificadores tipo lock-in de los dos canales seno y coseno. La señal sale luego al registro digital analógico de cada canal.

## MODERNIZACION DEL SISTEMA DE ADQUISICION DE DATOS E IMPLEMENTACION DE UN DISPOSITIVO PARA REGISTRAR EVENTOS EN MILLISEGUNDOS

El radiointerferómetro se encuentra funcionando aceptablemente pero consideramos que se podría optimizar su funcionamiento haciendo cambios en algunos de los componentes del sistema.

El cambio principal que proponemos es para mejorar el sistema de adquisición de datos digitales, y además, nos permitirá muestrear la señal captada con una frecuencia de varios milisegundos con objeto de reconocer radiación coherente de variaciones rápidas en el tiempo.

### 5.1. FENOMENOS DE CORTO TIEMPO

Se ha encontrado que la emisión de ráfagas solares en rayos X, rayos  $\gamma$  y  $\mu$ -ondas posee fluctuaciones características del flujo emitido con escalas de tiempo pequeñas, menores que un segundo como fue sugerido por los resultados del SMM (Kundu y Woodgate 1986). En radioemisión las que tienen la escala más corta en el tiempo conocidas como "blips" y "spikes", se piensa que están relacionadas directamente con los mecanismos de las ráfagas. Otros dos tipos se conocen como "fibers" y "pulsations" y aparecen en conexión con los estallidos del tipo IV inmediatamente después de una ráfaga solar. Finalmente los estallidos de tipo III entran dentro de esta categoría (figura 5.1).

Los blips fueron reportados primero por Benz et al. (1981, 1983) y Fürst et al. (1982). Son emisiones cortas y de banda estrecha que ocurren en grupos a longitudes de onda decimétricas (frecuencias de 0.6 a  $> 1$  GHz). Aparecen en la fase impulsiva de la ráfaga y están asociadas con emisión de rayos X duros en más del 40% de todos los casos para los cuales se tienen medidas simultáneas. Sin embargo, no se ha encontrado una correspondencia directa entre los blips y fluctuaciones rápidas de rayos X duros.

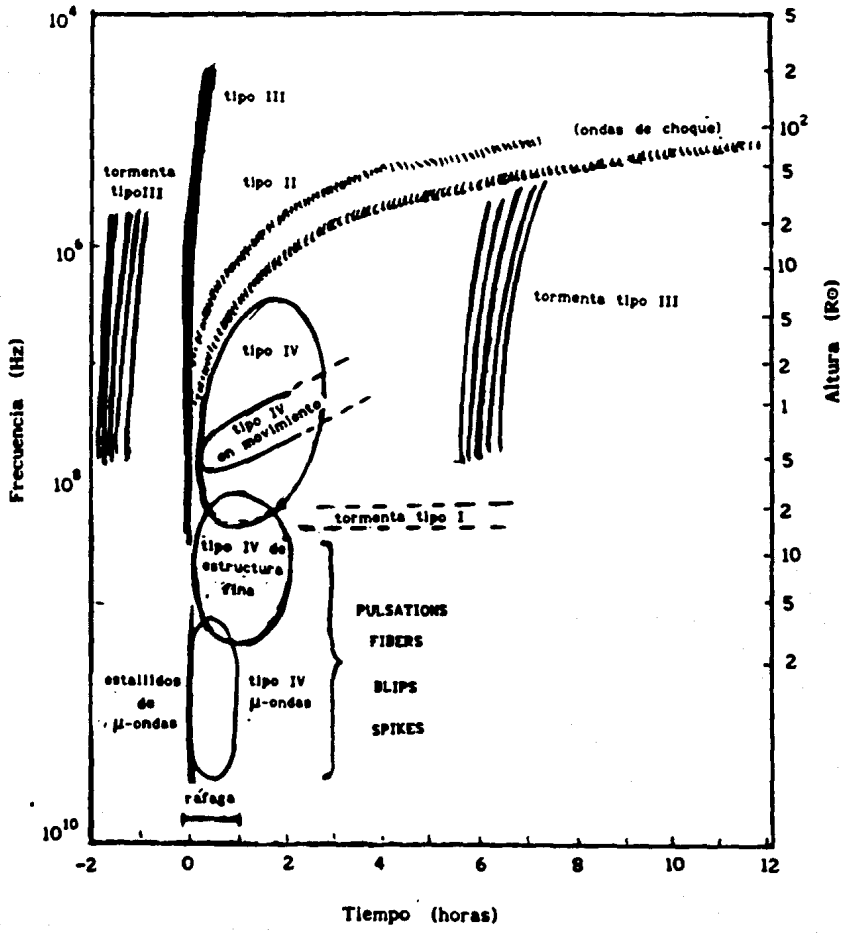


Figura 5.1

Se ha encontrado que la duración de los blips varía de 1 s a varios segundos con tiempos de subida y decaimiento muy cortos, menores que 0.1 s. El ancho de banda es típicamente de  $10 < \Delta f < 50$  MHz. El corrimiento en frecuencia tiene una velocidad de  $\sim -400$  MHz  $s^{-1}$ .

Por el parecido que tienen los blips con los estallidos de tipo III se cree que la fuente es similar; i. e. que son causados por chorros de electrones rápidos y probablemente por radiación de plasma (indicada por la baja polarización).

El estudio de los radio *spikes* es un campo rápidamente creciente de la radioastronomía solar. Aunque su papel en las ráfagas solares no está claro, se han hecho considerables progresos en pocos años en el entendimiento del fenómeno. Ahora se está generalmente de acuerdo que los spikes son emisión no térmica coherente, íntimamente relacionada con la aceleración de partículas y liberación de energía en las ráfagas solares.

Estallidos de radio con duración de menos de 100 ms fueron observados primero por Dröge y Riemann (1961) y Elgaroy (1961). En la primera década de observaciones las frecuencias de observación estaban en el intervalo de 200 a 350 MHz. Este intervalo fue extendido por más de un orden de magnitud en ambas direcciones en los siguientes años. Barrow y Sauners (1972) encontraron spikes a 18 - 26 MHz asociados con estallidos de tipo III. En microondas, fueron observados spikes hasta 1420 MHz por Dröge (1967, 1977), a 2650 y 2840 MHz por Slottje (1978) y Zhao y Yin (1982). Recientemente han sido detectados hasta 5200 MHz por Stähli y Magun (1986). Estos autores no encontraron spikes a frecuencias más altas. Es claro ahora que los spikes son más abundantes en el intervalo decimétrico i. e. de 300 a 3000 MHz.

Se pueden distinguir dos clases de spikes (Benz 1986); spikes en tormentas de ruido a frecuencias métricas, que son idénticos a los estallidos de tipo I excepto por su corta duración, y los spikes "reales" que se extienden a frecuencias mucho más altas y están asociados con ráfagas.

**PERFIL EN EL TIEMPO.** La duración de los spikes es de varios órdenes de magnitud menor que cualquier otra radioemisión. Muchos autores han reportado valores contradictorios para la duración de un solo spike, lo que se puede explicar por las limitaciones instrumentales.

Considerando únicamente medidas con suficiente resolución, la duración típica de un sólo spike es de 50 - 100 ms a 250 MHz (Benz 1982). Barrow (1984) midiendo con una resolución de 0.3 ms notó una estructura menor que 5 ms. La duración típica decrece en 460 MHz a 10 - 50 ms y en 1420 MHz a 3 - 7 ms (Dröge, 1967). En 3000 MHz se ha visto que está por debajo de los 10 ms (Stähli and Magun, 1986).

Tarnstom and Philip (1972) notaron que la duración de los spikes es comparable con el tiempo de colisión electrón-ion,

$$\tau = \frac{0.18T^{3/2}}{n_i \ln \Lambda}$$

suponiendo que la temperatura T es la misma para los iones y los electrones. Con  $\ln \Lambda = 11.2$  y para la emisión fundamental de plasma se tiene:

$$\tau = 4 \left( \frac{1}{\nu_{\text{GHz}}} \right)^2 \left( \frac{T}{2 \times 10^6} \right)^{3/2} \text{ ms}$$

donde  $\nu_{\text{GHz}}$  es la frecuencia observada en GHz.

**ESPECTRO.** Los primeros espectros revelaron que los spikes tienen un ancho de banda muy estrecho. Las observaciones reportadas varían entre 0.5 y 15 MHz. El ancho a mitad de potencia a 600 MHz de frecuencia central es típicamente 10 MHz o 1.5 %.

Se han reportado distintas velocidades de corrimiento. Generalmente las velocidades de corrimiento son negativas (i. e. desde frecuencias altas a frecuencias bajas) y mucho más altas que en los estallidos de tipo III (Benz, 1982). Sin embargo, pueden ocurrir spikes de corrimiento lento (1% de todos los casos según Tarnstom and Philip (1972). Barrow (1984) reporta velocidades de corrimiento de -50 MHz  $\text{s}^{-1}$  a 263 MHz  $\text{s}^{-1}$ .

Los spikes han escapado a la detección de los espectrógrafos de grabación en película por mucho tiempo. Por esta razón el ancho de banda total de la actividad de los spikes y el número total por evento permanece sin aclararse. Observaciones hechas por Dröge (1967) en una sola frecuencia sugieren un ancho de banda total de cientos de MHz en eventos típicos. Usando un espectrómetro digital en Zürich, Benz

(1985) ha estimado el número total de spikes por evento entre 8200 y 13200 en cuatro eventos.

**POLARIZACION.** De Groot (1962), Chernov (1974, 1977), Slottje (1978) reportaron polarización circular muy alta para los spikes. Medidas más recientes (Slottje, 1980; Benz, 1982; Stähli y Magun, 1986; Nonino, 1986) concuerdan en que la polarización es más alta que, por ejemplo, los estallidos tipo III pero puede variar desde 0 hasta 100%. El promedio de la polarización sobre muchos eventos está entre 25 y 30%.

**POSICION.** La variación centro-a-limbo de la razón de ocurrencia de los spikes ha sido investigada estadísticamente para las posiciones de ráfagas asociadas en H $\alpha$ . Benz et al. (1982) no notaron efectos longitudinales a 0.3 GHz, tampoco Stähli y Magun (1986) a 3.2 GHz. Se puede concluir que los efectos de propagación no juegan un papel importante en el proceso spike.

**TEORIA.** Observaciones recientes a frecuencias decimétricas y en microondas muestran que los spikes en milisegundos es un fenómeno asociado con la fase impulsiva de la liberación de energía primaria en ráfagas. Los spikes están muchas veces correlacionados con rayos X duros y radioemisión del tipo III, manifestaciones ambas de electrones con energías de 10-100 keV, por lo que se cree que los spikes son consecuencia de electrones energéticos.

**TAMAÑO DE LA FUENTE.** Estimaciones del tamaño de la fuente de spikes dan valores pequeños y por lo tanto, se obtienen valores muy altos de temperatura de brillo (i. e. la temperatura que tendría un cuerpo negro para radiar la emisión observada). Estimaciones teóricas dan un límite superior para el tamaño de la fuente de 200 Km (Benz, 1985) y posibles resultados observacionales dan un tamaño de 50 Km (Tapping et al., 1983). Una fuente circular de 200 Km de diámetro da una temperatura de brillo para los spikes de  $10^{15}$  K. Únicamente un proceso de emisión coherente puede dar dicha intensidad.

**PROCESOS DE EMISIÓN.** Las primeras ideas sobre el mecanismo de emisión incluían emisión de plasma y emisión electrón-ciclotrón y

estaban basadas en analogías con otras radio-emisiones impulsivas (Malville et al., 1967; Tarnstrom and Philip, 1972). Un modelo de ondas de plasma fue presentado primero por Zheleznyakov y Zaitsev (1957). Ellos proponían emisión de un armónico de ondas de Langmuir generada por chorros de electrones. Chernov (1978) desarrolló más el modelo y dedujo que los chorros de electrones pueden ser de tamaño pequeño (500 Km) y cercanamente monoenergéticos. Aunque la emisión de plasma es usada para modelar la emisión spike (Kuijpers et al., 1981; Karlicky, 1984) ésta predice emisión similar a la tipo III en contradicción con las observaciones. Los spikes tienen un ancho de banda mucho más pequeño, alta polarización y, la mayoría tienen temperatura de brillo mayor en, aproximadamente, cuatro órdenes de magnitud. Los spikes tienen probablemente un mecanismo de emisión diferente.

El proceso más favorable para la radiación spike es la emisión ciclotrón. Las ondas ciclotrón crecen exponencialmente en una distribución de velocidades electrónica de cono de pérdida. Dicha distribución puede ser el resultado del atrapamiento de partículas energéticas por espejos magnéticos. De particular interés es la inestabilidad ciclotrón-maser. La inestabilidad convierte directamente la energía de la partícula en radiación y puede producir temperaturas de brillo muy altas. Por esta razón fue propuesta como proceso de emisión de los spikes por Holman et al. (1980).

Melrose y Dulk (1982) han trabajado en los detalles de la energía y el crecimiento de la emisión maser. Los efectos del plasma ambiental han sido incluidos por Sharma et al. (1982). El desarrollo y escape de varios modos y armónicos para condiciones coronales han sido discutidos por Sharma y Vlahos (1984) y para la radiación kilométrica auroral por Melrose et al. (1984). Al parecer el mecanismo maser opera sólo con grandes campos magnéticos ( $\omega_p/\Omega_e \leq 0.9$ ) y emite principalmente en la frecuencia fundamental ( $s = 1$ ). Entonces esta inestabilidad no puede ser sólo una gran fuente de radio, también puede calentar considerablemente el medio y por lo tanto redistribuir la energía de la ráfaga (Melrose y Dulk, 1984) o acelerar partículas (Sprangle y Vlahos, 1983).

Mientras que se ha dedicado considerable esfuerzo por entender teóricamente la inestabilidad maser e interpretar la gran temperatura



de brillo, se ha hecho poco por explicar otras características de los spikes. En el modelo de Vlahos y Sharma el ancho de banda de la emisión está dado por la inhomogeneidad del campo magnético. La duración corta de los spikes ha sido interpretada por Li (1986) por una inyección de pequeños chorros a ángulos oblicuos y a una rápida relajación de la distribución anisotrópica de los electrones.

Se puede decir que el mecanismo de emisión permanece sin aclararse. No obstante que la emisión electrón-ciclotrón-maser es la más atractiva, otras posibilidades permanecen abiertas y tienen que ser investigadas.

## 5.2 INESTABILIDAD MASER ELECTRON CICLOTRON

### PROCESOS GIROMAGNETICOS

Giromagnético es el nombre genérico que se da a la interacción entre una onda y una partícula girando en un campo magnético. La condición de resonancia giromagnética se puede separar en la contribución de los armónicos  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Para una interacción giromagnética en el  $s$ -avo armónico, se satisface completamente o muy cercanamente la condición de Doppler;

$$\omega - s\Omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0.$$

donde  $\omega$  es la frecuencia,  $k_{\parallel}$  y  $v_{\parallel}$  son las componentes paralelas al campo magnético del vector de onda y de la velocidad respectivamente y  $\Omega = \Omega_e/\gamma$  es la girofrecuencia de los electrones entre el factor de Lorentz  $\gamma$ , y  $s$  es el número de armónico.

Las interacciones giromagnéticas pueden clasificarse de muchas formas incluyendo la clasificación con respecto al número de armónico. Estamos interesados en las interacciones giromagnéticas que involucran inestabilidad ciclotrón y producen radiación. Primero describimos las clases de interacción giromagnética de acuerdo al número de armónico  $s$ .

El caso particular  $s = 0$  es en esencia, una versión unidimensional de la condición Cerenkov para un plasma sin campo magnético. En este caso movimientos de chorros de plasma a lo largo de las líneas de

campo pueden crear inestabilidades pero sólo para ondas con índice de refracción mayor que la unidad, realmente se necesita que:

$$k_{\parallel}^2 c^2 / \omega^2 = |N^2 \cos^2 \theta| > 1.$$

donde  $N$  es el índice de refracción y  $\theta$  el ángulo entre  $\mathbf{k}$  y  $\mathbf{B}$ . La interacción a  $s = 0$  puede ser importante en el amortiguamiento de Landau de algunas ondas.

Para  $s \neq 0$ , normalmente dos de los términos de la condición de Doppler son mucho más grandes que el tercero. El caso en el que

$$\omega \approx k_{\parallel} v_{\parallel} \gg s\Omega$$

corresponde a plasma con muy poco campo magnético, con resonancia muy similar a la resonancia Cerenkov  $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ . El caso en el que

$$|k_{\parallel} v_{\parallel}| \approx |s\Omega| \gg \omega$$

puede satisfacerse para ondas con un índice de refracción grande. Este caso es importante en la interacción de iones y electrones relativistas con ondas de Alfvén y ondas magnetoacústicas. En este tipo de interacción se puede dar un cambio grande en el momento de la partícula con un cambio pequeño en su energía, por esto son llamados procesos de dispersión resonante.

La tercera posibilidad en la condición de Doppler es que:

$$\omega \approx s\Omega \gg |k_{\parallel} v_{\parallel}|$$

y corresponde a emisión cerca de la frecuencia de ciclotrón o de sus armónicos. Esto es de gran interés para ondas resonantes cerca de la frecuencia de ciclotrón y de sus armónicos. Como cualquier radiación que escape tiene que ser de modo O ó de modo X (Melrose 1985), la condición:

$$\omega \approx s\Omega \gg |k_{\parallel} v_{\parallel}|$$

es la apropiada para inestabilidades electrón-ciclotrón que produce radiación que escapa.

La emisión giromagnética se clasifica como: Ciclotrón, sincrotrón y girosincrotrón, para partículas no relativistas, ultra relativistas y medio relativistas respectivamente. La distinción formal entre los casos ciclotrón, sincrotrón y girosincrotrón está en la aproximación que se hace a las funciones Bessel. En la emisión sincrotrón los armónicos importantes son muy grandes. La variable  $s$  se toma continua, y se hace la aproximación a la función Bessel por la función integral de Airy. En el tratamiento analítico de la radiación girosincrotrón también se toma la variable  $s$  continua pero se hace la aproximación de Carlini.

En la aproximación ciclotrón las funciones Bessel son aproximadas por el primer término en la expansión en serie de potencias, i. e. sólo queda el término  $k = 0$  en:

$$J_s(k_{\perp} R) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(s+k)!} (k_{\perp} R/2)^{s+2k}$$

donde  $R = v_{\perp}/\Omega$  es el radio de giro de la partícula. La aproximación ciclotrón corresponde a una expansión multipolar. En la aproximación dipolar sólo se tiene emisión a  $s = 1$ . La emisión al  $s$ -avo armónico corresponde al multipolo eléctrico  $2^s$ , i. e.  $s = 2$  y  $3$  corresponden al cuadrupolo y octupolo eléctricos respectivamente. Esta expansión multipolar converge rápidamente, cada término es menor al anterior por un factor de orden:

$$(k_{\perp} R)^2 = N^2 (v_{\perp}/c) \sin^2 \theta < (v/c)^2.$$

para radiación que escapa. Por lo tanto nos concentramos principalmente en emisión ciclotrón con  $s = 1$ . Consideremos los tipos de inestabilidades electrón-ciclotrón que dan lugar a radiación que escapa.

Las inestabilidades ciclotrón se pueden clasificar como reactivas o como cinéticas. Ambas clases de inestabilidades ciclotrón pueden clasificarse también por el mecanismo de la inestabilidad.

Las inestabilidades reactivas se deben al agrupamiento (bunching). Existen dos clases de agrupamiento; el axial donde el agrupamiento es a lo largo del eje  $z$  (que es paralelo al campo magnético), y el azimutal donde el agrupamiento es en el ángulo azimutal  $\phi$  que está

asociado con el giro al rededor de las líneas de campo. El agrupamiento azimutal es un efecto relativista.

Las inestabilidades cinéticas pueden ser interpretadas en términos de emisión maser. En correspondencia con las inestabilidades reactivas de agrupamiento axial y azimutal, se encuentran las inestabilidades cinéticas de impulso (driven) paralelo y perpendicular. Esta última también es un efecto relativista.

A pesar de que en las primeras publicaciones ya se tenía evidencia de estas cuatro clasificaciones (Circa 1960). Estas han sido oscurecidas por el desarrollo del tema en tres contextos completamente independientes: a) la teoría del girotrón. b) la teoría de inestabilidades ciclotrón y ondas ciclotrón en plasmas y c) La teoría de emisión maser-ciclotrón en plasmas espaciales.

La teoría del girotrón fue iniciada por Gaponov (1959) siguiendo la identificación del agrupamiento azimutal como una alternativa al agrupamiento axial. El desarrollo subsecuente de la teoría se encuentra predominantemente en la literatura rusa. En un girotrón se obtiene que  $\Omega_e \gg \omega_p$  y las propiedades dispersivas de los electrones no son importantes, i. e. el índice de refracción difiere muy poco de la unidad.

La teoría de inestabilidades ciclotrón en plasmas, debidas a una distribución anisotrópica en el espacio de velocidades, fue iniciada a principios de la decada de los 60's (Harris 1959, 1961, Sagdeev y Shafranov 1961). El énfasis principal que se ha dado en este contexto, es el crecimiento de ondas con índice de refracción mayor que uno, debido a una anisotropía en la temperatura o a una anisotropía de cono de pérdida. Se hace una aproximación no relativista, específicamente la condición de Doppler se aproxima por:

$$\omega - s\Omega_0 - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0, \quad \text{con} \quad \Omega_0 = |q|B/m.$$

Twiss (1958) discutió por primera vez la emisión maser electrón ciclotrón. El estaba interesado en la posibilidad de absorción negativa en fuentes radio-astronómicas. Twiss supone que  $p_{\parallel} = 0$ , por lo tanto, la condición de Doppler se hace  $\omega = \Omega_e/\gamma$  para los electrones. Ondas con frecuencia  $\omega$  entran en resonancia con electrones que satisfacen  $\gamma = \Omega_e/\omega$ , i. e.,

$$v_1/c = (1 - \omega^2/\Omega_e^2)^{1/2}$$

y ocurre absorción negativa si  $\partial f/\partial p_1$  es positiva para el  $p_1$  que corresponde a la  $v_1$  en cuestión,  $f(p)$  es la distribución electrónica. En la práctica, el principal problema con el mecanismo de Twiss, es que la frecuencia  $\Omega_e/\gamma$  es inferior que la frecuencia de corte  $\omega_X$  para el modo X, y por lo tanto ninguna radiación resultante puede escapar directamente. Se prestó muy poca atención a este mecanismo hasta que Wu y Lee (1979) notaron que la condición de Doppler completa, implica que

$$\omega = \Omega_e/\gamma + k_{\parallel} v_{\parallel}$$

y esto da radiación a frecuencia  $\omega > \omega_X$  para  $\Omega_e > \omega_p$  y  $s = 1$ . Después de este trabajo, la emisión maser electrón ciclotrón es el mecanismo más aceptado para ciertas radio-emisiones muy brillantes de los planetas, el Sol y algunas estrellas.

#### APLICACIONES DE LA EMISION MASER ELECTRON CICLOTRON

Los tres tipos de fuentes más brillantes en radioastronomía (es decir, las fuentes con la más alta temperatura de brillo) son los pulsares, el Sol y Jupiter. El mecanismo de radio-emisión para los pulsares extremadamente brillantes no se conoce, pero el candidato más plausible es la emisión maser de electrones libres. La mayoría de la emisión de radio del Sol se debe a emisión de plasma, con una excepción en los estallidos spike. Jupiter fue identificado como una fuente de radio en 1955, y en 1962 se descubrió que la emisión estaba relacionada con el más interno de los satélites galileanos Io. Esta radio emisión Joviana es en longitudes de onda decamétricas (1MHz a ~ 40MHz) y es llamada DMA. En la Tierra se da una emisión similar llamada radiación auroral kilométrica AKR en un intervalo de frecuencia de ~ 100KHz a ~ 1MHz.

La AKR se correlaciona con una clase particular de electrones aurorales que se precipitan, llamada evento "V invertida". Es comunmente (pero no universalmente) aceptado que la AKR es debida a emisión maser electrón ciclotrón debida a los electrones en V invertida. La distribución del ángulo de paso de los electrones a sido

estudiada tanto a altitudes bajas como a altitudes grandes  $\geq 1 R_T$  donde se origina la AKR. La fuente de energía libre que impulsa la emisión maser electrón ciclotrón es una distribución de cono de pérdida. De esta forma algunos electrones que se propagan hacia abajo son reflejados. Aquellos que tienen un ángulo de paso suficientemente pequeño alcanzan las capas densas de la atmósfera y se pierden. Se ha mostrado que las distribuciones de ángulo de paso medidas permiten la generación de radiación en modo X, esto es, insertando la distribución medida en simulaciones numéricas para calcular el coeficiente de absorción, se encuentra el crecimiento mencionado.

La condición  $\omega_p/\Omega_e \ll 1$  es esencial para el desarrollo a  $s = 1$  en el modo X, y esta condición no se satisface normalmente en la magnetósfera terrestre. Sin embargo, sí se satisface en la región fuente de la AKR, debido a la aceleración de los electrones en V invertida. El flujo del viento solar al pasar por la Tierra crea una diferencia de potencial de varias decenas de kilovolts. Cuando el signo de esa diferencia es tal que impulsa los electrones de la magnetósfera hacia la Tierra a lo largo de las líneas aurorales de campo, la magnetósfera puede quedar despoblada. Esto puede dar como resultado un decaimiento en  $\omega_p$ . La caída de potencial se puede desarrollar entonces en capas dobles e impulsa las corrientes requeridas por aceleración de los electrones ambientales (energía térmica  $\approx 10\text{eV}$ ) a energías de varios keV.

La interpretación de la radiación DAM es análoga a la AKR. La diferencia de potencial se atribuye en este caso al movimiento relativo de lo (que tiene una ionosfera altamente conductora) a través de la magnetósfera Joviana.

Los estallidos spike solares y las emisiones brillantes de algunas estrellas con ráfagas son grandes candidatos para ser interpretados por el mecanismo ciclotrón maser. Pero existe una dificultad en esas aplicaciones: la radiación necesita escapar a través de la corona solar o estelar relativamente caliente ( $\approx 10^6\text{K}$ ), donde la absorción giromagnética a  $s = 2$  y  $s = 3$  es grande. No es claro como puede superarse ese problema. Una propuesta es que la radiación encuentra la capa de absorción del segundo armónico (donde  $\omega$  es igual al doble de la frecuencia electrón ciclotrón local) a un ángulo  $\theta \approx 0$ ; la emisión o absorción en el segundo armónico (siendo cuadrupolar) se hace cero

como  $\sin^2\theta$  haciendo una ventana de escape a ángulos pequeños. Sin embargo, la emisión maser se genera a ángulos grandes y es difícil ver como puede operar este mecanismo de escape en campos reales. La emisión maser ciclotrón de impulso paralelo puede generarse a pequeños ángulos. Sin embargo, para este mecanismo la emisión de los electrones que se precipitan tiene dirección hacia abajo; los rayos necesitan ser refractados un ángulo  $\approx 90^\circ$  para empezar a propagarse hacia afuera y un ángulo  $\approx 180^\circ$  para encontrar la capa de absorción del segundo armónico a  $\theta = 0$ .

### 5.3 IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL.

Las características observacionales del mecanismo ciclotrón-maser son:

- 1.- Variaciones temporales rápidas, con tiempos de subida en estallidos de milisegundos.
- 2.- Temperatura de brillo muy alta, superior a  $10^{15}$  K.
- 3.- Grados muy altos de polarización circular, 100%.
- 4.- Anchos de banda estrechos,  $\Delta\omega/\omega \approx 0.01$ .

Para poder observar radiación coherente proveniente de las ráfagas solares con el interferómetro de base pequeña se necesita hacer algunas modificaciones y es en estas modificaciones en las que se está trabajando en este momento, parte de dicho trabajo lo constituye esta tesis.

Incluido en la tarjeta de adquisición de datos se encuentra un dispositivo que nos permitirá cambiar la frecuencia de muestreo (el intervalo de tiempo entre la toma de una muestra de señal y la siguiente). Por medio de programa se podrá seleccionar entre dos (o más) frecuencias de tal manera que si no hay evento la frecuencia de muestreo sea de 0.5 Hz, como se hace actualmente, pero cuando se detecte un aumento en la intensidad de la señal del canal de intensidad, es decir cuando se detecta un evento, automáticamente se haga el cambio a una frecuencia de muestreo de 1000 Hz.

Con dicha frecuencia de muestreo podemos detectar variaciones en milisegundos que, como hemos visto, es básico para la detección de spikes.

Dentro del interferómetro existen varios circuitos que tienen relación con la frecuencia de la señal a la salida del amplificador tipo lock-in, estos son:

Los moduladores de fase y los circuitos integradores.

Como hemos visto las diferentes características de la señal se modulan a diferentes frecuencias. Así tenemos que la intensidad total se modula a una frecuencia  $f_i = 300$  Hz, con posibilidad actual de cambio a 600 Hz. La frecuencia de modulación de polarización es la mitad de la frecuencia de modulación de intensidad  $f_p = 150$  Hz, con posibilidad de cambio a 300 Hz. La modulación de fase para los canales interferométricos es de 78 Hz sin posibilidad de cambio actual.

Las características de la señal que deseamos observar en milisegundos son la intensidad total y la polarización. Podemos modificar las frecuencias de modulación de ambas fácilmente, hasta  $f_i = 600$  Hz y  $f_p = 300$  Hz sin modificar en absoluto el equipo. Se pueden obtener frecuencias mayores de modulación únicamente agregando o sustituyendo el generador de onda cuadrada para la frecuencia de modulación de intensidad.

Los circuitos integradores trabajan actualmente con una constante de tiempo  $\tau = 2$  seg con posibilidad de modificación a  $\tau = 0.5$  seg. Los circuitos integradores están hechos a base de capacitores y resistencias  $\tau = RC$ , la resistencia es fija  $R = 10$  M $\Omega$ . Por lo tanto haciendo  $C = 0.1$  nF obtenemos un tiempo de integración de 1 mseg.

#### 5.4 CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA DIGITAL DE ADQUISICIÓN DE DATOS

El almacenamiento de datos, así como el control de algunas etapas del procesamiento de la señal, son parte del trabajo de la computadora dentro del sistema del radiointerferómetro solar de  $\lambda \approx 4$  cm del IGFUNAM. Aunque, actualmente se tiene trabajando una computadora en la adquisición de datos, esta no cumple adecuadamente las tareas arriba mencionadas. El sistema resulta obsoleto para requerimientos actuales como, por ejemplo, la variación de tiempos de muestreo. La computadora que se tiene trabajando es una Apple II plus, que es incompatible con la mayoría del hardware y software existente actualmente.

Por los motivos antes expuestos, fue que se decidió diseñar y



construir una tarjeta de interfase entre el radiointerferómetro y una computadora del tipo PC. En la figura 5.2 se puede ver el diagrama a bloques de la tarjeta de interfase.

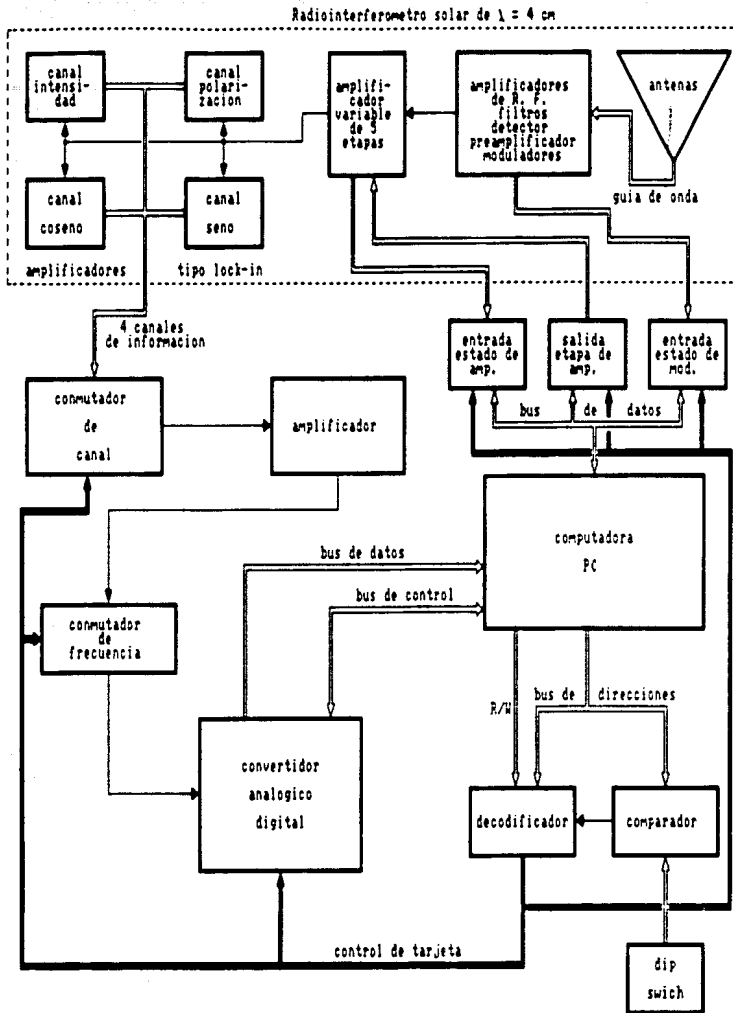
#### 5.4.1 INSTRUMENTACIÓN.

La tarjeta de interfase se puede dividir en cuatro partes según su funcionamiento. Estas son (figura 5.2):

- 1.- Sistema de control de tarjeta
- 2.- Convertidor analógico-digital
- 3.- Comunicación, entrada y salida de datos al interferómetro
- 4.- Sistema de tiempo

Los diagramas respectivos se pueden ver en las figuras 5.3, 5.4, 5.5.

**SISTEMA DE CONTROL DE TARJETA.** Para habilitar la tarjeta se tiene un circuito comparador U01 (74HC688) que compara las direcciones A4..A9 y la señal AEN (address enable), con un bloque de interruptores. Con este bloque se puede seleccionar la dirección base de la tarjeta (H300). La señal de encendido habilita a su vez a los demultiplexores de lectura U02 (74HC138) y de escritura U03 (74HC139) que entregan a su salida las señales E0..E7 y L0..L3, respectivamente. Las direcciones y asignaciones de estas señales se pueden ver en la tabla 1.



**DIAGRAMA A BLOQUES DE LA TARJETA DE INTERFAS  
ENTRE EL RADIO-INTERFEROMETRO Y UNA COMPUTADORA PC**

figura 5.2

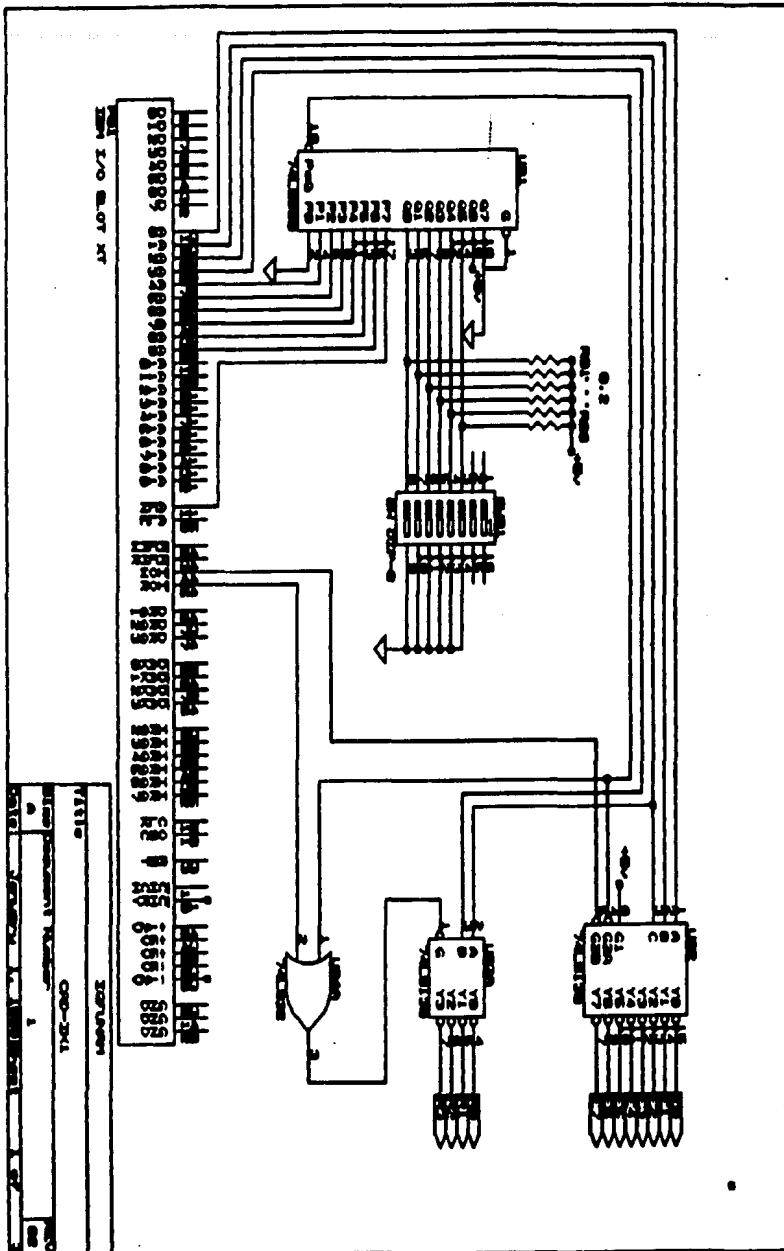


Figure 5.3



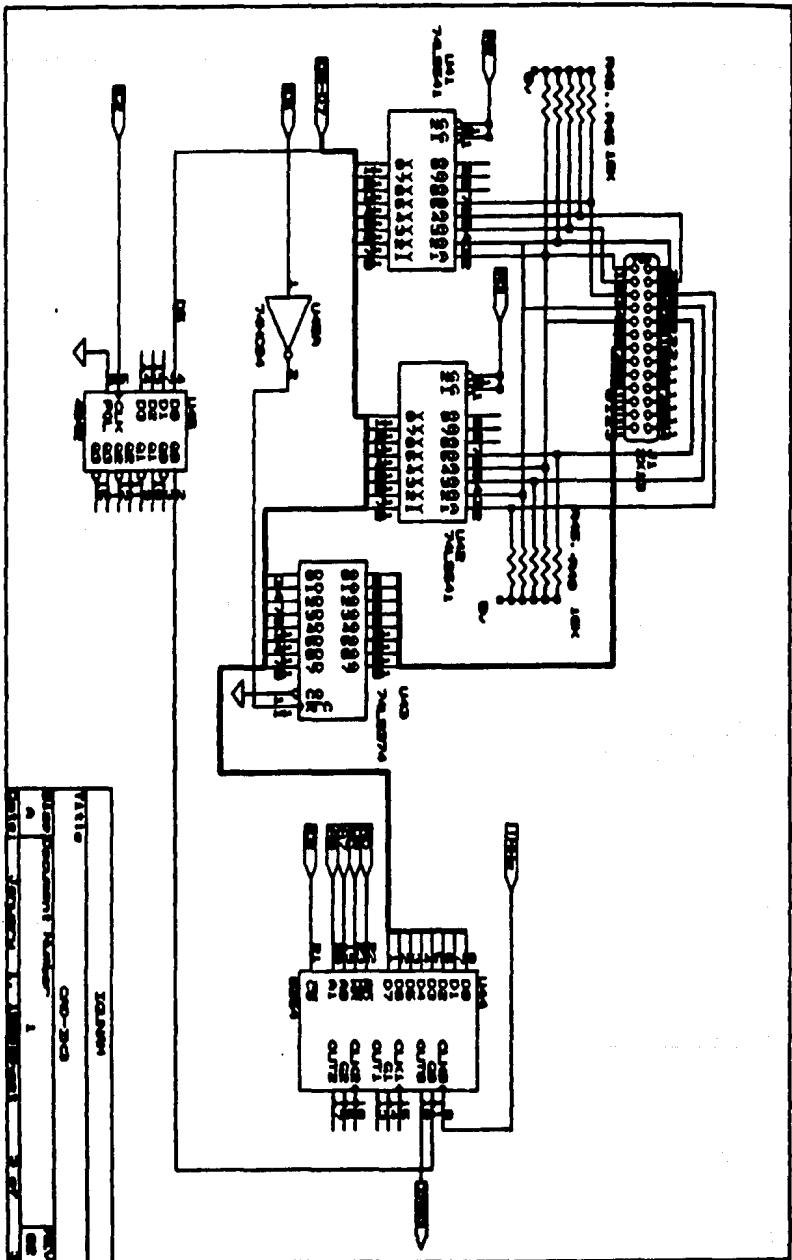


Figura 5.5

**ESCRITURA**

dirección	asignación	número
H300	base	E0
H301	cambio de canal	E1
H302	cambio de frecuencia	E2
H303	muestreo (S/H)	E3
H304	activación CAD	E4
H305	control de amplificación	E5

**LECTURA**

H300	lectura CAD	L0
H304	estado CAD	L1
H308	estado de amplificación	L2
H30C	estado de modulación	L3

tabla 1 direccionamiento de control

CONVERTIDOR ANALÓGICO-DIGITAL. A la tarjeta de interfase llegan cuatro señales provenientes del radiointerferómetro; intensidad, coseno, seno y polarización. Las señales son bipolares con un intervalo de variación de voltaje de  $\pm 1$  volt. Las señales se demultiplexan con el conmutador analógico U11 (TC4016) que es manejado por el circuito de amarre U12 (TC4042) a través de la línea de control E1 y las líneas de datos Do..D3. En la tabla 2 se muestra dicho control.

Dato	canal	interrupción
0	x	activada
7	intensidad	x
11	coseno	x
13	seno	x
14	polarización	x
16	x	desactivada

tabla 2 control de canal e interrupción

La señal demultiplexada pasa por un amplificador de ganancia fija U13 (LM308)  $g = 5$ . Este amplificador tiene ajuste de offset RV14 (50k) que se ajusta poniendo la señal de entrada del canal a cero volts. La señal así obtenida pasa por un circuito de muestreo y retención U14 (LF198) que es activado con la señal de control E3. De esta manera, la señal está lista para entrar al convertidor analógico-digital U31 (ADC1205).

El ADC1205 es un convertidor de aproximaciones sucesivas y tiene una resolución de 12 bits más el signo. La conversión se inicia mediante las líneas de control WR y E4 (CS). El estado de la conversión se puede leer mediante las líneas de control RD y L1 (status). Cuando la lectura anterior indica que la conversión se ha terminado y que los datos están listos en el buffer de salida, se usan las líneas de control RD y L0 para leer los datos de la conversión, estos se presentan en dos bytes. El byte alto es presentado primero (DB12..DB8) cuando se activa por primera vez RD y el byte bajo (DB7..DB0) se presenta en la siguiente activación de RD.

El ADC1205 necesita una señal de reloj para su funcionamiento. Dicha señal se obtiene de un reloj de cuarzo U33 de 4 MHz dividiéndola entre 4 por medio de los flip-flops U34 (74HC7474). La figura 5.6 muestra una señal senoidal digitizada con la tarjeta.

**COMUNICACIÓN.** La comunicación entre la computadora y el interferómetro consta de tres puertos; dos de entrada de datos y uno de salida. Los datos que recibe la computadora son: Los del estado de modulación de la señal, por medio de un buffer U42 (74HC541) que es controlado por la línea L3. También puede leer los datos de la etapa de amplificación de la señal por medio de U41 (74HC541) controlado por L2. El control de la etapa de amplificación se realiza por medio de un latch octal U43 (74HC374) con la línea de control E5.

**SISTEMA DE TIEMPO.** Como hemos visto, la tarjeta tiene un reloj de cuarzo de 4 MHz. Este reloj también es usado para obtener las señales de requerimiento de interrupción para el  $\mu P$  (IRQ). La señal del reloj de cuarzo entra a un circuito contador de tiempo programable (8254).

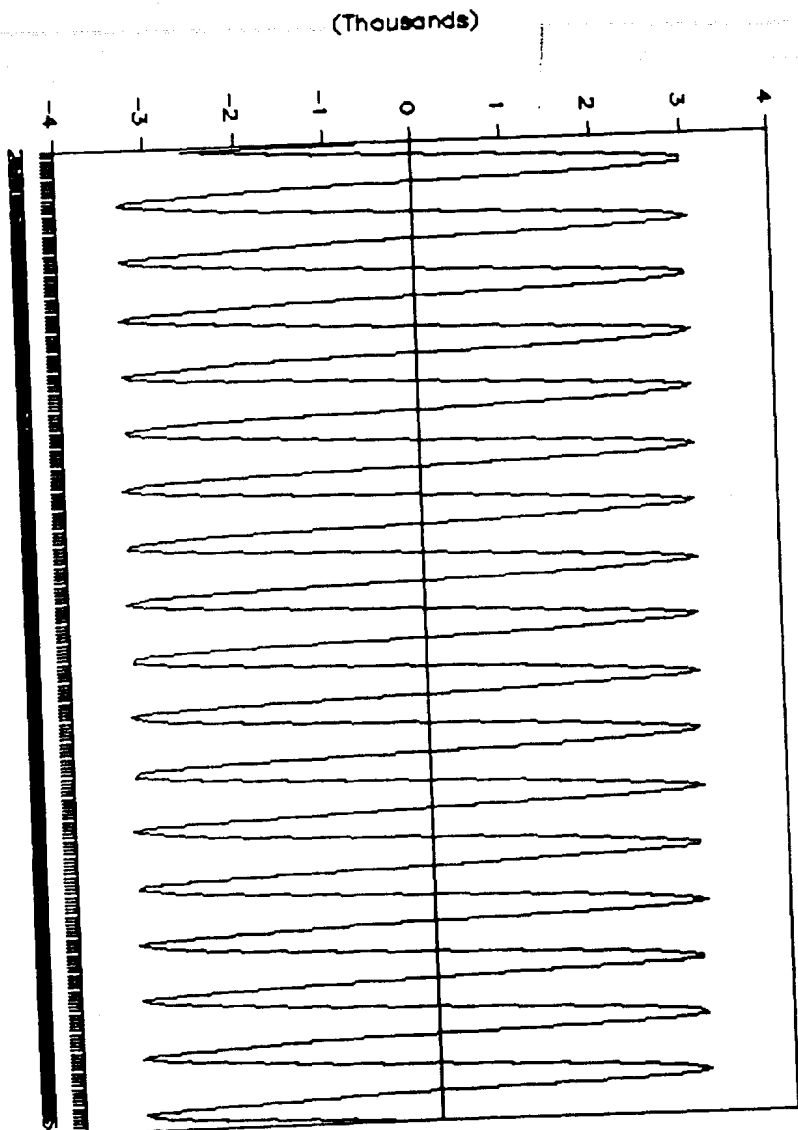


Figure 5.6



Este circuito funciona en el modo 2, generador de intervalo. Por medio del programa se puede modificar el intervalo de tiempo entre los pulsos de interrupción y generar así el intervalo de muestreo. El contador es manejado a través de un Latch U51 (TC4042) por la línea de control E2 (tabla 2).

#### 4.4.2. PROGRAMACIÓN

Aunque la programación se encuentra en una etapa poco avanzada en este momento la tarjeta se encuentra funcionando pero no con todo su potencial. En el programa que presentamos solamente falta incluir las interrupciones al cpu y controlar la etapa de amplificación. El diagrama de flujo del programa se puede ver en la figura 5.7.

El programa está escrito en pascal y principalmente hace la conversión analógico-digital, guarda los datos en un archivo del disco y los grafica en la pantalla. El programa chequea el estado de los puertos de entrada y los guarda en el mismo arreglo que la conversión. Las figuras 5.8, 5.9, 5.10 y 5.11 muestran una ráfaga ocurrida el 28 de agosto de 1990, que fue captada por el radiointerferómetro y digitizada por la tarjeta de interfase.

El programa definitivo será un programa inteligente que decidirá:

- 1.- La etapa de amplificación de la señal, dependiendo del nivel de esta.
- 2.- La frecuencia de muestreo, dependiendo de si se registra evento (aumento de la señal en el canal de intensidad) o si la señal es la del Sol en calma.

Además se pretende tener las gráficas en papel a través de la computadora en tiempo real.

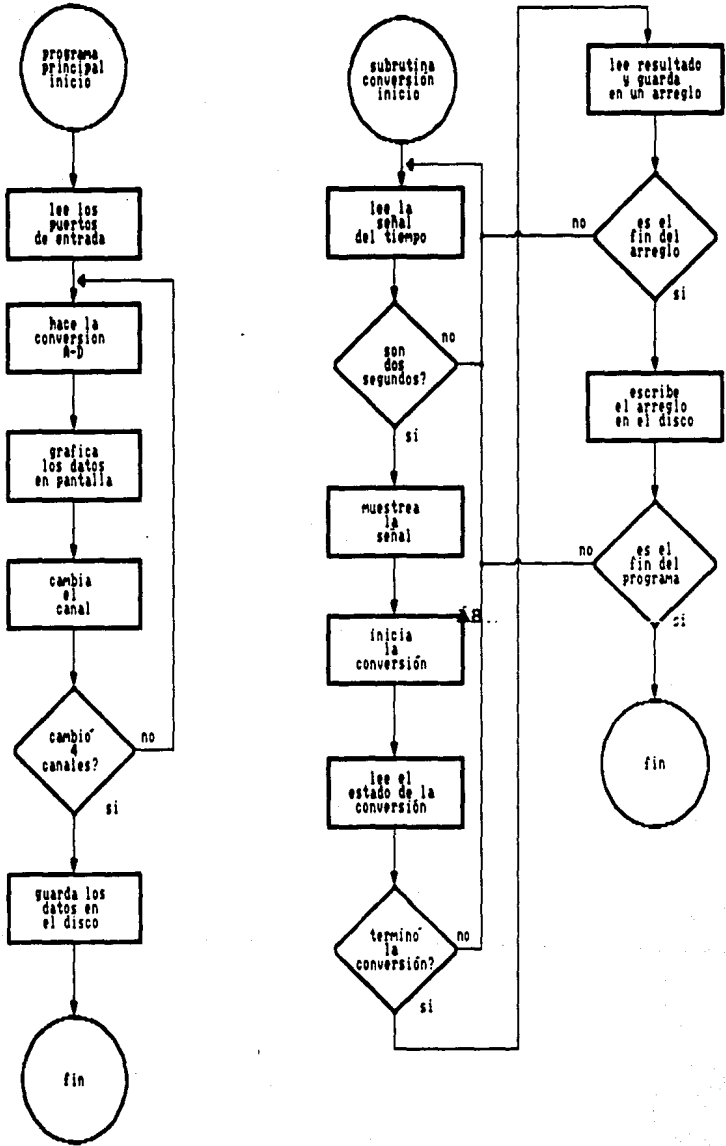


figura 5.7

# RAFAGA SOLAR

8-28-90

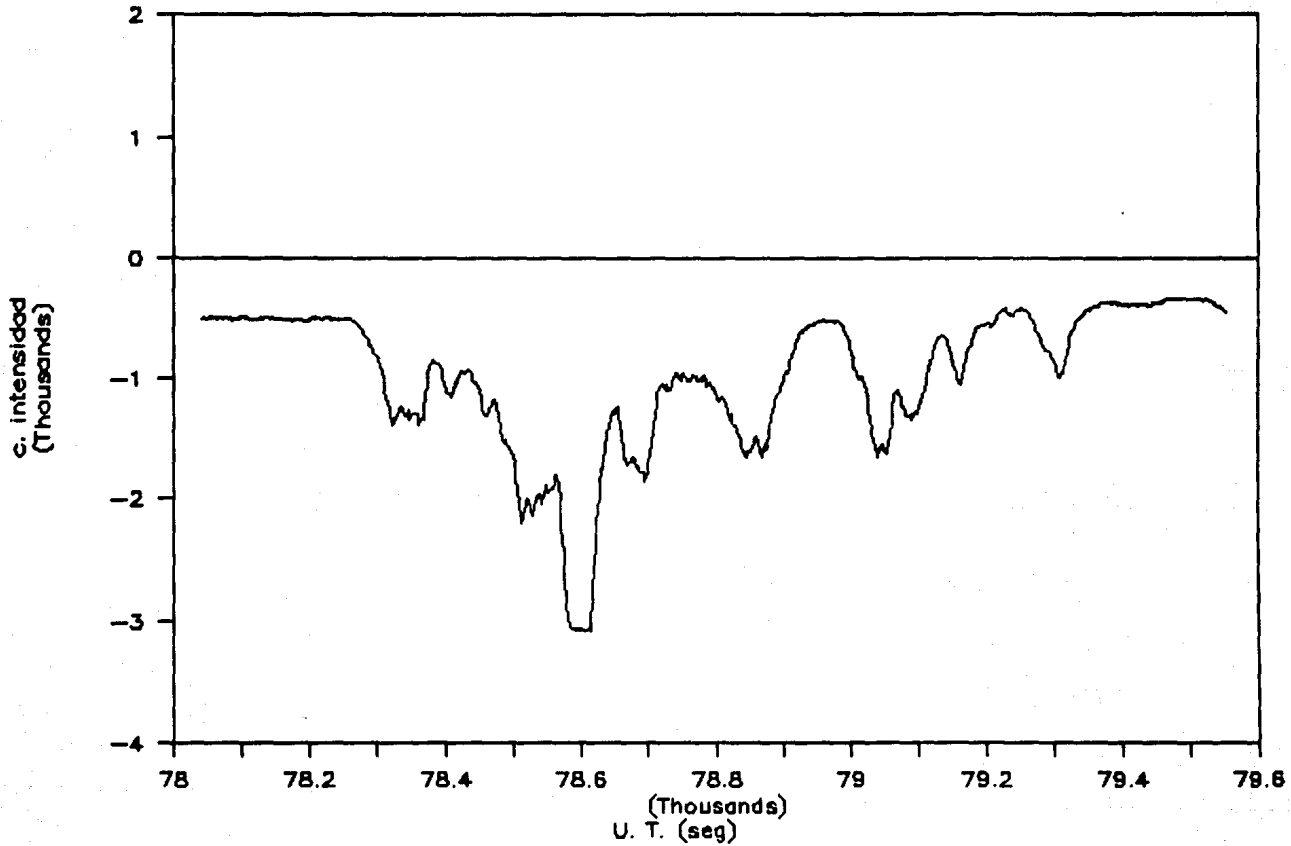


Figura 5.8

# RAFAGA SOLAR

8-28-90

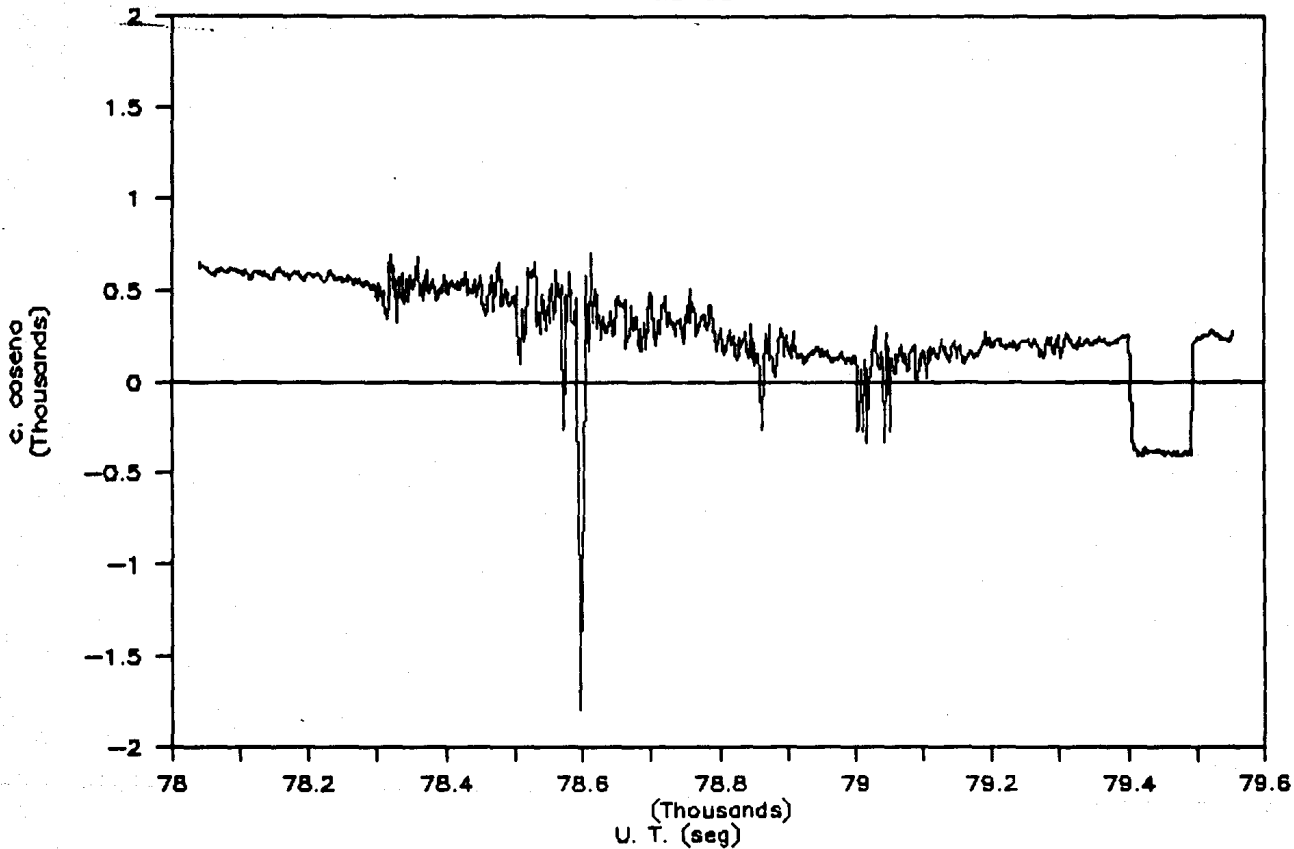


Figura 5.9

# RAFAGA SOLAR

8-28-90

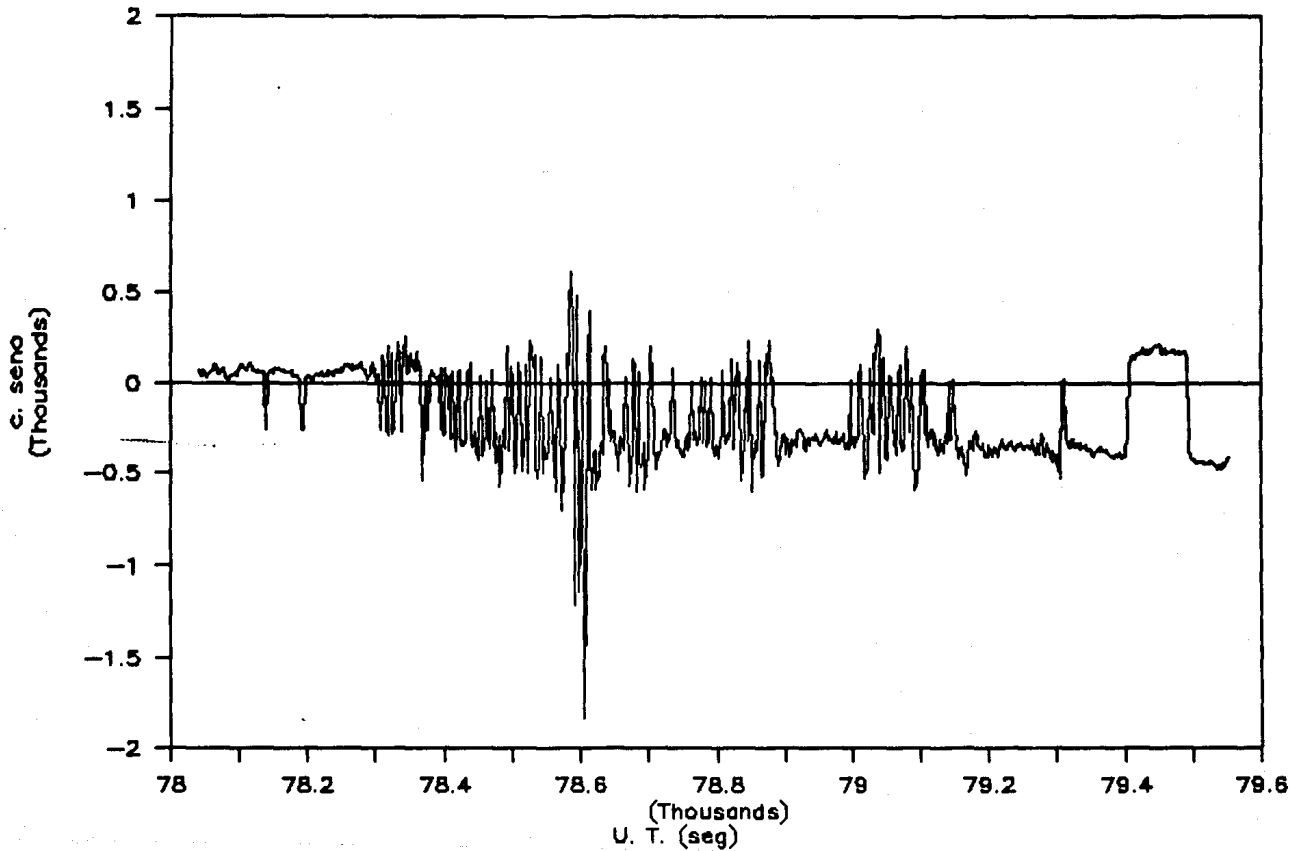


Figura 5.10

# RAFAGA SOLAR

8-28-90

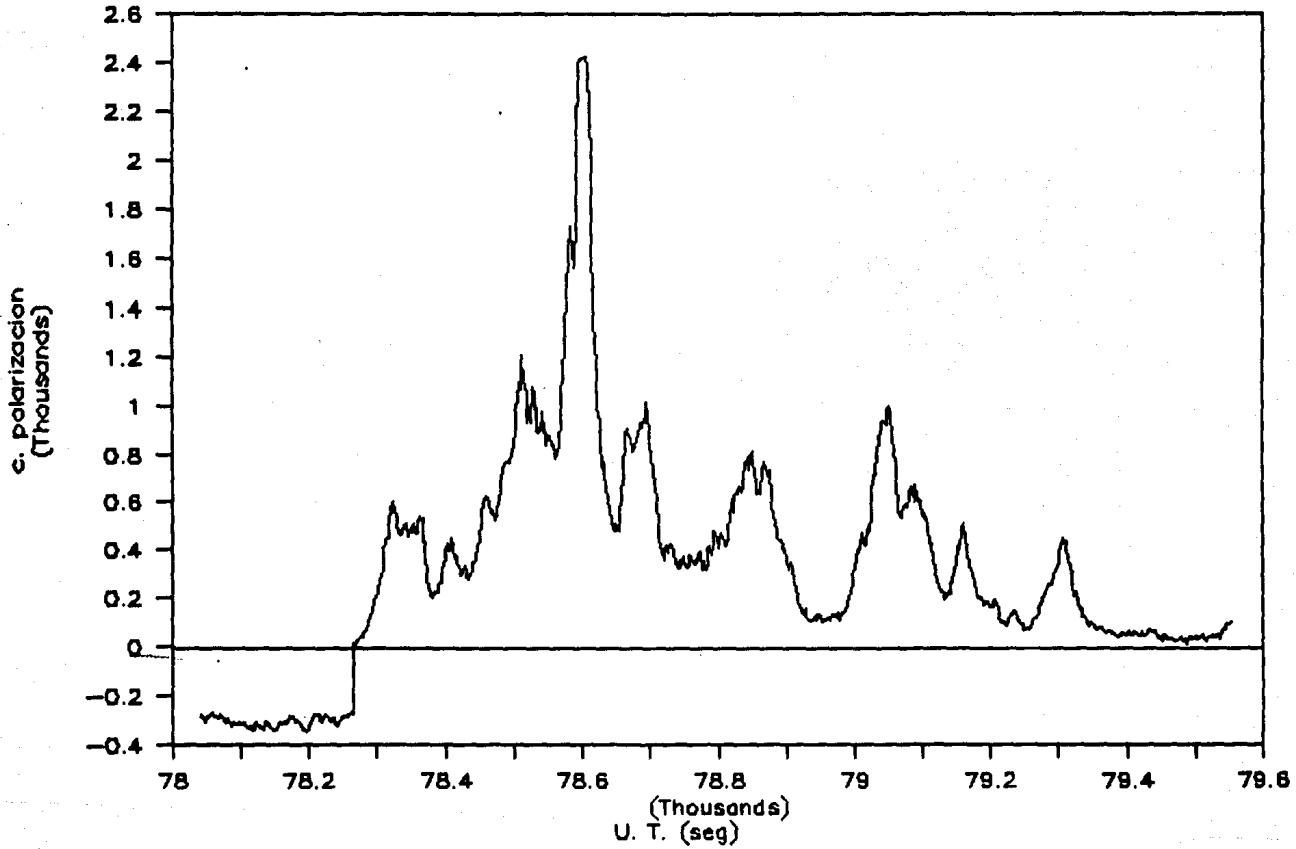


Figura 5.11

## CONCLUSION

El estudio de la actividad solar, con especial énfasis en las ráfagas, se viene llevando a cabo desde hace ya bastante tiempo. Sin embargo, hasta la fecha, no existe un mecanismo que pueda explicar todos y cada uno de los fenómenos asociados con una ráfaga solar. Aunque posiblemente la razón de esto es que pueden haber varios tipos de eventos ráfaga, por lo que quizá haya que invocar varios tipos de mecanismos de liberación de energía, existen todavía huecos en la observación detallada de estos fenómenos. Por ejemplo, mientras que en luz visible las ráfagas son observadas de manera regular desde hace por lo menos 50 años, se tienen datos de su observación en rayos X, UV y gamma desde hace aproximadamente quince años, pero esto sólo de manera intermitente ya que como su detección requiere que el instrumento esté fuera de la atmósfera de la Tierra, estas emisiones se captan sólo durante misiones espaciales (incluyendo globos a nivel estratosférico en los rayos  $\gamma$ ).

En la banda de radio, la emisión proveniente de ráfagas no se extiende tampoco muchos años en el pasado y los spikes tienen sólo unos cuantos de haber sido detectados (ver capítulo 4) y se observan sólo esporádicamente.

Es en este sentido que nosotros nos hemos avocado a examinar la posibilidad de utilizar un instrumento relativamente sencillo como el que se ha descrito en esta tesis para examinar este aspecto poco estudiado de la radioexploración de ráfagas Solares. Y, en efecto, hemos encontrado que existen buenas posibilidades de convertir el instrumento en una herramienta útil para examinar el Sol durante eventos en los que la aceleración de partículas y las inestabilidades de plasma asociadas juegan un papel tan importante.

En efecto, la emisión coherente se asocia a inestabilidades electrón-ciclotrón-maser, y opera con grandes campos magnéticos, por lo tanto al detectarla podemos obtener información indirecta de los

cambios de corto tiempo en los campos magnéticos en la atmósfera solar. Se cree también que este tipo de inestabilidad, también puede calentar considerablemente el medio y, por lo tanto, redistribuir la energía de la ráfaga o acelerar partículas.

Por otra parte, se requiere conocer el funcionamiento y la estructura del radiointerferómetro para poder darle un mantenimiento adecuado, así como para mejorarlo en ciertos aspectos. El capítulo III (Descripción del Equipo) es una base para la creación de un manual completo de estructura y funcionamiento del instrumento.



## REFERENCIAS

- Barrow, C. H., and Saunders H., *Astrophys. Letters* **12**, 211, 1972.
- Barrow, C. H., Flagg R. S. and Perrenoud M. R., *Solar Phys.* **90**, 111, 1984.
- Benz, A. O., E. Fürst, W. Hirth, and M. R. Perroud, *Nature* **291**, 239, 1981.
- Benz, A. O., P. Zlobec, and M. Jaeggi, *Astr. Ap.* **109**, 305, 1982.
- Benz, A. O., Bernold T. E. X. y Dennis B. R., *Ap. J.* **271**, 355, 1983.
- Benz, A. O., *Solar Phys.* **96**, 357, 1985.
- Benz, A. O., *Solar Phys.* **104**, 99, 1986.
- Bravo S., *Encuentro con una Estrella, SEP,FCE,CONACYT*, 1987.
- Crannell, C. J. G. A. Dulk, T. Kosugi, A. Magun, *Solar Physics* **118** (1988) 155-183.
- Chernov, G. P., *Soviet Astron.* **17**, 788, 1974.
- Chernov, G. P., *Soviet Astron.* **21**, 612, 1977.
- Dröge, F., *Z. Astrophys.* **66**, 176, 1967.
- Dröge, F., *Astron. Astrphys.* **57**, 285, 1977.
- Dulk, G. A., R. M. Winglee, *Solar Physics* **113** (1987) 187-193.
- Elgoroy, O, *Astrophys. Norv.* **7**, 235, 1961.
- Fürst, E., A. O. Benz, and W. Hirt, *Astr. Ap.* **107**, 178, 1982.
- Hey J. S., *The Evolution of Radio Astronomy*, N. W. A. P. 1973.
- Hey J. S., *The Radio Universe*, Pergamon Press, 1983.
- Holman, G. D., Eichler D. y Kundu M. R. *Radio physics of the Sun Proc IAU Syn Nx 86*, eds Kundu M. R. y Gergeley T. E., 1980.
- Karlicky, M., *Solar Phys.* **92**, 329, 1984.
- Kraus J. D., *Radio Astronomy*, McGraw-Hill, 1966.
- Kuijpers, J., Van der Post, P., and Slottje C., *Astron Astrophys.* **102**, 331, 1981.
- Kundu M. R., *Solar Radio Astronomy*, John Wiley & sons, 1965.
- Kundu, M. R., *Radio Physics of the Sun*, 3-4. IAU 1980.
- Kundu, M., and Woodgate, eds., *Energetic Phenomena on the Sun*, NASA

- Conf. Publ. 2439 1986.
- Li, H. W., *Solar Phys.* **104**, 131, 1986.
- Malville, J. M., Aller, H. D., Jansen C. J., *Astrophys. J.* **147**, 711, 1967.
- Melrose, D. B. y Dulk G. A., *Astrophys. J.* **259**, 844, 1982.
- Melrose, D. B., and G. A. Dulk, *Ap. J.* **282**, 308, 1984.
- Melrose, D. B., *Solar Rado Physics*, D. J. McLean and N. R. Labrum (ed), Cambridge University Press 1985.
- Nonino, M., Abrami A., Comari M., Messerotti M., and Zlobec P., *Solar Phys.* **104**, 111, 1986.
- R. A. Treumann, C. La Hoz, *Activity in Cool Star Envelopes*, 269-281, Kluwer Academic Publishers, 1988.
- Rohlf's K., *Tools of Radio Astronomy, Astronomy and astrophysics Library*, 1986.
- Sharma, R. R., L. Vlahos, and K. Papadopoulos, *Astr. Ap.* **112**, 377, 1982.
- Sharma, R. R., and L. Vlahos, *Ap. J.* **280**, 405, 1984.
- Slotje, C., *Nature* **275**, 520, 1978.
- Slotje, C., en M. R. Kundu and T. E. Gergely (eds.), *Radio Physics of the Sun*, IAU Symp **86**, 195, 1980.
- Smith A. G., Carr Tomas D., *Radioexploración del Sistema Planetario*, Reverté, 1968.
- Smith A. G., *Radiexploración del Sol*, Reverté 1967.
- Sprangle, P., and L. Vlahos, *Ap. J.* **273**, L95, 1983.
- Stähli, M., and A. Magun, *Solar Phys.* **104**, 117, 1986.
- Tapping, K. F., J. Kuijpers, J. S. Kaastra, J van Nieuwkoop, D. Graham, and C. Slottje., *Astr. Ap.* **122**, 177, 1983.
- Tarnstrom, G. L., and Philip K. W., *Astron. Astrophys.* **17**, 267, 1972.
- R. M. Winglee, G. A. Dulk, *The Astrophysical Journal*, **307**: 808-819, 1986 August 15.
- Zhao, R. Y. and Yin S. Z. *Scientia Sinica* **25**, 422, 1982.
- Zirker J. B. (editor)., *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, Colorado Associated University Press (1977).

APENDICE  
PROGRAMA

Este es el programa de funcionamiento de la tarjeta de interfase.

```
program tarjeta;
  ($U+)                (baseaddress $700)

  type
    lec = array[0..5] of integer; {arreglo de 6 datos}
    lin = array [0..299] of lec;  {arreglo de 10 minutos}
  var
    frec, n, d, res1, res2, res3, res4, res5, p, y, z : integer;
    dfile : file of lin;
    lec1, lec2 : byte;
    c : 1..4; canal : 7..14;
    li : lin;
    altura, s, ret, seg, res, blo, bfinal, sec, hora, min, x : integer;
    fecha : string[14];

  procedure inicio;
  begin
    writeln('fecha');
    readln(fecha); fecha := 'B:' + fecha;
    writeln('hora hh mm');
    readln(hora, min);
    writeln('numero de blocks');
    read(bfinal);
    assign(dfile, fecha);
    rewrite(dfile);
    window(1, 2, 18, 3);
    sec := 0; x := 1;
  end;

  procedure interrup;
  begin
    { port[$1F06] := $34;
      port[$706] := $2F; port[$706] := $F4; 2 seg
      port[$706] := 2F; port[$706] := $0; 1.5 miliseg}
    seg := 0;
    repeat
      {lee el tiempo}
      repeat until (port[$702] and 32) = 0;
      seg := seg + 1; sec := sec + 1;
    until seg = 2; {cuenta dos segundos}
  end;

  procedure tiempo;
  begin
```

```

    clreol;
    writeln(hora,':',min,':',sec,' ',li{n,4},' ',li{n,5});
    if sec >= 58 then
        begin
            min := min +1;
            sec := -2;
            x := x +1;
        end;
    if min >= 59 then
        begin
            hora := hora + 1;
            min := 0;
        end;
    end;

procedure puertos;
begin
    if n = 0 then          {escribe la hora en la primer}
        begin            {línea del arreglo}
            li{n,4} := hora;
            li{n,5} := min;
        end
    else
        begin
            li{n,4} := port[$702] and 31;
            li{n,5} := port[$703] and 31;
        end;
    end;

end;

procedure cambio;
begin
    case c of             {selecciona un canal}
        1: canal := 14;
        2: canal := 13;
        3: canal := 11;
        4: canal := 7;
    end;
end;

procedure conversion;
begin
    s:=1;  c:=1; d:=0; altura := 180; n:= 0; graphcolormode;
    repeat
        interrup;
        repeat
            cambio;
            port[$701] := canal;          {selecciona canal}
            port[$703] := 0;              {muestrea}
            port[$704] := 0;              {inicia conversion}
        repeat
            {lee estado de conv}
        until (port[$704] and 1) = 1;
        lec1:=port[$700]; lec2:=port[$700];
        res := (lec1*255) + lec2;
        li{n,d} := res;
        plot(n,altura,14);
    end;
end;

```

```

plot(n, res div 100 + altura, 1);
d := d + 1; c := c + 1;
altura := altura - 45;
until c = 5; puertos;
tiempo;
n := n+1; d:=0; c:=1; altura := 180;
until n = 300; { min := min + 1;}
write(dfile,li);
end;

```

procedure leer;

```

begin
read(dfile,li);
p :=0; graphcolormode;
writeln(li{0,4},':',li{0,5});
repeat
plot(n, (li{n,0}) div 100 + 185, 10); {plot(n,100,15);}
plot(n, (li{n,1}) div 100 + 140, 9);
plot(n, (li{n,2}) div 100 + 95, 10);
plot(n, (li{n,3}) div 100 + 45, 7); plot(n,li{n,4},15);
n := n+1;
until n = 300;
end;

```

procedure bloques;

```

begin
blo := 0;
repeat
conversion;
blo := blo + 1;
until blo = bfinal;
close(dfile);
end;

```

procedure leebloque;

```

begin
blo := 0;
reset(dfile);
repeat
leer; n:=0;
blo := blo + 1;
until blo = bfinal;
close(dfile);
end;

```

begin

```

writeln('inicio');
inicio;
bloques;
leebloque;
writeln('fin');
end.

```